МОЛЕКУЛЯР ФИЗИКА

А.К.КИКОИН, И.К.КИКОИН

УМУМИЙ ФИЗИКА КУРСИ

А. К. КИКОИН, И. К. КИКОИН

МОЛЕКУЛЯР ФИЗИКА

Русча иккинчи, қайта ишланган нашридан таржима

СССР Олий ва махсус ўрта таълим министрлиги олий ўқув юртларининг физика мутахассислиги бўйича ўқувчи студентлари учун ўқув қўлланма сифатида рухсат этган

«ЎҚИТУВЧИ» НАШРИЁТИ
ТОШКЕНТ — 1978

530.3
К 4

Кикоин А. К. ва Кикоин И. К. Молекуляр физика. Олий ўқув юртларининг студентлари учун қўлланма. Русча 2-қайта ишланган нашридан тажрима. Т., «Ўқитувчи», 1978 (С) 509 б., расм. (Умумий физика курси)

I Автордош.

Кикоин А. К. и Кикоин И. К. Молекулярная физика.

530.3

© Главная редакция физико-математической литературы издательства «Наука», 1976 г. с изменениями

© «Ўқитувчи» нашриёти, русчадан таржима, 1978.

К $\frac{20408 № 47}{353(06)78}$ 85 — 78

СЎЗ БОШИ

Ушбу китобнинг русча биринчи нашри чоп этилгандан бери ўн йилдан ортиқ вақт ўтди. Айни бир вақтда умумий физика курсининг молекуляр физика бўлимига доир бир неча яхши китоблар пайдо бўлди, аммо шунга қарамай, китобимиз ўз ўқувчиларини топа олди. Китобнинг барча китоб магазинларидан, ҳатто эски ва камёб китоб магазинларидан дарҳол тарқаб кетганлиги бунинг далилидир.

Ўтган вақт ичида олий мактабда молекуляр физика курси қандай бўлиши кераклиги ҳақида авторларнинг фикрларида муҳим ўзгаришлар рўй бермаган бўлса-да, бу нашрида китоб қисман қайта ишланди: баъзи параграфлар қайтадан ёзилди, баъзиларининг жойлари ўзгартирилди, янги параграфлар киритилди. Бу ўзгаришлар қисман китобни «ишлатиш» тажрибасидан ва қисман физиканинг ўзида вақт ўтиши билан юз берадиган ўзгаришлар туфайли келиб чиқди.

Бироқ китобнинг умумий характери ўзгаришсиз қолди. Авторлар китобнинг қайта ишланиши унинг яхшиланишига олиб келди деган умиддалар.

Умумий физика курси доирасида баён қилинадиган молекуляр физика термодинамика курси ҳам, статистик физика курси ҳам бўлмаслиги керак. Бироқ ҳар иккала курс элементларисиз молекуляр физикани баён қилиш мумкин эмас. Китобга бу фундаментал назарияларнинг элементларигина киритилди.

Биринчи курс студентлари учун мўлжалланган мазкур китобда, бизнинг фикримизга кўра, квант назарияси элементлари-

нинг бўлиши унчалик шарт эмас. Шунинг учун биз классик тасаввурларнинг чекланганлигини кўрсатувчи бирмунча мисолларни келтириш билан чегараландик.

Янги нашрида, худди аввалгидек, физикада фойдаланиладиган экспериментал методларга катта эътибор берилган. Биз бутун умумий физика курси ўзининг экспериментал курс бўлиши билан ажралиб туриши керак деб ҳисоблаймиз.

Иккинчи нашрида, биринчи нашридан фарқли равишда, деярли фақат СИ бирликлар системасидан фойдаланилди. «Деярли» деганимизнинг боиси шундаки, бу яқин келажакда физика СГС бирликлар системасидан бутунлай воз кеча олмаганидек, тор, электрон-вольт ва системага кирмайдиган бошқа баъзи бирликлардан ҳам воз кеча олмайди. Шу сабабли китобда СИ системасига кирмайдиган бирликлар билан ҳам ҳар ҳолда таништирилади. Улардан батамом воз кечиш фурсати ҳали келганича йўқ.

Авторлар

1975 йил, ноябрь.

КИРИШ

Механика курсида жисмларнинг ҳаракатини бошқарувчи қонунларни ўрганаётганимизда биз бу жисмларнинг қандай тузилганлиги, уларнинг қандай хоссаларга эга эканлиги билан қизиқмадик.

Жисмларнинг массалари бор ва улар аниқ ўлчамларга эга эканлигини билишимизнинг ўзи уларнинг ҳаракатини ўрганиш учун тўла равишда етарли бўлди, чунки кучларнинг жисмларга таъсир натижаси фақат шу хоссаларгагина боғлиқ. Бироқ равшанки, жисмларнинг ўлчамлари ва массаси уларнинг барча хоссаларини тушунтириб бера олмайди. Атрофимиздаги жисмлар бир-биридан фақат ўлчамлари ва массалари жиҳатидангина эмас, балки қатор бошқа хоссалари билан ҳам фарқ қилади. Агар бу бошқа хоссаларнинг ҳаммаси механикавий ҳаракатни ўрганишда аҳамиятсиз бўлса, табиатнинг бошқа ҳодисалари улар билан чамбарчас боғлиқдир. Жисмларнинг хоссалари эса уларнинг қандай тузилганлигига, қандай қисмлардан ташкил топганига, бу қисмлар орасида қандай кучлар таъсир қилишига ва бошқаларга боғлиқ. Шунинг учун модданинг тузилиши ҳақидаги масала физиканинг асосий масаласи эканлиги тушунарлидир.

Физика курсининг бу, иккинчи, қисмида биз модда тузилишини ўрганиш борасида биринчи қадам қўямиз, бу бизга келгуси қисмда табиатшуносликнинг ҳозирги замон фанида марказий ўрин олган ушбу энг муҳим масаласини батафсил ўрганишга имкон беради.

Модда ҳақида молекуляр-кинетик тасаввурлар

Кундалик турмушимизда учрайдиган жисмлар (айниқса қаттиқ ва суюқ жисмлар) бизга яхлит, яъни уларни ташкил қилган модда билан бутунлай тўлдирилгандек туюлади. Атрофимиздаги ташқи муҳит бевосита таъсир қилувчи бизнинг сезги органларимиз шундай тузилганки, модданинг бир бутунлиги,

узлуксизлиги бизга унинг асосий ва шубҳасиз хоссасидек туюлади. Ҳолбуки, жуда илгаридан маълум бўлган қатор ҳодисалар шундан дарак берадики, жисмларни бир бутун, узлуксиз деб қабул қилувчи бизнинг сезги органларимиз шубҳасиз жисмларнинг асл хоссаларига нисбатан янглиш тасаввур беради.

Масалан, ташқи таъсир остида ёки иситиш ва совитиш натижасида жисмлар ўз ҳажмларини ўзгартириши — кенгайиши ёки торайиши мумкин эканлиги ҳаммага маълум. Бу барча жисмларга тааллуқли бўлиб, турли жисмлар учун турличадир. Агар жисмларни бир бутун (яхлит) деб олинса, жисмни ташкил қилган модда унинг бутун ҳажмини тўлдириб олган деб ҳисобланса, жисмлар ҳажмининг бундай ўзгаришини тушуниш қийин бўлади. Агар аслида жисмлар бизга туюлгандек эмас, яъни бир бутун эмас, балки улар жуда кўп, фақат оддий кўз билангина эмас, ҳатто энг яхши микроскоп билан ҳам кўриб бўлмайдиган даражада майда зарралардан ташкил топган деб фараз қилинса, жисмлар ҳажмининг ўзгаришини ҳеч бўлмаганда сифат жиҳатидан осон тушунтириш мумкин. Бу зарралар бир-бирига нисбатан зич эмас, балки маълум масофада жойлашган. Агар бу фараз қабул қилинса, жисмларнинг ҳажмлари ўзгаришини зарралар орасидаги масофанинг ўзгариши билан изоҳлаш мумкин. Модданинг бундай майда зарралари *молекулалар* деб аталади (молекула массани англатувчи латинча сўзнинг кичрайтириш маъносида ишлатилгани).

Модданинг узлукли, молекуляр тузилиши ҳақидаги тасаввур энг қадим замондаёқ пайдо бўлган эди. Бироқ бундай тасаввур узоқ вақт давомида улуғ мутафаккирларнинг тахмини, қандайдир гипотеза тарзидаги тасаввур бўлиб келди. Бизнинг даврмизда у минглаб экспериментлар ёрдамида текширилган мукаммал назарияга айланди. Молекулаларнинг реал мавжудлиги ҳақидаги кўпдан-кўп бевосита ва билвосита далиллар модда тузилиши тўғрисидаги молекуляр тасаввурларни аниқ тасаввурлар деб ҳисоблашга имкон беради. Бу тасаввурларнинг аниқлиги эса Коперник системасининг аниқлик даражаси билан бемалол рақобатлаша олади.

Кўплаб фактлар модда молекулалари орасида зарралар орасидаги масофага боғлиқ бўлган итаришиш ва тортишиш кучлари мавжуддир деган фикрга олиб келади. Масалан, қаттиқ жисм ҳажмининг озгина ўзгаришидаёқ, унда анчагина катта кучлар пайдо бўлишидан ҳам ана шундай хулосага келиш мумкин. Жисмнинг чўзилишига унинг молекулалари орасидаги тортишиш кучлари, сиқилишига эса итаришиш кучлари тўсқинлик қилиши равшан. Модданинг уч агрегат ҳолати — қаттиқ, суюқ ва газ ҳолатининг мавжудлиги молекулалараро кучларнинг борлигини кўрсатади. Қаттиқ ва суюқ ҳолатларда молекулалар бир-бирига шунчалик тортиладики, жисмлар ўзларининг ҳаж-

мини, қаттиқ жисмлар ҳолида эса ўз шаклини ҳам сақлайди. Газсимон ҳолатда эса ўзаро таъсир кучлари анча кичик бўлади, шунинг учун ҳажм ҳар қанча катта бўлса ҳам солинган газ бутун ҳажмни эгаллайди.

Газнинг бу хоссаси (бошқа кўплаб хоссалари қатори) модда зарраларининг яна бир муҳим хусусиятини кўрсатади. Газнинг ўзи солинган идишнинг бутун ҳажми бўйлаб тарқалиш хусусияти газ молекулаларининг доимо ҳаракатда бўлишини билдиради. Газнинг қатор хоссалари молекулаларнинг бундай ҳаракатининг мутлақо тартибсиз, хаотик бўлишини кўрсатади. Бу деган сўз, зарраларнинг ҳаракатланиши учун бошқалардан бирор афзаллиги билан фарқ қилувчи қандайдир йўналиш йўқ демакдир (молекуляр ҳаракат хаотиклигининг янада аниқроқ таърифи кейинроқ берилади). Молекулаларнинг бундай хаотик ҳаракати *иссиқлик ҳаракати* деб аталади. Модда молекулаларининг иссиқлик ҳаракатида бўлиш хоссаси, албатта, моддaнинг фақат газсимон ҳолатигагина тааллуқли эмас. Абадий узлуксиз ҳаракат ҳолати, суюқликлар ва қаттиқ жисмлар молекулаларига ҳам тегишли, бироқ суюқлик ва қаттиқ жисмларда молекуляр ҳаракатнинг характери газлардагига қараганда бошқачароқ бўлади.

Шундай қилиб, модда жуда майда зарралардан — молекулалардан тузилган бўлиб, бу молекулалар бир-бири билан ўзаро таъсирда бўлади ва узлуксиз, тартибсиз ҳаракатда (иссиқлик ҳаракатида) бўлади.

Моддaнинг баъзи ҳолатларида (масалан, плазмада, баъзи кристалларда) молекулалардан манфий зарядланган зарралар — электронлар ажралиб чиқади. Бунда молекулалар мусбат зарядланган зарралар — ионларга айланади. Бундай ҳолда иссиқлик ҳаракатида ионлар ҳам, электронлар ҳам иштирок этади.

Барча моддаларни ташкил қилган зарраларнинг ўзи қандай?

Молекула — моддaнинг барча химиявий хоссаларини ўзида мужассамлаштирган энг кичик заррасидир. Масалан, сув молекуласининг ярми тўғрисида гапириш маъносиздир, бунинг сабаби молекуланинг бўлинмаслигида эмас, балки шундаки, сув молекуласини майдаланса, бунда ҳосил бўлган зарралар энди сув зарралари бўлмайди.

Молекулаларнинг ўзи янада оддийроқ зарралар — *атомлардан* тузилган бўлади. Карбонат ангидрид газининг молекуласи, масалан, уч атомдан: бир атом карбон ва икки атом кислороддан таркиб топган. Турли хил молекулалар сони жуда кўп (миллионлаб) бўлса-да, турли хилдаги атомлар эса унча кўп эмас. Ҳозирги вақтда атомларнинг 105 хили[1] маълум, табиатда

[1] 106- элемент ҳам топилган *(ред.)*

уларнинг 88 хили учрайди, қолган 17 хили эса кейинги йилларда сунъий йўллар билан ҳосил қилинган. Булар *химиявий элементларнинг* атомларидир. Химиявий элементларнинг атомлари бир-бирлари билан турлича комбинацияда бирикиб, атрофимизни ўраб олган оламдаги турли моддаларнинг молекулаларини ҳосил қилади.

Баъзи ҳолларда молекулалар кам сонли бир хилдаги атомлардан тузилган бўлади. Масалан, одатдаги шароитда баъзи газларнинг молекулалари — кислороднинг (O_2), водороднинг (H_2), азотнинг (N_2) ва ҳоказо молекулалари шундай тузилган, бу молекулалар тегишли химиявий элементнинг икки атомидан ташкил топган.

Биз «одатдаги шароитда» деб қайд қилиб ўтдик, чунки молекулаларни уларни ташкил қилган атомларга парчалаш мумкин. Молекулаларни бундай парчалаш процесси *диссоциация* деб аталади. Молекулаларни юқори температурада ёки баъзи бошқа ташқи факторлар таъсирида диссоциациялаш мумкин.

Молекулалар ва атомларнинг ўлчамлари ниҳоятда кичикдир. Агар бу зарраларни кичик шарчалар тарзида тасаввур қилсак, уларнинг радиуси тақрибан 10^{-8} см га тенг бўлади. Биз буни кейинроқ ҳисоблаб чиқарамиз. Айни вақтда зарралар сони ҳаддан ташқари кўп. Масалан, бир грамм сувда $3{,}3 \cdot 10^{22}$ та молекула бор. Молекулалар сони ва ўлчамларини экспериментал аниқлаш усуллари курснинг тегишли жойида баён қилинади.

Ушбу китобда баён қилинадиган молекуляр физиканинг асоси бўлмиш модда тузилиши молекуляр-кинетик назариясининг асосий тасаввурлари умумий тарзда ана шундай тушунтирилади. Молекуляр физика предмети модданинг жуда кўп сонли ҳаракатланувчи молекулалар тўпламидан иборат эканлигидан келиб чиқадиган хоссаларини ўрганишдир.

Атомлар қандай тузилган

Бу китобда асосан шундай физикавий ҳодисалар ва процесслар ўрганиладики, уларни баён қилиш ва тушунтириш учун модданинг зарралари ҳақида фақат улар кичик ва кўп сонли эканини билиш кифоя. Бу ҳодисаларни сифат жиҳатдан ҳам, миқдор жиҳатдан ҳам тушунтириш учун атомларни (молекулалар ҳам улардан тузилган) кичик қаттиқ эластик шарчалар, масалан, биллиард шарларидан фақат ўлчамлари билан фарқ қилувчи шарчалар деб олиш етарли. Аслида, бу ҳақиқатга тўғри келмайди, албатта бироқ худди механикавий ҳаракатларни ўрганишда жисмлар бир бутун бўлмасдан алоҳида зарралардан тузилган эканлиги ҳеч қандай роль ўйнамагани каби, биз кўрадиган ҳодисалар учун ҳам бу аҳамиятсиздир.

Бироқ баъзи ҳолларда биз атомлар ҳақидаги бундай содда тасаввурлар билан қаноатланиб қола олмаймиз ва атом моддaнинг бўлиниш чегараси эмаслигини, қадимги атомистлар ўйлаганларидек («атом» сўзининг ўзи ҳам бўлинмас деган маънони билдиради), атом ҳеч нимадан тузилмаган деган нотўғри фикрларни назарга олишимиз керак бўлади. Шунинг учун биз бу ерда атомларнинг тузилиши ҳақидаги ҳозирги замон тасаввурларини қисқача баён қиламиз, бироқ бу тасаввурларга олиб келувчи экспериментал ва назарий маълумотларни келтириб ўтирмаймиз. Улар тўғрисида китобхон курснинг бошқа қисмларида билиб олади.

Атомларда электр зарядланган зарралар борлигини кўрсатувчи кўплаб фактлар мавжуд. Аввало, бу электр ва магнит ҳодисаларнинг мавжудлигидан келиб чиқади. Маълумки, электр ҳодисалар жисмларнинг алоҳида хоссаси — электр зарядлар билан, магнит ҳодисалар эса ҳаракатланувчи зарядлар (электр токлари) билан боғлиқ. Электр ва магнит хоссалар жисмларда ҳамма вақт бўлиши, барча жисмлар эса атомлардан ташкил топганлиги сабабли атомларда ҳаракатланувчи электр зарядлар бўлиши шубҳасиз.

Ҳозирги вақтда атомларда ҳаракатланувчи зарядланган зарраларнинг борлигигина эмас, атомнинг «архитектураси» ҳам аниқ ифодалаб берилган. Бироқ, атомлар тузилишининг ҳозирги замон манзарасини келтиришдан аввал атом ичида бўладиган процессларни бошқарувчи қонунлар ҳақида озгина гапириб ўтиш зарур. Бундай процессларни ўрганишда уларни одатдаги (классик механика деб аталувчи) механика ёрдамида тўла тавсифлаш мумкин эмаслиги равшан бўлиб қолди. Бунинг устига улар учун ҳаракат ҳақидаги одатдаги тасаввурларни мутлақо қўллаб бўлмас экан. Бунинг ажабланарли жойи йўқ, чунки классик механика биз кўра оладиган ва сеза оладиган катта масштабдаги жисмларнинг ҳаракатига доир кузатишлар асосида яратилган. Атомларнинг ташкил қилган зарраларнинг ўлчамлари атомларнинг ўзидан ҳам кичик. Уларнинг ўлчамлари 10^{-13} см тартибида, яъни оптикавий микроскопда кўринадиган заррадан юз миллионлаб марта кичик. Бу зарраларнинг массаси эса 10^{-22} дан 10^{-27} г гача бўлади. Таққослаш учун шуни кўрсатиш мумкинки, ҳозирги замон энг яхши тарозиларида массаси бундан 10^{16}—10^{21} марта катта бўлган зарраларнигина тортиш мумкин.

Тажриба маълумотлари атом зарраларининг ўз ҳаракати характери ва бошқа хоссаларига кўра механикада ўрганиладиган одатдаги жисмлардан сифат жиҳатидан фарқ қилишини кўрсатади.

Атомни ташкил қилган зарраларнинг алоҳида хоссалари — квант хоссалари бўлади ва улар *квант механикаси* қонунларига

бўйсунади. Бу қонунлар шундайки, улар ёрдамида атом системаси ва унинг ҳаракатларининг аниқ ва айни вақтда аёний тавсифини бериб бўлмайди, яъни бундай тавсиф билан атом системасининг аёнийлик деб аталувчи тушунча билан боғлиқ бўлган геометрик ва механикавий образларини бериш мумкин эмас. Шунинг учун биз бу ерда аёнроқ бўлсин учун қатъий аниқликни назарга олмасдан, атом тузилишининг қўполроқ, аввалданоқ нотўғри, бироқ механикавий манзарага ўхшаш манзарасини беришга мажбурмиз.

Бундай «механикалаштирилган» моделга мувофиқ атом модели планеталар системасининг жажжи моделига ўхшатилади. Унинг марказида «қуёш» — мусбат зарядланган *атом ядроси* жойлашган бўлиб, унинг атрофида «планеталар» — манфий зарядланган зарралар — *электронлар* айланади. Электрон зарядига тенг (абсолют катталиги жиҳатидан) бўлган электр заряди электр зарядининг ўзига хос «атоми» бўлади: табиатда электрон зарядидан кичик бўлган электр зарядлари мавжуд эмас, барча (уларнинг сони эса ҳозирги вақтда бир неча ўнлаб) элементар зарралар ҳам, хоссалари ва табиати қандай бўлмасин, ёки мутлақо зарядга эга бўлмайди, ёки электрон зарядига тенг ($1{,}6 \cdot 10^{-19}$ кулон), ёки унга каррали бўлган зарядга эга бўлади. Ҳар қандай электр заряди — манфийми ёки мусбатми — шаксиз электрон зарядига каррали бўлади, шунинг учун электрон заряди электр зарядининг ўзига хос бирлиги бўлиб хизмат қилиши мумкин.

Ядро ва электронлар орасида таъсир қилувчи электр тортишиш кучлари электронларни ядро атрофида ушлаб туради ва «ҳақиқий» планеталар системасида бутун олам тортишиш кучлари қандай роль ўйнаса, бу кучлар атомда шундай роль ўйнайди.

Турли химиявий элементларнинг атомларида электронлар сони турлича бўлади. Улар бир-биридан ана шу билан фарқ қилади. Бироқ уларни фарқ қилувчи нарса фақат шу эмас. Нормал шароитларда атомлар электр жиҳатдан нейтралдир, шунинг учун бирор элементнинг атомида қанча электрон бўлмасин, бу электронларнинг умумий заряди сон жиҳатидан атом ядросининг мусбат зарядига тенг бўлиши керак. Демак, турли элементларнинг атомлари фақат ядрони ўраб турган электронларининг сони билангина эмас, балки ядро зарядининг катталиги билан ҳам бир-биридан фарқ қилар экан. Бунда, фарқ электронлар сонига кўра қилинадиган фарқдан аҳамиятлироқ бўлишини биз кўрамиз.

Д. И. Менделеевнинг даврий системасида элементлар атом ядроларининг заряди ортиб бориш тартибида жойлаштирилган. Бу жадвалда элементнинг тартиб номери Z атом ядросининг мусбат заряди электроннинг зарядидан неча марта катта экан-

лигини кўрсатувчи сондир. Ядро заряди абсолют катталиги жиҳатидан Ze_0 га тенг, бу ерда e_0— электроннинг заряди. Демак, Менделеев жадвалида элементнинг тартиб номери атом электр жиҳатидан нейтрал бўлганда бевосита атомдаги электронлар сонини беради.

Атомнинг электр жиҳатидан нейтрал бўлиш шартининг аҳамияти катта, чунки атомда ядро зарядини компенсация қилиш учун керак бўлганидан кўра кўп ёки кам электронлар бўлиши мумкин. Гап шундаки, атомдан бир ёки бир неча электронни унча катта куч ишлатмасдан ажратиб олиш мумкин, чунки ташқи, ядродан энг узоқда турган электронлар ядро билан нисбатан заиф боғланган бўлади. Электронларни бундай ажратиб олишда ядрода ҳеч қандай ўзгариш бўлмайди, бироқ унинг заряди қолган электронларнинг заряди билан компенсацияланмайди ва атом нейтрал бўлмай қолади, у мусбат зарядланган *ионга* айланади. Иккинчи томондан, нейтрал атомга «ортиқча» электрон қўшилиши ҳам мумкин, бу ҳолда ҳам ядро заряди ўзгармай қолгани учун атом манфий зарядланган ион бўлиб қолади.

Атомларни турли усуллар билан, масалан, жисмларни ишқалаш, қиздириш, ёритиш билан, катта тезликли зарралар зарбаси билан, химиявий реакция натижасида ва ҳоказо усуллар билан ионлантириш мумкин. Атомдан унинг барча электронларини ажратиб олиш ҳам мумкин, аммо кўп электронли атомларда бундай батамом ионлаштириш учун фақат ташқи электронларни ажратиб олишдагидан кўра анча кучли таъсир керак бўлади.

Атомларни ташкил қилган зарралар — электронлар ва ядролар тахминан бир хил ўлчамга —10^{-13} см га яқин бўлади, ҳолбуки айни вақтда атом бутунича 10^{-8} см га яқин ўлчамга эга. Демак, Қуёш системасини ташкил қилган планеталар ва Қуёшнинг ўлчами планеталар орбиталарининг радиусларига нисбатан кичик бўлгани каби атомни ташкил қилган зарралар унинг ўзидан анча кичик бўлади.

Атом зарраларининг массасига келганда эса ядролар ва электронлар бир-биридан катта фарқ қилади. Атомнинг деярли ҳамма массаси унинг ядросида тўпланган ва электронлар учун атом массасининг минглардан бир улуши тўғри келади. Масалан, темир атоми ядросининг массаси тахминан $9 \cdot 10^{-23}$ г га тенг, темир атомидаги 26 та электроннинг ҳаммасининг массаси $2{,}3 \cdot 10^{-26}$ г га тенг, шунинг учун темир атоми ядросининг массаси атомдаги электронлар массасидан 4000 марта катта.

Атом ядросининг ўлчамлари ниҳоятда кичик бўлишига қарамасдан, у мураккаб тузилишга эга. У икки тур зарралардан: заряди сон жиҳатидан электроннинг зарядига тенг бўлган мусбат зарядли *протонлардан* ва зарядсиз *нейтронлардан* тузилган; ядро зарраларининг бу икки тури кўпинча битта ном билан

нуклонлар деб аталади. Бу зарраларнинг массалари тахминан бир хил ва $1,7 \cdot 10^{-24}$ г га тенг. Равшанки, ядродаги протонлар сони атомнинг электрон қобиғидаги электронлар сонига тенг (атом нейтрал бўлганда) бўлади.

Ядродаги протонлар сони, бинобарин, элементнинг Менделеев жадвалидаги тартиб номерига тенг ва атомнинг химиявий жиҳатдан индивидуаллигини электронлар сони эмас, ядродаги протонлар сони белгилайди (электронлар сонини осон ўзгартириш мумкинлигини биз кўрдик). Масалан, агар темир атомидан унинг 26 та электронидан биттаси ажратиб олинса, ион, яъни темир иони ҳосил бўлади. Бироқ темир атоми ядросидан битта протон ажратиб олинса (шундай қилиш ҳам мумкин, бироқ бу батамом бошқа воситалар билан амалга оширилади), у ҳолда атомнинг хоссалари тубдан ўзгариб кетади — темир атоми марганец атомига айланади.

Биз юқорида ҳозирги вақтда 105 хил атом маълум деганимизда, протонлари сони турлича бўлган 105 хил атом, яъни 105 хил химиявий элемент мавжудлигини назарда тутган эдик.

Нейтронларга келганда уларнинг сони айни бир атомлар ядроларида турлича бўлиши мумкин. Масалан, темир атоми ядросида 26 та протондан ташқари 30 та нейтрон бор (бу темирнинг энг кўп тарқалган ядроси, бундай ядролар сони одатдаги темирда 91,7% бўлади). Бироқ темирнинг шундай ядролари ҳам борки, уларда протонлар сони 26 бўлгани ҳолда нейтронлар сони 28, 31 ва 32 га тенг. Буларнинг ҳаммаси — темир ядролари ва худди шундай турли хил ядроли атомларнинг химиявий хоссалари мутлақо бирдай бўлади. Фақат уларнинг массалари бирдай эмас. Ядролари улардаги нейтронлар сони билангина фарқ қиладиган атомлар *изотоплар* деб аталади. Агар атом-изотопларни турли атомлар деб ҳисобланадиган бўлса, у ҳолда уларнинг сони анчагина кўп ва ҳозирги вақтда 1200 га етади. Шу нарсани айтиб ўтиш керакки, гарчи изотопларнинг атомлари ўзларининг химиявий хоссалари жиҳатидан бир-биридан фарқ қилмаса ҳам, улар ядроларининг баъзи хоссалари бир-биридан тамоман фарқ қилиши мумкин.

Ядро зарралари (протонлар ва нейтронлар) ядрода бир-бирлари билан махсус тортишиш кучлари — ядро кучлари билан боғланган бўлиб, ядро кучлари электр кучлари ҳам, гравитация кучлари ҳам эмас. Қатталиги жиҳатидан улар электронлар ва ядрони боғлаб турган электр кучларидан миллионлаб марта каттадир. Худди шу ядро кучлари атом энергияси манбаи ҳисобланди. Бу кучларнинг муҳим хусусияти шундаки, улар фақат нуклонлар орасидаги масофа жуда кичик — ядро ўлчамлари тартибида бўлгандагина таъсир қилади. Масофа ортган сари бу кучлар кескин камаяди. Шунинг учун ядро кучларини кўпинча яқиндан таъсир қилувчи кучлар деб аталади.

Квант системаларининг баъзи хусусиятлари

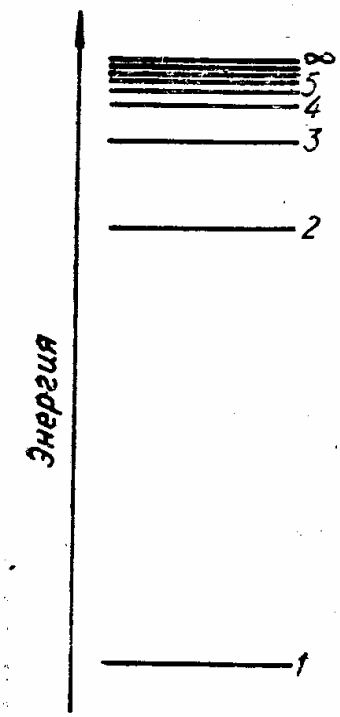
Эслатиб ўтилганидек, атом зарралари алоҳида қонунлар — квант механикаси қонунларига бўйсунади.

Бу қонунларнинг классик физика қонунларидан фарқ қилувчи асосий хусусияти шундаки, зарранинг атомдаги ҳаракатини характерловчи катталиклар (масалан, энергия ва импульс) ихтиёрий эмас, фақат батамом аниқ қийматлар қабул қилиши мумкин. Қолган бошқа барча қийматлари тақиқланган бўлади. Масалан, биз атом тузилишининг юқорида келтирилган манзарасидан (бу манзара албатта анча эскириб қолган) фойдалансак, у ҳолда биз электронларнинг ядро атрофида айланиш орбиталарининг радиуслари фақат аниқ танланган қийматларга эга, бошқа орбиталарда эса электрон ҳеч қандай шароитда ҳам бўла олмайди, деб айтишимиз керак.

Масалан, атомлар ичида энг содда тузилган водород атомида унинг ягона электрони нормал шароитларда ядро атрофида радиуси $r_0 = 5{,}3 \cdot 10^{-9}$ см бўлган орбита бўйлаб айланиши мумкин ва ҳеч қандай ҳолда ҳам ядрога янада яқинроқ келиши мумкин эмас. Бу радиус водород атомида электроннинг ядродан туриши мумкин бўлган, табиат имкон берган энг қисқа масофасидир. Иккинчи, ядродан янада узоқроқ бўлган «рухсат берилган» орбитанинг радиуси биринчидан 4 марта, учинчи орбитаники 9 марта, тўртинчи орбитаники 16 марта ва ҳоказо каттадир. Бироқ электроннинг мумкин бўлган бу орбиталарнинг орасида бўлиши «тақиқланган».

Тўғри, электрон мумкин бўлган (рухсат берилган) орбиталарнинг биридан иккинчисига ўтиши мумкин, бироқ бундай ўтиш одатдаги мантиқ нуқтаи назаридан ғоятда ғалати бўлиши керак: электрон бир орбитадан иккинчи орбитага ўтишида оралиқ вазиятлардан бирортасида ҳам бўла олмайди. Ўтиш, сакраш билан амалга ошиши керак. Электрон гўё бир орбитада йўқолади ва бошқа орбитада пайдо бўлади. Равшанки, одатдаги механика қонунларига бўйсунадиган зарра бундай қилиб «сакраши» мумкин эмас. Хуллас, юқорида кўрсатиб ўтганимиздек, атомнинг бирор планетага ўхшаш система тарзидаги манзараси атомнинг ҳақиқий тузилишини акс эттирмайди ва бундай манзарадан яхшиси мутлақо воз кечган маъқул, уни бу даражада аёний бўлмаса ҳам бошқа манзара билан алмаштириш керак.

Атомнинг биз баён қилган механикавий модели орбиталарига электрон энергиясининг маълум (аниқ) қийматларини қиёс қилиш мумкин, чунки электрон тортишиш кучлари таъсирида ядрога қараб ҳаракатланар экан, турли орбиталарда турлича кинетик ва потенциал энергияга эга бўлади. Шунинг учун электрон айланадиган орбиталар дейиш ўрнига электрон бўлиши мумкин бўлган *энергетик сатҳлар* деб гапирилади. Биз аввал



1- расм.

электроннинг бир орбитадан иккинчи орбитага ўтиши деб гапирганимиздаги ўтиш, аслида фазодаги ўтиш эмас, энергетик ўтишдир: бирор қийматли энергияли ҳолатдан бошқа қийматли энергияли ҳолатга ўтишдир. Бундай ўтишлар ҳам сакраш билан амалга ошади: электроннинг энергияси барча оралиқ қийматларни четлаб бирданига маълум катталикка (квантга) ўзгаради. Классик механикада бундай сакрашлар маъносиздир. Бизга атом тузилиши тўғрисидаги тасаввурлардан фойдаланишга тўғри келганда, биз электрон орбиталари эмас, балки энергетик сатҳлар концепциясидан фойдаланамиз.

1- расмда водород атомида электроннинг энергетик сатҳлари схемаси келтирилган. Горизонтал чизиқларнинг ҳар бири шартли равишда электрон энергиясининг аниқ қийматини билдиради. Пастки сатҳ электрон энергиясининг мумкин бўлган энг паст қийматига мос келади, водород атомида бу энергия $2{,}2 \cdot 10^{-11}$ эрг га ёки 13,5 электрон-вольтга тенг (1 эВ$=1{,}6 \cdot 10^{-12}$ эрг). Нормал шароитларда электрон ана шу сатҳда бўлади (бу сатҳ «планетар» моделда ядрога энг яқин бўлган орбитага мос келади). Янада юқорироқ сатҳлар— улар ҳам «рухсат этилган» сатҳлар бўлиб, бу сатҳларга электрон фақат ташқаридан энергия ютганидагина ўта олади. Бироқ электрон энергия ютиб янада юқорироқ сатҳга ўтганида ҳам (бунда бу сатҳ уйғонган сатҳ деб юритилади), электрон бу сатҳда узоқ муддат қолмайди. Жуда қисқа вақтдан сўнг электрон қуйи сатҳга қайтади. Бунда энергияси уйғониш энергиясига тенг бўлган ёруғлик порцияси (кванти) чиқаради. «Рухсат этилган» сатҳлар сони чексиз кўп, бироқ сатҳлар юқори кўтарилгани сари улар бир-бирига яқинлашиб (энергетик маънода), энергетик полосага айланиб кетади.

Энди молекулалар ва атомлар орасида таъсир қилувчи кучларнинг табиати тушунарли бўлиб қолади. Атомлар икки хил ишорали электр зарядли зарралардан иборат бўлгани учун улар орасида тортишиш кучлари ҳам, итаришиш кучлари ҳам таъсир қилиши керак. Бироқ ҳар бир атомда зарядланган зарралар сони кўп бўлгани учун бу кучларнинг характери жуда мураккаб.

I боб

ИДЕАЛ ГАЗЛАРНИНГ КИНЕТИК НАЗАРИЯСИ

1- §. Идеал газ

Бу китобда баён этиладиган ҳодисаларнинг катта қисми учун атом ичидаги процессларнинг квант характерини назарга олиш эҳтиёжи ва ҳатто атомларнинг қандайдир структураси мавжуд эканлигини назарга олиш эҳтиёжи ҳам йўқ. Бизнинг вазифамиз жуда кичик ўлчамлар ва массаларга эга бўлган жисмлар сифатида қаралувчи кўп сонли молекулалардан тузилган системаларни ўрганишдир.

Бундай молекуляр системаларни назарий ўрганишнинг катта қийинчиликлар билан боғлиқ эканлиги тушунарли, чунки бунинг учун ҳар бир молекулага бошқа барча молекулалар томонидан таъсир қилувчи барча кучларни назарга олиш керак бўлади. Агар молекулаларнинг ҳаракати соф механикавий бўлиб, механика қонунларига бўйсунади деб фараз қилинса, у ҳолда ҳар қандай молекуляр системани тўла тавсифлаш учун гўё барча молекулаларнинг берилган кучлар таъсирида ҳаракати тўғрисидаги масалани ечиш керак. Демак, сони ушбу системадаги молекулалар сонига тенг бўлган ҳаракат тенгламаларини ёзиш ва ечиш керак бўлади (аниқроғи, тенгламалар сони молекулалар сонидан уч марта кўп бўлиши керак, чунки ҳар бир молекуланинг вазияти учта координата билан аниқланади, яъни ҳар бир молекуланинг учта эркинлик даражаси бор). Агар 1см^3 газда одатдаги шароитда $2{,}7 \cdot 10^{19}$ та молекула бўлиши ҳисобга олинса, у ҳолда бундай улкан сондаги тенгламаларни ечиш у ёқда турсин, ҳатто ёзишнинг ўзи ҳам мумкин эмаслиги равшан бўлиб қолади.

Бироқ молекулалар сонининг улкан эканлиги ҳар бир молекула ҳаракатини алоҳида ўрганишни кераксиз қилиб қўяди. Зарралар сони бунчалик катта бўлганида уларнинг ҳаракатини характерловчи катталикларнинг ўртача қийматларинигина, масалан, уларнинг ўртача тезлиги, ўртача энергияси ва шу кабиларни билиш билан чекланиш мумкин экан. Молекуляр системаларни ўрганишда биз шу усулдан фойдаланамиз. Ҳар қандай моддaнинг уч агрегат ҳолатидан энг соддаси газсимон ҳолати-

дир, чунки бу ҳолда молекулалар орасидаги таъсир қилувчи кучлар жуда кичик бўлиб, уларни назарга олмаслик мумкин. Шунинг учун биз молекуляр физикани баён қилишни газларнинг хоссаларини ўрганишдан бошлаймиз. Бунда биз дастлаб молекулалараро кучлар жуда кичиккина эмас, ҳатто батамом йўқ деб фараз қиламиз. Содда бўлиши учун молекулаларнинг ўлчамларини ҳам назарга олмаймиз, яъни уларни моддий нуқталар деб оламиз. Бундай қилинганда газ молекулалари мутлақо эркин деб ҳисобланиши керак. Бу деган сўз, улар ҳеч қандай куч таъсирига дуч келмаган барча жисмлар ҳаракатлангани каби тўғри чизиқли текис ҳаракат қилади демакдир. Бинобарин, ҳар бир молекула ўзини идишда бошқа молекулалар йўқдек тутади.

Гарчи маъқул шароитларда бу фаразлар ўринли бўлиб, бундай идеаллаштириш бизни ҳақиқатдан унчалик узоқ олиб кетмаса-да, келгусида реал газларни ўрганишда улардан воз кечамиз.

Ўзаро таъсирлашмайдиган моддий нуқталар тўплами сингари хоссаларга эга бўлган газ *идеал газ* деб аталади. Идеал газларнинг кинетик назариясини баён қилиш бизнинг биринчи вазифамиз бўлади.

2- §. Газнинг босими

Агар молекулаларнинг газдаги ҳар қандай жисм сирти билан, хусусан, газ тўлдирилган идиш деворлари ва бир-бири билан тўқнашувига доир масалалар қараб чиқилмаса, газ молекулаларининг ҳаракат манзараси тўлиқ бўлмайди.

Ҳақиқатан ҳам, молекулалар тартибсиз ҳаракатланиб, вақтвақти билан идиш деворига ёки бошқа жисмлар сиртига етарлича кичик масофаларга яқинлашади. Худди шунингдек, молекулалар бир-бирларига ҳам етарлича яқин келишлари мумкин. Бундай ҳолларда газ молекулалари орасида ёки газ молекуласи ва девор моддаси молекуласи орасида ўзаро таъсир кучлари пайдо бўлади, бу кучлар масофа ортиши билан жуда тез камаяди. Бу кучлар таъсирида газ молекулалари ўзининг ҳаракат йўналишини ўзгартиради. Маълумки, бу процесс (йўналишнинг ўзгариши) *тўқнашиш* деб аталади.

Молекулаларнинг ўзаро тўқнашиши газ табиатида жуда катта роль ўйнайди. Биз уларни кейинроқ батафсил ўрганамиз. Ҳозир молекулаларнинг идиш деворлари билан ёки газга тегиб турган ихтиёрий сирт билан тўқнашишини назарга олиш муҳимдир. Газ томонидан идиш деворларига ва унга тенг бўлган қарама-қарши йўналишдаги деворлар томонидан газга таъсир қилувчи куч газ молекулалари ва девор молекулалари орасида-

ги ўзаро таъсирдан аниқланади. Девор сиртининг юзи қанча катта бўлса, газ томонидан деворга таъсир қилувчи куч шунча катта бўлиши равшан. Девор ўлчамлари сингари тасодифий факторга боғлиқ бўлган катталикдан фойдаланмаслик учун газнинг деворга таъсирини куч билан эмас, балки *p босим* билан, яъни таъсир қилаётган F кучга нормал бўлган девор сиртининг юз бирлиги S га тўғри келадиган куч билан характерлаш қабул қилинган:

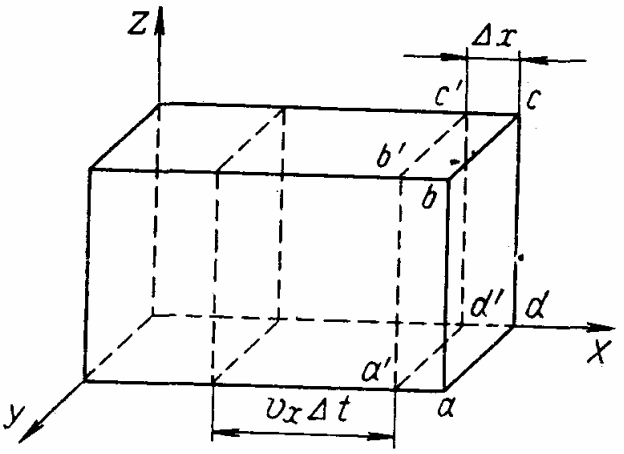
$$p = \frac{F}{S}.$$

Газнинг ўзи турган идиш деворларига босим бериш хоссаси— газнинг асосий хоссаларидан биридир. Қўпинча газ худди шундай босими билан ўзининг мавжудлигини намоён қилади. Шунинг учун босим катталиги газнинг асосий характеристикаларидан биридир.

Газнинг идиш деворларига босими, XVIII асрдаёқ Даниил Бернулли тахмин қилганидек, газ молекулаларининг деворлар билан чексиз тўқнашишлари натижасидир. Молекулаларнинг деворларга бундай зарбалари девор материали зарраларини бирмунча силжитади, яъни уни деформациялайди. Деформацияланган девор эса газга ҳар бир нуқтада деворга перпендикуляр йўналган эластик куч билан таъсир қилади. Бу куч абсолют катталиги жиҳатидан газнинг деворга таъсир қилаётган кучига тенг ва йўналиши жиҳатидан унга қарама-қаршидир.

Гарчи ҳар бир алоҳида молекуланинг тўқнашиш вақтида девор молекулалари билан ўзаро таъсир кучи номаълум бўлсада, механика қонунлари газнинг барча молекулаларнинг биргаликда таъсир қилгандаги ўртача кучини, яъни газнинг босимини аниқлашга имкон беради.

Фараз қилайлик, газ параллелепипед шаклидаги идишга солинган (2-расм) ва газ мувозанат ҳолатда бўлсин. Айни ҳолда бу газ *бутунлайича* идиш деворларига нисбатан тинч турибди деган маънони англатади: бирор ихтиёрий йўналишда ҳаракатланаётган молекулалар сони, ўртача олганда, тезликлари қарама-қарши томонга йўналган молекулалар сонига тенг.



2-расм.

Газнинг идиш деворларидан бирига, масалан, *abcd* ўнг ён деворига босимини ҳисоблайлик. X координата ўқини параллелепипед қир-

раси бўйлаб *abcd* деворга перпендикуляр қилиб 2-расмда кўрсатилгандек йўналтирамиз. Молекулаларнинг тезликлари v қандай йўналган бўлмасин, бизни фақат молекулалар тезликларининг X ўққа проекцияси v_x қизиқтиради: *abcd* девор томонга йўналиш бўйлаб молекулалар худди шу v_x тезлик билан ҳаракатланади.

Газнинг танланган деворга келиб туташувчи Δx қатламини фикран ажратиб олайлик. Бу газ қатламига деформацияланган девор томонидан F эластик куч таъсир қилади. Абсолют катталиги жиҳатидан худди шундай куч билан газ ҳам деворга таъсир қилади. Ньютоннинг иккинчи қонунига кўра, $F\Delta t$ куч импульси (бу ерда Δt — бирор ихтиёрий вақт оралиғи) биз танлаган қатламдаги газ импульсининг ўзгаришига тенг. Бироқ газ мувозанат ҳолатда, шунинг учун қатлам куч импульси йўналишида (X ўқининг мусбат йўналишига тескари йўналишда) импульс орттирмасини олмайди. Бунга сабаб шуки, молекуляр ҳаракатлар туфайли ажратиб олинган қатлам қарама-қарши йўналишда абсолют қиймати жиҳатидан худди шундай импульс олади. Уни ҳисоблаш қийин эмас.

Газ молекулаларининг тартибсиз ҳаракатида Δt вақт ичида танланган қатламга чапдан ўнгга бирор сондаги молекулалар киради ва худди шунча молекула тескари йўналишда — ўнгдан чапга ундан чиқади. Кираётган молекулалар ўзлари билан маълум импульс олиб келади. Чиқаётган молекулалар эса қарама-қарши ишорали худди шунча импульс олиб кетади, демак, қатлам олаётган умумий импульс қатламга кираётган ва ундан чиқаётган молекулалар импульсларининг алгебраик йиғиндисига тенг бўлади.

Танланган қатламга чапдан Δt вақт ичида кираётган молекулалар сонини топамиз.

Бу вақт ичида чап томондан $a'b'c'd'$ чегарага ундан $v_x\Delta t$ дан узоқ бўлмаган масофадаги молекулаларгина кела олади. Уларнинг ҳаммаси асос юзи S (кўрилаётган деворнинг юзи) ва узунлиги $v_x\Delta t$ бўлган параллелепипед ҳажмида, яъни $Sv_x\Delta t$ ҳажмда бўлади. Агар идишнинг бирлик ҳажмида n та молекула бўлса, кўрсатилган ҳажмда $nSv_x\Delta t$ молекула бўлади. Бироқ уларнинг ярми чапдан ўнгга ҳаракатланади ва қатламга тушади. Иккинчи ярми эса қатламдан тескари томонга ҳаракат қилади ва қатламга тушмайди. Бинобарин, Δt вақт ичида қатламга *чапдан ўнгга* $\frac{1}{2}nSv_x\Delta t$ молекула киради. Уларнинг ҳар бири mv_x импульсга эга (m — молекуланинг массаси) ва уларнинг қатламга олиб кираётган умумий импульси:

$$\frac{1}{2}nmv_x^2S\Delta t.$$

Айни шу вақт ичида қатламдан *ўнгдан чапга* ҳаракатланиб, худди шундай сондаги молекула тескари ишорали худди шундай умумий импульс олиб кетади. Шундай қилиб, қатламга мусбат импульсли молекулаларнинг келиши ва ундан манфий импульсли молекулаларнинг кетиши туфайли қатлам умумий импульсининг ўзгариши

$$\frac{1}{2}\, nm\, v_x^2 S\Delta t - \left(-\frac{1}{2}\, n\, m\, v_x^2 S\, \Delta t\right) = n\, m\, v_x^2 S\Delta t.$$

Қатлам импульсининг ана шу ўзгариши $F\,\Delta t$ куч импульси таъсирида рўй бериши мумкин бўлган ўзгаришни компенсациялайди. Шунинг учун биз қуйидагича ёзишимиз мумкин:

$$F\,\Delta t = nm\, v_x^2 S\,\Delta t.$$

Бу тенгликнинг ҳар икки томонини $S\,\Delta t$ га бўлиб, қуйидагини оламиз:

$$\frac{F}{S} = p = nm\, v_x^2. \qquad (2.1)$$

Шу вақтгача биз ўз-ўзидан газ барча молекулаларининг тезлик проекциялари v_x бир хил деб фараз қилган эдик. Ҳақиқатда эса бундай эмас, албатта. Молекулаларнинг тезликлари v ҳам, уларнинг X ўққа проекциялари v_x ҳам турли молекулаларда турлича бўлиши равшан. Мувозанат шароитида газ молекулалари тезликларининг турлича бўлишини 12-§ да батафсил кўрамиз. Ҳозирча эса молекулалар тезликлари ва тезликларининг координата ўқларига проекцияларидаги фарқни (2.1) формулага кирувчи v_x^2 катталикни унинг ўртача қиймати $\overline{v_x^2}$ га алмаштириш билан назарга оламиз, яъни газ босими учун (2.1) формулага қуйидаги кўринишни берамиз:

$$p = nm\, \overline{v_x^2}\,. \qquad (2.2)$$

Ҳар бир молекуланинг v тезлиги учун

$$v^2 = v_x^2 + v_y^2 + v_z^2$$

деб ёзиш мумкин, шунинг учун

$$\overline{v^2} = \overline{v_x^2 + v_y^2 + v_z^2} = \overline{v_x^2} + \overline{v_y^2} + \overline{v_z^2} \qquad (2.3)$$

(охирги тенглик ўртачалаш ва қўшиш амалларини алмаштириш мумкин эканлигини билдиради). Молекуляр ҳаракат батамом тартибсиз бўлганлиги туфайли учала координата ўқлари бўйича тезликлар квадратларининг ўртача қийматлари бир-бирига тенг деб фараз қилиш мумкин, яъни

$$\overline{v_x^2} = \overline{v_y^2} = \overline{v_z^2}.$$

Бу эса (2.3) ни назарга олиб

$$\overline{v_x^2} = \frac{\overline{v^2}}{3}$$

ни ёзиш мумкин эканлигини кўрсатади. Бу ифодани (2.2) формулага қўйсак,

$$p = \frac{1}{3}\, n\, m\overline{v^2},$$

ёки бу тенгликнинг ўнг қисмини иккига кўпайтириб ва бўлиб қуйидагини оламиз:

$$p = \frac{2}{3} n \frac{m\overline{v^2}}{2}. \qquad (2.4)$$

Баён қилган оддий мулоҳазаларимиз идишнинг ҳар қайси деворига ва фикран газга киритиш мумкин бўлган ҳар қандай юзга нисбатан ўринлидир. Барча ҳолларда ҳам биз газ босими учун (2.4) формула билан ифодаланган натижани оламиз. Бу формуладаги $\frac{m\overline{v^2}}{2}$ катталик газнинг битта молекуласининг ўртача кинетик энергиясини билдиради. Бинобарин, *газнинг босими ҳажм бирлигидаги газ молекулаларининг ўртача кинетик энергиясининг учдан икки қисмига тенг.*

Бу идеал газ кинетик назариясининг энг муҳим хулосаларидан биридир. (2.4) формула молекуляр катталиклар, яъни алоҳида молекулага тегишли катталиклар билан босим катталиги, яъни газни бутунлайича характерловчи, бевосита тажрибада ўлчанадиган макроскопик катталик билан боғланишини аниқлайди. (2.4) тенгламани баъзида идеал газлар кинетик назариясининг асосий тенгламаси деб аталади.

Газнинг босими унинг молекулаларининг *ўртача* кинетик энергияси билан аниқланишини таъкидлаб ўтиш муҳим. Бу деган сўз, газнинг босими — газнинг кўп сонли молекулалардан иборатлиги билан органик боғлиқ бўлган катталикдир. Шунинг учун, масалан, бир ёки бир неча молекула ҳосил қилган босим тўғрисида гапириш маънога эга бўлмайди. Жуда кўп зарралардан иборат бўлган системалар учунгина маънога эга бўлган бундай тушунчаларни *статистик* характердаги тушунчалар дейилади.

Шу ернинг ўзида (2.4) формулага кирувчи тезлик *квадратининг ўртача қиймати* $\overline{v^2}$ катталигини тезлик *ўртача қийматининг квадрати* $\bar{v}^2$ катталигидан фарқ қилиш кераклигини уқтириб ўтамиз.

$\overline{v^2}$ дан олинган квадрат илдиз $\bar{v}$ ўртача тезликка тенг, ҳолбуки $\sqrt{\overline{v^2}}$ эса $\bar{v}$ га тенг эмас.

$\sqrt{\overline{v^2}} = \bar{\bar{v}}$ катталик ($\bar{v}$ эмас!) молекулаларнинг *ўртача квадратик тезлиги* деб аталади. Агар молекулаларнинг ҳаракати батамом хаотик бўлса, у ҳолда уларнинг ўртача квадратик тезлиги ўртача тезликдан тахминан 9% катта бўлади.

Босим бирликлари. СИ системасида босим бирлиги учун шундай босим олинадики, бунда 1 м² сиртга унга нормал ҳолда 1 ньютон куч таъсир қилади. Бундай бирлик паскаль (қисқача Па) деб аталади:

$$1 \text{ Па} = 1 \text{ Н/м}^2.$$

Бу бирлик жуда кичик бўлгани туфайли фойдаланиш учун 10^5 марта катта бирлик тавсия қилинади, у бар деб аталади:

$$1 \text{ бар} = 10^5 \text{ Па}.$$

СГС системасида босим дина/см² бирликларда ўлчанади:

$$1 \text{ дина/см}^2 = 0{,}1 \text{ Па}.$$

Техникада босимнинг техникавий атмосфера (қисқача ат) деб номланган бирлиги кенг қўлланилади ва у 1 кгк/см² га тенг. Бу бирлик бардан фақат 2% га фарқ қилади:

$$1 \text{ ат} = 1 \text{ кгк/см}^2 = 98066{,}5 \text{ Па} \approx 0{,}98 \text{ бар}.$$

Баъзида физикавий атмосфера (қисқача атм) бирлигидан фойдаланилади, бу бирлик баландлиги 76 см бўлган симоб устунининг босимига тенг. Симобнинг зичлиги 13,5951 г/см³ (13595,1 кг/м³) ва эркин тушиш тезланиши 9,80665 м/сек² деб ҳисобласак, қуйидагини оламиз:

$$1 \text{ атм} = 1{,}01325 \cdot 10^6 \text{ дина/см}^2 = 101325 \text{ Па } (\approx 1{,}01 \text{ бар}).$$

Паст босимлар соҳасида босимнинг тор деб аталадиган (симоб устунининг миллиметри) бирлиги қўлланилади:

$$1 \text{ тор} = \frac{1}{760} \text{ атм} = 133{,}322 \text{ Па} \approx 1{,}33 \cdot 10^3 \text{ дина/см}^2.$$

Масалалар ечишда босимнинг биз келтирган бирликларидан фақат Па (СИ системаси) ва дина/см² (СГС системаси) гина система бирликлари эканини эсда тутиш керак.

3-§. Температура

Қуйидаги (2.4) тенглама

$$p = \frac{2}{3} n \frac{m\overline{v^2}}{2}$$

дан идеал газнинг босими унинг молекулаларининг зичлиги (зичлик ҳажм бирлигидаги молекулалар сони n билан аниқланади) ва молекулалар илгариланма ҳаракатининг ўртача кинетик энергиясига пропорционал эканлиги келиб чиқади. n ўзгармас бўлганда, яъни газнинг V ҳажми ўзгармас бўлганда $\left(n = \frac{N}{V}\right.$, бу ерда N — идишдаги молекулалар сони) газнинг босими молекулаларнинг ўртача кинетик энергиясигагина боғлиқ бўлади.

Шу билан бирга тажрибадан маълумки, газнинг ҳажми доимий бўлганда унинг босимини фақат бир усул билан, яъни қиздириш ёки совитиш йўли билан ўлчаш мумкин: газ қиздирилганда унинг босими ортади, совитилганда эса босими ка-

маяди. Барча жисмлар сингари қиздирилган ёки совитилган газ ҳам ўз температураси билан характерланади. Бу катталик илгаридан фанда, техникада ва турмушда ишлатиб келинадиган алоҳида катталикдир. Бинобарин, температура ва молекулаларнинг ўртача кинетик энергияси орасида боғланиш мавжуд бўлиши керак.

Бу боғланишни аниқлашдан аввал температуранинг ўзи физикавий катталик сифатида нимадан иборат эканлигини кўрайлик.

Кундалик ҳаётда температура «иссиқ»ни «совуқ»дан фарқ қилувчи катталикдир. Температура тўғрисидаги биринчи тасаввурлар иссиқни ва совуқни сезиш ҳиссидан келиб чиққан. Температуранинг физикавий катталик сифатидаги асосий хусусиятини аниқлаш учун бизга таниш бўлган ана шу ҳиссиётдан фойдаланамиз.

Учта идиш олайлик. Уларнинг бирига иссиқ, иккинчисига совуқ ва учинчисига иссиқ ва совуқ сувларнинг аралашмасини қуяйлик. Бир қўлимизни, масалан, ўнг қўлимизни иссиқ сувли идишга, чап қўлимизни эса совуқ сувли идишга ботирамиз. Қўлларимизни бирмунча вақт бу идишларда ушлаб туриб, энди учинчи идишга ботирамиз. Бунда идишдаги сув ҳақида бизда қандай сезги уйғонади? Ўнг қўлимизга идишдаги сув совуқ, чап қўлимизга эса иссиқ бўлиб туюлади. Бироқ агар қўлларимизни учинчи идишга бирмунча кўпроқ ботириб турсак, бундай фарқ йўқолади. Бирмунча вақтдан кейин иккала қўлимиз учинчи идишдаги сувнинг температурасига мос келувчи мутлақо бир хил сезги уйғота бошлайди.

Ҳамма гап шундаки, дастлаб иссиқ ва совуқ сувли идишларга ботирган қўлларимиз бир-биридан ва айни вақтда учинчи идишдаги сувнинг температурасидан фарқ қилувчи температурага эга эди ва қўлларимизнинг ҳар бирининг температураси қўлларимиз ботирилган сувнинг температурасига тенглашгунча бирмунча вақт керак бўлади. Бу вақтдан кейин қўлларимиз температураси ҳам бирдай бўлади. Сезгилар ҳам бирдай бўлади. Бунда «ўнг қўл — чап қўл — сув» жисмлар системасида иссиқлик мувозанати ўрнатилади, деб айтиш мумкин.

Бу оддий тажриба температура — иссиқлик мувозанати ҳолатини характерловчи катталик эканини кўрсатади: иссиқлик мувозанати ҳолатида бўлган жисмларнинг температураси бир хил бўлади ва аксинча, бир хил температурали жисмлар бир-бири билан иссиқлик мувозанатида бўлади. *Агар икки жисм қандайдир учинчи жисм билан иссиқлик мувозанатида бўлса, ҳар иккала жисм ҳам ўзаро иссиқлик мувозанатида бўлади.* Бу муҳим қоида табиатнинг асосий қонунларидан биридир. Температурани ўлчаш мумкинлиги ҳам ана шу қонунга асосланади. Биз юқорида баён қилган тажрибада, масалан, қўлларимиз-

нинг ҳар бири сув билан иссиқлик мувозанатида бўлгандан кейингина иккала қўлимизнинг иссиқлик мувозанати тўғрисида гапирдик.

Агар жисм ёки жисмлар системаси иссиқлик мувозанати ҳолатида бўлмаса ва система изоляцияланган бўлса (бошқа жисмлар билан ўзаро таъсирда бўлмаса), у ҳолда бирор вақт ўтгандан кейин ўз-ўзидан иссиқлик мувозанати қарор топади. Иссиқлик мувозанати ҳолати ҳар қандай изоляцияланган системанинг ўтиши муқаррар бўлган ҳолатдир. Бу ҳолатга эришгандан кейин у ўзгармайди ва системада ҳеч қандай макроскопик ўзгаришлар бўлмайди. Иссиқлик мувозанати ҳолатининг белгиларидан бири жисм барча қисмлари температураларининг ёки системадаги барча жисмлари температураларининг тенглигидир. Маълумки, иссиқлик мувозанати қарор топиш процессида, яъни икки жисм температурасининг тенглашиш процессида иссиқлик бир жисмдан иккинчи жисмга узатилади. Бинобарин, экспериментал нуқтаи назардан қараганда жисмнинг температураси жисмнинг бошқа температурали бошқа жисмга иссиқлик берадими ёки ундан иссиқлик оладими, ана шуни аниқловчи катталикдир.

Температура физикавий катталиклар қаторида алоҳида ўрин эгаллайди. Бунга ажабланмаса ҳам бўлади, чунки бу катталик фанда пайдо бўлган даврда моддадаги қандай ички процесслар иссиқлик ёки совуқлик ҳиссиётини уйғотиши номаълум эди.

Температуранинг физикавий катталик сифатида ўзига хос хусусияти шундаки, бошқа катталиклардан фарқли равишда температура *аддитив* эмас. Бу деган сўз, агар жисмни фикран бўлакларга бўлсак, бутун жисмнинг температураси унинг бўлаклари температурасининг йиғиндисига тенг бўлмайди. Бу жиҳатдан температура, масалан, узунлик, ҳажм, масса сингари қийматлари бутун жисмга тегишли бўлаклари қийматларининг йиғиндисига тенг бўладиган катталиклардан фарқ қилади.

Шу туфайли жисмнинг температурасини бевосита, узунликни ёки массани ўлчагандаги сингари, эталон билан таққослаб ўлчаш мумкин эмас. Агар бир стержень тўғрисида унинг узунлиги бошқа стерженнинг узунлигидан бир неча марта катта деб гапириш мумкин бўлса, бир температуранинг иккинчисида қанча борлиги тўғрисида гапириш маъносиздир.

Температурани ўлчаш учун илгаридан жисмнинг температураси ўзгарганида унинг хоссалари ҳам ўзгаришидан фойдаланиб келинади. Бинобарин, бу хоссаларни характерловчи катталиклар ҳам ўзгаради. Шунинг учун температурани ўлчайдиган асбоб, яъни *термометрни* яратишда бирор модда *(термометрик модда)* ва моддaнинг хоссасини характерловчи маълум катталик *(термометрик катталик)* танланади. Қандай модда ва

қандай **катталикни танлаш мутлақо ихтиёрий.** Хўжаликда ишлатиладиган термометрларда термометрик модда — симоб, термометрик катталик сифатида эса симоб устунининг узунлиги танланади.

Температура катталигига аниқ сон қийматларни таққослаш учун термометрик катталикнинг температурага бирор боғланишини аниқлаш керак. Бундай боғланишни танлаш ҳам ихтиёрий: чунки термометрсиз тажриба йўли билан бундай боғланишни аниқлаш ҳам мумкин эмас! Симоб термометрида, масалан, симоб устуни узунлигининг (симоб ҳажмининг) температурага чизиқли боғланиши танланади.

Энди температура бирлиги — градусни аниқлаш қолади (гарчи принцип жиҳатидан температура бирлигини термометрик катталик ўлчанадиган бирликларда, масалан, симоб термометрида — сантиметрларда ифодалаш ҳам мумкин эди). Градус катталиги ҳам ихтиёрий танланади (термометрик модда, термометрик катталик ва термометрик катталикни температура билан боғловчи функция кўриниши сингари). Градуснинг ўлчами қуйидагича аниқланади. Яна ихтиёрий ҳолда икки температура танланади — одатда бу музнинг эриш ва сувнинг атмосфера босимида **қайнаш температуралари** (улар репер нуқталари деб аталади) бўлади. Бу температура интервалини бирор (яна ихтиёрий) сондаги тенг қисмларга — градусларга бўлинади, бу температуралардан бирига бирор аниқ сон қиймати ёзилади. Шу билан иккинчи температуранинг ва ихтиёрий оралиқ температуранинг қиймати аниқланади. Шундай тарзда *температура шкаласи* ҳосил қилинади. Баён қилинган йўл билан чексиз кўп сондаги турли термометрларни ва температура шкалаларини ҳосил қилиш мумкин.

Ҳозирги замон термометр ҳисоби (термометрия) *газ термометри* ёрдамида аниқланадиган *идеал газ шкаласига* асосланган. Газ термометри идеал газ билан тўлдирилган берк идиш бўлиб, газ босимини ўлчаш учун манометр билан таъминланган. Демак, бундай термометрда термометрик модда идеал газ, термометрик катталик газнинг ўзгармас ҳажмдаги босимидир. Босимнинг температурага боғлиқлиги чизиқли деб қабул қилинади (қабул қилинади!). Бундай фараз шунга олиб келадики, сувнинг қайнаш температурасидаги ($p_к$) ва музнинг эриш температурасидаги p_0 босимларнинг нисбати шу температураларнинг нисбатига тенг бўлади:

$$\frac{p_к}{p_0} = \frac{T_к}{T_0}$$

$\frac{p_к}{p_0}$ нисбатни тажрибада осон аниқлаш мумкин. Кўп ўлчашларнинг кўрсатишича, бу нисбат қуйидагига тенг:

$$\frac{p_к}{p_0} = 1{,}3661.$$

Бинобарин, температуралар нисбатининг қиймати ҳам шундай:

$$\frac{T_к}{T_0} = 1{,}3661.$$

Градус ўлчами $T_к - T_0$ температуралар фарқини юз қисмга бўлиб топилади:

$$T_к - T_0 = 100.$$

Кейинги икки тенгликдан музнинг эриш температураси T_0 биз танлаган шкала бўйича 273,15 градусга, сувнинг қайнаш температураси $T_к$ эса 373,15 градусга тенг. Газ термометри ёрдамида бирор жисмнинг температурасини ўлчаш учун жисмни газ термометрига тегизиш керак ва мувозанат бўлишини кутиб, термометрдаги газнинг босими p ни ўлчаш керак. Бунда жисмнинг температураси қуйидаги формула билан аниқланади:

$$T = \frac{273{,}15}{p_0} p,$$

бу ерда p_0 — эриётган музга қўйилган газ термометридаги босим.

Амалда газ термометридан жуда кам фойдаланилади. Унинг муҳимроқ **вазифаси бор — газ термометри** бўйича барча ишлатиладиган термометрлар даражаланади.

Биз танлаган шкалада нолга тенг температура равшанки, идеал газнинг босими нолга тенг бўлгандаги температура бўлиши керак. (Бундан идеал газни ҳақиқатан ҳам шунчалик совитиш мумкинки, унинг босими нолга тенг бўлади, деган маъно келиб чиқмайди.) Агар температура шкаласининг нолида термометрик катталик нолга айланса, бундай шкала *абсолют шкала* деб аталади, бундай шкаладан ҳисобланган температура эса *абсолют температура* деб аталади. Биз баён қилган газ термометрик шкаласи абсолют шкаладир. Уни кўпинча *Кельвин шкаласи,* бу шкаладаги температура бирлигини — Кельвин градуси ёки оддий қилиб *кельвин* деб юритилади (К билан белгиланади).

Техника ва турмушда бошқача температура шкаласидан фойдаланилади, унинг юқорида баён қилинган шкаладан фарқи шундаки, музнинг эриш температурасига ноль қиймат берилади (градуснинг ўлчами аввалгидек қолади). Бу шкала *Цельсий шкаласи* деб аталади. Бу шкаладан ҳисобланадиган t температура T абсолют температура билан қуйидагича боғланган:

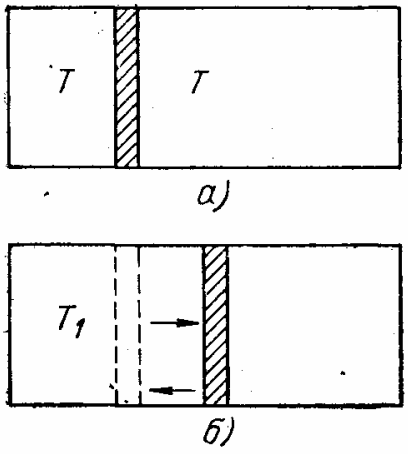
$$t = T - 273{,}15.$$

Биз келгусида Кельвин шкаласидан фойдаланамиз.

Бу ерда айтилганлардан температура жисмларнинг иссиқлик мувозанатини характерлаши келиб чиқади: мувозанат ҳо-

латига ўтишда жисмларнинг температуралари тенглашади, мувозанат ҳолатида эса жисмнинг ёки жисмлар системасининг барча қисмларининг температураси бирдай бўлади. Температурани ўлчаш юзасидан ўтказиладиган тадбирлар ана шуларга боғлиқ. Ҳақиқатан ҳам, термометрик катталик қийматини музнинг эриш ва сувнинг қайнаш температураларида ўлчаш учун термометрни эриётган муз ва қайнаётган сув билан мувозанатга келтириш керак, бирор жисмнинг температурасини ўлчаш учун эса термометр билан жисм орасида иссиқлик мувозанати амалга ошиши керак. Шундай мувозанат қарор топгандан кейингина жисмнинг температураси термометр бўйича ҳисобланган температурага тенг деб олиш мумкин.

Шундай қилиб, температура — системада мувозанат қарор топиши процессида тенглашадиган катталикдир. Бироқ тенглашиш тушунчасининг ўзи системанинг бир қисмидан бошқа қисмига нимадир узатилишини англатади. Биз ҳосил қилган (2.4) идеал газ босими тенгламаси ана шу «нимадир» деганимиз нима эканлигини тушунтиришга ёрдам беради.



3- расм.

Идеал газ солинган изоляцияланган цилиндрни кўз олдимизга келтирайлик, унда иссиқлик мувозанати қарор топган, демак, газ ҳажмининг барча қисмларида температура бирдай бўлсин. Мувозанатни бузмасдан цилиндрга газ ҳажмини иккига бўлувчи ҳаракатлана оладиган поршень киритилди, деб фараз қилайлик (3-*а* расм). Мувозанат шароитида поршень тинч туради. Демак, мувозанат шароитида фақат температураларгина эмас, босим ҳам поршеннинг икки томонида бир хил бўлади. (2.4) тенгламага мувофиқ, $n(m\overline{v^2}/2)$ катталиклар ҳам бир хил бўлади:

$$\left(n\,\frac{m\overline{v^2}}{2}\right)_{\text{чап}} = \left(n\,\frac{m\overline{v^2}}{2}\right)_{\text{ўнг}}.$$

Энди вақтинча газли цилиндр изоляциясини бузамиз ва унинг қисмларидан бирини, масалан, поршендан чап томонини қиздирамиз ва сўнгра яна изоляцияни тиклаймиз. Энди цилиндрдаги газ мувозанатда бўлмайди — чап бўлимдаги T_1 температура ўнг бўлимдагидан юқори (3-*б* расм). Бироқ газ изоляцияланган бўлгани сабабли ўзи-ўзи билан мувозанатлаша бошлайди. Бунда биз поршеннинг чапдан ўнгга ҳаракатланиб силжиётганини кўрамиз. Бу *иш* бажарилаётганини ва бинобарин, чап бўлимдаги газдан ўнг бўлимдаги газга поршень орқали *энергия* узатилаётганини билдиради. Демак, иссиқлик мувозанати қа-

рор топиш процессида узатилаётган «нимадир» деганимиз *энергия* экан. Бирор вақтдан кейин поршеннинг ҳаракати тўхтайди. Бироқ поршень бирмунча тебранишлардан кейин тўхтайди. Ва у цилиндрнинг чап бўлими қиздирилгандан аввалги турган жойида тўхтайди. Газ тўлдирилган цилиндрда яна бошқатдан мувозанат ҳолати қарор топди. Лекин энди газнинг температураси, шунингдек босими ҳам биз қиздиргунимизгача бўлган температура ва босимидан юқори бўлади, албатта. Поршень аввалги ўрнида тўхтади, шунинг учун молекулалар концентрацияси n (ҳажм бирлигидаги молекулалар сони) аввалгидек қолди. Бу газни қиздириш натижасида фақат унинг молекулаларининг ўртача кинетик энергияси ортганини англатади. Температуранинг тенглашиши, поршеннинг ҳар икки томонидаги молекулалар ўртача кинетик энергияси қийматларининг тенглашишини билдиради. Мувозанатга ўтишда газнинг бир қисмидан иккинчи қисмига энергия узатилади, бироқ бутун газнинг энергияси тенглашмайди, балки бир молекулага тўғри келадиган ўртача кинетик энергияси тенглашади. Молекуланинг ўртача кинетик энергиясининг ўзи температура демакдир.

Бу икки катталик яна шу жиҳатидан ўхшашки, ўртача кинетик энергия ҳам, температура ҳам ноаддитив катталиклардир, бу катталик бутун газ учун ҳам, унинг ҳар қандай (етарлича кўп сонли молекулалар бўлган) қисми учун ҳам бир хил бўлади. Бутун газнинг энергияси, албатта, аддитив катталик, бу катталик унинг қисмлари энергиясининг йиғиндисига тенг.

Бизнинг мулоҳазаларимиз цилиндрдаги газ поршень туфайли иккига бўлинган ҳол учунгина тегишли деб тушунмаслик керак. Поршень бўлмаганда ҳам молекулалар тўқнашувларда ўзаро энергия алмашинар эди ва энергия қизиганроқ қисмидан совуқроқ қисмига узатилар, бунинг натижасида молекулаларнинг ўртача кинетик энергияси тенглашган бўлар эди. Поршень энергия узатилишини яққол кўрсатади, чунки иш бажарилганда у ҳаракатланади.

Баён қилинган оддий, бироқ жуда ҳам қатъий бўлмаган мулоҳазалар шуни кўрсатадики, илгаридан температура номи билан маълум бўлган катталик аслида молекулалар илгариланма ҳаракатининг ўртача кинетик энергиясидан иборат. Бундай натижани идеал газ учун чиқарганмиз, мулоҳазаларимизнинг тўғрилиги фақат у билангина чекланишини билдирмайди. Суюқ ва қаттиқ жисмларда ҳам худди шундай бўлади деб айтиш мумкин.

Идеал газ учун қўллаганда температура молекулалар ўртача кинетик энергиясининг учдан икки қисмига тенг деб ҳисоблаш қулай, чунки бу газ босими учун (2.4) формуланинг кўринишини соддалаштиради. Шу тарзда аниқланган температурани Θ ҳарфи билан белгилаб, қуйидагини ёзишимиз мумкин:

$$\frac{2}{3}\frac{m\overline{v^2}}{2} = \Theta.$$

Бунда (2.4) тенглама содда кўринишга келади:

$$p = n\Theta.$$

Температурани бундай аниқлашда у албатта энергия бирликларида (СИ системасида — жоуль ҳисобида, СГС бирликлар системасида — эрг ҳисобида) ўлчаниши керак. Бироқ амалда температуранинг бундай бирлигидан фойдаланиш ноқулай. Энергиянинг ҳатто эргдек кичик бирлиги ҳам температуранинг ўлчов бирлиги бўлиш учун жуда катталик қилади. Бундай бирликдан фойдаланилса, одатдаги температуралар ҳам ҳаддан ташқари кичик сонлар билан ифодаланган бўлар эди. Масалан, музнинг эриш температураси $5{,}65 \cdot 10^{-14}$ эрг га тенг бўлар эди. Бунинг устига эргларда ифодаланган температурани ўлчаш ҳам жуда қийин бўлар эди.

Шу сабабли, шунингдек, температура катталигидан илгаридан, яъни температуранинг асл маъносини тушунтириб берувчи молекуляр-кинетик тасаввурлар ривожлангунга қадар фойдаланиб келингани учун уни (температурани) эски бирликларда — гарчи бу бирлик шартли бўлса-да, градусларда ўлчанади.

Бироқ температура градусларда ўлчанса, у ҳолда энергия бирлигини градусларга ўтказувчи тегишли коэффициент киритиш керак. Бу коэффициентни k ҳарфи билан белгилаш қабул қилинган. Бунда градусларда ўлчанган T температура билан ўртача кинетик энергия орасидаги боғланиш қуйидаги тенглик билан ифодаланади:

$$\frac{2}{3}\frac{m\overline{v^2}}{2} = kT;$$

бундан

$$\frac{m\overline{v^2}}{2} = \frac{3}{2}kT. \qquad (3.1)$$

Шуни эслатиб ўтиш керакки, (3.1) формула биз нуқтага ўхшаш деб шартлашган молекулага тегишли. Унинг кинетик энергияси *илгариланма* ҳаракатининг кинетик энергиясидир, бу ҳаракатнинг тезлиги уч ташкил этувчига ажратилиши мумкин. Молекуляр ҳаракатларнинг хаотиклиги туфайли молекуланинг энергияси тезликнинг учала ташкил этувчиси бўйлаб текис тақсимланади дейиш мумкин, бунда ҳар бир ташкил этувчига $\frac{1}{2}kT$ энергия тўғри келади.

Энергия бирлиги билан кельвин деб аталган температура бирлиги орасидаги муносабатни ифодаловчи k кўпайтувчи — *Больцман доимийси* деб аталади. Унинг сон қиймати экспериментал аниқланиши керак. Бу доимий алоҳида аҳамиятга эга

бўлгани туфайли уни кўп методлар билан аниқланган. Бу доимийнинг ҳозирги вақтдаги энг аниқ қийматини келтирамиз. СИ бирликлар системасида

$$k = 1{,}380662 \cdot 10^{-23}\ \text{Ж/К}$$

СГС бирликлар системасида

$$k = 1{,}380662 \cdot 10^{-16}\ \text{эрг/К}.$$

(3. 1) формуладан температуранинг ноли молекулалар тартибсиз ҳаракатининг ўртача кинетик энергияси нолга тенг бўлгандаги температура, яъни молекулаларнинг хаотик ҳаракати тўхтайдиган температура бўлиши келиб чиқади. Бу температура абсолют температура ҳисоби бошланадиган ва биз юқорида эслатиб ўтган абсолют ноль температурадир.

(3. 1) формуладан, шунингдек, манфий температуралар бўлиши мумкин эмаслиги келиб чиқади, чунки кинетик энергия — фақат мусбат катталик. Кейинроқ, VI бобда маълум системалар учун формал равишда манфий температуралар ҳақида тушунча киритиш мумкин. Тўғри, манфий температуралар ҳақида улар абсолют нолдан паст бўлган температуралар ва улар системанинг мувозанат ҳолатига тегишли деб айтиб бўлмайди.

Температура молекулалар ҳаракатининг *ўртача* энергияси билан аниқлангани учун у, босим сингари, статистик катталикдир. Бир ёки бир неча молекуланинг «температураси» ҳақида, «иссиқ» молекулалар ва «совуқ» молекулалар ҳақида гапириб бўлмайди. Масалан, космик фазодаги газнинг температураси ҳақида гапириш маъносиздир, чунки космик фазода ҳажм бирлигидаги молекулалар сони шунчалик камки, улар одатдаги маънода газни ташкил қилмайди ва молекулалар ҳаракатининг ўртача энергияси ҳақида гапириб бўлмайди.

Газ зарраларининг хаотик ҳаракатлари билан боғлиқ бўлган энергия жуда кам. (3. 1) формуладан ва Больцман доимийсининг келтирилган қийматидан 1 К температурага $1{,}38 \cdot 10^{-23}$ Ж энергия мос келиши кўриниб турибди. Ҳозирги вақтда эришилган энг паст (10^{-6} К тартибида) температурада молекулаларнинг ўртача энергияси тахминан 10^{-29} жоулга тенг. Ҳатто сунъий йўл билан олинган 100 миллион градусга яқин температурада (ядро бомбаси портлаганда шундай температурага эришиш мумкин) зарраларнинг энергияси жуда оз $\sim 10^{-15}$ жоуль бўлади.

Температуранинг физика ва техникада жуда муҳим роль ўйнаши туфайли бу катталик узунлик, масса, вақт сингари СИ бирликлар системаси асосий катталиклари қаторига, температура бирлиги кельвин эса бу системанинг асосий бирликлари қаторига киритилган (температуранинг ўлчамлиги Θ ҳарфи билан белгиланади).

СИ бирликлар системасида температура бирлиги (кельвин) температуранинг «эриётган музнинг температураси — қайнаётган сувнинг температураси» интервали асосида эмас, балки «абсолют ноль—сувнинг учланма нуқтаси температураси» интервали асосида аниқланади. Сувнинг учланма нуқтаси — шундай температураки, бу температурада сув, сув буғи ва муз мувозанатда бўлади (130- § га қ.). Сувнинг учланма нуқтаси температурасининг қиймати 273,16 К га аниқ тенг.

Шундай қилиб, 1 *кельвин температура абсолют нолдан сувнинг учланма нуқтаси температурасигача бўлган интервалининг* 1/273,16 *қисмига тенг.*

Сувнинг учланма нуқтаси температураси 0,01°С га тенг бўлгани учун градуснинг Цельсий ва Кельвин шкалаларидаги ўлчами бир хил бўлади ва ҳар қандай температура ёки Цельсий градуси (°С) ҳисобида ёки кельвин (К) ҳисобида ифодаланиши мумкин.

4- §. Идеал газнинг ҳолат тенгламаси

Юқорида илгари сурилган молекуляр-кинетик тасаввурлар ва улар асосида ҳосил қилинган тенгламалар газнинг ҳолатини аниқловчи катталикларни ўзаро боғловчи муносабатларни топишга имкон беради. Бу катталиклар газнинг босими p, унинг температураси T ва маълум газ массаси эгаллаган ҳажми V дир. Бу катталиклар *ҳолат параметрлари* деб аталади.

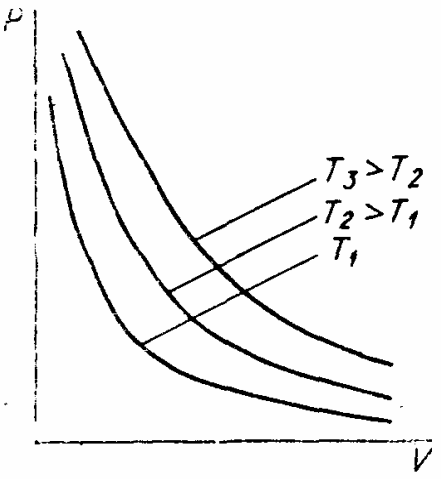
Санаб ўтилган бу уч катталик мустақил катталиклар эмас. Уларнинг ҳар бири қолган иккитасининг функциясидир. Учала катталик — газнинг берилган массаси учун босим, ҳажм ва температурани боғловчи тенгламани *ҳолат тенгламаси* деб аталади ва умумий кўринишда қуйидагича ёзилади:

$$p = f(V, T).$$

Бинобарин, газнинг ҳолати фақат икки параметр (масалан, босим ва ҳажм, босим ва температура ёки ҳажм ва температура) билан аниқланади, учинчи параметр эса қолган иккитаси билан бир қийматли аниқланади. Агар ҳолат тенгламаси аниқ маълум бўлса, икки параметрни билган ҳолда учинчисини топиш мумкин.

Газларда (фақат газлардагина эмас) турли процессларни ўрганиш учун ҳолат тенгламасининг график тасвиридан фойдаланиш қулай. Бунда бир параметрнинг берилган ўзгармас қиймати учун иккинчи параметрнинг учинчисига боғланиш эгри чизиғи чизилади. Масалан, температуранинг берилган аниқ ўзгармас қиймати учун газ босимининг унинг ҳажмига боғланиши 4- расмда тасвирлангандек кўринишда бўлади, бу ерда турли эгри чизиқлар температуранинг турли қийматларига мос

келади: температура қанча юқори бўлса, графикда эгри чизиқ шунча юқорида жойлашади. Газ ҳолати бундай диаграммада нуқта билан тасвирланади. Бир параметрнинг иккинчи параметрга боғланиш эгри чизиғи ҳолат ўзгаришини кўрсатади ва у газдаги процесс деб аталади. Масалан, 4-расмда тасвирланган эгри чизиқлар газнинг берилган ўзгармас температурада кенгайишини ёки сиқилишини тасвирлайди.



4-расм.

Келгусида биз молекуляр системалардаги турли процессларни ўрганишда шунга ўхшаш графиклардан кенг фойдаланамиз.

Идеал газлар учун ҳолат тенгламасини кинетик назариянинг (2.4) ва (3.1) асосий тенгламаларидан осон ҳосил қилиш мумкин.

Ҳақиқатан ҳам, (2.4) тенгламага молекулаларнинг ўртача кинетик энергияси ўрнига унинг (3.1) тенгламадаги ифодасини қўйиб, қуйидагини оламиз:

$$p = nkT. \tag{4.1}$$

Агар V ҳажмда N зарра бўлса, у ҳолда $n = N/V$; бу ифодани (4.1) га қўйиб қуйидагини ҳосил қиламиз:

$$pV = NkT. \tag{4.2}$$

Газ ҳолатининг учала параметри кирган бу тенглама идеал газларнинг ҳолат тенгламасидир.

Бироқ бу тенгламадаги бевосита ўлчаб бўлмайдиган зарралар сони N ўрнига осон ўлчаш мумкин бўлган газнинг M массасини киритиб, тенгламани ўзгартириш мумкин. Бундай ўзгартириш учун *грамм-молекула* ёки *моль* ҳақидаги тушунчадан фойдаланамиз. Моддaнинг нисбий молекуляр массасига (баъзида молекуляр оғирлигига деб гапирилади) тенг бўлган, граммларда ифодаланган масса миқдорига моль деб аталишини эслатиб ўтамиз. Модда миқдорининг ўзига хос бу бирлиги шуниси билан ажойибки, ҳар қандай моддaнинг молида айни бирдай молекулалар сони бўлади. Ҳақиқатан ҳам, икки қандайдир моддaнинг нисбий массаларини μ_1 ва μ_2 билан белгиласак, бу моддаларнинг молекулалари массаларини m_1 ва m_2 билан белгиласак, ўз-ўзидан келиб чиқадиган қуйидаги тенгликларни ёзиш мумкин:

$$\mu_1 = m_1 N_1, \quad \mu_2 = m_2 N_2, \tag{4.3}$$

бу ерда N_1 ва N_2—бу моддаларнинг бир молидаги зарралар сони. Нисбий массанинг таърифидан $\frac{\mu_1}{\mu_2} = \frac{m_1}{m_2}$ эканлиги келиб чиқади, шу-

нинг учун (4.3) тенгликлардан биринчисини иккинчисига бўлиб, $N_1 = N_2$ эканини топамиз, яъни ҳар қандай модданинг ҳар бир молида бирдай сонда молекулалар бўлади.

Барча моддалар учун бир хил бўлган молдаги зарралар сони *Авогадро сони* деб аталади. Биз уни N_0 билан белгилаймиз. Шундай қилиб, биз молни алоҳида катталик — *модда миқдори* сифатида таърифлашимиз мумкин:

1 *моль Авогадро сонига тенг сондаги молекулалардан* ёки бошқа зарралардан (масалан, модда атомлардан ташкил топган бўлса, атомлардан) *иборат бўлган модда миқдоридир.*

Агар газнинг берилган массасидаги молекулалар сони N ни Авогадро сони N_0 га бўлсак, у ҳолда газнинг шу массасидаги моллар сони келиб чиқади. Бироқ бу катталикнинг ўзини газнинг M массасини унинг нисбий массаси μ га бўлиб топиш ҳам мумкин, шунинг учун

$$\frac{M}{\mu} = \frac{N}{N_0}; \text{ бундан } N = \frac{M}{\mu} N_0.$$

N нинг бу ифодасини (4.2) формулага қўямиз. Бунда ҳолат тенгламаси қуйидаги кўринишни олади:

$$pV = \frac{M}{\mu} N_0 k T. \tag{4.4}$$

Бу тенгламага икки универсал доимий — Авогадро сони N_0 ва Больцман доимийси k киради. Улардан бирини, масалан, Больцман доимийсини билган ҳолда бошқасини (Авогадро сонини) (4.4) формуладан фойдаланган ҳолда оддий тажрибалар ёрдамида аниқлаш мумкин. Бунинг учун нисбий массаси μ нинг қиймати аниқ бўлган бирор газ олиб, бу газ билан V ҳажмли идишни тўлдириш, бу газнинг p босимини ва T температурасини ўлчаш, бўш (гази сўриб олинган) ва газ тўлдирилган идишни тортиш йўли билан унинг M массасини аниқлаш керак. Авогадро сони $6{,}02 \cdot 10^{23}$ моль$^{-1}$ га тенг бўлиб чиқади.

Авогадро сонининг ҳозирги вақтдаги энг аниқ қиймати

$$N_0 = 6{,}0220943 \cdot 10^{23} \text{ моль}^{-1}.$$

Универсал константалар кўпайтмаси $N_0 k$ ҳам универсал доимий бўлиши равшан. Бу катталик *универсал газ доимийси* деган номни олган ва R ҳарфи билан белгиланади:

$$R = N_0 k \approx 6{,}02 \cdot 10^{23} \cdot 1{,}38 \cdot 10^{-23} = 8{,}31 \text{ Ж/моль} \cdot K = 8{,}31 \cdot 10^7 \text{ эрг/моль} \cdot \text{К}.$$

(R нинг аниқ қиймати $R = 8{,}31441$ Ж/моль·К.)

(4.4) тенгламада $N_0 k$ ни универсал доимий R билан алмаштириб, қуйидаги формулани оламиз:

$$pV = \frac{M}{\mu} RT. \tag{4.5}$$

Идеал газ ҳолат тенгламасининг бундай кўриниши *Клапейрон — Менделеев тенгламаси* деб аталади. Бу тенгламага кирувчи M/μ катталик газнинг берилган массасидаги моллар сонини билдиради. Бир моль газ учун, яъни $M = \mu$ бўлган ҳол учун (4.5) тенглама қуйидаги кўринишда бўлади:

$$pV = RT. \tag{4.6}$$

5-§. Идеал газ қонунлари

Газлар табиатини бошқарувчи илгаридан маълум бўлган қонунлар ўз вақтида тажриба йўли билан топилган (Бойль — Мариотт қонуни XVII асрдаёқ аниқланган эди). Бу барча қонунларнинг юқорида келтирилган газлар кинетик назарияси тенгламаларидан келтириб чиқарилиши мумкин эканига осон ишонч ҳосил қилиш мумкин.

Бойль — Мариотт қонуни. Газни унинг температураси ўзгармас сақланадиган шароитларда (бундай шароитлар *изотермик* шароитлар деб юритилади) кўрайлик. Агар (4.5) тенгламада $T = \text{const}$ деб олинса, унинг ўнг қисми ўзгармас катталик бўлиши равшан:

$$PV = \text{const}. \tag{5.1}$$

Изотерма тенгламаси деб аталадиган бу формула Бойль — Мариотт қонунини ифодалайди, бу қонунга мувофиқ, ўзгармас температурада газ сиқилса ёки кенгайтирилса, яъни унинг ҳажми ўзгартирилса, унинг босими шундай ўзгарадики, бунда босимнинг ҳажмга кўпайтмаси ўзгармас катталик бўлиб қолаверади. Турли температуралар учун p нинг V га боғланиш графиклари 4-расмда тасвирланган. (5.1) формуладан *изотермалар* деб аталувчи бу эгри чизиқларнинг гипербола эканлиги кўриниб турибти.

Бойль — Мариотт қонуни ўзгармас температурада газ ҳажмининг ўзгариши билан унинг босими қандай ўзгаришини (албатта, унинг массаси ўзгармас бўлганда) кўрсатади.

Идеал газнинг сиқилувчанлиги. Изотермик сиқилувчанлик коэффициенти. Газнинг, бошқа ҳар қандай жисмнинг ҳам, ҳажми ўзгариши билан босимни ўзгартириш хоссаси *сиқилувчанлик* деб аталади. Агар ҳажм ўзгариши температура ўзгармагани ҳолда рўй берадиган бўлса, у ҳолда сиқилувчанлик ҳажмнинг босимни бир бирликка ўзгартирувчи нисбий ўзгариши билан аниқланувчи *изотермик сиқилувчанлик коэффициенти* χ билан характерланади. У шундай ифодаланади:

$$\chi = \frac{1}{V}\left(\frac{dV}{dp}\right)_T. \tag{5.2}$$

Бу ерда dV — газ ҳажмининг босимни dp миқдорга ўзгартирувчи ўзгариши; V — дастлабки ҳажм (бирор катталикнинг нисбий ўзгариши деб бу катталик ўзгаришининг унинг дастлабки қийматига нис-

батига айтилади). Ҳосиладаги T индекси ҳосиланинг $T = \text{const}$ да олинишини кўрсатади.

Идеал газ учун χ нинг қийматини ҳисоблаш осон. (4.5) ҳолат тенгламасидан қуйидагини келтириб чиқарамиз:

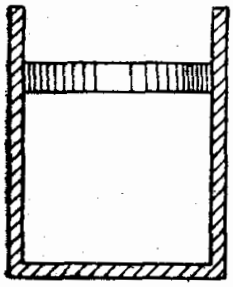
$$d(pV) = Vdp + pdV = 0 \quad \left(\frac{M}{\mu}RT = \text{const}\right).$$

Бундан

$$\chi = \frac{1}{V}\left(\frac{dV}{dp}\right) = -\frac{1}{p}. \tag{5.3}$$

Минус ишора ҳажмнинг *ортиши* босимнинг *камайишига* олиб келишини кўрсатади.

Идеал газнинг изотермик сиқилиш коэффициенти газ босимининг тескари катталигига тенг ва СИ системасида м²/Н, СГС системасида эса см²/дина ҳисобида ўлчанади.



5- расм.

Босим ортиши билан χ катталик албатта камаяди, чунки босим қанча катта бўлса, газда янада кўпроқ сиқилиш имконияти шунча кам бўлади.

Гей-Люссак қонуни. Энди газ унинг p босими ўзгармас, бироқ температураси ўзгарадиган шароитларда бўлсин. Агар газни қўзғалувчан поршень билан ёпилган цилиндрга қамалса, шундай шароит ҳосил қилиш мумкин (5- расм). Бундай цилиндрда температуранинг ўзгариши поршенни силжитиб, ҳажмни ўзгартиради. Босим эса ўзгармас бўлади.

(4.5) ҳолат тенгламасидан бу ҳолда газ ҳажмининг унинг температурасига нисбати ўзгармас бўлиши кўриниб турибди:

$$\frac{V}{T} = \frac{M}{\mu}\frac{R}{p} = \text{const}. \tag{5.4}$$

Изобара тенгламаси деб аталадиган бу тенглама (ўзгармас босимда бўладиган процесс *изобарик* процесс деб юритилади) Гей-Люссакнинг машҳур қонунини ифодалайди (бу қонунни баъзида, етарлича асос бўлмагани ҳолда Шарль қонуни деб юритилади).

Изобаранинг $V = f(T)$ графиги координаталар бошидан бошланувчи тўғри чизиқ бўлиши (5.4)дан кўриниб турибди.

Газнинг ўзгармас босимда ҳажмий кенгайиш коэффициенти. Ҳажмий кенгайиш коэффициенти α сиқилиш коэффициентига ўхшаш кўринишда ифодаланиши мумкин:

$$\alpha = \frac{1}{V}\left(\frac{dV}{dT}\right)_p. \tag{5.5}$$

(4.5) ҳолат тенгламасидан $\left(\frac{dV}{dT}\right)_p = \frac{M}{\mu}\frac{R}{p}$ эканлиги келиб чиқади, бундан

$$\alpha = \frac{1}{V}\left(\frac{dV}{dT}\right)_p = \frac{1}{T},$$

яъни идеал газнинг ҳажмий кенгайиш коэффициенти абсолют температуранинг тескари катталигига тенг экан. 0°С да бу коэффициент, масалан, 1/273 K^{-1} га тенг бўлади.

Изохорик процесс. Газ ҳолати тенгламаси (4. 5) дан кўриниб турганидек ҳажм ўзгармас бўлган шароитда (бундай шароитларда бўладиган процесслар *изохорик* процесслар деб аталади) газ температурасининг ўзгариши билан унинг босимининг ўзгариши шундай бўладики, бунда p/T нисбат ўзгармас бўлади:

$$\frac{p}{T} = \frac{M}{\mu}\frac{R}{V} = \text{const}. \qquad (5.6)$$

Бироқ бундай тасдиқни табиат қонуни деб бўлмайди. Идеал газнинг температура шкаласини ҳосил қилишда, худди шундай (3-§ да айтганимиздек) $p/T = \text{const}$ деб фараз қилинади. Шунинг учун бу «қонунни» экспериментал текшириш натижасида бундан бошқача хулоса бўлиши мумкин эмас.

Авогадро қонуни. Идеал газ ҳолати тенгламасидан бевосита Авогадро қонуни келиб чиқади. Бу қонунга мувофиқ, *бирдай босим ва температураларда ҳар қандай газнинг тенг ҳажмидаги молекулалар сони бир хил бўлади.* Ҳақиқатан ҳам, айтайлик, бирдай босим ва температурадаги икки турли газнинг иккита бирдай ҳажми берилган бўлсин. Уларнинг ҳар бири учун ҳолат тенгламасини (4.2) шаклда ёзиш мумкин:

$$pV = N_1 kT, \qquad pV = N_2 kT,$$

бу ерда N_1 ва N_2 — ҳажмларнинг ҳар биридаги молекулалар сони. Бу икки тенгликдан

$$N_1 = N_2$$

эканлиги келиб чиқади. Бу Авогадро қонунидир.

Бу қонундан, аксинча, молекулалари сони бирдай бўлган турли газларнинг бирдай босим ва бирдай температураларда бирдай ҳажм эгаллаши келиб чиқади. Шунинг учун ихтиёрий газнинг бир моли берилган босим ва температураларда бирдай ҳажм эгаллайди. Хусусан, 0°С (273,15 К) температура ва 1 атм ($1{,}01\cdot10^5$ Н/м²) босимда ҳар қандай бир моль газ

$$V_0 = \frac{RT}{p} \approx \frac{8{,}31\cdot273}{1{,}01\cdot10^5} \approx 2{,}24\cdot10^{-2}\ \text{м}^3/\text{моль}$$

ҳажмни эгаллайди. Аниқ қиймати: $V_0 = 2{,}241383\cdot10^{-2}$ м³/моль.

Бундай (нормал) шароитларда 1 м³ даги молекулалар сони n_0 ни ҳисоблаш ҳам осон:

$$n_0 = \frac{N_0}{V_0} = \frac{6{,}02 \cdot 10^{23}}{2{,}23 \cdot 10^{-2}} = 2{,}7 \cdot 10^{25}\ \text{м}^{-3}.$$

Бу сон *Лошмидт сони* деб аталади.

Дальтон қонуни. Айтайлик V ҳажмли идишда иссиқлик мувозанати ҳолатида бўлган бир-бири билан химиявий реакцияга киришмайдиган турли газларнинг аралашмаси бўлсин. Бундай аралашма учун ҳолат тенгламаси

$$pV = (N_1 + N_2 + N_3 + \ldots)\ kT$$

кўринишда бўлади, бу ерда $N_1, N_2, N_3, \ldots$ — аралашмадаги тегишли компоненталарнинг молекулалари сони. Бундан

$$N_1 + N_2 + N_3 + \ldots = N$$

эканлиги равшан, бунда N — идишдаги умумий молекулалар сони.

Газнинг босими

$$p = \frac{N_1}{V} kT + \frac{N_2}{V} kT + \frac{N_3}{V} kT + \ldots$$

Бу ифода молекулаларнинг ҳар бир группаси бошқа группа молекулаларининг қандай босим беришига боғлиқ бўлмаган ҳолда босим беришини кўрсатади. Бунинг сабаби шуки, идеал газда молекулалараро таъсир йўқ, молекулалар бошқа молекулаларнинг мавжудлигидан «бехабар». Қуйидаги

$$\frac{N_1}{V} kT = p_1, \quad \frac{N_2}{V} kT = p_2, \quad \frac{N_3}{V} kT = p_3, \ldots$$

ифодалар V ҳажмни эгаллаган аралашманинг ҳар бир компонентининг босимидир, яъни $p_1, p_2, p_3, \ldots$ босимлар аралашма компоненталарининг *парциал* босимидир. Бирор газнинг—газ аралашмаси компонентининг — парциал босими деб ана шу газнинг ёлғиз ўзи аралашма эгаллаган бутун ҳажмни эгаллаганда кўрсатиши мумкин бўлган босимга айтилишини эслатиб ўтамиз.

Шундай қилиб,

$$p = p_1 + p_2 + p_3 + \ldots,$$

яъни газлар аралашмасининг босими унинг компоненталари парциал босимларининг йиғиндисига тенг. Дальтон қонунининг мазмуни шундан иборат бўлиб, албатта у фақат идеал газлар учунгина ўринлидир. Тажрибанинг кўрсатишича, етарлича юқори босимларда (ўнлаб атмосфера тартибида), яъни газларни идеал деб ҳисоблаш мумкин бўлмаган босимларда Дальтон қонунидан бирмунча четланишлар бўлиши кузатилади.

Шундай қилиб, газлар кинетик назариясининг асосий натижаларидан фойдаланиб, газларнинг хатти-ҳаракатини бошқа-

рувчи, шунингдек бу назария ривожлантирилгунга қадар эксперименталаниқланган қонунларни ҳосил қилдик. Бу маълум даражада назариянинг тўғрилигини кўрсатади, уни тажрибада синалган деб ҳисоблашга имкон беради. Бу яна шуни кўрсатадики, юқорида кўрилган газ қонунлари фақат идеал газларгагина, умуман айтганда, газлар кинетик назарияси пайдо бўлгунига қадар номаълум бўлган газларгагина тегишли экан. Агар идеаллик шартлари бузилса, газ қонунларидан четга чиқишлар кузатилади. Шунинг учун газнинг бу қонунларга қатъий бўйсуниши унинг идеаллигининг тасдиқи бўлади, деб ҳисоблаш мумкин. Шунинг учун баъзида, масалан, Бойль—Мариотт ёки Гей-Люссак қонунига бўйсунувчи газни идеал газ деб гапирилади.

6-§. Газ молекулаларининг тезликлари

Газлар кинетик назариясининг асосий тенгламаси молекулалар илгариланма ҳаракати ўртача кинетик энергияси билан абсолют температура орасида боғланиш ўрнатади:

$$\frac{m\overline{v^2}}{2} = \frac{3}{2}kT.$$

Шу билан молекулаларнинг ўртача квадратик тезлиги ҳам аниқланади:

$$\sqrt{\overline{v^2}} = \overline{v} = \sqrt{\frac{3kT}{m}}, \tag{6.1}$$

бу тезлик берилган газ учун (молекула массасининг берилган m қийматида) фақат температурага боғлиқ бўлади. Агар (6.1) тенглама ўнг қисмидаги илдиз ости ифоданинг сурати ва махражини Авогадро сонига кўпайтирилса, у ҳолда $N_0k = R$ ва $N_0m = \mu$ бўлгани учун

$$\overline{v} = \sqrt{\frac{3RT}{\mu}}. \tag{6.2}$$

Ҳолат тенгламаси (4.6) га кўра $pV = RT$ бўлгани учун (бу ерда V — бир моль газ эгалланган ҳажм) (6.2) тенгликни қуйидаги кўринишда ёзиш мумкин:

$$\overline{v} = \sqrt{\frac{3p}{\rho}}, \tag{6.3}$$

бу ерда ρ — газнинг зичлиги, унинг μ/V га, яъни моль массасининг унинг ҳажмига бўлинганига тенглиги равшан. (6.3) формула молекулаларнинг ўртача квадратик тезлиги соф макроскопик катталиклар— газнинг босими ва унинг зичлигини ўлчаш натижаларидан ҳисобланиши мумкин эканини кўрсатади. Масалан, азотнинг зичлиги атмос-

фера босими ва 0°С температурада 1,25 кг/м³ га тенг. Бу ҳолда азот молекулаларининг ўртача квадратик тезлиги

$$\overline{\overline{v}} = \sqrt{\frac{3 \cdot 1{,}013 \cdot 10^5}{1{,}25}} \approx 500 \text{ м/сек га тенг.}$$

Водороднинг зичлиги худди шу шароитларда азотникидан тахминан 15 марта кичик. Шунинг учун водород молекулаларининг ўртача квадратик тезлиги деярли 4 марта катта ва тахминан 2000 м/сек га тенг.

Шуниси қизиқки, газ молекулаларининг тезлиги ана шу газда товушнинг тезлигига яқин. Бунинг сабаби — газда товуш тўлқинлари ҳаракатланувчи молекулалар воситасида узатилади. Шунинг учун газда товушнинг тезлиги c қуйидаги

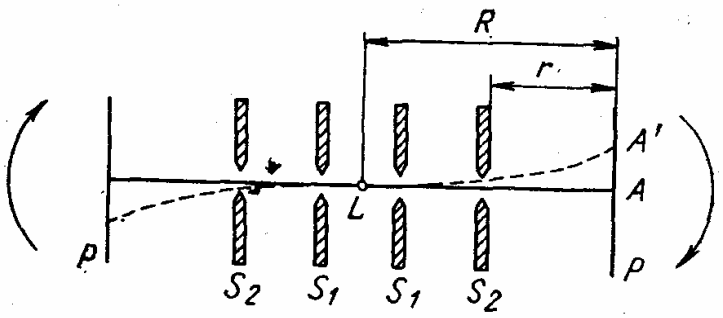
$$c = \sqrt{p/\rho}$$

формула ёрдамида тақрибан аниқланишига таажжубланмаса ҳам бўлади.

Газ молекулалари тезлигини экспериментал аниқлаш катта аҳамиятга эга, чунки бу йўл билан кинетик назария учун жуда муҳим бўлган Больцман доимийсининг қийматини тажрибада аниқлаш мумкин. Газ молекулаларининг тезлигини бевосита тажриба йўли билан 1920 йилда Штерн аниқлаган эди.

Штерн тажрибаси. Тажриба схемаси 6-расмда кўрсатилган. Тезлиги ўрганилаётган зарралар (бизнинг ҳолда атомлар) манбаи сифатида кумуш қатлами қопланган L платина сими хизмат қилади. Бу сим икки цилиндрик диафрагмалар билан ўралган бўлиб, диафрагмаларда сим билан бир вертикал текисликда ётадиган қилиб S_1 ва S_2 тор тирқишлар очилган. Бу қурилманинг ҳаммаси P цилиндр ичига жойлаштирилган бўлиб, унинг ички сиртида S_2 тирқиш қаршисига нишон—олиб қўйиладиган жез пластинка жойлаштирилган. Бу система бутунича юқори ($\sim 10^{-6}$ тор) вакуум ҳосил қиладиган насос қалпоғи остига жойлаштирилган бўлиб, L сим тортилган ўқ атрофида катта тезлик билан айлана олади.

L сим орқали электр токи ўтказиш йўли билан Штерн уни кумуш сезиларли даражада буғлана оладиган температурагача (1235 К) қиздирган. Бунда тезликлари симнинг температурасига мос бўлган



6- расм.

кумуш атомлари барча томонларга учиб чиқади. Бу атомларнинг бир қисми S_1 ва S_2 тирқишлар орқали ўтади ва шу тариқа тирқишлар ёрдамида атомлар оқимидан бир йўналишда ҳаракатланувчи ва бир-бири билан тўқнашмайдиган аниқ чегарали, тор даста қирқиб олинади (молекулаларнинг бундай йўналган оқимлари *молекуляр оқимлар* деган умумий ном билан юритилади).

Бутун система қўзғалмаган вақтда кумушнинг дастани ҳосил қилган атомлари нишонда 6-расмда A нуқта билан белгиланган жойида конденсацияланади ва нишонда гўё S_2 тирқишнинг полоса кўринишидаги тасвирини ҳосил қилади. Бироқ асбоб ҳаракатлантирилганда, даста атомлари энди A нуқтага тушмай, A га нисбатан бирор δ масофага силжийди (расмда $\delta = AA'$). Атомлар S_2 тирқишдан нишонгача бўлган r масофани v тезлик билан ҳаракатланиб $t = \frac{r}{v}$ вақт ичида ўтади. Бироқ бу вақт ичида айланаётган цилиндрнинг ҳар бир нуқтаси $2\pi nRt$ га тенг бўлган δ масофага силжийди (бу ерда n — P цилиндрнинг бир секундда айланишлари сони, R — бу цилиндрнинг радиуси):

$$\delta = 2\pi nRt.$$

Бу ифодадаги t нинг ўрнига унинг r/v қийматини қўйиб ёзамиз:

$$\delta = \frac{2\pi nRr}{v}. \qquad (6.4)$$

Асбоб бошқа томонга айлантирилганда полоса A нуқтадан бошқа томонга ана шундай масофага силжийди. Шундай қилиб, нишонда бир-биридан 2δ масофага жойлашган икки полоса пайдо бўлади. Бу δ нинг ўлчаниш аниқлигини оширади.

Полосалар орасидаги масофани ўлчаб ва n, r ва R ни билган ҳолда (6. 4) формулага кўра симнинг температурасида атомларнинг v тезлиги ҳисобланади.

Атомларнинг шундай йўл билан ўлчанган тезликлари (6.1) формулага кўра ҳисобланган тезликларига жуда яқин бўлиб чиқди.

Штерн томонидан ишлаб чиқилган молекуляр дасталар методи зарраларнинг турли хоссаларини тадқиқ қилишда ҳозиргача кенг қўлланилади.

Шу нарсани қайд қилиш керакки, Штерн тажрибаларида нишонда ҳосил бўлган силжиган полосалар анча кенг ёйилган эди ва силжимаган ингичка, аниқ полосадан фарқ қилиб, тирқишнинг тасвирини акс эттирмас эди. Кумуш атомлари манбадан турли тезликлар билан учиб чиқиши назарда тутилса, шундай бўлиши табиий эканлиги аён бўлади. Тезроқ ҳаракатланувчи атомларнинг секинроқ ҳаракатланувчи атомларга қараганда асбоб қўзғалмас тургандаги тушган жойларига нисбатан камроқ силжиши равшан. Полосалар орасидаги 2δ масофа

уларнинг кумуш энг зич бўлган, яъни молекулаларнинг энг кўп қисми келиб тушган қисмлари орасидаги масофадир.

Нишонга тезликлари ўртача квадратик тезликдан тахминан 1,3 марта катта бўлган молекулаларнинг энг максимал зичликда тушишини кўрсатиш мумкин. Шунинг учун (6. 4) формулада δ кумуш зарраларининг энг зич қисмлари орасидаги масофанинг ярми эканлигини назарга олсак, бу формуладан ҳисобланган v тезлик

$$v \approx 1{,}3\ \overline{\overline{v}}$$

бўлади.

Биз баён қилган Штерн тажрибаларидан ўртача квадратик тезлик қийматини топиб, (6.1) формуладан фойдаланиб Больцман доимийсининг қийматини аниқлаш мумкин. Штерн тажрибалари фақат молекулаларнинг ўртача квадратик тезликларини аниқлашгагина эмас, балки кумуш зарраларининг ёйилишига кўра молекулаларнинг тезликлари бўйича тақсимланишини ҳам қўполроқ бўлса-да, аниқлашга имкон беради.

7- §. Броун ҳаракати

Молекулалар ҳаракатининг реаллигини энг ишонарли тасдиқларидан бири *Броун ҳаракати* деб аталган ҳодиса бўлиб, уни инглиз ботаниги Броун 1827 йилда сувдаги энг кичик муаллақ споралари ўрганишда кашф қилган. Броун жуда катталаштирувчи микроскоп билан қараб, уларнинг гўё даҳшатли фантастик ўйинга тушгандек узлуксиз тартибсиз ҳаракатланишини кузатди.

Кейинги тажрибалар бу ҳаракатларнинг зарраларнинг биологик келиб чиқиши билан ёки суюқликнинг қандайдир ҳаракати билан боғлиқ эмаслигини кўрсатди. Суюқликда ёки газда муаллақ бўлган ҳар қандай кичик зарралар шундай ҳаракатланар экан. Масалан, тинч ҳавода тутун зарралари ҳам ана шундай тартибсиз ҳаракатланади. Суюқлик ёки газда муаллақ зарраларнинг бундай тартибсиз ҳаракати Броун ҳаракати деб ном олган.

Махсус тадқиқотлар Броун ҳаракатининг зарралар моддасининг хоссаларига эмас, улар муаллақ турган суюқлик ёки газнинг хоссаларига боғлиқ бўлишини кўрсатди. Броун зарраларининг ҳаракат тезлиги температуранинг ортиши ва зарралар ўлчамларининг кичиклашиши билан ортиб борар экан.

Агар муаллақ зарраларнинг ҳаракати суюқлик ёки газнинг ҳаракатланаётган молекулалари томонидан бериладиган зарбалар туфайли юзага келади деб олсак, бу қонуниятларни тушунтириш осон бўлади.

Албатта, ҳар бир Броун зарраси ҳар томонидан шундай зарбаларга дуч келади. Молекулалар ҳаракати тамомила тартибсиз бўлганида заррага бирор йўналишда бўлаётган зарбалар қарама-қарши йўналишдан бўладиган зарбаларга сон жиҳатидан аниқ тенг деб қабул қилиш ва бу турткиларнинг ҳаммаси бир-бирини батамом компенсация қилиб, зарра ўз ўрнида қўзғалмасдан қолиши керак эди.

Агар зарралар ҳаддан ташқари кичик бўлмаса шундай бўлади, албатта. Бироқ микроскопик зарралар (10^{-4}—10^{-5} см) тўғрисида гап кетганда иш бошқача бўлади. Чунки молекуляр ҳаракатларнинг хаотиклигидан турли томондан бўлаётган зарбаларнинг *ўртача* бир хил бўлиши келиб чиқади, холос. Бироқ суюқлик ёки газ сингари статистик системада ҳамма вақт ўртача қийматдан чеккага чиқишлар бўлади. У ёки бу катталикнинг кичик ҳажмда ёки вақтнинг кичик оралиқлари давомида ўртача қийматларидан чеккага чиқишлари *флуктуациялар* деб аталади. Масалан, суюқлик ёки газда одатдаги ўлчамли жисмлар бўлса, бу жисмга молекулалар томонидан бериладиган зарбалар сони шунча кўпки, алоҳида турткиларни ҳам, қайси йўналишдан бўлаётган турткилар тасодифан бошқа йўналишдаги турткилардан ортиқ эканлигини ҳам сезиш мумкин эмас. Кичик зарралар учун эса уларнинг молекулалар томонидан олаётган зарбаларининг умумий сони унча кўп эмас, шунинг учун дам бир йўналишда, дам бошқа йўналишда бўлаётган зарбаларнинг зўрайишини қайд қилиш мумкин ва зарбалар сонининг ана шундай флуктуацияси туфайли муаллақ зарраларнинг Броун ҳаракати деб номланган характерли талвасали ҳаракатлари юзага келади.

Броун зарраларининг ҳаракати — молекуляр ҳаракатлар эмаслиги равшан: биз алоҳида молекула зарбасининг натижасини эмас, бир йўналишдаги зарбалар сонининг қарама-қарши йўналишдаги зарбалар сонидан катта эканлигининг натижасини кўрамиз. Броун ҳаракати фақат тартибсиз молекуляр ҳаракатларнинг ўзи мавжуд эканлигини жуда аниқ намоён қилади, холос.

Шундай қилиб, Броун ҳаракатининг юзага келишига сабаб шуки, молекулаларнинг заррага турли йўналишлардан берадиган зарбаси сонининг тасодифий фарқи туфайли бирор йўналишда қандайдир тенг таъсир этувчи куч пайдо бўлади. Флуктуациялар жуда қисқа вақтли бўлиши туфайли кичик вақт оралиғидан сўнг тенг таъсир этувчининг йўналиши ўзгаради, у билан бирга зарранинг ҳаракат йўналиши ҳам ўзгаради. Молекуляр ҳаракатнинг хаотиклигини акс эттирувчи Броун ҳаракатининг хаотиклиги ана шундан келиб чиқади.

Броун ҳаракатининг юқоридаги сифатий баёнини энди бу ҳодисани миқдорий томондан ўрганиш билан тўлдирамиз. Унинг

миқдорий назарияси биринчи марта Эйнштейн ва ундан мустақил равишда Смолуховский (1905 йил) томонидан берилган. Биз бу ерда назариянинг асосий муносабатини авторлардан кўра оддийроқ йўл билан чиқаришни берамиз.

Молекулалар зарбаларининг батамом компенсацияланмаслиги туфайли броун заррасига, биз кўрганимиздек, бирор натижавий F куч таъсир қилади ва шу куч таъсирида зарра ҳаракатланади. Заррага бу кучдан ташқари муҳитнинг қовушқоқлиги туфайли пайдо бўлган ва F кучга қарама-қарши йўналган f ишқаланиш кучи ҳам таъсир қилади.

Содда бўлиши учун зарра a радиусли сфера шаклида деб фараз қиламиз. У ҳолда f ишқаланиш кучи Стокс формуласи билан ифодаланиши мумкин:

$$f = 6\pi\eta a v,$$

бу ерда η — суюқлик (ёки газ) нинг ички ишқаланиш коэффициенти, v — зарранинг ҳаракат тезлиги. Шунинг учун зарранинг ҳаракат тенгламаси (Ньютоннинг иккинчи қонуни) бундай кўринишда бўлади:

$$m\ddot{\boldsymbol{r}} = \boldsymbol{F} - 6\pi\eta a\dot{\boldsymbol{r}}. \qquad (7.1)$$

Бу ерда m—зарранинг массаси, $\boldsymbol{r}$—ихтиёрий координаталар системасига нисбатан радиус-вектори, $\dot{\boldsymbol{r}} = v$ — зарранинг тезлиги. $\boldsymbol{F}$ — молекулаларнинг зарбалари туфайли ҳосил бўлган кучларнинг тенг таъсир этувчиси.

$\boldsymbol{r}$ радиус-векторнинг координата ўқларидан бирига, масалан, X ўқига проекциясини кўрайлик. Бу ташкил этувчи учун (7. 1) тенгламани шундай қайта ёзиш мумкин:

$$m\ddot{x} = F_x - 6\pi\eta a\dot{x}, \qquad (7.2)$$

бу ерда F_x — натижавий $\boldsymbol{F}$ кучнинг X ўқ бўйича ташкил этувчисидир.

Бизнинг вазифамиз Броун заррасининг молекуляр зарбалар таъсирида x силжишини аниқлашдан иборат. Бу зарраларнинг ҳар бири доим молекулалар зарбасига дуч келади ва бундай зарбадан кейин ўзининг йўналишини ўзгартиради. Турли зарраларнинг силжиши катталиги жиҳатидан ҳам, йўналиши жиҳатидан ҳам фарқ қилади. Барча зарраларнинг силжишлари йиғиндисининг эҳтимолий қиймати нолга тенг, чунки тенг эҳтимолли силжишларнинг ишораси мусбат ҳам, манфий ҳам бўлиши мумкин. Шунинг учун зарралар силжиши проекциясининг ўртача қиймати $\overline{x}$ нолга тенг бўлади. Бироқ, силжишлар квадратининг ўртача қиймати, яъни $\overline{x^2}$ катталик нолга тенг бўлмайди, чунки x нинг ишораси ўзгарганида x^2 нинг ишораси ўзгармайди. Шунинг учун (7. 2) тенгламани унга $\overline{x^2}$ катталик кира-

диган қилиб ўзгартирамиз. Бунинг учун бу тенгламанинг ҳар иккала қисмини x га кўпайтирамиз:

$$mx\ddot{x} = xF_x - 6\pi\eta a x\dot{x}. \tag{7.3}$$

Қуйидаги айниятлардан фойдаланамиз:

$$x\ddot{x} = \frac{1}{2}\frac{d^2(x)^2}{dt^2} - \left(\frac{dx}{dt}\right)^2, \quad x\dot{x} = \frac{1}{2}\frac{d(x^2)}{dt}.$$

Бу ифодаларни (7. 3) тенгламага қўямиз ва қуйидагини ҳосил қиламиз:

$$\frac{m}{2}\frac{d^2(x^2)}{dt^2} - m\left(\frac{dx}{dt}\right)^2 = -3\pi\eta a\frac{d(x^2)}{dt} + xF_x.$$

Бу тенглама ҳар қандай зарра учун ўринли ва агар ўртача қиймат етарлича катта сондаги зарралар учун олинган бўлса, у тенгламага кирувчи катталикларнинг ўртача қийматлари учун ҳам ўринлидир. Шунинг учун қуйидагича ёзиш мумкин:

$$\frac{m}{2}\frac{d^2\overline{(x^2)}}{dt^2} - m\overline{\left(\frac{dx}{dt}\right)^2} = -3\pi\eta a\frac{d\overline{(x^2)}}{dt} + \overline{xF_x},$$

бу ерда $\overline{x^2}$ — зарра силжиши квадратининг ўртача қиймати, $\overline{\left(\frac{dx}{dt}\right)^2}$ эса унинг тезлиги квадратининг ўртача қиймати. Тенгликка кирувчи $\overline{xF_x}$ катталикнинг ўртача қиймати эса нолга тенг, чунки зарралар сони кўп бўлганда x ва F_x кўпинча бирдай мусбат ва манфий қийматлар қабул қилади.

Шунинг учун (7. 2) тенглама шундай кўринишга келади:

$$\frac{m}{2}\frac{d^2\overline{(x^2)}}{dt^2} - m\overline{\left(\frac{dx}{dt}\right)^2} = -3\pi\eta a\frac{d\overline{(x^2)}}{dt}. \tag{7.4}$$

Бу тенгламада $\overline{\left(\frac{dx}{dt}\right)^2}$ катталик тезликнинг X ўқига проекцияси квадратининг ўртача қиймати. Зарраларнинг ҳаракатлари тамомила хаотик бўлгани учун ҳар учала координаталар ўқи бўйича тезлик проекциялари квадратларининг ўртача қийматлари бир-бирига тенг бўлади:

$$\overline{\left(\frac{dx}{dt}\right)^2} = \overline{\left(\frac{dy}{dt}\right)^2} = \overline{\left(\frac{dz}{dt}\right)^2}.$$

Шунингдек, бу катталикларнинг йиғиндиси зарралар тезлиги квадратининг ўртача қиймати $\overline{v^2}$ га тенг бўлиши ҳам кўриниб турибди:

$$\overline{\left(\frac{dx}{dt}\right)^2} + \overline{\left(\frac{dy}{dt}\right)^2} + \overline{\left(\frac{dz}{dt}\right)^2} = \overline{v^2}.$$

Бинобарин,

$$\overline{\left(\frac{dx}{dt}\right)^2} = \frac{1}{3}\overline{v^2},$$

шундай қилиб, (7. 4) га кирган бизни қизиқтирган ифода қуйидагига тенг:

$$m\overline{\left(\frac{dx}{dt}\right)^2} = \frac{1}{3}m\overline{v^2} = \frac{2}{3}\frac{m\overline{v^2}}{2}.$$

$\frac{m\overline{v^2}}{2}$ катталик Броун заррасининг ўртача кинетик энергиясидир. Суюқлик ёки газ молекулаларига тўқнаш келиб, Броун зарралари улар билан энергия алмашади ва ўзи ҳаракатланаётган муҳит билан иссиқлик мувозанатида бўлади. Шунинг учун Броун зарраси илгариланма ҳаракатининг ўртача кинетик энергияси суюқлик (ёки газ) молекулалари ўртача кинетик энергиясига, яъни илгаридан маълум бўлган $\frac{3}{2}kT$ га тенг бўлиши керак:

$$\frac{m\overline{v^2}}{2} = \frac{3}{2}kT,$$

бинобарин,

$$m\overline{\left(\frac{dx}{dt}\right)^2} = \frac{2}{3}\frac{m\overline{v^2}}{2} = kT. \qquad (7.5)$$

Броун заррасининг ўртача кинетик энергияси (газ молекуласиники сингари) $3/2\ kT$ бўлиши принципиал аҳамиятга эга. Ҳақиқатан ҳам биз илгари чиқарган (3. 1) тенгламамиз бир-бири билан ўзаро таъсир қилишмайдиган хаотик ҳаракатланувчи зарралар учун ўринлидир. Бу зарралар кўзга кўринмайдиган молекулалар бўладими ёки миллиардлаб молекулалардан тузилган анча йирик Броун зарралари бўладими, бари бир. Молекуляр-кинетик нуқтаи назардан Броун заррасини улкан молекула деб қараш мумкин. Шунинг учун бундай зарранинг ўртача кинетик энергияси молекуланики сингари бўлиши керак. Броун зарраларининг тезликлари эса уларнинг массаларига мос равишда беқиёс даражада кичик.

(7. 4) тенгламага қайтамиз ва (7. 5) ни назарга олиб, уни қуйидаги кўринишда қайта ёзамиз:

$$\frac{m}{2}\frac{d^2\overline{(x^2)}}{dt^2} - kT = -3\pi\eta a\frac{d\overline{(x^2)}}{dt}.$$

Бу тенглама осон интегралланади. $\frac{d\overline{(x^2)}}{dt} = Z$ деб белгилаб, қуйидагини оламиз:

$$\frac{m}{2}\frac{dZ}{dt} - kT = -3\pi\eta aZ$$

ва ўзгарувчиларни ажратганимиздан сўнг бизнинг тенглама шундай кўринишга келади:

$$\frac{dZ}{Z-\frac{kT}{3\pi\eta a}}=-\frac{6\pi\eta a}{m}\,dt.$$

Бу тенгламанинг чап қисмини 0 дан Z гача, ўнг қисмини эса 0 дан t гача интеграллаб ёзамиз:

$$\int_0^Z \frac{dZ}{Z-\frac{kT}{3\pi\eta a}}=-\int_0^t \frac{6\pi\eta a}{m}\,dt$$

ёки

$$\ln\left(Z-\frac{kT}{3\pi\eta a}\right)-\ln\left(-\frac{kT}{3\pi\eta a}\right)=-\frac{6\pi\eta a}{m}\,t.$$

Бундан

$$Z=\frac{kT}{3\pi\eta a}\left(1-e^{-\frac{6\pi\eta a}{m}t}\right)=\frac{d\overline{(x^2)}}{dt}.$$

$e^{-\frac{6\pi\eta a}{m}t}$ катталик оддий тажриба шароитларида ҳаддан ташқари кичик эканлигига ишонч ҳосил қилиш мумкин. Ҳақиқатан ҳам, Броун зарраларининг ўлчамлари 10^{-4} см дан ошмайди, суюқликнинг қовушоқлиги одатда сувнинг қовушоқлигига яқин, яъни тахминан 10^{-2} га тенг (СГС бирликлар системасида), зарралар моддасининг зичлиги бир тартибида. Зарранинг m массаси $4/3\,\pi a^3\rho$ га тенг эканлигини назарга олиб $t>10^{-5}$ сек бўлганда $\frac{6\pi\eta a}{m}\,t$ даража кўрсаткич шундайки, $e^{\frac{-6\pi\eta a}{m}t}$ катталикни назарга олмаслик мумкин деган хулосага келамиз. Бинобарин, Броун заррасини кузатишнинг кетма-кетлиги орасидаги вақт оралиғи 10^{-5} сек дан катта бўлса (одатда, ҳамма вақт ҳам шундай бўлади), у ҳолда

$$\frac{d}{dt}\overline{(x^2)}=\frac{kT}{3\pi\eta a}. \qquad (7.6)$$

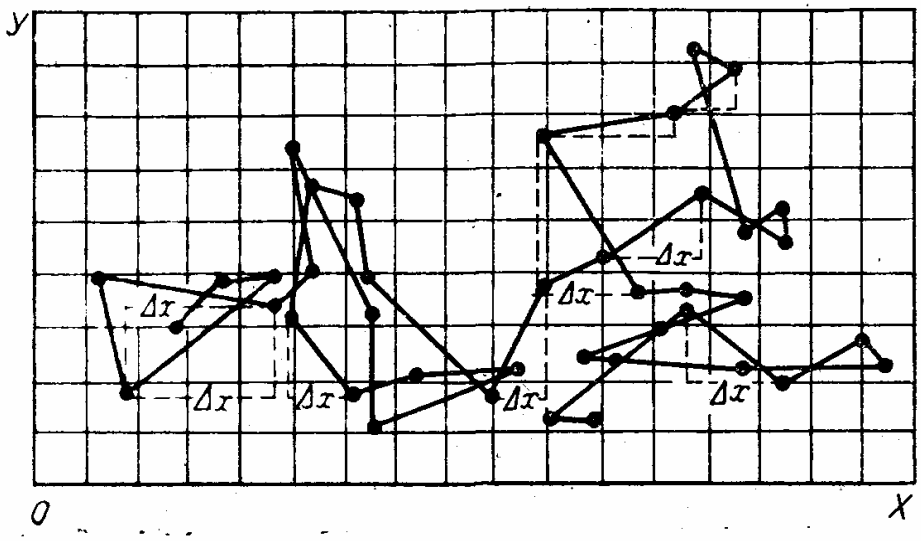
Чекли вақт оралиқлари Δt ва мос $\Delta\overline{x^2}$ силжишлар учун (7. 6) тенгламани қуйидагича қайта ёзиш мумкин:

$$\frac{\Delta\overline{x^2}}{\Delta t}=\frac{kT}{3\pi\eta a}, \qquad (7.6а)$$

бундан

$$\Delta\overline{x^2}=\frac{kT}{3\pi\eta a}\,\Delta t. \qquad (7.7)$$

Броун заррасининг Δt вақт оралиғида X ўқи ёки ихтиёрий бошқа ўқ бўйлаб силжишлар квадратининг ўртача қиймати шу вақт оралиғига пропорционалдир.



7- расм.

(7.7) формула силжишлар квадратининг ўртача қийматини ҳисоблашга имкон беради, бунда ўртача қиймат ҳодисада қатнашган барча зарралар бўйича олинади. Бироқ бу формула айни бир зарранинг тенг вақт оралиқлари ичида кўплаб кетма-кет силжишлари квадратининг ўртача қиймати учун ҳам ўринлидир. Экспериментал нуқтаи назардан айнан бир зарранинг силжишларини кузатиш қулай. 1909 йилда Перрен шундай кузатишлар олиб борди.

Перрен зарраларнинг ҳаракатини микроскоп орқали кузатди, бу микроскопнинг окуляри ўзаро перпендикуляр чизиқлар тўри билан таъминланган бўлиб, бу чизиқлар координата системаси сифатида хизмат қилади. Бу тўрдан фойдаланиб, Перрен бирор зарранинг маълум Δt, масалан, 30 сек вақт оралиқларидан кейин эгаллаган кетма-кет вазиятларини белгилаб борди. Сўнгра зарранинг вазиятлари белгиланган тўрдаги нуқталарни бирлаштириб, 7- расмда тасвирланган манзарани ҳосил қилди. Бу расмда зарранинг силжишлари ҳам, уларнинг X ўқига проекцияси ҳам кўрсатилган.

Шуни назарда тутиш керакки, зарранинг ҳаракати 7- расмда кўрсатилгандан ҳам мураккаброқдир, чунки расмда жуда кичик бўлмаган вақт оралиғидаги (30 сек тартибида) вазиятлар белгиланган. Агар бу вақт оралиқларини кичрайтирилса, расмдаги ҳар бир тўғри чизиқ кесмасининг ўзи худди шундай 7- расмда кўрсатилганидек мураккаб, зигзаг траекторияга эга бўлади.

Перрен ўз кузатишларида Δx силжишларни ўлчади ва улар квадратларининг ўртача қийматини ҳисоблади. Унинг ўлчашлардан олган маълумотлари (7.7) формулага мувофиқ келди; бу Броун ҳаракатини молекуляр-кинетик тушунтиришнинг ва

молекуляр-кинетик назариянинг тўғрилигини яна бир бор тасдиқлади.

Агар суюқликнинг η қовушоқлик қиймати, T температураси ва зарранинг a радиуси маълум бўлса, (7.7) формуладан Больцман доимийси k ни аниқлаш учун фойдаланиш мумкин. Перрен ва бошқа тадқиқотчиларнинг шундай ўлчашлардан келтириб чиқарган Больцман доимийси қийматлари k нинг биз юқорида келтирган қиймати $k=1{,}380\cdot10^{-16}$ эрг/град га яқин. Шуни айтиб ўтиш керакки, Перрен ўзи олган маълумотлардан $N_0=R/k$ формула бўйича Авогадро сонини аниқлашда фойдаланди, чунки R доимийни ҳолат тенгламасидан аниқлаш мумкин.

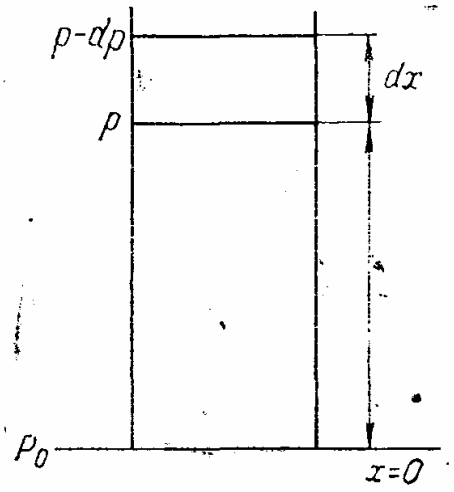
Перрен тажрибалари молекуляр-кинетик назариянинг тўлатўкис асосланишида катта аҳамиятга эга бўлди.

8-§. Барометрик формула

Хаотик молекуляр ҳаракатлар шунга олиб келадики, газнинг зарралари идишнинг бутун ҳажми бўйлаб текис тақсимланади ва ҳар бир ҳажм бирлигида ўртача бирдай сонда зарралар бўлади. Мувозанат ҳолатида газнинг босими ва температураси бутун ҳажм бўйича бирдай бўлади. Бироқ молекулаларга ташқи кучлар таъсир қилмагандагина шундай бўлади. Бундай ташқи кучлар таъсир қилганда молекуляр ҳаракатлар газлар табиатини ўзига хос ўзгартириб юборади.

Масалан, оғирлик кучи таъсирида бўлган газ (ҳаво)ни кўрайлик. Агар молекулаларнинг иссиқлик ҳаракати бўлмаганда эди, уларнинг ҳаммаси оғирлик кучи таъсирида Ерга «қулаб» тушар ва бутун ҳаво Ер сирти яқинида юпқа қатлам ҳосил қилиб тўпланган бўлар эди. Агар оғирлик кучи мавжуд бўлмай, молекуляр ҳаракат мавжуд бўлганда эди, молекулалар бутун олам фазоси бўйлаб тарқалиб кетган бўлар эди. Атмосфера — Ернинг ҳаво қобиғи ўзининг ҳозирги тарзида айни бир вақтда молекулаларнинг иссиқлик ҳаракати ва Ерга тортишиш кучи борлиги туфайли мавжуддир. Шу билан бирга атмосферада молекулаларнинг баландлик бўйича тугал аниқ тақсимланиши мавжуд бўлади. Молекулаларнинг шундай тақсимланишига мос равишда газ босимининг баландликка боғлиқ ҳолда ўзгариш қонуни қарор топади, бу қонунни топиш қийин эмас.

Ҳавонинг вертикал устунини кўрайлик (8-расм). Ернинг $x=0$ бўлган сиртида босим p_0 га, x баландликда эса p га тенг бўлсин. Баландлик dx га ортганида босим dp га ўзгаради. Маълумки, бирор баландликдаги ҳавонинг босими юзи бир бирликка тенг бўлган шундай баландликдаги вертикал ҳаво устуни оғирлигига тенг. Шунинг учун dp юзи бир бирликка тенг бўлган ҳаво устунининг x ва $x+dx$ баландликлардаги оғирликлари фарқига тенг, яъни асос юзи



8- расм.

бир бирликка тенг бўлган dx баландликдаги ҳаво устуни оғирлигига тенг:

$$dp = -\rho g dx,$$

бу ерда ρ — ҳавонинг зичлиги (ҳажм бирлигидаги массаси) ва g — оғирлик кучининг тезланиши. Газнинг ρ зичлиги, равшанки, молекула массаси m ни уларнинг ҳажм бирлигидаги сони n га кўпайтирилганига тенг:

$$\rho = mn.$$

Кинетик назариядан маълумки [(4.1) формула], молекулалар сони $n = p/kT$. Бинобарин, $\rho = mp/kT$ ва

$$dp = -\frac{mg}{kT}\, p dx.$$

Бу тенгламани (ўзгарувчиларни ажратиш учун) қуйидаги кўринишда қайта ёзиш мумкин:

$$\frac{dp}{p} = -\frac{mg}{kT}\, dx. \qquad (8.1)$$

Агар температура ҳамма баландликда бирдай деб ҳисобласак (умуман айтганда бу нотўғри), бу ҳолда бу тенгламани интеграллаб шундай ифода оламиз:

$$\ln p = -\frac{mg}{kT} x + \ln C, \qquad (8.1a)$$

бу ерда C — интеграллаш ўзгармаси. Бундан

$$p = Ce^{-\frac{mg}{kT}}, \qquad (8.1б)$$

C ўзгармас $x = 0$ бўлганда $p = p_0$ эканлиги шартидан аниқланади. (8.1б) тенгламага x ва p нинг бу қийматларини қўйиб ёзсак:

$$C = p_0.$$

Бинобарин, бизни қизиқтираётган ҳаво босимининг Ер юзидан баландликка боғлиқлиги қуйидаги кўринишда бўлади:

$$p = p_0 e^{-\frac{mg}{kT} x} \qquad (8.\ 2)$$

ёки $m = \mu/N_0$ эканлигини назарга олсак (бу ерда μ—молекуляр масса, яъни моль массаси, N_0 — Авогадро сони), қуйидагини ҳосил қиламиз:

$$p = p_0 e^{-\frac{\mu g}{RT} x}. \qquad (8.2a)$$

Босимнинг баландлик ортиши билан камайиб боришини кўрсатувчи (8.2) тенглама *барометрик формула* деб аталади. Бу тенгламадан газнинг босими баландлик ортиши билан экспоненциал қонунга мувофиқ камайиб бориши кўриниб турибди. Бу қонундан Ер сиртидан баландликни аниқлаш учун фойдаланилади, бунинг учун шу баландликдаги босим ва денгиз сатҳи баландлигидаги босим ўлчанади (албатта, денгиз сатҳидаги баландлигидаги босимни бир марта ўлчаш етарли).

Тоғ чўққилари, самолётнинг учиш баландлигини ўлчашга мўлжалланган асбоблар шкалалари бевосита метрларда даражаланган махсус барометрдан иборат бўлади. Бу мақсадлар учун, бироқ (8. 2) тенгламада температурага тузатма киритиш керак, чунки барометрик формулани чиқаришда биз температурани барча баландликларда ўзгармас бўлади деб фараз қилдик, ҳолбуки температура баландлик ортган сари пасайиб боради.

(8.2) барометрик формуладан фойдаланиб Больцман доимийси k ни аниқлаш мумкин, бироқ температура тузатмаси туфайли аниқлик унча катта бўлмайди.

Аввал кўрганимиздек, газнинг босими ҳажм бирлигидаги молекулалар сонига пропорционал ($p=nkT$) бўлгани учун (8. 2) формула, шунингдек баландлик ортиши билан молекула зичлигининг камайиш қонунини ҳам ифодалайди:

$$n = n_0 e^{-\frac{mg}{kT}x}, \qquad (8.3)$$

бу ерда n ва n_0 — ораларидаги баландлик фарқи x га тенг бўлган нуқталардаги ҳажм бирлигидаги молекулалар сони. Бу формула, худди (8. 2*а*) формула сингари, Ернинг атмосфераси чексизликкача ёйилган эканини кўрсатади.

Барометрик формула (8. 2) ва (8. 3) ни чиқаришда биз оғирлик кучи тезланиши g ни ўзгармас, яъни баландликка боғлиқ эмас деб фараз қилдик. Шунга асосланиб (8. 1) тенгламани интеграллаётганда g ни интеграл белгисидан ташқарига чиқардик. Бундай соддалаштиришни x нинг нисбатан кичик қийматлари (ўнлаб километрлар чамаси) учунгина қабул қилиш мумкин. Катта баландликларда оғирлик кучи тезланиши Ер сиртидан узоқлашган сари камайишини назарга олиш керак. Ҳақиқатан ҳам, бутун олам тортишиш қонунидан Ер марказидан r масофада оғирлик кучининг тезланиши

$$g(r) = \gamma \frac{M}{r^2} = \gamma \frac{M}{(r_0 + x)^2}$$

га тенг бўлади, бу ерда γ — гравитация доимийси (СИ системасида унинг қиймати $\gamma = 6{,}67 \cdot 10^{-11}$ Н·м²/кг², СГС системасида эса $\gamma = 6{,}67 \cdot 10^{-8}$ дина·см²/г²); M — Ернинг массаси ва r_0 — Ернинг радиуси. Шунинг учун (8. 1) тенглама

$$\frac{dp}{p} = -\gamma \frac{Mm}{kT} \frac{dx}{(r_0 + x)^2}$$

кўринишда ёзилиши керак. Интеграллаганимиздан кейин қуйидагини оламиз:

$$\ln p = \gamma \frac{Mm}{kT} \frac{1}{r_0 + x} + \ln C$$

ёки

$$p = C \exp\left(\gamma \frac{Mm}{kT} \frac{1}{r_0 + x}\right) = C \exp\left(\gamma \frac{M}{r_0^2} \frac{m}{kT} \frac{r_0^2}{r_0 + x}\right) =$$

$$= C \exp\left(\frac{mg}{kT} \frac{r_0^2}{r_0 + x}\right) \qquad (8.4)$$

кўринишга келади[1].

Интеграллаш ўзгармаси C ни $x = 0$ бўлганда босим $p = p_0$ бўлади деган шартдан топилади. x ва p нинг бу қийматларини (8.4) формулага қўйиб, қуйидаги ифодани топамиз:

$$C = p_0 e^{-\frac{mgr_0}{kT}},$$

ниҳоят, босимнинг баландликка боғлиқлиги қуйидаги кўринишда бўлади:

$$p = p_0 \exp\left[-\frac{mgr_0}{kT}\left(1 - \frac{r_0}{r_0 + x}\right)\right]. \qquad (8.5)$$

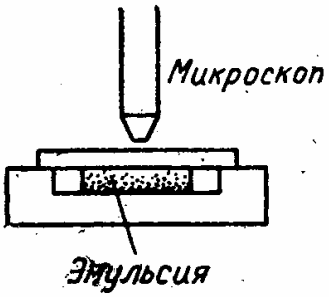
Бу формуладан юзаки қараганда парадоксал натижа келиб чиқади, ҳатто Ердан чексиз узоқлашганда, яъни $x \to \infty$ бўлганда ҳам босим нолга тенг эмас:

$$p_\infty = p_0 e^{-\frac{mgr_0}{kT}}.$$

Бу деган сўз, Ернинг (шунингдек бошқа планеталарнинг ҳам) атмосфераси чексизликкача ёйилган ва газнинг зичлиги ҳеч қаерда ҳам нолга тенг бўлмаслиги керак. Физикавий жиҳатдан бундай бўлиши мумкин эмас, чунки молекулалар сони чекли, Қоинот эса чексиз. Шунинг учун Ернинг атмосфераси мувозанат ҳолатида эмас, деган хулоса қилишга тўғри келади. Мувозанат ҳолатида бўлмаслиги шундаки, атмосфера гази узлуксиз олам фазосига ёйилиб кетади. Бироқ бу Ер атмосферасининг йўқолиб кетишига олиб келмаган (ва миллиард йиллар давомида олиб келмайди), чунки ҳаво зарраларининг фақат жуда кичик миқдоригина Ернинг атмосфера қобиғини ташлаб кетади. Бироқ бундай ҳолат, масалан, Ойнинг атмосфе-

[1] Бу ерда e^A кўринишдаги экспоненциал функциянинг даража кўрсаткичи A жуда катта ифода бўлганида ёзилиш формасидан фойдаланилган.

расини йўқотишга олиб келиши (қачонлардир Ой атмосферага эга бўлган бўлса) мумкин эди (бу тўғрида кейинроқ батафсил тўхталиб ўтамиз).



9- расм.

Перрен тажрибаси. (8.3) формуладан Перрен барометрик формулани тажрибада текшириш ва Больцман доимийсини аниқлаш (ёки худди шундай Авогадро сонини аниқлаш) учун фойдаланди.

Бунда Перрен ўзининг Броун ҳаракатига доир тажрибалари кўрсатганидек, унча катта бўлмаган муаллақ зарраларни жуда катта ўлчамли ўзаро таъсирлашмайдиган молекулалар деб қараш мумкин эканлиги фактидан фойдаланди. Шунинг учун Броун заррасига ўхшаш зарралар суюқликда муаллақ бўлиб оғирлик кучи таъсирига дуч келса, баландлик ўзгариши билан газ молекулалари сингари,яъни (8.3) қонунга мувофиқ тақсимланади дейиш мумкин.

Перрен бир-бирига аралашмайдиган икки суюқликдан иборат эмульсия тайёрлади. Бу эмульсияда бир суюқлик иккинчисида муаллақ бўлган майда томчилар ҳосил қилади, бу томчи зарраларининг ўлчамлари деярли бир хил ва тахминан шарсимон шаклда. Вертикал ўрнатилган ва аниқлик даражаси жуда кичик бўлган микроскоп ёрдамида муаллақ зарраларнинг баландлик бўйича тақсимланиши кузатилди (9- расм). Бунинг учун микроскоп эмульсиянинг турли баландликлардаги (чуқурликдаги) қатламларига фокусланди. Микроскопнинг кўриш майдонида 0,001 мм дан қалин бўлмаган қатламдаги зарраларгина кўринди ва бу қатламдан юқорида ёки пастда бўлган зарралар мутлақо кўринмасди. Кўриш майдонидаги зарралар сони унча кўп бўлмай, уларни санаш мумкин эди. Бу сон, равшанки ҳажм бирлигидаги зарралар сони n га пропорционал бўлади. Ўлчашлар кўплаб марта ўтказилди ва уларнинг ўртачаси аниқланди. Баъзи тажриба серияларида саналган зарраларнинг умумий сони кўп мингларча бўлди. Бу ўлчашлар ҳақиқатан ҳам зарралар концентрацияси (8.3) формула билан ифодаланган экспоненциал қонунга мувофиқ ўзгаришини кўрсатди, бунда зарранинг Архимед қонунига мувофиқ оғирлик йўқотиши назарга олинган.

Агар зарранинг массаси m бўлса, у ҳолда унинг оғирлиги Архимед кўтариш кучини назарга олганда қуйидагига тенг бўлади:

$$mg\left(1-\frac{\rho}{\rho_0}\right),$$

бу ерда ρ_0 — зарра моддасининг зичлиги, ρ эса бу зарра муаллақ турган суюқликнинг зичлиги. Шунинг учун (8. 3) формула қуйидаги кўринишга келади:

$$n = n_0 \exp\left[-\frac{mg\left(1-\frac{\rho}{\rho_0}\right)}{kT}\,x\right]. \qquad (8.6)$$

(8. 6) формуладан шу нарса келиб чиқадики, агар микроскопнинг кўриш майдонида эмульсиянинг x_1 ва x_2 қатламидаги зарралар сони n_1 ва n_2 ни саналса, у ҳолда қуйидаги

$$\frac{n_1}{n_2} = \exp\left[-\frac{mg\left(1-\frac{\rho}{\rho_0}\right)}{kT}\,(x_1 - x_2)\right] \qquad (8.7)$$

нисбатдан Больцман доимийси k ни аниқлаш мумкин бўлади, бунинг учун зарраларнинг массаси m, уларнинг зичлиги ρ_0, суюқлик зичлиги ρ ва T температурани ўлчаш керак. Суюқликнинг зичлиги ва температураси умумий маълум бўлган методлар билан ўлчанади. Эмульсия зарраларининг массаси ва зичлигини ўлчашгина, уларнинг ўлчамлари жуда кичик (микроскопик) бўлгани учун қийинчилик туғдиради.

Зарралар моддасининг зичлигини Перрен эмульсиянинг массасини ва ҳажмини ўлчаш йўли билан аниқлади. Бунинг учун дастлаб маълум идиш (пикнометр)ни тўлдирган сувнинг M_0 массаси тортиш йўли билан аниқланди. Бундан пикнометрнинг ҳажми M_0/ρ_1 аниқланди (бу ерда ρ_1 — сувнинг зичлиги). Сўнгра худди шу пикнометрни тўлдирган (сувдаги) эмульсиянинг M_1 массаси аниқланди. Шундан кейин эмульсияли пикнометр печга жойлаштирилди ва суюқлик буғлантириб юборилди; пикнометр қайтадан тортилди ва бунинг натижасида эмульсиядаги зарраларнинг M_2 массаси аниқланди. Бу ўлчашлардан эмульсиядаги сувнинг ҳажми

$$V_{\text{сув}} = (M_1 - M_2)/\rho_1,$$

сўнгра эмульсия зарраларининг ҳажми аниқланади:

$$V_{\text{эм}} = \frac{M_0}{\rho_1} - \frac{M_1 - M_2}{\rho_1},$$

демак, зарралар моддасининг зичлиги ρ_0 топилади:

$$\rho_0 = \frac{M_2}{V_{\text{эм}}} = \frac{M_2\rho_1}{M_0 - M_1 + M_2}.$$

Эмульсия зарраларининг радиусини (биз уларни соф шар шаклида деб олган эдик) Перрен капилляр найни тўлдириб турган эмульсияда зарраларнинг тушиш тезлиги v ни ўлчаш йўли билан аниқлади. Қовушоқлиги η бўлган суюқликда v тезлик билан тушаётган a радиусли шарчага юқорига вертикал йўналган

$$F = 6\pi\eta a v$$

ишқаланиш кучи таъсир қилади. Бундан ташқари, тушаётган шарчага юқорига йўналган Архимед кучи

$$\frac{4}{3}\pi a^3 \rho g,$$

бу ерда ρ суюқликнинг зичлиги ва оғирлик кучи

$$mg = \frac{4}{3}\pi a^3 \rho_0 g$$

(бу ерда ρ_0 — шарча моддасининг зичлиги) таъсир қилади. Архимед кучи ва оғирлик кучининг натижавийси

$$F_1 = \frac{4}{3}\pi a^3 (\rho_0 - \rho) g$$

шарчани пастга қараб g тезланиш билан ҳаракатлантиради ($\rho_0 > \rho$). Бироқ шарчанинг тезлиги орта борган сари ишқаланиш кучи F ортади ва шарчани тормозлайди. Бунинг натижасида шарча ҳаракатининг шундай ўзгармас тезлиги юзага келадики, бунда

$$6\pi\eta a v = \frac{4}{3}\pi a^3 (\rho_0 - \rho) g \qquad (8.8)$$

тенглик қарор топади. Перрен худди шу тезликни ўлчади. (8.8) формуладан зарранинг радиуси ва унинг тегишли массаси аниқланади:

$$a = \sqrt{\frac{9\eta v}{2g(\rho_0 - \rho)}}, \quad m = \frac{4}{3}\pi a^3 \rho_0.$$

Шундай қилиб, (8.7) формулага кирувчи барча катталикларни ўлчаш мумкин.

(8.7) ни логарифмлагандан сўнг Больцман доимийси k ни ҳисоблаш формуласи қуйидаги кўринишга келади:

$$k = \frac{m\left(1 - \frac{\rho}{\rho_0}\right) g (x_2 - x_1)}{T \ln (n_1/n_2)}.$$

Перрен тажрибаларидан олинган k нинг қиймати ҳозирги вақтда қабул қилинган қийматидан бирмунча кичик. Кейинроқ бошқа тадқиқотчилар шу методнинг ўзи билан k нинг аниқроқ қийматини олдилар.

9- §. Больцман қонуни

Юқорида олинган барометрик формула газнинг оғирлик кучи таъсирида бўлган ҳоли учун чиқарилган. (8. 3) формула

$$n = n_0 e^{-\frac{mg}{kT}x},$$

даги mgx катталик молекуланинг x баландликдаги потенциал энергиясини билдиради. Шунинг учун (8. 3) формула бизга энергияси $U = mgx$ бўлган зарралар сони n ни беради дейиш мумкин, бунда энергияси

нолга тенг бўлган зарралар сони n_0 га тенг бўлиши керак (баландлик x нолдан ҳисобланади). Агар оғирлик кучи ўрнига бирор бошқа куч таъсир қилса ва энергиянинг ифодаси бошқача кўринишда бўлса, газнинг табиати жуда ўзгариб кетади деб ҳисоблашга ҳеч қандай асос йўқ. Агар газ қандайдир куч майдонида бўлиб, шу туфайли унинг зарралари бирор потенциал энергияга эга бўлса, у ҳолда берилган U энергияли зарралар сони қуйидаги формула билан аниқланади:

$$n = n_0 e^{-\frac{U}{kT}}. \qquad (9.1)$$

(9.1) формула *Больцман формуласи* деб аталади. Бу формула иссиқлик мувозанати шароитида U энергияга эга бўлган зарралар улушини аниқлашга имкон беради:

$$\frac{n}{n_0} = e^{-\frac{U}{kT}}. \qquad (9.2)$$

(9.2) формула берилган U энергияли зарралар улуши $\frac{n}{n_0}$ нинг шу энергия катталигидан ташқари, фақат температурага боғлиқ бўлишини кўрсатади. Бу нарса температуранинг ўзини ҳам бирмунча бошқача, яъни зарраларнинг энергия бўйича қандай тақсимланишига боғлиқ бўлган катталик сифатида талқин қилишга имкон беради.

Берилган температурада бирор U энергияга эга бўлган молекулалар улуши U нинг қийматига боғлиқ бўлади ва U ортган сари бу улуш тез камаяди. Бу деган сўз, жуда катта энергияли молекулалар улуши ҳамма вақт ҳам жуда кам бўлади. Шу билан бирга температура қанча паст бўлса, U нинг ортиши билан $\frac{n}{n_0}$ шунча тез камайиб боради.

10- §. Эҳтимоллик ҳақида тушунча

Больцман қонунини ҳам, барометрик формула каби бирмунча бошқа нуқтаи назардан, эҳтимоллик тушунчасидан фойдаланиб талқин қилиш анча қулай.

Эҳтимоллик терминини биз, «ишончлилик», «аниқлик» терминларидан фарқли равишда, фақат тасодифий воқеалар ҳақида гап кетган вақтда, яъни бирор сабабга кўра амалга ошиш шароитлари номаълум бўлган ва шунинг учун ишонч билан аввалдан айтиш мумкин бўлмаган воқеалар ҳақида гап кетганида фойдаланамиз.

Масалан, трамвайда билет олишимиздан аввал биз унинг тоқ сонли (номерли) ёки жуфт сонли бўлишини айта олмаймиз. Шунинг учун жуфт сонли билет сотиб олиш воқеасини тасодифий воқеа дейиш мумкин. Масалан, биз 10 та билет сотиб олсак

(биратўла бир сотиб олишда эмас, албатта), улар орасида учта, олтита, саккизтаси жуфт сонли бўлиши мумкин. Бироқ уларнинг ичида битта ҳам жуфт сонли билет бўлмаслиги, ёки аксинча, уларнинг ўнталаси ҳам жуфт сонли бўлиши мумкин.

Бироқ биринчи қарашда тамомила ихтиёрий бўлиб кўринган воқеада маълум қонуният бор. Бу қонуният шундан иборатки, агар тажриба (билет сотиб олиш) етарлича кўп марта такрорланса, тахминан ярми ҳолида жуфт сонли билет сотиб олиниши мумкин. Бундай «тажриба»лар сони қанча кўп бўлса, жуфт сонли билетлар улуши яримга шунча яқин бўлади. Бундай ҳолда жуфт сонли билет сотиб олиш эҳтимоллиги $^1/_2$ га тенг деб гапирилади.

Худди шундай, тангани кўплаб марта ташлаб, унинг тахминан ярмига яқин ҳолларда герб томони билан тушишига ишонч ҳосил қилиш мумкин. Танга қанча кўп ташланса, шундай бўлиши эҳтимоли шунча кўп бўлади.

Бу ва шунга ўхшаш тажрибалар асосида эҳтимолликнинг шундай таърифини бериш мумкин: *воқеанинг эҳтимоллиги деб, воқеа амалга ошадиган тажрибалар сонининг тажрибаларнинг умумий сонига нисбатининг тажрибалар сони чексиз ортиб боргандаги лимитига айтилади.*

Агар N та тажрибадан (ёки кузатишдан) N' тасида бизни қизиқтирган ҳодиса амалга ошса, у ҳолда бу ҳодисанинг W эҳтимоллиги шундай формула билан ифодаланади:

$$W = \lim_{N \to \infty} \frac{N'}{N}.$$

Биз айтиб ўтган билет сотиб олиш мисолида жуфт сонли (номерли) билет олиш эҳтимоллиги $^1/_2$ га тенг. Тоқ сонли билет олиш эҳтимоллиги ҳам шундай. Бу икки эҳтимолликнинг йиғиндиси бирга тенг. Бу йиғинди бизга сотиб олинган билетнинг тоқ ёки жуфт сонли бўлиш «воқеа»сининг эҳтимоллигини билдиради. Бироқ бундай воқеанинг бўлиши муқаррар, демак, бирга тенг бўлган эҳтимоллик бу ишончлиликдир. Аксинча, бирор воқеанинг бўлиши мумкин бўлмаса (масалан, мутлақо билетнинг номери бўлмаса), бу воқеанинг эҳтимоллиги нолга тенг бўлади.

Билетлар (шунингдек, танга ташлаш мисолида ҳам) мисолида «тажриба»нинг (билет сотиб олишнинг) натижаси икки натижага олиб келиши мумкин: билетнинг сони тоқ бўлиши ёки жуфт бўлиши мумкин ва ҳар иккала ҳолнинг бўлиши тенг эҳтимоллидир. Бироқ ҳамма вақт ҳам шундай бўлавермайди. Масалан, нишонга ўқ отишда икки натижа — мўлжалга тегиши ёки бекор кетиши мумкин, бироқ бу икки натижанинг эҳтимоллиги $^1/_2$ га тенг деб бўлмайди, чунки ўқнинг нишонга тегиш ва бекорга кетиши отишнинг тенг эҳтимолли натижалари эмас.

Агар жуда кўп ўқ отилган бўлса, нишонга тегишнинг умумий отишлар сонига нисбати яримга тенг бўлиши маҳол: яхши милтиқ билан таъминланган мерган отувчида бу нисбат бирга яқин, мерган бўлмаган отувчида эса нолга яқин бўлиши мумкин. Гарчи отишнинг ҳар бир натижага олиб келиш эҳтимоллиги $^1/_2$ га тенг бўлмаса-да, уларнинг йиғиндиси (айни бир отувчи учун) бу **ҳолда ҳам бирга тенг: отишнинг** бирор натижага олиб келиши — нишонга тегиши ёки бекор кетиши ҳақида тўла аниқлик билан айтиш мумкин!

Эҳтимолликларни қўшиш теоремаси. Эҳтимоллик назариясининг муҳим қоидаларидан бирини таърифлаш ва бундан ташқари эҳтимоллик катталигининг яна бир таърифини беришга имкон берадиган шундай бир мисолни кўрайлик. Бу таъриф келгусида бизга керак бўлади.

Яшикда ўлчамлари ва оғирлиги жиҳатидан тамомила бир хил бўлган 20 та силлиқ шар солинган ва улардан 5 таси оқ рангга, қолганлари эса қора рангга бўялган бўлсин. Агар энди яшикдан бир шарни олсак, шарлар рангидан ташқари ҳамма жиҳатлари билан бирдай бўлгани учун ундан бир шарни олиш эҳтимоллиги ихтиёрий бошқа бирини олиш эҳтимоллигига тенг бўлади. Қандайдир белги қўйиш учун олмоқчи бўлган ҳар бир шар учун яшикдан олиниш эҳтимоллиги $^1/_{20}$ га тенг бўлиши равшан.

Энди яшикдан айнан оқ шар олиниш эҳтимоллиги қандай бўлишини кўрайлик. Ҳар бир шарнинг (оқми ёки қорами) яшикдан олиниш эҳтимоллиги $^1/_{20}$ га тенг бўлгани, оқ шарларнинг ҳаммаси эса бешта (бизга улардан қайси бири олиниши бари бир) бўлгани учун изланаётган эҳтимоллик барча оқ шарлар эҳтимолликларининг йиғиндисига тенг:

$$W = \frac{1}{20} + \frac{1}{20} + \frac{1}{20} + \frac{1}{20} + \frac{1}{20} = \frac{5}{20}.$$

Бу натижа эҳтимоллик назариясининг энг муҳим қоидаларидан бири — эҳтимолликларни қўшиш теоремасини ифодалайди. Бу теоремага кўра, *агар W_1, W_2, W_3 ва ҳ. к.— бир-бирини истисно қилувчи бир неча воқеаларнинг эҳтимоллиги бўлса, бу воқеалардан бирортасининг амалга ошиш эҳтимоллиги бу барча воқеаларнинг эҳтимолликлари йиғиндисига тенг бўлади.*

Демак, бир неча воқеалар эҳтимолликларининг йиғиндиси бизга бир воқеанинг, ёки бошқа воқеанинг, ёки учинчи воқеанинг амалга ошишиш эҳтимоллигини берар экан. Бунда бу воқеалар ёки улардан лоақал иккитаси айни бир вақтда амалга оша олмайди деб фараз қилинади. Масалан, бизнинг мисолимизда $^5/_{20}$— бу яшикдаги оқ шарлардан биттасининг олиниш эҳтимоллиги, шарларни олиш бир марта бажариладиган бўлга-

ни учун қандайдир бир оқ шар олинган экан, бошқа ҳеч қандайи олиниши мумкин эмас.

Бу мисол эҳтимолликнинг олдингисидан фарқ қиладиган янги таърифини беришга имкон беради. Биз оқ шарни олиш эҳтимоллиги $^5/_{20}$ бўлишини аниқладик. Бироқ 20 сони шарни олиш амали бажарилишининг мумкин бўлган барча сони, 5 сони эса — мумкин бўлган барча воқеалардан (ҳаммаси 20) айни бизни қизиқтирган воқеа — оқ шарнинг чиқишига молик бўлган сон. Бу эса айни шу воқеанинг эҳтимоллигини *барча ҳоллар тенг имконли бўлганда воқеанинг амалга ошиши мумкин бўлган барча ҳоллар сонининг мумкин бўлган барча ҳоллар умумий сонига нисбати сифатида таърифлашга имкон беради.*

Эҳтимолликнинг бундай таърифини Лаплас берган. Бу таъриф аввалги таърифга зид эмас. Эҳтимолликнинг бу таърифи учун барча ҳолларнинг тенг имконли бўлиши, тенг эҳтимоллик-да бўлиши аҳамиятга эгадир. Бизнинг шарларга оид мисолимизда худди шундайдир.

Эҳтимоллик назариясининг физикада қўлланишларида ҳам одатда тенг эҳтимолликли воқеалар билан иш кўришга тўғри келади.

Энди Больцман қонуни формуласи (9.2) га қайтайлик. Эҳтимоллик тўғрисида юқорида айтилганлардан бу формуладаги n/n_0 катталик эҳтимоллик маъносига эга экани келиб чиқади. Ахир n_0 молекуланинг исталган бири U энергияга эга бўлиши мумкин-ку! Демак, n_0 мумкин бўлган ҳолларнинг умумий сони. Ҳақиқатда эса n молекула U энергияга эга бўлади. Бинобарин, n — биз аввал қулайлик туғдирувчи ҳоллар сони деб атаган сон. Шунинг учун U энергияга эга бўлган молекулалар улуши (тўла асос билан) деб атаган n/n_0 нисбат айни вақтда n_0 молекулалардан исталганининг бундай энергияга эга бўлиш эҳтимоллигидир.

Эҳтимолликларни кўпайтириш теоремаси. Энди эҳтимоллик назариясининг бир муҳим қоидасини — эҳтимолликларни кўпайтиришни баён қилиш қолди. Бу қоида икки ёки ундан кўп биргаликда рўй бериши мумкин бўлган бир-бири билан боғлиқ бўлмаган воқеалардан иборат *мураккаб* воқеанинг эҳтимоллигини аниқлашга тегишлидир. Икки ёки ундан ортиқ воқеалардан бирортасининг эҳтимоллиги бошқасининг бўлиш-бўлмаслигига боғлиқ бўлмаган воқеалар мустақил (эркли) воқеалар деб аталади.

Дастлабки билетлар ёки мерганга оид мисолларимизга қайтиб, масалан шундай масала қўйишимиз мумкин: мерганнинг отиш жойига кетатуриб трамвайда жуфт сонли билет олиши ва ундан сўнг биринчи отган ўқининг муваффақиятли нишонга тегиш эҳтимоллиги қандай бўлади? Бу икки ҳодисанинг мустақил (эркли) ҳодисалар эканлиги равшан.

Айтайлик, бизнинг мерган учун нишонга уриш W_1 эҳтимоллиги 0,8 га тенг, яъни ўқ отиш жойига ўртача 10 марта борганида саккизта ҳолида нишонга биринчи ўқ билан уради. Бироқ бу ҳолларнинг фақат ярмидагина айни вақтда жуфт сонли билет сотиб олади, чунки жуфт сонли билет сотиб олиш W_2 эҳтимоллиги $^1/_2$ га тенг. Бинобарин, жуфт сонли билет олиш билан нишонга муваффақиятли уриш воқеаларидан иборат мураккаб ҳодисанинг изланаётган W_{12} эҳтимоллиги — бу воқеалардан ҳар бирининг эҳтимолликлари кўпайтмасига тенг:

$$W_{12} = W_1 \cdot W_2 = 0{,}8 \cdot 0{,}5 = 0{,}4.$$

Икки ёки ундан ортиқ мустақил (эркли) ҳодисаларнинг биргаликда рўй бериши эҳтимоллиги улардан ҳар бирининг алоҳида эҳтимолликларининг кўпайтмасига тенг.

Эҳтимоллик ва катталикларнинг ўртача қиймати. Ўтган параграфларда молекулаларнинг ҳаракатини характерловчи турли физикавий катталикларнинг ўртача қийматлари — ўртача тезлик, ўртача энергия ва шунга ўхшашлардан бир неча марта фойдаландик. Молекуляр системаларни бундай тавсиф қилиш йўлидан фойдаланганимизнинг сабаби шуки, бу системаларни ташкил қилган зарралар сони жуда кўп бўлгани учун бу зарраларнинг ҳар бирига тегишли бўлган катталикларни ўрганишнинг имконияти ҳам, зарурати ҳам йўқ эди. Катталикларнинг ўртача қийматларидан фойдаланиш бизнинг тамомила аниқ қонунлар, масалан, идеал газнинг ҳолат тенгламасини чиқариш учун ҳам халақит бермаганини кўрдик.

Физикавий катталикларнинг ўртача қийматлари ҳам эҳтимоллик тушунчаси билан чамбарчас боғланганлигини кўриш қийин эмас.

Ҳар қандай молекуляр системанинг зарралари узлуксиз тартибсиз ҳаракатланиши туфайли етарлича катта вақт оралиғида бундай система кўп сонли молекуляр ўзаро таъсирлар натижасида бир-бирини мураккаб тарзда алмаштирувчи ҳисобсиз ҳолатларни эгаллайди. Узоқ вақт ичида ҳар бир бундай ҳолатда бизнинг система бир марта эмас, кўплаб марта бўлади.

Айтайлик, системага ёки унинг ихтиёрий қисмига тегишли бирор a катталикни аниқлаш керак бўлсин. Бунинг учун система устида унинг турли ҳолатларида кўплаб кузатишлар (албатта, фикран) олиб боришимиз керак. Бундай кузатишлар сонини N орқали белгилаймиз. Бунда N кузатишлардан N_1 тасида бизни қизиқтирган катталикнинг a_1 қийматни олганини топамиз; N_2 кузатишлар эса a катталикнинг a_2 қийматини беради ва ҳоказо. a катталикнинг ўртача қиймати таърифга кўра қуйидагига тенг бўлади:

$$\bar{a} = \frac{N_1a_1 + N_2a_2 + N_3a_3 + \ldots}{N_1 + N_2 + N_3 + \ldots} = \frac{\sum N_i a_i}{\sum N_i}.$$

Бунда $\sum N_i = N_1 + N_2 + \ldots$ йиғинди кузатишларнинг умумий сони N га тенг бўлгани учун, a нинг ўртача қиймати қуйидагига тенг бўлади:

$$\bar{a} = \frac{N_1}{N} a_1 + \frac{N_2}{N} a_2 + \ldots = \sum \frac{N_i}{N} a_i.$$

Бироқ $\frac{N_1}{N}$, яъни a катталикнинг a_1 қиймат қабул қиладиган кузатишлар сонининг умумий кузатишлар сони N га нисбати бу қийматнинг эҳтимоллигидир. Худди шунингдек, $\frac{N_2}{N}$ a қийматнинг a_2 га тенг бўлиш эҳтимоллигидир ва ҳоказо. Бинобарин, *a катталикнинг ўртача қиймати унинг алоҳида қийматларининг тегишли эҳтимолликларга кўпайтмасининг йиғиндисига тенг:*

$$\bar{a} = W_1a_1 + W_2a_2 + W_3a_3 + \ldots = \sum W_i a_i.$$

Молекуляр физика қонунларининг ҳамма вақт эҳтимоллик характерида бўлишини биз юқорида таъкидлаб ўтган эдик, бироқ бундан уларнинг аниқлиги йўқолмайди. Бунинг сабаби шуки, ўзгармас ташқи шароитларда бўладиган ҳар қандай система учун уни тавсифловчи физикавий катталиклар ҳам амалда ўзгармайди ва уларнинг ўртача қийматларига тенг бўлади. Бундай ҳолларда система мувозанат ҳолатида бўлади деб гапирилади. Бу масала қуйида батафсилроқ ўрганилади.

11-§. Тақсимот ҳақида тушунча. Тақсимот функцияси

Идеал газларнинг кинетик назарияси асосий тенгламаларига молекулаларнинг ўртача кинетик энергияси киришини биламиз, ўртача кинетик энергия эса ўз навбатида молекулаларнинг ўртача квадратик тезликлари билан аниқланади. Ўртача квадратик тезликнинг маъноси шуки, бу тезлик газнинг босими аслида қандай бўлса, шундай қиймат олиши учун унинг барча молекулалари (улар тезликларининг катталиклари бирдай, йўналишлари эса тенг эҳтимолли бўлганда) эгаллаши керак бўлган тезликдир. Бироқ аслида молекулаларнинг тезликлари бирдай эмас ва буни биз ҳатто асосий тенгламани чиқаришда эътиборга олган эдик. Тажриба ҳам буни тасдиқлайди.

Масалан, Штерн тажрибалари ёрдамида молекулаларнинг тезлигини ўлчашда силжиган полоска аниқ эмас, балки турли тезликдаги молекулалар нишоннинг турли жойларига тушгани учун ёйилган бўлиб кўринган эди. 8-§ да кўрилган молекула-

ларнинг оғирлик майдонида баландликка боғлиқ равишда тақсимланиши (барометрик формула) ҳам шундан дарак беради. Агар молекулаларнинг тезликлари бирдай бўлганда эди, тақсимланиш тамомила бошқача бўлар эди. Ҳақиқатан ҳам, Ер сиртига яқин барча молекулаларнинг тезликлари бирдай бўлиб, унинг вертикал ташкил этувчиси u га тенг деб фараз қилайлик. Бу молекулалар

$$\frac{mu^2}{2} = mgx$$

шарт билан аниқланадиган x баландликкача кўтарилган, яъни

$$x = u^2/2g$$

баландликкача кўтарилган ва сўнгра Ерга дастлабки кинетик энергиялари билан қайтган бўлар эди, яъни ўзини юқорига отилган ихтиёрий жисмдек тутган бўлар эди. Бундай шароитларда атмосферанинг x баландликда кескин чегараси бўлар ва бу чегарадан ташқарида атмосфера бўлмас эди. Тажриба эса атмосферанинг кескин чегараси йўқ эканини ва у баландлик ортиши билан барометрик формулага мувофиқ камайишини кўрсатади. Барча молекулаларнинг тезликлари тенглиги тўғрисидаги фараз шундай қилиб тажрибага зиддир.

Молекулаларнинг тартибсиз ҳаракатлари ва уларнинг ўзаро тўқнашувлари туфайли газ молекулалари ўзларининг тезликлари бўйича қандайдир тарзда тақсимланади, уларнинг орасида жуда тез молекулалар ҳам, жуда секин молекулалар ҳам бўлади. Молекуляр ҳаракатларнинг тамомила хаотиклигига қарамай, тўқнашувларнинг ва уларнинг молекуляр тезлигига кўрсатадиган ўзгаришларининг тасодифий характерда эканига қарамай, молекулаларнинг тезлик бўйича тақсимоти тасодифий ва ихтиёрий бўлмасдан, тамомила аниқ бўлишини назария ва тажриба кўрсатади. Унинг характерига молекулалараро тўқнашувлар ҳам, ҳатто ташқи майдонлар ҳам таъсир кўрсата олмайди. Бу тақсимот бир қийматли ва мумкин бўлган ягона характердадир. Бу молекуляр ҳаракатларнинг хаотиклиги ҳақидаги тасаввурларга зид эмас, балки худди ана шу хаотиклик туфайлигина шундай тақсимот юзага келади.

Молекулаларнинг тезликлар бўйича тақсимоти қонунини чиқаришга киришишдан аввал тақсимот ҳақидаги масаланинг моҳиятини аниқлайлик. Молекулаларнинг тезликлари бўйича тақсимотини аниқлаш деган сўз, гўё берилган у ёки бу тезликларга эга бўлган молекулалар сонини аниқлашдек туюлади. Бироқ масала бундай қўйилишда маънога эга бўлмайди, чунки аниқ (математик аниқ!) берилган тезликка эга бўлган молекулаларнинг эҳтимол тутилган сони нолга тенг. Чунки тезликнинг турли қийматлари сони чексиз катта. Молекулаларнинг сони эса чекли. Шунинг учун тезликнинг ҳар бир ихтиёрий берилган

қийматига тўғри келадиган молекулалар сони нолга тенг. Ана шу сабабга кўра масала бошқача ифодаланган бўлиши керак: қанча молекула (ёки молекулаларнинг қандай қисми) берилган тезлик яқинидаги бирор интервалда ётувчи тезликларга эга бўлади?

Статистик масалалар ҳамма вақт ҳам ана шу йўсинда қўйилади. Масалан, мамлакатнинг аҳолиси ёшига нисбатан қандай тақсимланишини аниқлаш керак бўлса, бу деган сўз бирор аниқ (математик аниқ) ёшдаги одамларнинг эҳтимол тутилган сонини аниқлаш деган маънони англатмайди. Бундай масаланинг маъноси йўқ, чунки ёшнинг турли қийматлари сони чексиз катта, одамлар сони эса чекли. Ёшлари фақат маълум интервалда ётган одамларнинг эҳтимол тутилган сонинигина аниқлаш мумкин. Кундалик ҳаётимизда фалон одам 18 ёшда деганимизда биз унинг ёши роппа-расо 18 ёш 0 кун, 0 минут, 0 секунд демоқчи бўлмаймиз. Бизнинг айтганимиз шу кишининг ёши 18 ва 19 орасидаги интервалда ётади демакдир. Худди шунингдек, масалан, Маориф министрлиги ўқув йилида мактабларнинг ишлашини планлаштирар экан мактабга борувчи етти ёшли болалар сони билан қизиқади, бироқ, унда у 1 сентябрь соат эрталаб 8 да роппа-расо 7 ёшга тўлган болалар сони билан қизиқади деган гап эмас. Министрликни етти ва саккиз ёшлар орасидаги болалар сони қизиқтиради.

Тақсимот функцияси. Зарраларнинг тезликлар бўйича тақсимланишини ўрганишда биз ҳам тезликлари (ёки тезлик компонеталари) маълум тезликлар интервалида ётган зарралар сонини излаймиз. Тезликлари бирор v дан $v+\Delta v$ гача интервалда ётган ҳажм бирлигидаги Δn зарралар сони интервалнинг катта бўлишига боғлиқ, яъни $\Delta n \sim \Delta v$ ёки

$$\Delta n = a\Delta v \tag{11.1}$$

бўлиши равшан, бу ерда a — пропорционаллик коэффициенти.

Шунингдек, Δn тезликнинг ўзига боғлиқ бўлиши ҳам равшан, чунки интерваллларнинг катталиклари бирдай, бироқ тезликнинг абсолют қийматлари турлича бўлганида зарралар сони турлича бўлади. Ҳақиқатан ҳам, масалан, 99 дан 100 гача ёш интервалидаги одамлар сони билан 30 дан 31 гача ёшлар интервалидаги одамлар сонидан фарқли бўлади, ҳолбуки иккала ҳолда ҳам интерваллар оралиғи бирдай. Демак, (11. 1) формуладаги пропорционаллик коэффициенти тезликнинг функцияси бўлиши керак:

$$a = f(v).$$

Ниҳоят, Δn катталик, шунингдек ҳажм бирлигидаги зарралар сони n га ҳам пропорционал бўлиши керак. Шунинг учун Δn нинг формуласи шундай кўринишда бўлиши керак:

$$\Delta n = nf(v)\Delta v.$$

Бу формулани одатда шундай кўринишда ёзилади:

$$\frac{\Delta n}{n} = f(n)\Delta v. \qquad (11.2)$$

Бу формулада $\frac{\Delta n}{n}$ катталик тезликлари v дан $v + \Delta v$ гача ётган ҳажм бирлигидаги зарралар улушини билдиради. $f(v)$ функция *тақсимот функцияси* деб аталади. Бизнинг вазифамиз бу функциянинг кўринишини аниқлашдир. Унинг маъноси (11. 2) формуладан равшан. Ҳақиқатан ҳам, $\Delta v = 1$ бўлганда

$$f(v) = \frac{\Delta n}{n}.$$

Бу деган сўз, $f(v)$ функция тезликлари v тезлик яқинидаги тезликлар интервали *бирлигида* ётган зарралар улушига тенг.

Лимитга ўтиб, (11. 2) формулани қуйидаги кўринишда ёзиш мумкин:

$$\frac{dn}{n} = f(v)dv. \qquad (11.3)$$

Юқорида гапирилган эҳтимоллик ҳақидаги гаплардан (11. 3) формуладаги $\frac{dn}{n}$ катталикнинг эҳтимоллик маъносига эга эканлиги келиб чиқади: бу катталик газнинг ҳажм бирлигидаги молекулаларининг ихтиёрий биттасининг v тезлик яқинидаги dv интервалда ётувчи тезликка эга бўлиш эҳтимоллигидир. $f(v)$ тақсимот функцияси катталигига эса шундай эҳтимоллик маъносини бериш мумкин: бу катталик газнинг унинг ҳажм бирлигидаги ихтиёрий молекуласи v тезлик яқинидаги *бирлик* интервалда ётган тезликка эга бўлиш эҳтимоллигидир. Шунинг учун уни *эҳтимоллик зичлиги* деб юритилади.

Биз аввал ҳосил қилган барометрик формула молекулаларнинг тезликлари бир хил бўлмай, тезликлар бўйича муайян тарзда тақсимланган бўлгани учун шундай кўринишга эгадир. Бу тақсимот характери ҳам худди шу $f(v)$ функциянинг кўринишига боғлиқ. Аввалдан маълум бўлган барометрик формуладан фойдаланиб, биз тақсимот функциясининг кўринишини аниқласак, унинг кўриниши молекулалар зичлигининг баландликка боғлиқ ҳолда ўзгариш муносабати (8. 3) нинг ўзи бўлар экан:

$$n = n_0 e^{-\frac{mg}{kT}x}.$$

Тақсимот функциясини бошқа йўллар билан ҳам келтириб чиқариш мумкин эканлигини айтиб ўтайлик. Уни Максвелл (1859 й.) эҳтимоллик назарияси тасаввурлари асосида келтириб чиқарди. Больцман (1877 й.) бу функцияни газ молекулаларининг тўқнашувларини ўрганиш асосида келтириб чиқарди. Бундай тўқнашувлар туфайли ана шундай тақсимот қарор топади. Барометрик формула ана шу формуланинг натижаси сифатида

чиқарилиши мумкин. Биз осон бўлиши учун юқорида чиқарган барометрик формуламиздан тақсимот қонунини топиш учун фойдаланамиз.

12-§. Молекулаларнинг тезлик компоненталари бўйича тақсимоти

Оғирлик майдони таъсиридаги бўш фазога жойлаштирилган газ тўлдирилган идишни кўз олдимизга келтирайлик. Идиш ичидаги газ мувозанатда бўлади ва унинг молекулалари тезликлар бўйича қандайдир тарзда тақсимланган. Ана шу тақсимот қонунини топиш талаб қилинади. Агар бирор пайтда идиш синдирилса, газ молекулалари бутун йўналишлар бўйлаб, жумладан, оғирлик кучи таъсирига қарши — юқорига қараб ҳам ҳаракатлана бошлайди. Оғирлик кучининг бўлиши бизга идиш синдирилгунча мавжуд бўлган тақсимотни аниқлашга имкон беради.

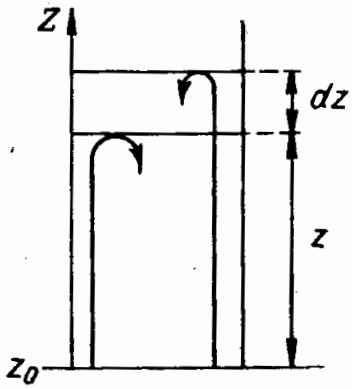
Координата ўқларидан бири, масалан, Z ўқни ҳисоб боши идиш турган жойдан бошланадиган қилиб тик юқорига қараб йўналтирамиз. Оғирлик кучининг фақат молекулалар тезлигининг z-компонентига таъсир қилиши равшан, шунинг учун молекулаларнинг тезликлар бўйича эмас, тезликнинг v_z ташкил этувчиси қийматлари бўйича тақсимотини излаймиз.

Молекулаларнинг Z ўқ бўйлаб юқорига ҳаракат қилишида улар тезлигининг z-компоненти камайиб боради. Агар, масалан, бирор молекула учун бирор бошланғич z_0 баландликда бу компонента v_{z0} га тенг бўлган бўлса, бирор z баландликда қуйидаги энергия сақланиш қонуни ўринли бўлади:

$$\frac{mv^2_{z0}}{2} = \frac{mv_z^2}{2} + mgz, \qquad (12.1)$$

бу ерда v_z — тезликнинг z-компонентасининг z баландликдаги қиймати. Кинетик энергиялари $\frac{mv_{z0}^2}{2} \leqslant mgz$ бўлган молекулаларнинг z дан юқори баландликка кўтарила олмаслиги равшан. Улар кўтарилиши мумкин бўлган энг юқори z баландлик $z = \frac{v_{z0}^2}{2g}$ тенгликдан аниқланади. Бундай баландликда бу молекулаларнинг v_z ташкил этувчиси нолга тенг бўлиб қолади ва улар юқорига отилган ҳар қандай жисм сингари тезланиб пастга қулайди.

Бирор ихтиёрий z баландликда асос майдони бирга тенг бўлган dz баландликли газ қатламини ажратамиз (10-расм). Бу қатламдаги газ ҳаракатланаётган молекулалардан иборат. Бу молекулалар қатлам орқали пастдан юқорига ва юқоридан пастга ўтаётган молекулалардир (бизни фақат молекулалар тезликларининг z ўқ бўйлаб



10- расм.

ташкил этувчиларигина қизиқтираётганини эслатиб ўтайлик). Қатламдаги пастдан юқорига ва юқоридан келаётган молекулаларнинг фарқи шуки, пастдан келаётган молекулалар тезликларининг z- компоненталарининг модули $\sqrt{2gz}$ қийматдан катта, юқоридан келаётган молекулалар тезликларининг z- компоненталари эса 0 дан ∞ гача бўлган ихтиёрий қийматга эга бўлиши мумкин.

Қатламдаги молекулалар сони ўзгармас бўлиши керак бўлган мувозанат ҳолатида юқоридан пастга ўтаётган молекулалар сони пастдан юқорига ўтаётган молекулалар сонига тенг бўлиши керак.

z_0 баландликда тезликларининг z- компоненталари v_{z0} дан $v_{z0}+dv_{z0}$ гача интервалда ётган ҳажм бирлигидаги молекулалар сони қуйидаги тенглик билан аниқланади:

$$dn_{z0} = n_{z0} f(v_{z0})\, dzv_{z0}.$$

z баландликда биз танлаган қатламни вақт бирлиги ичида $n_{z0}v_{z0}f(v_{z0})\, dv_{z0}$ та шундай молекулалар кесиб ўтади (18- бетга қаранг). Қатламни пастдан юқорига кесиб ўтувчи молекулаларнинг умумий сонини (бу сонни $N_{\uparrow}$ билан белгилаймиз) қуйидагича ёзиш мумкин:

$$N_{\uparrow} = \int_{\sqrt{2gz}}^{\infty} n_{z0} v_{z0} f(v_{z0})\, dv_{z0} = n_{z0} \int_{\sqrt{2zg}}^{\infty} v_{z0} f(v_{z0})\, dv_{z0}.$$

Худди шундай қатламни юқоридан пастга кесиб ўтувчи молекулалар сони $N_{\downarrow}$ қуйидагига тенг бўлади:

$$N_{\downarrow} = \int_0^{\infty} n_z v_z f(v_z)\, dv_z = n_z \int_0^{\infty} v_z f(v_z) dv_z.$$

Мувозанат ҳолатида, айтиб ўтганимиздек, $N_{\uparrow}$ ва $N_{\downarrow}$ бир-бирига тенг бўлиши керак:

$$n_{z0} \int_{\sqrt{2gz}}^{\infty} f(v_{z0})\, v_{z0}\, dv_{z0} = n_z \int_0^{\infty} f(v_z)\, v_z dv_z.$$

Бу тенгликнинг ҳар икки қисмини n_{z0} га бўлиб ва барометрик формулага мувофиқ $\frac{n_z}{n_{z0}} = e^{-\frac{mgz}{kT}}$ эканлигини назарга олиб, шундай ёзамиз:

$$\int_{\sqrt{2gz}}^{\infty} f(v_{z0})\, v_{z0}\, dv_{z0} = e^{-\frac{mgz}{kT}} \int_0^{\infty} f(v_z) v_z dv_z. \qquad (12.2)$$

(12. 1) энергия сақланиш қонунини дифференциаллаб (z нинг қиймати аниқ эканини назарга олиб) қуйидагини оламиз:

$$v_{z0}\,dv_{z0} = v_z dv_z.$$

(12. 2) тенгламанинг чап томонидаги интеграл остидаги $v_{z0}\,dv_{z0}$ нинг қийматини унга тенг бўлган $v_z\,dv_z$ қийматга алмаштирамиз. Бунда интеграллашнинг пастки чегарасини ноль билан алмаштирамиз ва у тенглама шундай бўлади:

$$\int_0^\infty f(v_{z0})\,v_z\,dv_z = e^{-\frac{mgz}{kT}} \int_0^\infty f(v_z)\,v_z dv_z.$$

Бундан қуйидаги келиб чиқади:

$$f(v_{z0}) = f(v_z)\,e^{-\frac{mgz}{kT}}$$

ёки

$$f(v_z) = f(v_{z0})\,e^{-\frac{mgz}{kT}}. \qquad (12.3)$$

Энергиянинг сақланиш қонуни (12.1) ни назарга олиб, (12.3) тенглик фақат

$$f(v_z) = Ae^{-\frac{mv_z^2}{2kT}} \quad \text{ва} \quad f(v_{z0}) = Ae^{-\frac{mv_{z_0}^2}{2kT}}$$

бўлгандагина ўринли эканини кўриш қийин эмас (юқоридаги ифодаларда A — бирор ўзгармас). Бунга ишонч ҳосил қилиш учун (12.1) ни назарга олган ҳолда бу функцияларни (12.3) формулага қўйишнинг ўзи етарли. Тақсимот функциясининг ҳар қандай бошқа кўринишида (12.3) тенглама энергиянинг сақланиш қонунига мувофиқ келмайди.

Шундай қилиб, z ўқ бўйлаб тезлик ташкил этувчилари бўйича молекулалар тақсимоти функцияси шундай кўринишда бўлади:

$$f(v_z) = Ae^{-\frac{mv_z^2}{2kT}}. \qquad (12.4)$$

Тезликларининг z-компоненталари v_z дан $v_z + dv_z$ гача интервалда ётган ҳажм бирлигидаги молекулалар сони энди қуйидаги формулалар билан ифодаланади:

$$dn = nAe^{-\frac{mv_z^2}{2kT}}\,dv_z \quad \text{ёки} \quad \frac{dn}{n} = Ae^{-\frac{mv_z^2}{2kT}}\,dv_z.$$

Юқорида кўрсатиб ўтганимиздек, $\frac{dn}{n}$ газ ихтиёрий молекуласи тезлигининг z-компонентаси dv_z гача аниқликда v_z га тенг эканлиги эҳтимоллиги эди.

Биз яна тақсимот функциясига кирувчи A ўзгармасни аниқлашимиз керак. Бунинг учун $\frac{dn}{n}$ ни v_z нинг $-\infty$ дан $+\infty$ гача мумкин бўлган барча қийматлари бўйича интеграллаш етарли[1]. Бунда биз газ молекуласининг бирор қийматли z-компонентали тезликка эга бўлиш эҳтимоллигини оламиз. Бундай эҳтимоллик бирга тенг, чунки ҳар қандай молекула тўғрисида бу молекула қандайдир z-компонентали тезликка эгадир, деб ишонч билан айтиш мумкин ($v_z = 0$ қиймат бошқа қиймат билан тенг аҳамиятли!). Шундай қилиб,

$$\int_{-\infty}^{\infty} \frac{dn}{n} = A\int_{-\infty}^{\infty} e^{-\frac{mv_z^2}{2kT}}\, dv_z = 1,$$

бундан

$$A = \left(\int_{-\infty}^{\infty} e^{-\frac{mv_z^2}{2kT}}\, dv_z\right)^{-1}.$$

Бу интегрални ҳисоблаш учун янги ўзгарувчи $x^2 = mv_z^2/2kT$ киритамиз. У ҳолда

$$v_z = \sqrt{\frac{2kT}{m}}\, x \quad \text{ва} \quad dv_z = \sqrt{\frac{2kT}{m}}\, dx.$$

Шунинг учун,

$$\int_{-\infty}^{\infty} e^{-\frac{mv_z^2}{2kT}}\, dv_z = \sqrt{\frac{2kT}{m}} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-x^2}\, dx.$$

Маълумки, $\int_{-\infty}^{\infty} e^{-x^2}\, dx = \sqrt{\pi}$. Бинобарин,

$$\int_{-\infty}^{\infty} e^{-\frac{mv_z^2}{2kT}}\, dv_z = \sqrt{\frac{2\pi kT}{m}}.$$

(12. 4) тенгламадаги бизни қизиқтираётган A ўзгармас қуйидагига тенг:

$$A = \left(\frac{m}{2\pi kT}\right)^{1/2}.$$

---

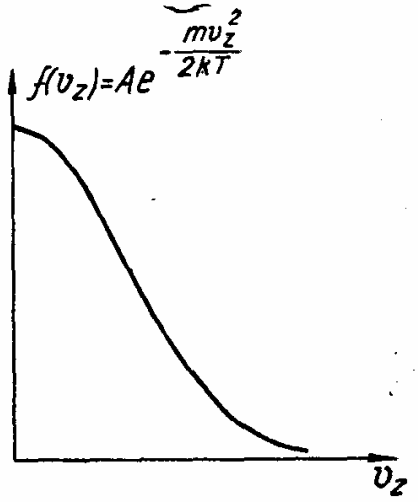
[1] Молекулаларнинг мумкин бўлган тезликлари албатта $-\infty$ дан ∞ гача ёйилган эмас. Ҳар ҳолда молекулаларнинг тезликлари ёруғлик тезлигига тенг бўлган ($3\cdot10^8$ м/сек) табиий чегаравий қиймат билан чекланган. Шунинг учун функцияни $-\infty$ дан ∞ гача $\exp(-mv_z^2/2kT)$ чегараларда интеграллаш нотўғри бўлиб кўриниши мумкин.

Ҳақиқатда эса, интеграллаш учун худди шу чегараларнинг олиниши ҳеч қандай хатога олиб келмайди. Бунинг сабаби шуки, $\exp(-mv_z^2/2kT)$ функция v_z нинг қийматлари ортиши билан жуда тез камайиб кетади. Масалан, v_z нинг нисбатан кичик қийматларидаёқ, яъни $mv_z/2kT \approx 5$ бўлган қийматларидаёқ, бу функциянинг қиймати унинг $v_z = 0$ даги бирга тенг бўлган қийматининг 1% ига яқинини ташкил қилади.

Тақсимот функциясининг ифодаси шундай кўринишга келади:

$$f(v_z) = \frac{dn}{ndv_z} = \left(\frac{m}{2\pi kT}\right)^{1/2} e^{-\frac{mv_z^2}{2kT}} = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \left(\frac{m}{2kT}\right)^{1/2} e^{-\frac{mv_z^2}{2kT}}. \qquad (12.5)$$

Бу функциянинг график тасвири 11-расмда кўрсатилган. Графикдан $f(v_z)$ функциянинг $v_z \to \infty$ да нолга интилиши кўриниб турибди. Бироқ тезлигининг z-компонентаси нолга тенг бўлган молекулалар улуши нолга тенг эмас. (12. 5) формуладан ва 11-расмдаги эгри чизиқдан тезликларининг z-компонентаси нолга яқин бўлган молекулалар улуши A га тенг (бу ўзгармаснинг физикавий маъноси ҳам шундан иборат). Температура ортиши билан бундай молекулалар улуши камаяди.



11-расм.

Молекулаларнинг тезлик ташкил этувчилари бўйича тақсимот функциясини оғирлик кучи таъсиридаги газ ҳоли учун ҳосил қилган эдик. Молекулаларнинг тезлик ташкил этувчилари бўйича тақсимот функцияси кўриниши қандайдир йўсинда оғирлик кучининг таъсири билан боғланган ёки оғирлик кучи ана шундай тақсимланишни ҳосил қилади деган маънони билдирмайди. Юқорида кўрсатиб ўтганимиздек, биз тақсимот функциясини чиқаришда фойдаланган барометрик формуланинг ўзи молекулаларнинг тезликлар бўйича тақсимланишининг натижасидир. Молекулаларнинг тезликлар бўйича тақсимот қонунини (формуласини) келтириб чиқаришда оғирлик кучининг роли фақат шундан иборатки, оғирлик кучи газда шундай тақсимот мавжуд эканини «намоён» қилади. Оғирлик кучининг бундай тақсимланишнинг қарор топишида ҳеч қандай роли йўқ эканлиги тақсимот функцияси ифодасида оғирлик кучини характерловчи g катталикнинг иштирок этмаслигидан ҳам кўриниб турибди.

13-§. Молекулаларнинг тезликлар бўйича тақсимоти

Газ молекулаларининг тезликларнинг z-компоненталари бўйича тақсимот функциясининг юқорида чиқарилган ифодаси

$$\frac{dn_z}{ndv_z} = Ae^{-\frac{mv_z^2}{2kT}}$$

тезликнинг фақат z-компонентаси учунгина «имтиёзли» эмас. Молекулаларнинг тезликларнинг бошқа компоненталари бўйича тақсимот функциялари ҳам шундай аниқланиши керак, шунинг учун

$$\frac{dn_x}{ndv_x} = Ae^{-\frac{mv_x^2}{2kT}}, \qquad \frac{dn_y}{ndv_y} = Ae^{-\frac{mv_y^2}{2kT}}.$$

Энди биз молекула тезлигининг айни бир вақтда уч шартни қаноатлантириш эҳтимоллигини топишимиз мумкин:

1) тезликнинг X ўқ бўйича ташкил этувчиси v_x дан $v_x + dv_x$ гача чегараларда ётади;

2) тезликнинг Y ўқ бўйича ташкил этувчиси v_y дан $v_y + dv_y$ гача чегараларда ётади;

3) тезликнинг Z ўқ бўйича ташкил этувчиси v_z дан $v_z + dv_z$ гача чегараларда ётади.

Тезлик ташкил этувчиларининг ҳар бир координата ўқлари бўйича қийматлари бошқа ўқлар бўйича ташкил этувчиларининг қийматларига боғлиқ бўлмайди. Шунинг учун молекула тезлигининг бир вақтда кўрсатилган учала шартни қаноатлантириш эҳтимоллиги бу мураккаб «воқеа» нинг эҳтимоллигидир. Бундай эҳтимоллик эса ҳар бир алоҳида воқеалар эҳтимолликларининг кўпайтмасига тенг эканлигини биламиз. Агар биз координата ўқлари бўйича ташкил этувчилари юқорида кўрсатилган чегараларда бўлган ҳажми бирлигидаги молекулалар сонини dn_{xyz} билан белгиласак, қуйидагини ёзишимиз мумкин:

$$\frac{dn_{xyz}}{n} = A^3 e^{-\frac{mv^2}{2kT}} dv_x dv_y dv_z,$$

бу ерда $v^2 = v_x^2 + v_y^2 + v_z^2$. Бундан

$$dn_{xyz} = nA^3 e^{-\frac{mv^2}{2kT}} dv_x dv_y dv_z$$

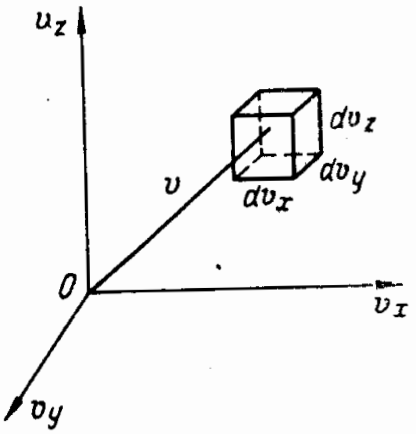
ёки

$$dn_{xyz} = n\left(\frac{m}{2\pi kT}\right)^{3/2} e^{-\frac{mv^2}{2kT}} dv_x dv_y dv_z. \qquad (13.1)$$

Бу формула ҳажм бирлигидаги газ молекулалари сонидан қанчаси координата ўқлари бўйлаб ташкил этувчилари v_x ва $v_x + dv_x$, v_y ва $v_y + dv_y$, v_z ва $v_z + dv_z$ интерваллларда ётган тезликли молекулалар эканини, яъни тезликлари катталиги жиҳатидан ҳам, йўналиши жиҳатидан ҳам берилган интервалда ётувчи молекулалар сонини кўрсатади. Бу формулага яққол геометрик маъно бериш мумкин.

Газнинг ҳажм бирлигидаги v тезлик компоненталари юқорида кўрсатилган интерваллларда бўлган барча молекулаларни тўпладик ва уларни чиқариб юбордик деб фараз қилайлик. Бир секунддан сўнг уларнинг ҳаммаси бошланғич вазиятдан v масофада ва томонлари dv_x, dv_y, dv_z бўлган параллелепипед ичида, яъни $d\omega = dv_x dv_y dv_z$

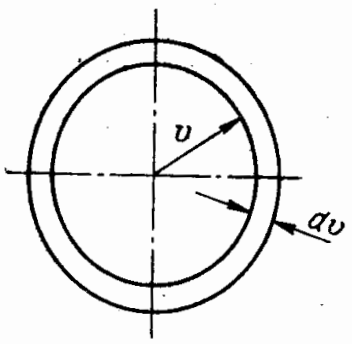
ҳажмда бўлади. Бу 12-расмда бизнинг фикрий тажрибамиз ўзига хос координаталар системасида тасвирланган бўлиб, унинг ўқлари бўйлаб v_x, v_y ва v_z ташкил этувчилар қўйилган. Бу параллелепипеднинг ҳажм бирлигидаги молекулалар сони (13.1) формулага мувофиқ (газнинг ҳажм бирлигидаги молекулалар сони билан чалкаштирмаслик керак: бу ерда гап тезликлар «фазоси» даги ҳажм бирлиги устида боради) қуйидагига тенг бўлади:



12-расм.

$$\frac{dn_{xyz}}{d\omega} = n\left(\frac{m}{2\pi kT}\right)^{3/2} e^{-\frac{mv^2}{2kT}}.$$

Бу катталик, албатта, v тезлик векторининг йўналишига боғлиқ бўлиши мумкин эмас. Шунинг учун энди молекулаларнинг тезликлар бўйича уларнинг йўналишига боғлиқ бўлмаган ҳолда тақсимот функциясини топиш қийин эмас. Ҳақиқатан ҳам, газнинг ҳажм бирлигидаги тезликлари барча йўналишлар бўйича v дан $v+dv$ гача интервалда бўлган барча молекулаларни бир жойга тўпласак ва сўнгра чиқариб юборсак, улар ҳар томонга учиб кетиб, 1 секунддан сўнг радиуси v ва қалинлиги dv бўлган шар қатламида (13-расм) текис тақсимланган бўлади. Бу шар қатлами биз юқорида қайд қилган «параллелепипедлар»нинг йиғиндисидан иборат бўлади. Бу қатлам ҳажм бирлигидаги молекулалар сони (яна газ ҳажми бирлигидаги молекулалар сони билан чалкаштирмаслик керак) ҳар бир параллелипипеддаги сингари бўлади, яъни (13.1) формула билан аниқланади. *Бутун* қатламдаги молекулалар сони эса газ ҳажми бирлигидаги тезликлари v дан $v+dv$ гача бўлган интервалда ётган молекулалар сонидир.



13-расм.

Бу сон қуйидагига тенг бўлиши равшан

$$dn = n\left(\frac{m}{2k\pi T}\right)^{3/2} e^{-\frac{mv^2}{2kT}} d\Omega,$$

бу ерда $d\Omega$ — шар қатламининг $4\pi v^2 dv$ га тенг бўлган ҳажми. Шундай қилиб,

$$dn = 4\pi n\left(\frac{m}{2\pi kT}\right)^{3/2} v^2 e^{-\frac{mv^2}{2kT}} dv = \frac{4}{\sqrt{\pi}} n\left(\frac{m}{2kT}\right)^{3/2} v^2 e^{-\frac{mv^2}{2kT}} dv$$

ёки

$$\frac{dn}{n} = \frac{4}{\sqrt{\pi}}\left(\frac{m}{2kT}\right)^{3/2} v^2 e^{-\frac{mv^2}{kT}} dv. \qquad (13.2)$$

Бу формула *молекулаларнинг тезликлар бўйича Максвелл тақсимот* қонунини ифодалайди.

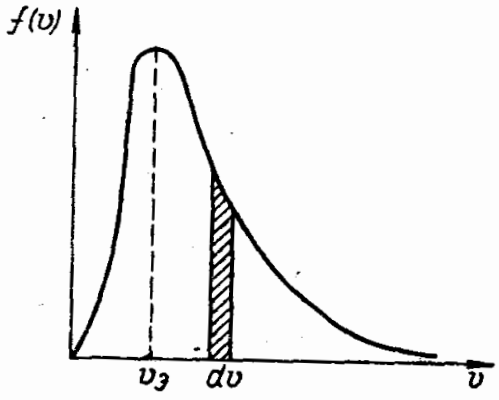
$\frac{dn}{n}$ катталик—газнинг ихтиёрий танланган молекуласи албатта v ва $v+dv$ орасидаги интервалда ётувчи тезликка эга бўлиши эҳтимоллигидир. Бошқача айтганда, $\frac{dn}{n}$ катталик тезликлари v дан $v+dv$ гача интервалда ётган ҳажм бирлигидаги барча молекулаларнинг улушидир.

Қуйидаги

$$f(v) = \frac{dn}{ndv} = \frac{4}{\sqrt{\pi}}\left(\frac{m}{2kT}\right)^{3/2} v^2 e^{-\frac{mv^2}{2kT}} \qquad (13.3)$$

катталик молекулаларнинг тезликлар бўйича *тақсимот функциясидир*. Бу функция газ ҳажми бирлигидаги молекулаларнинг тезликлари айни шу тезликни ўз ичига олган тезликларнинг бирга тенг интервалида ётган улушини билдиради.

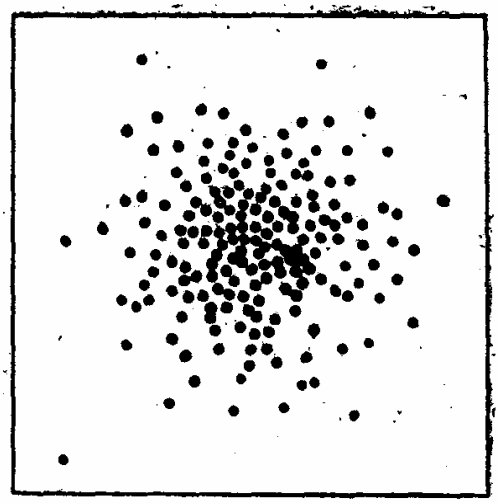
Максвелл тақсимот функциясининг кўриниши график равишда 14-расмда кўрсатилган. Бу функция $v=0$ ва $v\to\infty$ да нолга айланади, бундай бўлиши табиий: газда ҳаракатсиз молекулалар ва тезликлари чексиз катта бўлган молекулалар йўқ. 14-расмдаги эгри чизиқдан тезликнинг бирор $v_{э.э.}$ қийматида тақсимот функция максимумга эга бўлиши кўриниб турибди, яъни газ барча молекулаларининг энг кўп улуши $v_{э.э.}$ га яқин тезликлар билан ҳаракатланади. Шунингдек, бундай дейиш мумкин: газ молекулаларида $v_{э.э.}$ га яқин бўлган тезликлар бошқаларидан кўпроқ учрайди, молекуланинг тезлиги $v_{э.э.}$ га яқин бўлиш эҳтимоллиги энг каттадир. Шунинг учун Максвелл тақсимоти эгри чизиғининг максимуми *энг катта эҳтимолликли* тезлик дейилади.



14- расм.

Молекулаларнинг *тезликлари*

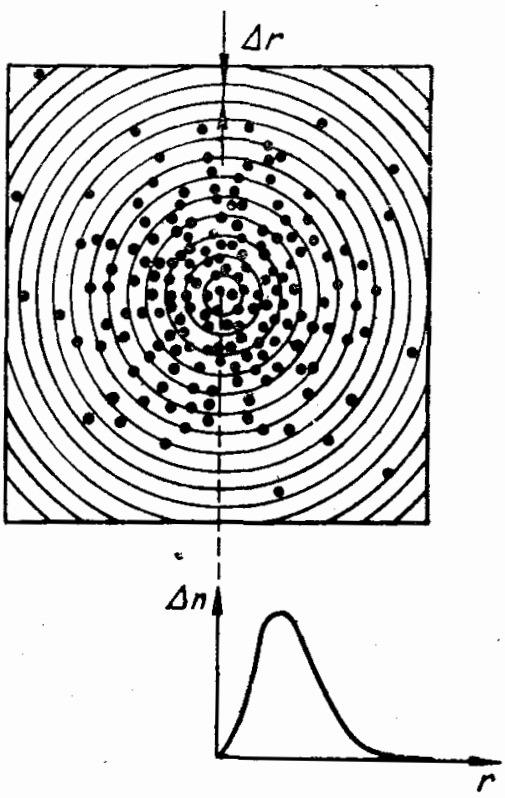
бўйича тақсимоти ва тезлик *компоненталари* бўйича тақсимоти орасидаги фарқни яхши тушуниш учун тасодифийлик қонунлари худди молекулаларнинг тақсимотидаги каби асосий роль ўйнайдиган бошқа процессни қараб чиқамиз.



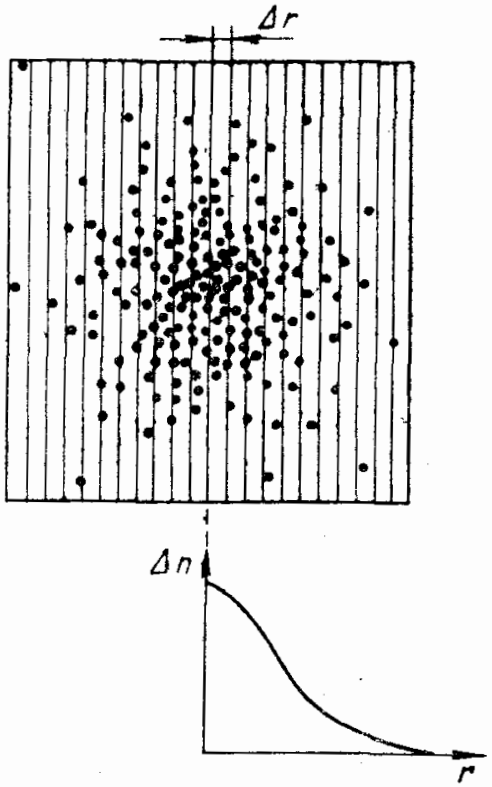
15-расм.

Фараз қилайлик, нишоннинг марказидаги нуқтаси мўлжалга олиниб ўқ узилаётган бўлсин. Отувчи қанчалик мерган бўлмасин ва қурол қанчалик аниқ созланган бўлмасин, ўқлар мўлжалланаётган нуқтага аниқ тегмайди, балки нуқта атрофида бирор масофада ёйилган бўлади (15-расм). Бунга амалда ҳисобга олиш мумкин бўлмаган бир қанча сабаблар бор: патрондаги зарядлар тамомила бир хил бўлмаслиги, шамолнинг таъсири ва шунга ўхшашлар (газда эса бундай тасодифий факторлар ролини молекулалараро тўқнашувлар ўйнайди, бу ҳақда кейинроқ тўхталиб ўтамиз). Жуда кўп ўқ узилганда ўқларнинг мўлжалланаётган нуқта атрофида тақсимланиши, яъни нуқтагача бўлган масофалари бўйича тақсимланиши муайян қонунга бўйсунар экан. Бу қонун характерини аниқлаш қийин эмас. 15-расмда ўқларнинг мўлжалланаётган нуқта атрофидаги теккан жойлари тасвирланган. Бундай тақсимотни икки хил баҳолаш мумкин. Нишоннинг бутун майдонини, отиш бўйича мусобақаларда қилинадигандек, бир-биридан тенг Δr масофаларда қатор айланалар ўтказиб, ҳалқасимон полосаларга ажратиш ва ҳар бир полосадаги ўқ ўрнининг Δn сонини аниқлаш, яъни мўлжалланган нуқтадан r масофадаги r дан $r+\Delta r$ гача интервалга тўғри келувчи ўқлар ўрни сонини аниқлаш мумкин. Агар марказий доира кичик бўлса, ундаги ўқлар ўрни нолга яқин бўлади, чунки жуда кичик доирани мўлжаллаб бўлмайди. Ҳалқасимон полосаларнинг марказдан узоқлиги ортган сари ўқлар ўрни сони аввал орта боради, бирор максимумга етгандан кейин камаяди ва етарлича узоқлашгач, нолга тенг бўлади (16-расмдаги эгри чизиққа қаранг).

Бошқача йўл тутиш ҳам мумкин. Нишон майдонини бир-биридан худди шундай Δr масофада турган қатор параллел чизиқлар воситасида полосаларга бўламиз (17-расм). Энди ҳар бир полосага тўғри келадиган ўқ ўринлари ҳисобланса, унинг марказий полосадан узоқлашган сари Δn монотон камайиб боришини, мўлжалланган нуқтадан етарлича катта масофада нолга интилишини расмдан осон кўриш мумкин; бу 17-расмдаги



16- расм.



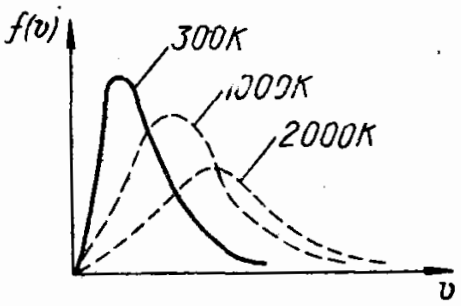
17- расм.

эгри чизиқдан ва 11- расмдаги шунга ўхшаш эгри чизиқдан кўриниб турибди.

Баён қилинган усулларнинг биринчиси $f(v)$ функцияни аниқлаш, иккинчиси эса $f(v_x)$ тезликнинг компоненталари бўйича тақсимот функциясини аниқлаш усулидир.

Молекулаларнинг тезликлар бўйича тақсимот эгри чизиғидан фойдаланиб, ҳажм бирлигидаги газ молекулаларининг тезликлари берилган dv тезликлар интервалида бўлган $\frac{dn}{n}$ улушини график тарзда аниқлаш мумкин. Бу улуш 14- расмдаги асоси dv ва баландлиги $f(v)$ бўлган штрихланган полосанинг майдонига тенг. Тақсимот эгри чизиғи ва текисликлар ўқи орасидаги ҳамма майдон ҳажм бирлигидаги молекулаларнинг умумий сонини бериши равшан.

(13.3) формуладан кўриниб турганидек, тақсимот эгри чизиғининг кўриниши газнинг табиати ва температурасига боғлиқ (формулага молекуланинг массаси m киради). 18- расмда азот молекулаларининг турли температураларда тезликлар бўйича тақсимланиш эгри чизиқлари берилган. Бу эгри чизиқлар температуранинг ортиши билан молекулаларнинг тезликлари ортишини, бутун эгри чизиқнинг эса катта тезликлар томонига силжишини кўрсатади. Бироқ эгри чизиқлар ва тезликлар ўқи билан чегараланган майдон, албатта, ўзгармайди. Шу туфайли температура ортиши билан эгри чизиқнинг максимуми пасаяди.



18-расм.

Молекулаларнинг тезликлар бўйича Максвелл тақсимоти тенгламасини чиқаришда молекулалараро тўқнашувларни мутлақо инобатга олмадик, ҳолбуки тўқнашувлар молекулаларнинг тезликларига, яъни уларнинг тезликлар бўйича тақсимланишига таъсир кўрсатмай иложи йўқ. Аслида эса ана шу тўқнашувлар туфайлигина тезликлар бўйича Максвелл тақсимоти юзага келади. Ҳақиқатан ҳам, газ шундай ҳолатдаки, унинг барча молекулалари бирдай тезликка (модули жиҳатидан) эга деб фараз қилайлик. Бундай ҳолат турғун (мувозанат) ҳолати бўла олмайди, чунки тўқнашувлар шунга олиб келадики, молекулаларнинг тезликлари бирдай бўлмай қолади. Икки молекуланинг ҳар қандай тўқнашувида бир молекуланинг тезлиги ортади, иккинчисиники камаяди. Максвелл биринчи марта шунга эътибор бердики, унингча, тўқнашувларда тезликлари ортадиган молекулалар сони тўқнашувлар натижасида тезликлари камаядиган молекулалар сонига тенг бўладиган ҳолат бўлиши керак. Бундай ҳолат мувозанат ҳолати бўлади. Молекулаларнинг тезликлар бўйича Максвелл тақсимоти худди шундай ҳолатга мувофиқ келади. Кейинчалик Больцман шуни кўрсатдики, агар газ молекулаларининг тезликлар бўйича тақсимоти Максвелл тақсимоти бўйича бўлмаган ҳолатда бўлса, бундай газ молекулаларининг тўқнашувлари туфайли Максвелл тақсимоти бўладиган ҳолатга ўз-ўзидан ўтар экан.

Максвелл тақсимоти (баъзида Максвелл-Больцман тақсимоти деб ҳам юритилади) — *мувозанатли* тақсимотдир. Биз бу тақсимотни қарашни уни мувозанатли тақсимот деб қарашдан бошладик. Шунинг учун, масалан, (12.4) формулани чиқаришда тўқнашувларни ҳисобга олиш керак бўлмади. Агар Δz_0 қатламни ташлаб кетган қандайдир молекулалар тўқнашувлар туфайли Δz қатламга етмаган бўлса, бунинг ўрнига бу қатламга етиши лозим бўлмаган қандайдир бошқа молекулалар тўқнашувлар туфайли бу қатламга етган.

Газда бўладиган молекуляр ҳаракатларни ҳамма вақт биз хаотик деб атадик. Энди иссиқлик ҳаракатларининг хаотиклиги тушунчасига аниқ таъриф беришимиз мумкин: *агар молекулалар тезликлари Максвелл қонунига мувофиқ тақсимланган бўлса, молекулаларнинг ҳаракати батамом тартибсиз* (хаотик) *бўлади.*

Газ мувозанат ҳолатда бўлганида молекулалар ана шундай тамомила хаотик ҳаракатда бўлади. 3-§ да кўрганимиздек, бу ҳолат температура катталиги билан, температура эса ўз нав-

батида молекулалар ҳаракатининг ўртача кинетик энергияси билан характерланади. Бундан температуранинг айни шу *хаотик* ҳаракатлар ўртача кинетик энергияси билан аниқланиши келиб чиқади. Молекулаларнинг ҳар қандай йўналган ҳаракатлари, бундай ҳаракатда уларнинг тезликлари қандай бўлмасин, температурага ҳеч қандай алоқадор эмас. Кучли шамол ҳосил қилган ҳаво тезлиги қанчалик катта бўлмасин, у ҳавони иситмайди. Ҳатто энг кучли шамоллар ҳам иссиқ ёки совуқ бўлиши мумкин, чунки газнинг температураси шамолнинг йўналишли тезлиги билан эмас, молекулаларнинг бутун газдаги йўналишли ҳаракати билан бирга бу ҳаракатидан мустақил равишда хаотик ҳаракатлари билан белгиланади.

14- §. Молекулаларнинг ўртача тезликлари

Максвелл тақсимот функциясидан фойдаланиб, молекуляр физика учун муҳим бўлган бир қатор катталикларни ҳисоблаш мумкин. Бу ерда мисол тариқасида ўртача арифметик тезлик $\bar{v}$ ни, аввал ҳисоблаб топилган (37-бетга қ.) ўртача квадратик тезлик $\bar{\bar{v}}=\sqrt{\overline{v^2}}$ ни ва ниҳоят, энг катта эҳтимолли тезлик $v_{э.э.}$ ни келтириб чиқарамиз. Молекулаларнинг ўртача арифметик тезликларини ҳисоблашдан бошлаймиз.

Таърифга кўра, *ўртача арифметик тезлик* $\bar{v}$ ҳажм бирлигидаги ҳамма молекулаларнинг ҳамма тезликлари йиғиндисининг ҳажм бирлигидаги молекулалар сонига нисбатига тенг.

Ҳажм бирлигида тезликлари v дан $v+dv$ гача интервалда ётган молекулалар сони $nf(v)dv$ га тенг бўлиши равшан. Бундай барча молекулалар тезликлари йиғиндиси $vnf(v)dv$ га тенг. Ҳар қандай тезликка эга бўлган барча молекулаларнинг тезликлари йиғиндисини топиш учун бу функцияни нолдан чексизликкача мумкин бўлган барча тезликлар бўйича интеграллаш керак. Бинобарин, барча тезликларнинг йиғиндиси қуйидагига тенг бўлади:

$$\int_0^\infty vnf(v)dv,$$

ўртача арифметик тезлик эса

$$\bar{v}=\frac{1}{n}\int_0^\infty vnf(v)dv=\int_0^\infty vf(v)dv. \qquad (14.1)$$

Бу ерга $f(v)$ учун аввал олинган (13.3) ифодани қўйиб, қуйидагини оламиз:

$$\bar{v} = \frac{4}{\sqrt{\pi}}\left(\frac{m}{2kT}\right)^{3/2}\int_0^\infty v^3 e^{-\frac{mv^2}{2kT}}dv. \qquad (14.2)$$

Бу ифодага кирадиган интегрални ҳисоблаш учун интеграл ости ифодани ўзгартирамиз:

$$v^3 e^{-\frac{mv^2}{2kT}}dv = v^2 e^{-\frac{mv^2}{2kT}}vdv.$$

Бундаги $vdv = \frac{1}{2}d(v^2)$ бўлгани учун

$$v^3 e^{-\frac{mv^2}{2kT}}dv = \frac{1}{2}v^2 e^{-\frac{mv^2}{2kT}}d(v^2)$$

ва

$$\bar{v} = \frac{4}{\sqrt{\pi}}\left(\frac{m}{2kT}\right)^{3/2}\cdot\frac{1}{2}\int_0^\infty v^2 e^{-\frac{mv^2}{2kT}}d(v^2).$$

Янги ўзгарувчи $z = mv^2/2kT$ киритиб, интегрални шундай ёзамиз:

$$\frac{1}{2}\int_0^\infty v^2 e^{-\frac{mv^2}{2kT}}d(v^2) = \frac{1}{2}\left(\frac{2kT}{m}\right)^2\int_0^\infty ze^{-z}dz,$$

ва бўлаклаб интеграллаш йўли билан қуйидагини оламиз:

$$\int_0^\infty ze^{-z}dz = 1.$$

Шундай қилиб, (14.2) формуладаги интеграл учун шундай ифодани оламиз:

$$\int_0^\infty v^3 e^{-\frac{mv^2}{2kT}}dv = 2\left(\frac{kT}{m}\right)^2.$$

Уни (14.2) га қўйиб $\bar{v}$ учун шундай ифодани келтириб чиқарамиз:

$$\bar{v} = \frac{4}{\sqrt{\pi}}\left(\frac{m}{2kT}\right)^{3/2}\cdot 2\left(\frac{kT}{m}\right)^2 = \sqrt{\frac{8kT}{\pi m}}. \qquad (14.3)$$

Тезликнинг бирор координата ўқи бўйича *ташкил этувчисининг* ўртача арифметик қийматини ҳам худди шундай тарзда ҳисоблаш мумкин.

Умуман айтганда, тезликнинг ихтиёрий компонентасининг ўртача қиймати нолга тенг бўлиши мумкин, чунки тезликнинг компонентаси тенг эҳтимоллик билан мусбат ва манфий бўлиши мумкин. Бироқ

бундай компонента *модулининг* ўртача қиймати тўғрисида бундай деб бўлмайди. Масалан, тезликнинг x-компонентаси модулининг ўртача арифметик қийматини, яъни $\overline{|v_x|}$ катталикни топайлик. Унинг учун (14.1) га ўхшаш тенгламани ёзиш мумкин:

$$\overline{|v|}_x = \int_{-\infty}^{\infty} v_x f(v_x) dv_x. \qquad (14.4)$$

Бу ерда $f(v_x)$—молекулаларнинг v_x ташкил этувчи бўйича тақсимот функцияси бўлиб, биз уни аввал топган эдик:

$$f(v_x) = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \left(\frac{m}{2kT}\right)^{1/2} e^{-\frac{mv_x^2}{2kT}}.$$

Бу ифодани (14.4) ифодага қўйиб ёзамиз:

$$\overline{|v_x|} = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \left(\frac{m}{2kT}\right)^{1/2} \int_{-\infty}^{\infty} v_x e^{-\frac{mv_x^2}{2kT}} dv_x.$$

Бу формулага кирувчи интеграл $mv_x^2/2kT = z^2$ ўзгарувчи алмаштириш йўли билан олинади. У ҳолда $\overline{|v_x|}$ учун шундай ифода ҳосил бўлади:

$$\overline{|v_x|} = \sqrt{\frac{2kT}{\pi m}}. \qquad (14.5)$$

(14.3) ва (14.5) ифодаларни таққослаб x-компонента модулининг ўртача қиймати $\overline{|v_x|}$ тезликнинг ўртача қиймати $\bar{v}$ дан икки марта кичик эканини аниқлаймиз:

$$\overline{|v_x|} = \bar{v}/2.$$

Бу ифода бизга вақт бирлиги ичида идиш деворинииг бирлик юзига урилаётган молекулаларнинг ўртача урилишлари сонини топишдан иборат қизиқарли масалани ҳал қилишга имкон беради.

2-§ да Δt вақт ичида юзи S бўлган майдонни кесиб ўтувчи молекулаларнинг сони $\frac{1}{2} n v_x S \Delta t$ га тенг бўлишини кўрдик. Бундан вақт *бирлиги* ичида *бирлик* юзига $\frac{1}{2} n v_x$ молекула тушади деган хулоса чиқади. Бу ерда v_x ни унинг ўртача қиймати $\overline{|v_x|}$ билан алмаштириб, вақт бирлиги ичида бирлик юзага урилаётган молекулаларнинг ўртача сони ν ни топамиз:

$$\bar{\nu} = \frac{1}{2} n \overline{|v_x|} = \frac{n\bar{v}}{4}.$$

Молекулаларнинг ўртача квадратик тезлиги. Молекулаларнинг ўртача квадратик тезлиги $\sqrt{\overline{v^2}}$ ни топиш учун ҳажм бирлигидаги молекулалар тезликлари квадратлари йиғиндисининг ҳажм бирлигидаги молекулалар сонига нисбатини ҳисоблаш керак. Бундан аввалги мулоҳазаларимизни такрорлаб шундай ёзамиз:

$$\overline{v^2} = \int_0^\infty v^2 f(v) dv.$$

Бу ерда $f(v)$ учун (13.3) ифодани қўйиб, қуйидагини ҳосил қиламиз:

$$\overline{v^2} = 4\pi\left(\frac{m}{2\pi kT}\right)^{3/2} \int_0^\infty v^4 e^{-\frac{mv^2}{2kT}} dv.$$

Бу ифодадаги интегрални бўлаклаб интеграллаймиз ва қуйидаги натижани оламиз:

$$\int_0^\infty v^4 e^{-\frac{mv^2}{2kT}} dv = \frac{3}{8}\left(\frac{2kT}{m}\right)^{5/2} \sqrt{\pi}.$$

Бундан

$$\overline{v^2} = \frac{3kT}{m} \text{ ва } \overline{v} = \sqrt{\overline{v^2}} = \sqrt{\frac{3kT}{m}}. \qquad (14.6)$$

Аввал ҳам шундай ифодани чиқарган эдик.

15- §. Молекулаларнинг энг катта эҳтимолли тезлиги

Энди молекулаларнинг энг катта эҳтимолли тезлиги $v_{э.э}$ ни, яъни энг кўп сондаги молекулаларнинг тезликлари яқин бўлган тезликни ҳисоблайлик. Бу тезликка Максвелл тақсимоти эгри чизиғининг максимуми мос келади (14-расмга қ.) Шунинг учун $v_{э.э}$ тезликни топишда тақсимот функцияси (13.3) дан олинган ҳосилани нолга тенглаш керак:

$$\frac{d}{dv} f(v) = \frac{d}{dv}\left[\frac{4}{\sqrt{\pi}}\left(\frac{m}{2kT}\right)^{3/2} v^2 e^{-\frac{mv^2}{2kT}}\right].$$

Бу тенглик бажарилиши учун қуйидаги шарт бажарилиши керак:

$$\frac{d}{dv}\left(v^2 e^{-\frac{mv^2}{2kT}}\right) = 0.$$

Дифференциаллаганимиздан сўнг қуйидагича ёзамиз:

$$2ve^{-\frac{mv^2}{2kT}}\left(1-\frac{mv^2}{2kT}\right)=0$$

Бу тенглик ёки $v=0$, ёки $v=\infty$ бўлганда ёки $1-\frac{mv^2}{2kT}=0$ шарт бажарилганда ўринли бўлади. Бу шартлардан аввалги иккитаси тақсимот эгри чизиғининг максимумига мос келмайди. Бинобарин, $v_{э.э}$ нинг қиймати

$$1-\frac{mv^2_{э.э}}{2kT}=0$$

шартдан топилар экан. Бундан

$$v_{э.э.}=\sqrt{\frac{2kT}{m}}. \qquad (15.1)$$

(14.3), (14.6) ва (15.1) ифодаларни таққослаб, тезликнинг ҳисобланган учала қийматлари орасидаги муносабатни топамиз:

$$\bar{\bar{v}}=\sqrt{\frac{3\pi}{8}}\bar{v}=1{,}09\ \bar{v}=\sqrt{\frac{3}{2}}v_{э.э.}=1{,}22v_{э.э.}.$$

Бу учала қиймат орасидаги фарқнинг катта эмаслиги, ўртача арифметик, ўртача квадратик тезлик ҳам энг катта эҳтимолли тезликка яқин бўлиши кўриниб турибди.

16- §. Нисбий тезликлар учун Максвелл формуласи

Кўп масалаларни ечиш учун Максвелл формуласидан унинг молекулалар тезлигининг одатдаги эмас, балки нисбий бирликларда ифодаланган шаклидан фойдаланиш қулай. Бунда тезлик бирлиги учун молекулаларнинг энг катта эҳтимолли тезлиги $v_{э.э.}$ олинади. Бинобарин, нисбий тезлик u қуйидагига тенг бўлади:

$$u=v/v_{э.э.}.$$

Бу ерда v—молекулаларнинг берилган тезлиги, $v_{э.э.}$ эса берилган температурадаги энг катта эҳтимолли тезликдир. Юқорида ҳозир аниқлаганимиздек

$$v_{э.э.}=\sqrt{2kT/m}.$$

Максвелл формуласи

$$\frac{dn}{ndv}=\frac{4}{\sqrt{\pi}}\left(\frac{m}{2kT}\right)^{3/2}v^2e^{-\frac{mv^2}{2kT}}$$

да эса $\frac{m}{2kT}$ дан иккитаси қатнашади. Формуладаги бу ифодани ун-

га тенг бўлган $1/v^2_{э.э.}$ ифода билан алмаштириб ва $v/v_{э.э}$ ни u ҳарфи билан белгилаб, Максвелл тенгламасини шундай кўринишда ёзиш мумкин:

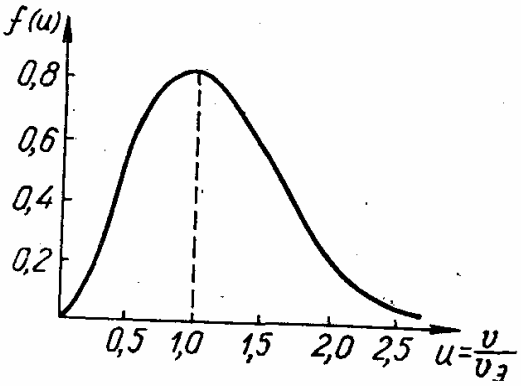
$$\frac{dn}{ndu} = \frac{4}{\sqrt{\pi}} e^{-u^2} u^2. \qquad (16.1)$$

Бу тенглама универсал тенгламадир. Тақсимот функцияси бу кўринишда газнинг турига ҳам, температурага ҳам боғлиқ бўлмайди.

Худди шундай тенгламани тезликларнинг координата ўқлари бўйича ташкил этувчиларига кўра молекулалар тақсимоти функцияси учун ҳам тузиш мумкин. Агар, масалан, тезликнинг x-компонентаси ҳақида бораётган бўлса, у ҳолда бу ерда $u_x = v_x/v_{э.э.}$ нисбий тезликни киритиб (12.5) тақсимот функциясини қуйидаги кўринишда ёзиш мумкин:

$$\frac{dn}{ndu_x} = \frac{1}{\sqrt{\pi}} e^{-u_x^2}. \qquad (16.2)$$

Молекулаларнинг тезликлар бўйича тақсимотига тегишли турли масалаларни ечиш учун тақсимот формулаларининг (16.1) ва (16.2) кўринишларидан фойдаланиш қулай. 19-расмда нисбий тезликлар учун тақсимот эгри чизиғи берилган.



19- расм.

Масалан,

$$\frac{4}{\sqrt{\pi}} u^2 e^{-u^2} \quad \text{ва} \quad \frac{1}{\sqrt{\pi}} e^{-u_x^2}$$

функциялар u ва u_xларнинг турли қийматлари учун аввалдан ҳисобланган ва графиклар тарзда берилган бўлиши ҳамда улардан изланаётган катталикларни аниқлаш мумкин. 1-жадвалда бу функциянинг кўпчилик масалаларни ечиш учун етарлича аниқликда ҳисобланган қийматлари берилган. Масалан, азот зарраларининг хона температурасида (300 К) тезликлари 275 ва 276 м/сек оралиғида бўлган молекулалар улушини топиш керак бўлсин.

Даставвал энг катта эҳтимолли тезликни топамиз:

$$v_{э.э} = \sqrt{\frac{2kT}{m}} = \sqrt{\frac{2RT}{\mu}} = \sqrt{\frac{2 \cdot 8,31 \cdot 10^3 \cdot 3 \cdot 10^2}{28}} \approx 394 \text{ м/сек.}$$

Нисбий тезлик u эса қуйидагига тенг бўлади:

$$u = \frac{v}{v_{э.э.}} = \frac{275}{394} \approx 0,70$$

1-жадвал

u_1 u_x	$f(u)=\frac{4}{\sqrt{\pi}}u^2e^{-u^2}$	$f(u_x)=\frac{1}{\sqrt{\pi}}\times$ $\times e^{-u_x^2}$	u, u_x	$f(u)=\frac{4}{\sqrt{\pi}}\times$ $\times u^2e^{-u^2}$	$f(u_x)=\frac{1}{\sqrt{\pi}}\times$ $\times e^{-u_x^2}$
0,1	0,022	0,558	1,2	0,770	0,133
0,2	0,087	0,542	1,3	0,703	0,104
0,3	0,185	0,515	1,4	0,623	0,079
0,4	0,308	0,480	1,5	0,535	0,059
0,5	0,439	0,439	1,6	0,447	0,044
0,6	0,567	0,393	1,7	0,362	0,031
0,7	0,677	0,345	1,8	0,286	0,022
0,8	0,761	0,297	2,0	0,165	0,010
0,9	0,813	0,251	2,2	0,086	0,004
1,0	0,830	0,208	2,4	0,041	0,002
1,1	0,814	0,168	3,0	0,003	—

$u = v/v_{э.э.}$ ифодадан $du = dv/v_{э.э}$ эканлиги келиб чиқади. Айни ҳолда тезликлар интервали 1 м/сек га тенг бўлиб, анча кичик ва $du = \frac{\Delta v}{v_{э.э.}} = 0{,}0025$ деб ҳисоблаш мумкин. 1-жадвалдаги маълумотларга кўра ясаш осон бўлган графикдан $u = 0{,}70$ тезликка функциянинг қуйидаги қиймати мос келади:

$$\frac{dn}{n\,du} = \frac{4}{\sqrt{\pi}}u^2e^{-u^2} = 0{,}677.$$

Бундан

$$\frac{dn}{n} = 0{,}677\cdot 0{,}0025 = 1{,}7\cdot 10^{-3}.$$

Демак, барча молекулаларнинг фақат 0,17% игина масалада берилган тезликлар интервалида ётар экан.

Молекулаларнинг тезликлар бўйича тақсимоти билан боғлиқ бўлган муҳим масалалардан бири тезликлари берилган тезликдан юқори бўлган молекулалар улушини топишга доир масаладир. Бундай масалаларни ечиш учун ҳам нисбий тезликлар учун Максвелл формуласидан, яъни

$$\frac{dn}{n} = \frac{4}{\sqrt{\pi}}u^2e^{-u^2}du$$

формуладан фойдаланиш қулай.

Агар тезликлари бирор берилган v қийматдан, демак, муайян u қийматдан юқори бўлган молекулалар улушини топиш керак бўлса, у ҳолда тенгламани берилган u дан чексизликкача бўлган чегараларда интеграллаш керак эканлиги равшан, яъни

$$\frac{n_{>u}}{n} = \frac{4}{\sqrt{\pi}}\int_0^\infty z^2e^{-z^2}dz,$$

бу ерда $n_{>u}$ — нисбий тезликлари берилган u дан катта бўлган молекулалар сони. Бинобарин, масалани ечиш бу ердаги интегрални ҳисоблашга келтирилади. 2-жадвалда u нинг турли қийматлари учун интегралнинг қийматлари берилган. Жадвалдан тезликлари энг эҳтимол тутилган тезликдан юқори бўлган молекулалар, яъни тезликлари $v>v_{э.э.}$ бўлган молекулалар сони газдаги барча молекулаларнинг 57,24% га тенг эканлиги, яъни ярмидан кўп эканлигини кўриш мумкин.

2-жадвал

u	$\frac{4}{\sqrt{\pi}}\int_u^\infty z^2e^{-z^2}dz$	u	$\frac{4}{\sqrt{\pi}}\int_u^\infty z^2e^{-z^2}dz$	u	$\frac{4}{\sqrt{\pi}}\int_u^\infty z^2e^{-z^2}dz$
0,1	0,9992	0,8	0,7340	1,5	0,2123
0,2	0,9941	0,9	0,6550	1,6	0,1632
0,3	0,9807	1,0	0,5724	1,7	0,1230
0,4	0,9582	1,1	0,4900	1,8	0,0905
0,5	0,9190	1,2	0,4105	1,9	0,0602
0,6	0,8685	1,3	0,3370	2,0	0,0460
0,7	0,8061	1,4	0,2702		

Бу деган сўз, Максвелл тақсимоти эгри чизиғи максимумга нисбатан симметрик бўлмайди ва шундай эканлиги юқорида берилган графиклардан ҳам равшан кўриниб турибди (14,18, 19-расмларга қ).

17-§. Молекулаларнинг тезликлар бўйича тақсимот қонуни ва планеталар атмосфералари

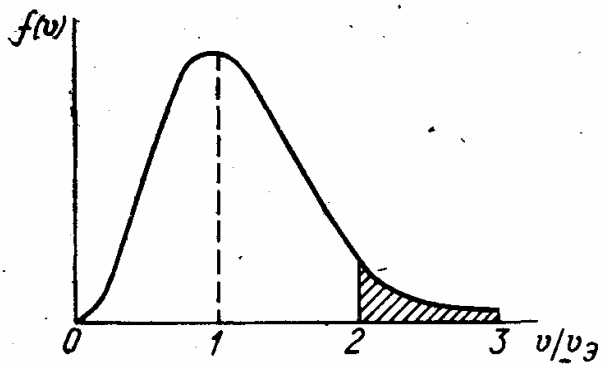
Ер атмосферасининг тамомила мувозанат ҳолатда бўлмаслиги ва олам фазосига ҳавонинг узлуксиз сочилиши мумкин эканлигига биз юқорида китобхон эътиборини жалб қилган эдик (50-бет). Молекулаларнинг тезликлар бўйича тақсимот қонуни бу масалани батафсил ўрганишга имкон беради.

Бирор жисм Ернинг тортиш кучини енгиб, уни тарк этиши учун у иккинчи космик тезлик деб аталмиш $1{,}12\cdot10^4$ м/сек тезликка эга бўлиши лозим эканлиги маълум. Бундай тезликда жисм чексизликка узоқлашиш учун керак бўлган ишни бажара оладиган кинетик энергияга эга бўлади. Бу Ер атмосферасидаги ҳаво молекулаларига ҳам тегишлидир.

Максвелл тақсимоти қонунига мувофиқ, атмосфера молекулалари ичида тезликлари иккинчи космик тезликдан юқори бўлган молекулалар ҳам бор. Бинобарин, шундай (худди шундай) молекулаларгина атмосферани тарк этиб олам фазосига сочилиши мумкин.

Молекулаларнинг тезликлар бўйича тақсимоти формуласи Ер атмосфераси ҳавосида бундай молекулалар қанча эканлигини топишга имкон беради. Буни график равишда ҳал қилиш энг қулай ҳисобланади. 20-расмда Максвелл тақсимоти эгри чизиғи берилган, бунда тезликлар абсцисса ўқи бўйлаб $v/v_{э.э.}$ нисбий бирликларда (16-§ га қ.) қўйилган ва бинобарин, эгри чизиқнинг максимумига (энг катта эҳтимолли тезликка) бирга тенг абсцисса мос келади. Иккинчи космик тезлик 0°С да $3{,}94 \cdot 10^2$ м/сек га тенг бўлган энг катта эҳтимолли тезликдан 28 марта катта:

$$\frac{1{,}12 \cdot 10^4}{3{,}94 \cdot 10^2} = 28$$



20-расм.

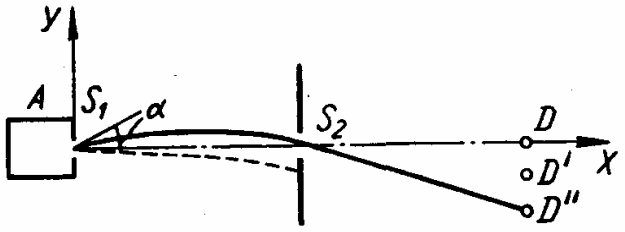
бўлгани учун 20-расмда $1{,}12 \times 10^4$ м/сек тезликка 28 га тенг бўлган абсцисса мос келади. Эгри чизиқнинг кўринишидан ҳеч қандай ҳисобларсиз ҳам атмосферада уни тарк этиш учун етарли тезликларга эга бўлган зарралар сони нақадар оз эканлиги кўриниб турибди. Таққослаш учун 20-расмда тезликлари $2v_{э.э.}$ ва $3v_{э.э.}$ орасидаги интервалда бўлган зарралар улушига тенг юз штрихланган. Тезликлари 28 $v_{э.э.}$ дан катта бўлган зарралар улуши бу диаграммадаги 28 рақамидан ўнг томондаги юзга тенг бўлар эди.

Массаси ва демак, тортишиш кучи ҳам Ерникидан кўплаб кичик бўлган Ой учун иккинчи космик тезлик $2{,}4 \cdot 10^3$ м/сек га тенг. Ўша диаграмманинг ўзида бу тезликка қиймати 6 га тенг абсцисса тўғри келади. Бундай тезликка эга бўлган зарралар улуши ҳам жуда кам, бироқ ҳар ҳолда агар Ойнинг қачонлардир атмосфераси бўлган бўлса, унинг атмосферасини бизнинг давримиздан узоқ вақтлар илгари амалда тамомила йўқотиши мумкин бўлиши учун бу улушни кам деб бўлмайди.

18-§. Тақсимот қонунини экспериментал текшириш

Молекулаларнинг тезликлари бўйича тақсимоти қонунини экспериментал текшириш учун, биз Штерн тажрибаларини баён қилишда танишган, молекуляр дасталар методидан фойдаланилган. Шу тажрибанинг ўзи ҳам унинг деталларини бир оз ўзгартирилганда молекулалар тезликлари қийматини берибгина қолмасдан, молекулаларнинг тезликлари бўйича тақсимоти қонунини аниқлашга хизмат қилиши ҳам мумкин. Агар атомлар

конденсацияси рўй берадиган нишон учун металл эмас, шиша ишлатилса, у ҳолда силжиган полосанинг турли қисмларидаги чўкманинг шаффофлигидан унга тушган атомлар сонини, бинобарин, уларнинг тезликлар бўйича тақсимланишини ҳам билиш мумкин. Штернинг ўзи бундай тажрибани ўтказган, бироқ у эришган ўлчашлар аниқлиги етарли бўлмаган эди.



21-расм.

1947 йилда Штернинг ўзи Истерман ва Симпсон билан биргаликда молекулаларнинг тезликлар бўйича тақсимотини текшириш учун бирмунча одатдан ташқари ва жуда қийин тажриба ўтказди, бу тажрибада ҳам молекуляр дасталар методидан фойдаланилди. Бу тажрибада даста молекулаларининг оғирлик кучи майдонида эркин тушиши кузатилди. Тажриба схемаси 21-расмда кўрсатилган.

Атомлар манбаи сифатида унча катта бўлмаган A печда 450 К температурагача қиздирилган ва эриб буғланаётган (цезийнинг эриш температураси 301,65 К, ёки 28,5°С) цезийдан фойдаланилди. Печдан цезий атомлари кенглиги 0,02 мм бўлган S_1 тор горизонтал тирқиш орқали учиб чиқади. S_1 тирқишдан 1 м масофада худди биринчи тирқиш кенглигидаги иккинчи S_2 тирқиш жойлаштирилган. Йўғонлиги ҳам 0,02 мм бўлган ингичка вольфрам сим шаклидаги D нишон S_2 тирқишдан 1 м масофада жойлаштирилади (сим расм текислигига перпендикуляр). Шундай қилиб, дастанинг умумий L узунлиги манбадан нишонгача 2 м га тенг. Бутун қурилма юқори вакуумли цилиндрга жойлаштирилган. S_1, S_2 тирқишлар ва D нишон битта аниқ горизонтал тўғри чизиқ бўйлаб жойлаштирилган.

Нишонга тушаётган атомлар сони қуйидагича саналади.

Сим-нишон орқали электр ток ўтказилиб, шундай температурагача қиздириладики, цезийнинг нишонга тушаётган атомлари ионлашиб, мусбат зарядланган ионларга айланади. Бу ионлар шу ондаёқ нишонни тарк этиб, симни ўраб турган манфий зарядланган цилиндрга тушади, цилиндрда атомларнинг ўтишлари учун ёриқлар (тирқишлар) қилинган. Сим ва цилиндр орасида ионларнинг оқимидан иборат электр токи ўтади ва бу токни маълум кучайтиришдан сўнг ўлчаш мумкин (даста атомларни бундай қайд қилиш методи сиртқи ионизация методи деб аталади. Бу метод асосан осон ионланувчи атомлар, масалан, ишқорий металлар атомлари учун қўлланилади). Ток кучи ионлар сони орқали ва бинобарин, симга тушаётган атомлар сони орқали бевосита аниқланади.

Дастадаги цезий атомлари манбадан нишонгача бўлган икки метр йўлда оғирлик кучи таъсирида пастга «оғади» ва маълумки, парабола бўйлаб ҳаракатланади. Шунинг учун S_1 тирқишни X ўқ бўйлаб горизонтал тезлик билан тарк этган атомлар S_2 тирқиш орқали ўтмайди ва нишонга тушмайди (21-расмдаги пунктир чизиқ). S_2 тирқишдан эса S_1 тирқишдан маълум кичик α бурчак остида чиққан атомларгина ўтади, бу расмда туташ чизиқ билан кўрсатилган.

Бундай зарралар траекториясининг ҳар қандай нуқтасининг x ва y координаталари учун қуйидаги маълум тенгликларни ёзиш мумкин:

$$x = v_x t, \quad y = v_y t - \frac{gt^2}{2}. \tag{18.1}$$

Бу икки тенгламадан вақтни йўқотсак, шундай тенглик оламиз:

$$y = v_y \frac{x}{v_x} - \frac{gx^2}{2v_x^2}.$$

Бу тенглама атомлар ҳаракатланадиган парабола тенгламасидир.

Атомлар траекториясининг S_2 тирқиш орқали ўтадиган нуқтасида y координата нолга тенг, x координата эса $\frac{L}{2}$ га тенг. Бу нуқта учун (18.1) тенглама қуйидаги кўринишни олади:

$$v_y \frac{L}{2v_x} - \frac{gL^2}{8v_x^2} = 0.$$

Бундан v_y катталик учун шундай ифодани ҳосил қиламиз:

$$v_y = \frac{gL}{4v_x}.$$

Бизни y катталик, яъни атомларнинг манбадан $x = L$ масофада X ўқдан силжиши қизиқтиради. (18.1) формулага x ўрнига L ва v_y ўрнига $\frac{gL}{4v_x}$ катталикларни қўйиб,

$$y = -\frac{gL^2}{4v_x^2}$$

ни топамиз.

Шундай қилиб, атомларнинг вертикал бўйича силжиши фақат v_x нинг қиймати билан аниқланади ва α бурчакнинг кичик қийматларида атомлар тезлигининг v қийматига жуда яқин бўлади (чунки $v_x = v \cos \alpha$ ва кичик бурчакларда $\cos\alpha$ бирга яқин). Сим-нишонни вертикал бўйлаб силжитиб (расмдаги D' ва D'' вазиятлар) ҳамда турли баландликларда ион токи (нишонга тушган атомлар сони) ни ўлчаб, турли тезликка эга бўлган атомлар сони топилади, бу атомларнинг тезликлар бўйича тақсимотини беради. Шуни назарда тутиш керакки, симга у ёки бу баландликда тушаётган атомлар сонини ўлчаб, атомларнинг тезликлари бирор тезликлар *интервалида* ётган сони аниқланади, чунки сим қанча ингичка бўлмасин ҳар ҳолда чек-

ли ва унга тезликлари айнан тенг эмас, балки бир-бирига яқин бўлган атомлар тушади.

Бу тажрибани ўтказишнинг қийинлиги шундаки, энг секин атомлар ҳам ҳаммаси бўлиб 0,2 мм га яқин баландликка силжийди (Штерн — Истерман — Симпсон тажрибасида энг катта эҳтимолли тезликли атомлар 0,174 мм га силжиган). Бироқ S_1 ва S_2 тирқишларнинг кенглиги ва сим-нишоннинг қалинлиги борйўғи 0,02 мм (дастанинг йўғонлиги ҳам шундай!) бўлгани учун ўлчашлар ҳар ҳолда етарлича катта аниқликда ўтказилган эди. Бу тажриба фақат цезий атомлари билангина эмас, тушиш баландлиги яна ҳам кичик бўлган натрий атомлари дастаси билан ҳам етарлича аниқ ўтказилган.

Ўлчашлар молекулаларнинг тезликлар бўйича Максвелл тақсимоти қонунини тўла-тўкис тасдиқлади.

19- §. Ҳолат параметрларини ўлчаш

Ҳажмни ўлчаш. Газнинг ҳажми деганда газ солинган идишнинг ҳажми тушунилади. Шунинг учун газ ҳажмини ўлчаш идишнинг бўш ҳажмини ўлчаш демакдир.

Идишнинг ҳажмини ўлчашнинг энг оддий усули ўлчанаётган ҳажмни зичлиги олдиндан маълум бўлган бирор суюқлик билан тўлдиришдир. Идишни суюқлик билан тўлдирилгунча ва тўлдирилгандан кейинги оғирликларини тортиб, уни ўзимизга маълум бўлган

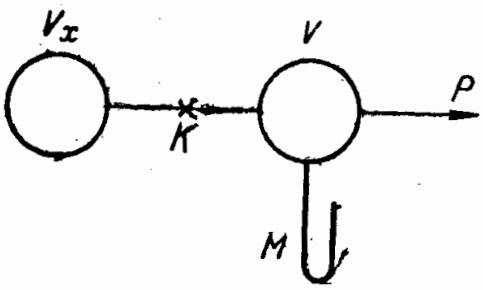
$$V = (M_1 - M_2)\rho$$

формуладан топамиз, бу ерда M_1 ва M_2— мос равишда суюқлик тўлдирилган ва бўш идишнинг массалари, ρ — тўлдирилган суюқликнинг зичлиги.

Идишни тўлдирувчи суюқлик сифатида сув ёки симобдан фойдаланилади. Ҳар иккала суюқлик билан тўлдирилган ҳолда ҳам бу суюқликларнинг мениск ҳосил қилишига тегишли тузатма киритиш керак. Бундай киритиладиган тузатмалар учун махсус тузилган жадваллар мавжуд.

Баён қилинган усул идиш ҳажмининг ўлчаш ўтказилган температурадаги қийматинигина аниқлашга имкон беради. Агар идиш бошқа-бошқа температураларда ишлатилса, у ҳолда идиш материалининг иссиқликдан кенгайишига доир тузатма ҳам киритиш керак.

Ўлчанаётган идишнинг ҳажмини суюқлик билан тўлдириш ва тортиш мумкин бўлмайдиган кўп учрайдиган ҳолларда (хусусан, идишнинг ўлчамлари жуда катта бўлганда) ҳажм волюмометр билан ўлчанади. Бу усул 22- расмда яққол тасвирланган.



22- расм.

Ўлчаниши керак бўлган V_x ҳажм аввалдан V ҳажми аниқ ўлчанган идишга K кран воситасида бириктирилади. Сўнгра кран очиқ бўлгани ҳолда P насос воситасида ҳар икки идишдаги газ сўриб олинади. Кейин эса K кран бекитилиб, V идишга M манометр билан ўлчанадиган бирор p_1 босимгача ҳаво киритилади. Агар энди кран очилса, у ҳолда ҳар икки идишда босим тенглашиб, манометр янги, пасайган p_2 босимни кўрсатади. Газ учун босимлар тенглашгунча ва тенглашгандан сўнгги ҳолатлар учун Бойль—Мариотт тенглигини ёзиш мумкин:

$$p_1V = p_2(V+V_x).$$

Бундан изланаётган V_x ҳажм учун қуйидаги формулани топамиз:

$$V_x = \frac{(p_1-p_2)V}{p_2}.$$

Босимни ўлчаш. Босимни ўлчаш методлари асбобларнинг ишлаш принципи жиҳатидан ҳам, шунингдек уларнинг конструкциялари жиҳатидан ҳам турли-тумандир.

Босимни ўлчаш учун мўлжалланган асбоблар манометрлар деб аталади, жуда паст босимларни ўлчаш учун мўлжалланган манометрлар эса вакуумметрлар деб юритилади. Атмосфера босимини ўлчашга мўлжалланган махсус асбоблар барометрлар деб аталади.

Босимларни ўлчашда ишлатиладиган манометрлар орасида шундай асбоблар борки, улар бевосита босимни ўлчайди ва шунинг учун абсолют, бирламчи асбоблар деб аталиши мумкин. Бошқа манометрлар эса бевосита босимни эмас, балки босим билан қандайдир боғланган бирор катталикни ўлчайди. Бундай иккиламчи асбобларни дастлаб градуировка қилинади (даражаланади) ёки бошқача айтганда, тарировка қилинади. Градуировка қилиш одатда уларнинг кўрсатишларини бирламчи асбобларнинг кўрсатишлари билан таққослаш йўли билан амалга оширилади.

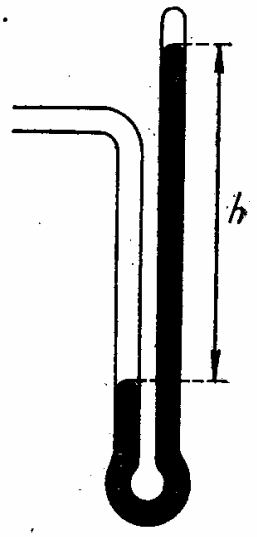
Физикавий тадқиқотлар процессида ўлчанадиган босимлар диапазони жуда кенг. Ҳозирги физикавий лабораторияларда эришилган энг паст босимлар 10^{-12} мм сим. уст. га, энг юқори босимлар эса $4 \cdot 10^5$ атм. га яқин, бинобарин, энг юқори босимнинг энг паст босимга нисбати 10^{20} га яқин. Ўз-ўзидан равшанки, босимни бу улкан диапазонда ўлчаш учун яроқли асбоблар йўқ. Жуда паст босимларни ўлчайдиган асбоблар (вакуумметрларни) ни юқори ва ўта юқори босимларни ўлчайдиган мано-

метрлардан, шунингдек, атмосфера босимига яқин бўлган босимларни ўлчайдиган асбоблардан ажратиш керак.

Паст босимлар, юқори ва ўта юқори босимлар орасига кескин чегара қўйиш қийин, албатта, шунинг учун шартли равишда 1 тор (1 мм сим. уст.) дан кам босимларни паст босимлар, юзлаб атмосферадан ортиқ босимларни—юқори босимлар ва 10 000 атм дан юқори босимларни—ўта юқори босимлар деб атаймиз.

Бу бобда биз паст босимларни ўлчайдиган асбобларни қараб чиқамиз, чунки улар кейинги бобларда баён қилинадиган вакуум техникасининг бир бўлимини ташкил қилади.

1 тор дан 1 атм гача чегарада бўлган босимларни ўлчаш учун кўпроқ суюқликли манометрлари қўлланилади. Суюқликли манометр симоб ёки бирор бошқа суюқлик билан тўлдирилган U-симон найдан иборат бўлади. Найнинг тирсакларидан бирининг ҳавоси юқори вакуумгача сўриб олинади ва кавшарлаб қўйилади, ёки бўлмаса, бу тирсакдаги симоб устидаги ҳаво найга симоб тўлдирилаётганда чиқариб юборилади, унинг устида «Торричелли бўшлиғи» ҳосил бўлади (23-расм). Иккинчи, очиқ тирсаги ўрганилаётган ҳажмга улаб қўйилади. Ҳар икки тирсакдаги сатҳлар фарқи h бевосита симоб устуни миллиметрларидаги босимни беради. Ҳисоб аниқлиги катта бўлиши учун найнинг иккала тирсагининг диаметри бирдай бўлиши керак. Шундай бўлганда суюқликнинг мениски билан боғлиқ махсус тузатмаларни киритиш зарурати бўлмайди. Манометрни симоб билан тўлдиришда симобда бўладиган газ пуфакчаларининг ҳавоси сўриб олинган тирсакка кириб қолмаслигини таъминлаш керак.



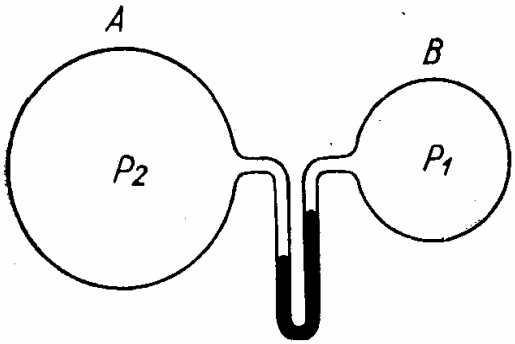
23- расм.

U- симон суюқлик манометрлари кичик босимлар фарқини ўлчаш учун ҳам ишлатилади (бундай манометрлар дифференциал манометрлар дейилади). Бундай манометрнинг уланиш схемаси 24- расмда кўрсатилган. Бу ҳолда манометр A ва B идишлардаги босимнинг фарқини ўлчайди. Агар дифференциал манометрга симоб эмас, бирор енгилроқ суюқлик қуйилса, у билан жуда кичик босимни — мм симоб устунининг юздан бир улушларини ҳам ўлчаш мумкин.

Агар U- симон найни шишадан эмас, металлдан қилинса, бундай дифференциал манометрлардан абсолют катталиги жиҳатидан анча катта—юзларча атмосфера тартибидаги босимларни ўлчашда фойдаланиш мумкин. Бундай ҳолда симоб сатҳини най ичидаги симоб сатҳига жойлаштирилган магнит қалқович ва унинг ташқарисидаги магнит стрелкаси—индикатор ёрдамида кузатиш мумкин. Бундай кузатиш усулида найнинг матери-

али номагнит (пўлатнинг махсус номагнит навлари) бўлиши керак.

Атмосфера босимини ўлчашга мўлжалланган асбоблар юқорида айтганимиздек барометрлар деб аталади. Агар 23-расмдаги симобли манометрнинг иккинчи тирсагини (ҳавоси сўриб олинмаган тирсагини) очиқ қолдирса, уни ҳам барометр дейиш мумкин. Баъзи вақтда барометр 25-расмда кўрсатилганидек қилиб ясалади. Бу ерда ҳар иккала тирсак бир хил диаметрли найдан қилинган бўлиб, бир вертикалга жойлаштирилади, бир-



24- расм.

25- расм.

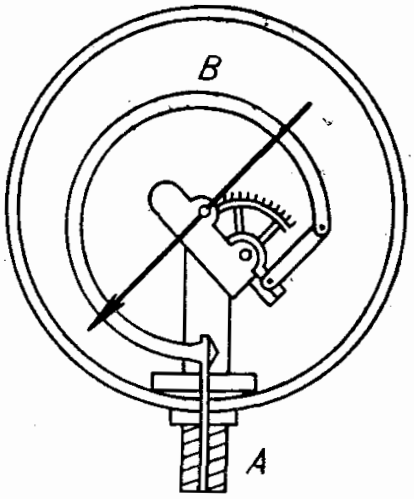
бири билан букилган най орқали улаб қўйилади, бу нарса сатҳларни аниқроқ ҳисоблашга имкон беради.

Босимни бевосита ўлчайдиган суюқликли манометрлар бу мақсадга мўлжалланган асбобларнинг энг аниқлари ҳисобланади.

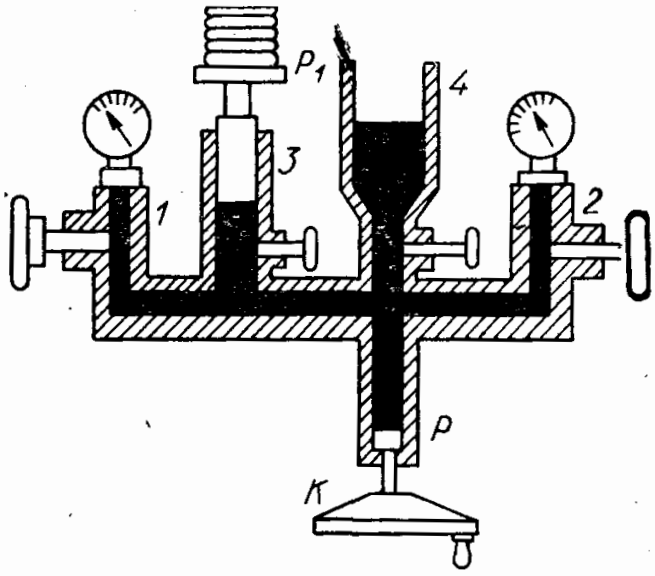
Юқори босимларни ўлчаш учун схемаси 26-расмда кўрсатилган манометр—Бурдон манометри қўлланилади. Ўрганилаётган ҳажм манометрга *A* нипель воситасида уланади, нипелнинг иккинчи учига манометрнинг асосий қисми—овал кесимли ичи бўш *B* металл най бирлаштирилади. Босим таъсири остида най тўғриланишга интилади ва унинг кавшарланган учи бирмунча силжийди, тажрибанинг кўрсатишича, бундай силжиш босим катталигига оддий боғланишда бўлар экан. Бу пружина-найнинг кавшарланган учига доиравий циферблат бўйлаб айланувчи стрелкали кўрсаткич механизми уланган. Бу циферблат бевосита босим бирликларида даражаланади. Бундай манометрлар билан 10 000 атм гача босимларни ўлчаш мумкин.

Бурдон манометрлари паст босимларни ўлчайдиган қилиб ясалиши ҳам мумкин, бироқ бундай асбоблардан физикавий тадқиқотларда амалда камдан-кам фойдаланилади.

Поршенли манометрлар манометрларнинг муҳим турларидан бири бўлиб, улар ҳам симобли манометрлар сингари босимни бевосита ўлчайди. Улар иккиламчи манометрларни (жумла-



26- расм.



27- расм.

дан, Бурдон манометрларини ҳам) даражалашда, шунингдек юқори босимларни ўлчашда ишлатилади. 27- расмда СССР да ишлаб чиқариладиган поршенли манометрнинг (МГ- 1 типи) схемаси кўрсатилган, бу манометр бошқа манометрларни даражалаш учун мўлжалланган. У винтли *К* пресс, ундан босим узатиладиган *Р* поршень ва вентиль (кран)лар билан таъминланган тўртта вертикал цилиндрдан иборат. Бу цилиндрлардан иккитаси, *1* ва *2*, даражаланадиган манометрларга уланган. *3* цилиндрда дисклар шаклидаги юклар қўйилган P_1 тарелка ўрнатилган поршень ҳаракатланади. Бу тарелкадаги юклар пресснинг босимини мувозанатлайди. *4* цилиндр манометрни суюқлик билан тўлдиришга хизмат қилади. Агар *G* — тарелка ҳамда мувозанатловчи юклар билан поршеннинг оғирлиги бўлса, у ҳолда *p* босим қуйидаги формула билан ҳисобланади:

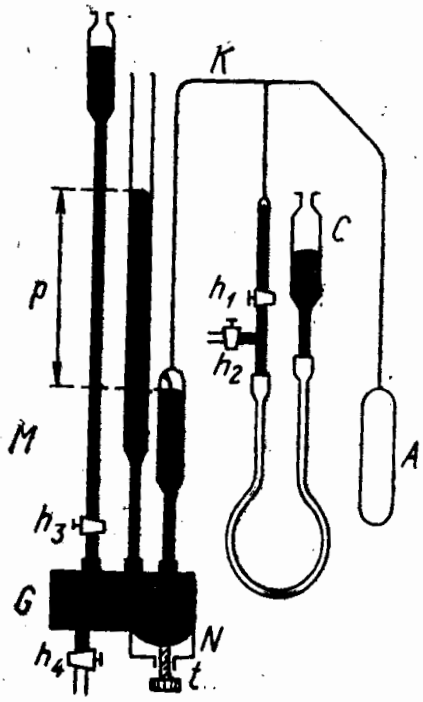
$$p = \frac{G}{S},$$

бу ерда S — поршеннинг юзи бўлиб, уни поршеннинг ўзининг кесим юзи ҳамда поршень ва цилиндр орасидаги поршень ҳаракатланадиган ҳалқасимон оралиқ юзининг ярмининг йиғиндисига тенг деб тушунилади. Одатда, поршеннинг S юзи 1 см^2 га яқин бўлади.

Бундай турдаги поршенли манометрлар намуна манометрлари вазифасини ўтайди ва босимни ўлчовчи бошқа барча асбобларни текшириш ва тарировка қилиш учун ишлатилади. Баъзида бу мақсадлар учун намунали Бурдон манометрлари ҳам ишлатилади, бироқ уларнинг ўзи дастлаб поршенли манометрлар бўйича тарировка қилинади.

Температурани ўлчаш. 3-§ да ҳозирги замон термометриясига газ термометри—аниқроғи, *ўзгармас ҳажмли газ термометри* асос қилиб олинган деб кўрсатиб ўтган эдик. Бошқа барча термометрлар газ термометрларининг кўрсатишига қараб таққослаб даражаланади.

Газ термометри. 28-расмда газ термометри конструкцияларидан бирининг схемаси кўрсатилган. У газ тўлдирилган A идиш ва M симоб манометридан иборат. Манометрни идиш билан ингичка K капилляр бирлаштиради. K капиллярдан чиқиқ найча (у ҳам капилляр) A идишга газ тўлдиришга мўлжалланган қурилмага олиб боради. Бу қурилма симобли С очиқ идиш, бу идишга юмшоқ шланг билан уланган h_1 кранли най ва бу найдан кетган h_2 кранли чиқиқдан иборат. C идиш пастга туширилган ҳолда h_1 ҳамда h_2 кранларни очиб, бу чиқиқ орқали газ киритилади. Керакли миқдордаги газ киритилгандан сўнг h_2 кран бекитиб қўйилади ва C идиш эса симоб капиллярдаги чиқиқнинг деярли пастки учига етгунга қадар кўтарилади, шундан сўнг h_1 кран ҳам бекитиб қўйилади. Шундай қилиб, K капиллярли A идиш ташқи фазодан симоб девори билан ажратилади.



28- расм.

Ҳажмни ўзгармас сақлаш учун манометрининг ўнг тирсагидаги симоб S учи чекка сатҳи баландлигида барқарор ушлаб турилади. Бу сатҳ симобни запасдаги G идишдан h_3 кран орқали юбориш ёки уни h_4 кран орқали резервуардан тушириш йўли билан сақлаб турилади. Сатҳнинг аниқ вазияти юмшоқ эластик пўлат N мембранани t винт ёрдамида суриш билан амалга оширилади.

Термометрда термометрик модда сифатида фақат A идиш ҳажми тўлдирилган газ хизмат қилади, бироқ босимни ҳосил қилишда эса капилляр ҳажмини тўлдирган газ ҳамда манометр ўнг тирсаги ҳажмининг S учигача бўлган қисми «иштирок» этади, шунинг учун газнинг бу қисми гўё ўлчашларга хатолик киритувчи «зарарли» ҳажмдир. Шунинг учун бу ҳажм A идиш ҳажмига нисбатан иложи борича кичик бўлиши керак.

Температурани ўлчашда A идиш температураси ўлчаниши керак бўлган жисмга тегизилади ва иссиқлик мувозанати қарор топгандан кейин p босим ҳисобланади (28-расмга қ). Температура эса қуйидаги формула бўйича ҳисобланади:

$$T = \frac{p}{p_0} 273{,}15.$$

Бунда p_0— газнинг 0°С (273,15 K) даги босими, махсус тажрибада аниқланиши керак, p эса манометр бўйича ҳисобланган, бироқ идишнинг «зарарли ҳажми», иссиқликдан кенгайиши ва бошқа турли хатоликларни назарга олган ҳолда хатоликлардан тузатилган босими.

Газ термометрларида гелий (паст температураларни ўлчашда) ёки (юқори температураларда гелий идиш девори орқали ўтиб кетиши мумкинлиги сабабли) азотдан фойдаланилади.

Газ термометрлари ёрдамида температурани кенг диапазонда, масалан, 4 К дан олтиннинг эриш температурасигача (1337, 58 К ёки 1064,43°С) ўлчаш мумкин.

Бироқ амалда газ термометрлари техникада ишлатилмайди. Газ термометрлари температура ўлчанадиган *бирламчи* асбоблар бўлиши билан аҳамият касб этади, уларга кўра ишлаши бошқа термометрик моддалар ва катталикларга асосланган *иккиламчи* термометрларни градуировка қилинади. Иккиламчи термометрлар ёки бевосита газ термометрлари бўйича (жуда кам ҳолларда) ёки *Халқаро амалий температура шкаласидан* фойдаланган ҳолда градуировка қилинади. Бу шкала қатор *белгиловчи ўзгармас нуқталар* (репер нуқталар), яъни температураларга асосланган бўлиб, бу нуқталарга газ термометрлари ёрдамида ўлчанган маълум сон қийматлар берилган. 1968 йилда қабул қилинган Халқаро температура шкаласи (МПТШ-68) 3- жадвалда берилган белгиловчи ўзгармас нуқталарга асосланган.

3- ж а д в а л

Халқаро температура шкаласининг белгиловчи ўзгармас нуқталари (МПТШ- 68)	Температуранинг берилган қийматлари	
	К	°С
Водороднинг учланма нуқтаси	13,81	—259,34
Водороднинг қайнаш нуқтаси	20,28	—252,87
Неоннинг қайнаш нуқтаси	27,102	—246,048
Қислороднинг қайнаш нуқтаси	90,188	—182,962
Сувнинг учланма нуқтаси	273,16	0,01
Сувнинг қайнаш нуқтаси	3,3,15	100
Рухнинг қотиш нуқтаси	692,73	419,58
Қумушнинг қотиш нуқтаси	1235,08	961,93
Олтиннинг қотиш нуқтаси	1337,58	1064,43

Иккиламчи термометрлардан суюқликли термометрлар, қаршилик термометрлари ва термоэлементлар энг катта аҳамиятга эга.

Суюқликли термометрлар. Суюқликли термометрлар техника ва турмушда илгаридан ишлатиб келинади, бироқ уларни физикавий тадқиқотларда қўллаш учун аниқликлари етарли эмас.

Уларнинг қўлланиш чегараси паст температураларда суюқликнинг хоссалари билан, юқори температураларда эса шишанинг хоссаси билан чекланган: паст температураларда суюқликлар музлаб қолади, юқори температураларда эса шиша юмшайди. Шунга қарамай, суюқликли термометрлар температуранинг анча кенг соҳаларини, масалан,—200 дан 600°С гача ўлчашга имкон беради.

Суюқликли термометрларда асосан қуйидаги суюқликлар ишлатилади:

пентан, ўлчаш соҳаси — 200 дан 20°С гача;
этил спирти, — 110 дан 50°С гача;
толуол, — 70 дан 100°С гача;
симоб, — 38,87 дан 600°С гача;

Симобли термометрларнинг тузилиши ҳаммага маълум, шунинг учун уларни батафсил тавсифлаб ўтирмаймиз. Уларнинг икки хили бор эканлигини кўрсатиб ўтамиз холос. Бундай термометрларнинг бир тури цилиндрик ёки сферик (цилиндрик бўлгани қулайроқ) шаклдаги симобли шиша резервуардан иборат бўлиб, резервуарга ингичка ва юпқа деворли худди шундай навли шиша капилляр уланган. Капилляр орқасига металл ёки хира шиша маҳкамланган бўлиб, унга градуслар ва градус улушлари чизилади. Бундай термометрларни юқори температураларни ўлчаш учун ишлатиш мумкин эмас, чунки 356°С дан юқори температурада (атмосфера босимида симобнинг қайнаш температураси) капилляр юқори босимдаги газ билан тўлдирилиши керак, юпқа деворли капилляр эса 20 ва ҳатто 70 атм гача бўлган керакли газ босимига чидаш бера олмайди. Бундай мақсадлар учун қалин деворли капиллярли термометрлар, таёқчали термометрлар деб аталадиган термометрлар ишлатилади. Бундай термометрларда капиллярнинг ташқи диаметри резервуар диаметри билан бирдай, шкала эса капиллярнинг ўзига чизилган бўлади.

Аниқ ўлчашларда симобли термометрларнинг кўрсатишларига кўплаб тузатишлар киритишга тўғри келади, бундай тузатишларни ҳисоблаш учун тегишли формулалар мавжуд.

Суюқликли термометрларда ишлатиладиган бошқа суюқликларнинг симобдан фарқи шуки, улар термометр шишасини ҳўллайди. Шунинг учун суюқлик устунларини узилишдан сақлаш учун термометрларнинг капиллярлари фақат юқори температуралардагина эмас, балки ҳамма вақт газ билан тўлдирилиши керак. Бундай термометрларнинг муҳим хусусиятларидан бири улар шкалаларининг бир текис бўлмаслиги, яъни шкаланинг турли қисмларида градус бўлимларининг ўлчамлари турлича бўлишидадир. Бу суюқликларнинг иссиқликдан кенгайиш хоссалари билан боғлиқ.

Қаршилик термометрлари. Бу термометрларда термометрик модда сифатида бирор металлдан қилинган сим, термометрик катталик эса бу симнинг электр қаршилиги бўлади. Суюқликли термометрлар сингари бу термометрлар ҳам газ термометрларига ёки газ термометрлари шкаласи билан боғлиқ бўлган бирор бошқа термометрга таққослаб даражаланган бўлиши керак.

Металлнинг қаршилиги температура ортган сари тамомила аниқ қонунга мувофиқ ортиб боради, унинг ўзи эса температурага боғлиқ, чунки температуранинг турли соҳаларида қаршиликнинг температурага боғланишини ифодаловчи турли формулалардан фойдаланишга тўғри келади.

Қаршилик термометрлари учун энг кўп ишлатиладиган металлар соф платина ва мисдир. Платина температурани — 200 дан 1100°С гача анча кенг интервалда, мис эса— 20 дан 100°С гача бўлган анча тор интервалда ўлчаш учун яроқлидир. Соф платинадан тайёрланган термометр ўлчов ва тарозилар Халқаро комитети томонидан температураларнинг —190 дан 660°С гача соҳадаги термодинамик шкаласини қайд қилиш учун тавсия қилинган.

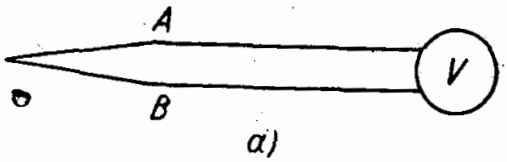
Температура 1 градусга ўзгарганида платинанинг (бошқа металларнинг ҳам) солиштирма қаршилиги хона температураси яқинида 0,4% га ўзгаради, бу қиймат идеал газлар ҳажми ва босими ўзгаришининг температура коэффициенти —1/273 қийматга яқин. Бу катталик *қаршиликнинг температура коэффициенти* деб аталади. Температура коэффициентининг бу қиймати температуранинг градуснинг бир неча мингдан бир улушича ўзгаришини ўлчашга имкон беради, чунки температурани ўлчаш бу ерда қаршиликни ўлчашга келтирилади, қаршиликни эса жуда катта сезгирликда катта аниқлик билан ўлчаш мумкин.

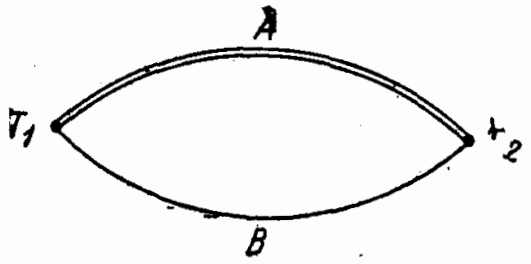
Қаршилик термометрлари жуда паст температураларни ўлчаш учун ҳам ишлатилади, бироқ бу ҳолда улар платина ва мисдан эмас, бошқа моддалар, асосан бронза ва кўмир (графит) дан қилинади.

Қаршилик термометрларининг алоҳида кўриниши *термоқаршиликлар* ёки бошқача номи термисторлардир. Термоқаршиликларда термометрик модда металл эмас, ярим ўтказгичдир, ярим ўтказгичларда температура ортиши билан қаршилик ортмайди, балки камаяди. Бундан ташқари, ярим ўтказгичлар қаршилигининг температура коэффициенти металларникига қараганда тахминан 10 марта катта, солиштирма қаршилиги эса ўнлаб ва юзлаб марта катта. Бу икки хусусиятига кўра ярим ўтказгичли қаршилик термометрлари жуда сезгир ҳамда ўлчамлари жуда кичик бўлиши мумкин. Одатда, термисторларнинг ўлчамлари бир неча миллиметрдан катта бўлмайди ва уларнинг ёрдамида температуранинг градуснинг мингдан бир улушларигача ўзгаришларини ҳам ўлчаш мумкин.

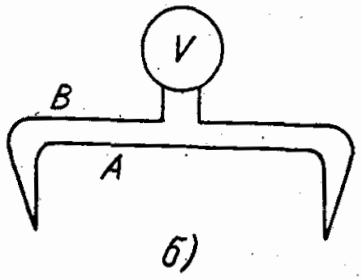
Совет Иттифоқида чиқарилаётган ярим ўтказгичли термоқаршиликлар температурани—100 дан +120°С гача ўлчашга мўлжалланган. Бу асбобларнинг температурага сезгир элементи стержень, пластинка ёки шарча (мунчоқ) шаклида бўлади.

Юқорида биз баён қилган паст температурани ўлчаш учун мўлжалланган кўмирли қаршилик термометрларини ярим ўтказгичли термометрлар қаторига киритиш мумкин, чунки уларнинг ҳам қаршилик температура коэффициентлари ярим ўтказгичларнинг температура коэффициентлари билан бир хил ишорали (температура ортганида қаршилиги камаяди, бироқ бошқа сабабга кўра).





29- расм.



30- расм.

Термоэлементлар (термопаралар). Иккиламчи термометрларнинг муҳим тури термопаралардир. Бу ерда Зеебек ҳодисаси деб аталган ҳодисадан фойдаланилади. Бу ҳодиса шундан иборатки, агар икки турли *A* ва *B* симларнинг учларини кавшарлаб занжир тузсак (29- расм), кавшарланган учларнинг температураси турлича бўлганда занжирга электр юритувчи куч пайдо бўлади. Бу термоэлектр юритувчи кучнинг (термо э. ю. к.) катталиги кавшарланган учлар температурасининг фарқига боғлиқ бўлади. Агар кавшарланган учлардан бирининг температураси T_1 ни ўзгармас сақланса, у ҳода термо-э. ю.к. фақат бошқа учнинг T_2 температурасига боғлиқ бўлади. Шунинг учун 29- расмда кўрсатилган ва термоэлемент ёки термопара деб аталадиган қурилмадан температурани ўлчашда фойдаланиш мумкин.

Шундай қилиб, термопарали термометрда термометрик модда—термоэлемент, термометрик катталик эса термоэлектр юритувчи куч бўлади.

Термо-э.ю.к.ни ўлчаш учун термопара занжирига э.ю.к. ни ўлчовчи асбоб (милливольтметр) уланади. Бу асбоб ёки 30- *а* расмда кўрсатилган, ёки 30- *б* расмда кўрсатилган схема бўйича уланиши мумкин. Биринчи схемадан фойдаланганда битта кавшарланган уч бўш қолади ва ўша уч температураси ўлчаниши керак бўлган жисмга тегизилади. Иккинчи схемадан фойда-

ланганда эса кавшарланган у
ди. Улардан бири температура
да бўлади (одатда, уни муз э
Иккинчи кавшарланган уч эса
лар учун иккинчи схема яхш
сатишлари атроф муҳитнинг т

Температураларни ўлчаш
ралардан термо-э.ю.к. нинг
катта бўлиши, унинг темпера
мо-э.ю.к. нинг температурага
ҳоятда содда, термопаралар м
ларда барқарор бўлиши тала

Температураларни ўлчашд
мопараларга оид маълумотла

Термопара	Қотишмалар тарк
Платина — платинародий	Pt—90%; Rh—
Темир — константан	Cu—55%; Ni—
Хромель — алюмель	Ni—90%; Cr—
	Ni—95%; Al—
Хромель — копель	Mn—2%, Si—
Мис — константан	Ni—43%; Cu—

Платина—платинародий т
эга, улар юқори температур
Ўлчов ва тарозилар Халқаро
шу хил термопаралар 660—
термодинамик шкаласини иш

Биз санаб ўтган термопар
тантан, платинародий — олти
тишмаси — рутений (бу термо
ни ўлчай олади) сингари терм

Юқори ва паст температу
ундан ортиқ) температурала
йинчилик шуки, бундай кучл
чидайдиган қийин эрийдиган
температураларнинг бу соҳас
қизиган жисмнинг ўзи, терм
чиқаётган ёруғлик энергияси
да унинг манбаига бевосита т

Бу ерда ишлатиладиган
ниш энергияси ўлчанадиган

ўқувчи оптика курсида танишади. Биз бу ерда шуни қайд қиламизки, температураларнинг 1063°С дан юқори термодинамик шкаласи ўлчов ва тарозиларнинг Халқаро комитети қарорига кўра фақат пирометр ёрдамида қайд қилинади.

Жуда паст температуралар (1 К дан паст)ни ўлчашда катта қийинчиликларга дуч келинади. Аввало, бу температураларда, тажрибаларнинг кўрсатишича, термометрни совиган жисмга оддий тегизиш узоқ муддатгача улар орасида температураларнинг тенглашишига олиб келмайди. Бундан ташқари, юқорироқ температураларни ўлчашда фойдаланиш мумкин бўлган қатор термометрик катталиклардан бу температуралар соҳасини ўлчашда фойдаланиб бўлмайди: масалан, газларнинг босими ўлчаб бўлмайдиган даражада камайиб кетади, қаршилик температурага боғлиқ бўлмай қолади ва ҳоказо. Шунинг учун бу ерда ҳам, жуда юқори температуралардаги сингари, совитилаётган жисмнинг ўзи термометрик модда бўлиб қолади. Энг паст температураларнинг парамагнит тузлар ёрдамида олинишини VIII бобда кўрсатамиз. Шунинг учун бу тузларнинг асосий магнит характеристикаси бўлган — парамагнит қабул қилувчанликдан термометрик катталик сифатида фойдаланилади. Бироқ бу ерда ҳозирги вақтгача ҳам бартараф қилинмаган қийинчилик — бу йўл билан ўлчанган температурани температуралар термодинамик шкаласи билан мувофиқлаштириш масаласи пайдо бўлади. Бу китобда бу масалани батафсил ўрганиш имкони йўқ.

II боб

ИССИҚЛИҚНИНГ КИНЕТИК НАЗАРИЯСИ. ЭНЕРГИЯНИНГ САҚЛАНИШ ҚОНУНИ

Бу бобда биз идеал газ ҳолати ўзгаришининг энергетик томонига аҳамият берамиз ва биринчи галда, газ температурасининг ўзгаришида газ ҳолатининг ўзгариш процессини қараб чиқамиз.

20- §. Идеал газнинг ички энергияси

Агар идеал газ зарраларини нуқта деб ҳисобласак, идеал газ молекуласининг ўртача энергияси қуйидаги ифода билан аниқланади:

$$\frac{m\overline{v^2}}{2} = \frac{3}{2}kT.$$

Бу ифоданинг фақат илгариланма ҳаракат қила олувчи молекулалар — нуқталар учун ўринли эканлигини яна бир марта таъкидлаб ўтиш керак. Газлар тўғрисида бундай тасаввур фақат бир атомли газлар учун ўринли деб ҳисобланиши мумкин. Агар газ молекуласида бир эмас, ундан кўп атомлар бўлса, бу молекула бошқа ҳаракатлар — айланма, тебранма ҳаракат қилиши мумкин ва бу ҳаракатлар билан ҳам бирор энергия боғланган бўлади.

Бироқ ҳозирча фақат бир атомли газлар билан чекланамиз ва берилган газ массасининг барча молекулалари учун энергия ифодасини ёзамиз. Агар газда N та молекула бўлса, у ҳолда унинг умумий энергияси U қуйидагига тенг бўлади:

$$U = \frac{3}{2}NkT. \qquad (20.1)$$

Бир моль учун бу ифода қуйидаги кўринишда бўлади:

$$U = \frac{3}{2}N_0kT = \frac{3}{2}kT. \qquad (20.2)$$

Бу энергия идеал газнинг *ички энергияси* деб аталади.

Умуман, жисмнинг ички энергияси деб эса молекулаларнинг ўзига тегишли бўлган тўла энергияга, яъни уларнинг «кўринмайдиган» энергиясига айтилади. Бунга молекулаларнинг ўзининг ҳаракатланиш кинетик энергияси, молекула ичидаги атомларнинг (молекула бир атомли бўлмаганда) ҳаракатланиш кинетик энергияси, молекула ичидаги атомлар орасидаги ўзаро таъсир потенциал энергияси ва ҳатто атомлар таркибига кирувчи зарралар (ядролар ва электронлар)нинг кинетик энергияси ҳам киради. Бироқ бу энергияга агар газ бутунича ҳаракатланаётган бўлса, унинг эга бўлиши мумкин бўлган кинетик энергияси ва агар газ бутунича бирор куч майдонида бўлса, эга бўлиши мумкин бўлган потенциал энергияси кирмайди.

Берилган массали идеал газнинг ички энергияси (20.1) ва (20.2) формулалардан кўриниб турганидек, фақат температурага боғлиқ бўлади ва босимга ҳам, ҳажмга ҳам боғлиқ бўлмайди. (Реал газлар учун бу нотўғри.)

Келтирилган формулалардан газнинг температурасини ўзгартириш учун унинг ички энергиясини ўзартириш керак эканлиги кўриниб турибди. Энергиянинг ўзгариши эса иш билан боғлиқ бўлиши механикадан маълум: агар жисм иш бажарса ёки жисм устида иш бажарилса, унинг энергияси ўзгаради ва энергиянинг ўзгариши бажарилган ишга тенг бўлади.

Бундан газ температурасининг, умуман, бирор жисм температурасининг ўзгариши фақат механикавий иш ҳисобигагина бўлиши мумкиндек туюлади: жисмни қиздириш учун унинг устида иш бажариш керак, жисмни совитиш учун эса жисм иш бажара оладиган шароитни яратиш керак. Тажрибанинг кўрсатишича, жисмнинг температурасини ҳақиқатан ҳам тегишли механикавий иш бажариш йўли билан ўзгартириш мумкин экан. Масалан, жисмларни бир-бирига ишқаланганда улар қизийди (олов чиқаришнинг энг қадимги усули шунга асосланган). Газ ҳам иш бажариш ҳисобига қизиши мумкин эканини қуйида кўрсатамиз.

21- §. Иссиқлик миқдори

Бироқ, маълумки, ҳар қандай бошқа жисм каби газни ҳам ҳар хил усул билан қиздириш ёки совитиш мумкин, юзаки қараганда бунда иш ҳеч қандай роль ўйнамайдигандай кўринади. Бу усул шундан иборатки, жисм ўзининг хусусий температурасидан бошқа температурага эга бўлган бирор жисмга тегизилади. Жисмларни бевосита тегизмасдан, улар орасида бирор бошқа муҳит, ҳатто бўшлиқ бўлганда ҳам шундай натижа олиш мумкин. Биринчи ҳолда жисмларнинг исиши ёки совиши иссиқлик ўтказувчанлик йўли билан, иккинчи ҳолда эса нурланиш йўли билан амалга ошади деб гапирилади.

Бироқ (20.1) формуладан газ температурасининг ўзгариши ҳамма вақт энергиянинг ўзгариши билан боғлиқ экани келиб чиқади. Бундай ўзгариш иш бажариш натижасида бўлганида сабаби равшан, чунки ишнинг ўзи энергия ўзгаришидир. Бинобарин, «контакт» усулида ҳам қандайдир йўл билан энергия бериш (исишда) ёки энергия олиш (совишда) рўй беради.

«Контакт» усулида энергия бериш механизми шундан иборатки, бир-бирига тегаётган жисмларнинг зарралари ўзаро тўқнашувларда энергия алмашинади, кучлироқ қизиган жисмнинг зарралари энергия йўқотади, камроқ қизиган жисмнинг зарралари энергия олади. Демак, бу ҳолда энергиянинг иш бажариш ҳисобига ўзгариши ўрнига худди шу натижанинг ўзи бир жисмнинг хаотик ҳаракатланаётган зарраларининг бошқа жисм зарраларига энергия узатиши билан ҳосил бўлади.

Бироқ физиканинг тараққиёт тарихи билан боғлиқ бўлган сабабларга кўра жисм температурасининг ўзгариши (исиш ёки совишда) «контакт» йўли билан ёки нурланиш билан амалга оширилган ҳолда жисмга бирор иссиқлик миқдори берилади ёки ундан бирор *иссиқлик миқдори* олинади деб гапирилади.

Демак, иссиқлик миқдори бир жисмнинг иккинчи жисмга бевосита (ёки учинчи жисм воситасида) текканида ёки нурланишда узатиладиган *энергиядир.* Аслида иссиқлик узатишда ҳам иш бажарилади, бироқ бу ҳолда ишни макроскопик тартибли ҳаракатланаётган жисмлар эмас, балки тартибсиз ҳаракатланувчи микрозарралар бажаради. Бу ҳолнинг ғоят муҳим роль ўйнашини биз қуйида кўрамиз.

22- §. Иссиқликнинг механикавий эквиваленти

Иссиқлик билан иш (энергия) орасида ҳеч қандай фарқ йўқ. Шунинг учун бу катталикларнинг ҳар иккаласи ҳам бир хил бирликларда ўлчаниши керак. СИ системасида иссиқлик миқдори учун 1 жоуль (Ж) қабул қилинган. Бироқ тарихий сабабларга кўра иссиқлик миқдори охирги вақтларгача ҳам калория ва килокалорияларда ўлчаб келинди. Иссиқлик миқдори учун махсус бирлик иссиқлик худди бирор суюқликка ўхшаб бир жисмдан иккинчи жисмга оқиши мумкин бўлган қандайдир алоҳида модда деб қараладиган эски вақтларда, кинетик назария яратилмасдан илгари киритилган эди. Бироқ энергия ва иссиқликнинг эквивалентлиги аниқ бўлган ҳозирги вақтда бу бирлик ўзининг физикавий маъносини йўқотди, фақат анъана бўйича физика ва техникада ишлатиб келинади.

Килокалория бир килограмм сувни атмосфера босимида бир кельвинга иситиш (ёки совитиш) учун бериладиган ёки олинадиган иссиқлик миқдори сифатида таърифланади.

Иссиқлик ва энергиянинг эквивалентлиги ўтган асрнинг

50-йилларидаёқ Ж. Жоулнинг қунт билан олиб борган қатор тажрибаларида равшан намойиш қилинди, бу тажрибалар бир килокалория иссиқликнинг иситиши тамомила аниқ ва ҳамма вақт ҳам айни бир ишнинг иситиши билан бирдай эканлигини кўрсатди. Маълум бўлишича,

$$1 \text{ ккал} = 4186{,}8 \text{ Ж}.$$

Килокалориядан 1000 марта кичик, яъни грамм-калория ёки оддийгина қилиб калория деб аталадиган бирликдан ҳам фойдаланилади (кал):

$$1 \text{ кал} = 4{,}1868 \text{ Ж}.$$

Механикавий иш бирлигининг иссиқлик бирлигига нисбатини кўрсатувчи сон *иссиқликнинг механикавий эквиваленти* деб аталади:

$$I = 4186{,}8 \text{ Ж/ккал} = 4{,}1868 \text{ Ж/кал}.$$

Бу катталикка тескари катталик *механикавий ишнинг иссиқлик эквиваленти* деб аталади:

$$I' = 2{,}39 \cdot 10^{-4} \text{ ккал/Ж} = 0{,}239 \text{ кал/Ж}.$$

Кейинги баёнимизда биз бу эквивалентлардан фойдаланмаймиз. Айни бир тенгламада иссиқлик миқдори ҳам, иш ёки энергия ҳам бўлган ҳолларда биз уларни айни бир бирликларда (калориялардами ёки жоуллардами, бари бир) ўлчанади деб ҳисоблаймиз.

23-§. Термодинамиканинг биринчи бош қонуни

Ҳар қандай жисмнинг ёки жисмлар системасининг ҳолати ўзгариши, умуман айтганда, бу системанинг иш бажариши билан ёки ташқи кучларнинг бу система устида иш бажариши билан бўлади. Бу ишни шу системани характерловчи параметрлар орқали ифодалаш мумкин.

Агар жисмнинг ҳолати, юқорида кўрганимиздек p, V ва T дан иборат уч параметрнинг иккитаси билан аниқланса, умумий ҳолда бу параметрларнинг ихтиёрий бирининг ўзгаришида ташқи иш бажарилиши керак.

Масалан, газ температурасининг ўзгариши, яъни унинг исиши ёки совиши ташқаридан бажарилган иш ҳисобига (иситиш) ёки ташқи кучларга қарши бажарилган механикавий иш (совитиш) ҳисобига бўлиши мумкин.

Бундай механикавий иш газни ташқи куч таъсирида сиқишда, бунда газ исийди ёки газ кенгаяётганда совиши туфайли бажарилади. Газнинг ҳажмини унинг температурасини ўзгартирмасдан туриб ҳам ўзгартириш мумкин (қуйида кўрамиз), у ҳолда мос равишда камроқ иш талаб қилинади.

Бироқ юқорида кўрсатиб ўтганимиздек, газнинг (ёки бошқа жисмларнинг) ҳолатини унга бирор миқдорда иссиқлик бериб ёки ундан *бирор миқдорда иссиқлик* олиб, яъни уни иссиқроқ ёки ундан совуқроқ жисмга «тегизиб» ўзгартириш ҳам мумкин.

Ҳолатни бундай ўзгартириш усулида қандай иш бажарилади? Бу саволга *энергиянинг сақланиш қонуни* жавоб беради. Агар газга (ёки бошқа жисмга) бирор dQ иссиқлик миқдори берилган бўлса, бунда умуман айтганда, dA иш бажарилади ва унинг *ички энергияси* dU га ўзгаради.

Энергиянинг сақланиш қонуни шундай ифодаланади: *системанинг бажарган иши системага берилган иссиқлик миқдори билан унинг ички энергиясининг ўзгариши орасидаги фарққа тенг:*

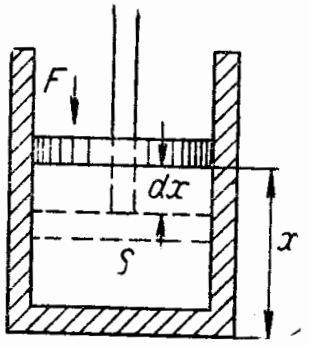
$$dA = dQ - dU,$$

ёки

$$dQ = dU + dA. \qquad (23.1)$$

Бу тенглама табиатнинг муҳим қонунини, механикавий ва иссиқлик энергияга нисбатан энергиянинг сақланиш қонунини билдиради. *Бу қонун термодинамиканинг биринчи бош қонуни* дейилади.

Газ ҳажмининг ўзгаришида бажарилган иш. Газнинг кенгайиши ёки сиқилиши, яъни унинг ҳажмининг ўзгариши билан боғлиқ бўлган ишни ҳисоблаш қийин эмас. Фараз қилайлик, газ юзи S бўлган қўзғалувчан поршень билан бекитилган цилиндрга қамалган бўлсин (31-расм). Қўйилган ташқи F куч таъсирида поршень dx масофага силжиб газни сиқди дейлик. Ташқи F куч поршенга газ томонидан таъсир қилувчи pS га тенг куч (бу ерда p — газнинг босими) билан мувозанатлашгунга қадар газ сиқилади. Поршенни dx масофага суриш учун сарф қилинган dA иш $pSdx$ га тенг бўлиши равшан. Бироқ Sdx миқдор сиқишда газ ҳажмининг dV га ўзгаришини беради, яъни



31-расм.

$$S\,dx = -dV,$$

бундан

$$dA = -p\,dV. \qquad (23.2)$$

Аксинча, газ кенгайганда, унинг ҳажми dV ортганида газнинг ўзи ташқи кучларга қарши $+p\,dV$ га тенг иш бажаради.

Газ ҳажмининг ўзгаришида бажарилган иш газнинг ўзи турган босимнинг унинг ҳажми ўзгаришига кўпайтирилганига тенг.

(23.2) формула фақат газ учунгина эмас, балки ҳар қандай бошқа жисмлар учун ҳам тўғри. Агар жисмнинг ҳолати ўзгарганида ташқи иш фақат ҳажм ўзгариши ҳисобига бажарилса, у ҳолда термодинамиканинг биринчи бош қонунини қуйидаги кўринишда ёзиш мумкин:

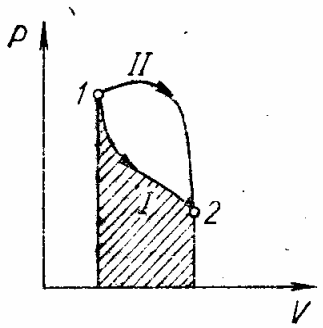
$$dQ = dU + p\,dV. \qquad (23.3)$$

Жисмнинг ҳолати ўзгарганида унинг электр, магнит ёки бошқа параметрлари ўзгарадиган ҳоллар ҳам бўлиши мумкин, у ҳолда тенгламанинг ўнг қисмига тегишли ҳадлар: энергиянинг электр, магнит ёки бошқа турлари қўшилади. Биз бу ерда фақат p ва V параметрларнинг ўзгаришини қараш билан чекланамиз.

Ҳолат параметрларининг ўзгариши чексиз кичик бўлмаганда ҳам ташқи ишни ҳисоблаш мумкин.

Агар жисм *1* ҳолатдан *2* ҳолатга ўтса, у ҳолда бундай ўтиш билан боғлиқ бўлган иш А (23.2) тенгламани интеграллаш йўли билан аниқланади:

$$A = \int_1^2 dA = \int_1^2 p\,dV.$$



32- расм.

Бу интегрални график усулда аниқлаш мумкин. Ҳақиқатан ҳам, жисмнинг ҳолати, кўрсатиб ўтилганидек, $p = f(V)$ эгри чизиқдаги нуқта билан аниқланади. Шунинг учун агар $p = f(V)$ боғланиш графиги ясалган бўлса, масалан, агар бу боғланиш 32- расмда I эгри чизиқ билан ифодаланган бўлса, у ҳолда

$$\int_1^2 p\,dV$$

ифода бу эгри чизиқ остидаги штрихланган юзга тенг бўлади.

Агар *1* ҳолатдан *2* ҳолатга ўтиш шундай бўлсаки, ҳажм ўзгариши билан босимнинг ўзгариши II эгри чизиқ билан ифодаланса, у ҳолда бундай ўтиш билан боғлиқ бўлган иш бошқача бўлади.

Жисмнинг ҳажми ўзгарганда жисм бажарган ташқи иш (ёки унинг устида бажарилган ташқи иш) жисмнинг бошланғич ҳолатдан охирги ҳолатга ўтишида босиб ўтган ҳолатлари тартибига (кетма-кетлигига) боғлиқ бўлади.

U ички энергияга келганда эса бу энергия *фақат* жисмнинг ҳолатига боғлиқ бўлади ва жисмнинг босиб ўтган оралиқ ҳолатларига боғлиқ бўлмайди.

Шунинг учун (23.3) тенгламани қуйидаги кўринишда қайта ёзиш мумкин:

$$\int_1^2 dQ = U_1 - U_2 + \int_1^2 p\,dV,$$

бу ерда U_1 ва U_2 — жисм ички энергиясининг мос равишда *1* ва *2* ҳолатларидаги қийматлари.

Хусусий ҳолда, агар жисм ўз ҳолатининг барча ўзгаришлари натижасида ўзининг дастлабки ҳолатига қайтган, яъни $U_1 = U_2$ бўлса, у ҳолда ҳолат ўзгариш процесси айланма ёки *циклик* деб гапирилади. График равишда бундай процесс берк эгри чизиқ билан (33-расм) ва бунда бажариладиган (ёки сарфланадиган) иш штрихланган юз билан аниқланади.

Агар бир циклда бажарилган

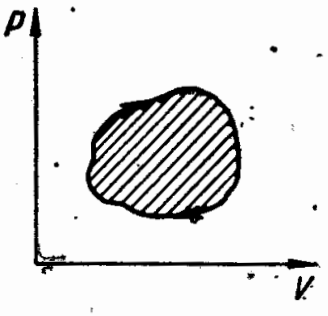
$$A = \int p\,dV$$

иш мусбат бўлса, яъни агар жисмнинг ўзи ташқи кучларга қарши иш бажарган бўлса, у ҳолда бу жисм *ташқаридан* Q га тенг иссиқлик миқдори олганини билдиради. Агар бир циклда бажарилган A иш манфий бўлса, яъни ташқи кучлар жисм устида иш бажарган бўлса, у ҳолда бу ишга тенг Q иссиқлик миқдори ажралади.

Шундай қилиб, циклик процессда

$$Q = A$$

бўлади.



33-расм.

Ўқувчини 32- ва 33-расмлардаги эгри чизиқнинг баъзи участкаларида ҳажм ортганида босимнинг ортиши ажаблантирмаслиги керак. Газ босимининг унинг ҳажмига тескари пропорционаллигидан иборат «одатдаги» боғланиш фақат ўзгармас температурада, яъни изотермик процессда рўй беради. Биз кўраётган газ ҳажмининг ўзгариш процесси эса газга бирор миқдорда иссиқлик бериладиган ёки ундан бирор миқдорда иссиқлик олинадиган ва унинг устида иш бажарилган (ёки унинг ўзи иш бажарган) ҳолга, яъни газ ҳажми ўзгаришининг турли поғоналарида газ температураси *турлича* бўладиган ҳолга тегишлидир.

Агар газ кенгайиш (поршеннинг кўтарилиши) билан бир вақтда иссиқлик манбаи ҳисобига ўз температурасини шунча орттирсаки, унинг босими, ҳажмнинг кенгайишига қарамасдан ортса (ва аксинча, сиқилганда газ иссиқликни совуқроқ жисмга бериши ва натижада газнинг босими пасайиши мумкин), бунинг ажабланарли жойи йўқ.

Айни бир бошланғич ҳолатдан (p_1, V_1) айни бир охирги (p_2, V_2) ҳолатга турли йўллар (оралиқ ҳолатлар) орқали ўтишда ишнинг турлича бўлиши, бинобарин, айланма процессда иш-

нинг нолга тенг бўлиши ана шу билан тушунтирилади. Барча иссиқлик машиналари (двигателлар)нинг ишлаши ана шунга асосланган.

Агар бутун айланма процесс давомида жисмнинг температураси ўзгармас (яъни процесс изотермик) бўлса, жисмнинг ҳеч қандай мусбат иш бажармаслигини қайд қилиб ўтирмасак ҳам бўлади. Газда бундай изотермик айланма процесснинг бўлиши умуман мумкин эмас, чунки ҳажм ўзгаришида босим изотерма бўйлаб ўзгарса, дастлабки ҳолатга яна ўша изотерма бўйлаб қайтиш мумкин; бироқ бундай процессни юқоридаги маънода *айланма* процесс деб бўлмайди.

Квазистатик процесслар. Газ ҳажмининг ўзгаришида унинг томонидан бажарилган иш учун чиқарилган (23.2) тенгламани чиқаришда газ ҳажми ўзгаришининг бутун процесси давомида газнинг босими ўз-ўзидан вақтнинг ҳар бир пайтида газнинг барча нуқталарида бир хил бўлади деб олдик. Акс ҳолда p босимнинг қиймати мутлақо ноаниқ бўлар эди. Ҳолбуки газнинг (ҳар қандай жисмнинг ҳам) кенгайиши ва сиқилиш процессининг бутун ҳажми бўйича босимни ўзгармас сақлаш осон эмас.

Агар газнинг кенгайиши ёки сиқилиши *тез* амалга ошадиган бўлса, газнинг барча қисмларида босим тенглашишга улгура олмайди. Босимлар фарқи натижасида турли нуқталарда газнинг турли тезликли оқимлари, жумладан, уюрмавий оқимлар пайдо бўлади. Бу ҳаракатларнинг пайдо бўлиши учун бирор иш бажарилиши керак. Бундан ташқари, газнинг турли қисмлари бунда турли температурали ва турли зичликда бўлиши мумкин.

Қисқаси газнинг ҳажми тез ўзгарганида газ *мувозанат ҳолатида* бўла олмайди. Газнинг ҳажми (ёки ҳолатини характерловчи бошқа катталик) ўзгарганда газ мувозанатда бўлиши учун бу процесс жуда секин, лимитда — чексиз секин амалга ошиши керак. Бу ҳолда мувозанат ҳолатидан барча четга чиқишлар йўқолишга улгуради, газ бири иккинчисига ўтувчи *қатор мувозанат ҳолатларни* ўтади.

Бундай процесслар *квазистатик процесслар* деб аталади, чунки бунда берилган ҳар бир вақтда газнинг ҳолат параметрлари бутун ҳажм бўйича бирдай бўладиган статик ҳолатдан оз фарқ қилади. Фақат квазистатик процессларнигина 32-расмда ёки 4-расмда (31-бет) кўрсатилганига ўхшаш эгри чизиқлар билан график тасвирлаш мумкин. Квазистатик бўлмаган процессни график тасвирлаш мумкин эмас. (23.2) тенглама ва унинг натижаларидан фақат квазистатик процесслар учунгина фойдаланиш мумкин (бу тўғрида VI бобда батафсилроқ гапирилади).

Агар газ ҳажмининг ўзгариши, яъни газнинг кенгайиши ёки сиқилиши квазистатик бўлмаса, бунда сиқилишда ёки кенгайишда бажарилган иш квазистатик процессдагидан кам бўлади.

Буни шундай мулоҳазалардан тушуниш мумкин. Поршенли идишдаги газ дастлаб мувозанатда турибди деб фараз қилайлик (31- расмга қ.), яъни идиш ичидаги газнинг p босими ташқи босимга тенг дейлик. Бирор сабаб натижасида газ квазистатик бўлмаган ҳолда кенгая бошлади, яъни поршень юқорига силжий бошлади дейлик. Бинобарин, p_1 ташқи босим мувозанатдаги босим p дан кичик бўлиб қолди ва ташқи иш

$$p_1 dV < pdV$$

бўлиб қолди. Шунга мос ҳолда газнинг квазистатик бўлмаган ҳолда сиқилишида ташқи p_1 босим мувозанатдаги босимдан катта ва иш (бу гал у манфий)

$$-p_1 dV < -pdV$$

бўлади. Фақат квазистатик процессдагина ташқи босим мувозанатдаги босимдан чексиз кам фарқ қилади, демак, бу ҳолда бажарилган иш энг катта бўлади.

Бунинг устига, газ ҳеч қандай ташқи иш бажармасдан кенгайиши ҳам мумкин. Бирига газ тўлдирилган ва иккинчиси бўш бўлган икки идишни бир-бирига улаб бундай ҳолни амалга ошириш мумкин. Бунда газ бир идишдан иккинчи идишга ўтади ва катта ҳажмни эгаллайди. Бироқ бунда ҳеч қандай ташқи иш бажарилмайди, чунки ташқи иш бажаришни тақозо қиладиган кучнинг ўзи йўқ. Бундай кенгайиш бўшлиққа кенгайиш деб юритилади (129- бетга қ.) Ҳақиқатан ҳам, бу процесс амалга ошадиган бутун вақт давомида газ мувозанатда (процесс қанчалик секин ўтса ҳам) бўлмайди.

24- §. Идеал газларнинг иссиқлик сиғими

Идеал газнинг исиши учун унга бериш зарур бўлган ёки унинг совиши учун олинадиган иссиқлик миқдорини олайлик.

Ўтган параграфда айтилганлардан кўринадики, газ температурасини ўзгартириш учун керак бўлган иссиқлик миқдори иш бажарилиши ёки бажарилмаслигига, яъни бунда газнинг ҳажми ўзгариши ёки ўзгармаслигига боғлиқ.

Агар иситилаётган (ёки совитилаётган) газ ҳажми ўзгармас қилиб бекитилган идишга солинган бўлса (идиш материалининг иссиқликдан кенгайишини назарга олмаймиз), у ҳолда унга бериладиган dq иссиқликнинг ҳаммаси газнинг ички энергиясини ўзгартиришга кетади. Исиганда газнинг босими бизга маълум бўлган қонунга мувофиқ ўзгаради. Агар газ 31- расмда тасвирлангандагига ўхшаш идишга солинан бўлса, у ҳолда газ кенгайганда поршенни кўтариш ишини бажаради ва ўз босимини ўзгармас сақлаб қолади. Бу ҳолда бериладиган иссиқлик (23.3) тенглама билан аниқланади:

$$dQ = dU + p\,dV.$$

Маълумки, газнинг босими ўзгармас сақланганда кўпроқ иссиқлик миқдори керак бўлади.

Газни иситиш учун керак бўладиган иссиқлик миқдори иситилаётган газнинг миқдорига ва унинг температурасини неча градусга ўзгартирилиши кераклигига боғлиқ. Ҳар иккаласи ҳам қанча катта бўлса, керак бўлган иссиқлик миқдори шунча кўп бўлади. Шунинг учун газнинг ва бошқа ҳар қандай жисмнинг ҳам, иссиқлик хоссаларини характерлаш учун алоҳида катталик — *иссиқлик сиғими*дан фойдаланилади.

Жисмнинг температурасини 1 К га ўзгартириш учун унга бериш ёки ундан олиш керак бўлган иссиқлик миқдори жисмнинг иссиқлик сиғими дейилади.

Модда массасининг бирлигига тўғри келувчи иссиқлик сиғими *солиштирма иссиқлик сиғими* дейилади. Солиштирма иссиқлик сиғими жисмни эмас, балки жисмни ташкил қилган моддани характерлайди.

Модданинг бир молига тўғри келадиган иссиқлик сиғими *моляр иссиқлик сиғими* дейилади. Солиштирма иссиқлик сиғими сингари бу катталик ҳам модданинг характеристикаси ҳисобланади.

Иссиқлик сиғими таърифидан равшанки, жисмнинг иссиқлик сиғими Ж/К ларда ифодаланади. Шунга мос ҳолда солиштирма иссиқлик сиғими Ж/кг · К ларда, моляр иссиқлик сиғими эса Ж/моль · К ларда ўлчанади.

Агар иссиқлик миқдори калория ҳисобида ўлчанса, у ҳолда солиштирма иссиқлик сиғими кал/г · К ларда, моляр иссиқлик сиғими эса кал/мол·К ларда ўлчанади. Равшанки.

1 кал/г · К = 4186,8 Ж/кг · К, 1 кал/моль · К = 4,1868 Ж/моль · К.

Солиштирма иссиқлик сиғими (биз уни c ҳарфи орқали белгилаймиз), билан моляр иссиқлик сиғими C орасида қуйидаги муносабат мавжуд:

$$c = C/\mu,$$

бу ерда μ — модданинг моляр массаси (сон жиҳатидан моль массасига тенг).

Агар модданинг моли 1 градусга эмас, dT градусга иситилса, бунинг учун сарф бўладиган иссиқлик миқдори қуйидагига тенг:

$$dQ = C\,dT,$$

бундан

$$C = \frac{dQ}{dT} \qquad (24.1)$$

Иситиш ҳажм ўзгармас сақланган ($V = \text{const}$) шароитларда амалга ошаётган бўлсин. Бунга мос моляр иссиқлик сиғими *ўзгар-*

мас ҳажмдаги иссиқлик сиғими ёки *изохорик иссиқлик сиғими* деб аталади ва C_V билан белгиланади:

$$C_V = \left(\frac{dQ}{dT}\right)_V. \tag{24.2}$$

Бунда иссиқлик фақат ички энергиянинг dU ўзгаришига кетади, шунинг учун

$$dQ = dU \text{ ва } C_V = \left(\frac{dU}{dT}\right)_V. \tag{24.3}$$

Бундан $dU = C_V\,dT$. Энергиянинг сақланиш қонуни тенгламаси (23.3) ни энди қуйидагидек қайта ёзиш мумкин:

$$dQ = C_V\,dT + p\,dV. \tag{24.4}$$

Бинобарин, жисмга берилаётган иссиқлик температуранинг dT ўзгаришига (ички энергиянинг ўзгариши) ва ҳажмнинг dV ўзгаришига (ташқи механикавий иш шунга боғлиқ) сарф бўлади.

Агар иситишда босим ўзгармас бўлса, у ҳолда иссиқлик сиғими ўзгармас *босимдаги иссиқлик сиғими* C_p дейилади (уни шунингдек, *изобарик иссиқлик сиғими* ҳам дейилади):

$$C_p = \left(\frac{dQ}{dT}\right)_p.$$

Газлар кинетик назариясининг натижаларидан фойдаланиб, идеал газнинг моляр иссиқлик сиғимларини ҳисоблаш мумкин.

25-§. Бир атомли газларнинг иссиқлик сиғими

Бир атомли идеал газ учун молнинг ички энергияси $U = \frac{3}{2}RT$ га тенг бўлишини кўрдик, бинобарин,

$$C_V = \frac{3}{2}R. \tag{25.1}$$

Моляр иссиқлик сиғимининг бу қийматини грамм-молекуладаги молекулалар сонига, яъни Авогадро сонига бўлсак, у ҳолда газнинг иссиқлик сиғимига ҳар бир молекуланинг қўшадиган ҳиссасини топамиз:

$$\frac{3}{2}\frac{R}{N_0} = \frac{3}{2}k.$$

Бинобарин, температура 1 кельвин кўтарилганида ҳар бир молекуланинг энергияси ўртача $\frac{3}{2}k$ жоулга ортар экан.

Идеал газнинг ўзгармас босимдаги иссиқлик сиғими C_P унинг ўзгармас ҳажмдаги иссиқлик сиғими C_V дан газнинг 1 К га исиганда

бир моль газнинг бажарган иши катталигича ортиқ бўлади. Бу иш $p\frac{dV}{dT}$ га тенг. Шундай қилиб,

$$C_p = C_V + p\left(\frac{dV}{dT}\right)_p = \frac{3}{2}R + p\left(\frac{dV}{dT}\right)_p. \qquad (25.2)$$

Бироқ идеал газнинг бир моли учун $pV = RT$, шунинг учун

$$p\left(\frac{dV}{dT}\right)_p = R \text{ ва } C_p = \frac{3}{2}R + R = \frac{5}{2}R. \qquad (25.3)$$

(25.1) ва (25.3) формулалардан кўринадики, ўзгармас босимдаги иссиқлик сиғими ўзгармас ҳажмдаги иссиқлик сиғимидан R катталикча ортиқ бўлади:

$$C_p - C_V = R.$$

Бинобарин, *универсал газ доимийси сон жиҳатдан 1 моль идеал газнинг 1 кельвинга исиганда кенгайишда бажарган ишига тенг.*

$R = 8{,}314$ Ж/моль га тенг бўлгани учун C_V ва C_p моляр иссиқлик сиғимлари учун қуйидаги қийматларни оламиз:

$$C_V = \frac{3}{2}R = \frac{2}{3}\cdot 8{,}314 = 12{,}47 \text{ Ж/моль}\cdot\text{К}.$$

$$C_p = \frac{5}{2}R = \frac{5}{2}\cdot 8{,}314 = 20{,}78 \text{ Ж/моль}\cdot\text{К}.$$

Универсал газ доимийси R ни кал/моль·К бирликларида ифодалаш ҳам мумкин. 1 Ж = 0,239 кал бўлгани учун

$$R = 1{,}988 \text{ кал/моль}\cdot\text{К} \approx 2 \text{ кал/моль}\cdot\text{К}.$$

У ҳолда C_V ва C_p нинг қийматлари қуйидагича бўлади:

$$C_V \approx 3 \text{ кал/моль}\cdot\text{К}; \; C_p \approx 5 \text{ кал/моль}\cdot\text{К}.$$

Бу иссиқлик сиғимларининг фарқи

$$C_p - C_V = R \approx 2 \text{ кал/моль}\cdot\text{К}, \qquad (25.4)$$

уларнинг нисбати эса

$$\gamma = C_p/C_V = 1{,}66. \qquad (25.5)$$

5-жадвалда моляр иссиқлик сиғимларининг экспериментал қийматлари келтирилган, бу қийматлар бир атомли газларнинг ҳисобланган қийматларига (бизнинг назария эса худди шундай газлар учун ўринли эканини биз айтиб ўтган эдик) мос келади. Ҳақиқатан ҳам, (25.1) дан $C_V/R = 1{,}5$ эканлиги келиб чиқади, (25.4) ва (25.5) ларга мувофиқ

$$\frac{C_p - C_V}{R} = 1 \text{ ва } \gamma = \frac{C_P}{C_V} = 1{,}66.$$

5-жадвалдан эксперименталь маълумотларнинг назарий маълумотларга тўғри келиши кўриниб турибди.

5-жадвал

Бир атомли газларнинг иссиқлик сиғимлари

Газ	C_V/R	$\frac{C_p - C_V}{R}$	C_p/C_V	Газ	C_V/R	$\frac{C_p - C_V}{R}$	C_p/C_V
Гелий	1,519	1,001	1,659	Криптон	—	—	1,68
Неон	—	—	1,64	Ксенон	—	—	1,66
Аргон	1,5	1,008	1,67				

Иссиқлик функцияси. Агар газга унинг бссими ўзгармайдиган қилиб бирор иссиқлик миқдори берилса, яъни унинг эркин кенгайиши мумкин бўлган шароитда иссиқлик миқдори берилса, у ҳолда термодинамиканинг биринчи қонунини қуйидаги кўринишда ёзиш мумкин:

$$(dQ)_p = d(U + pV).$$

Ҳақиқатан ҳам,

$$d(U + pV) = dU + p\,dV + V\,dp.$$

Бироқ босим ўзгармас бўлса, у ҳолда $dp = 0$ ва мос равишда

$$d(U + pV) = dU + p\,dV.$$

Бундан кўринадики, агар газнинг исиш ёки совиш (ҳар қандай жисмнинг ҳам) процесси ўзгармас босимда ўтса, унга берилган ёки ундан олинган иссиқлик қуйидаги катталикнинг ўзгаришига тенг бўлар экан:

$$I = U + pV,$$

бу катталик *иссиқлик функцияси* ёки *энтальпия* деб аталади. (Техникада бу катталикни *иссиқлик сақлами* деб юритилади.)

Агар ҳолат ўзгариши ўзгармас босимда амалга ошса, иссиқлик функцияси ҳам ҳолатни белгиловчи параметр бўлиб хизмат қилиши мумкин. Ўзгармас босимда газнинг иссиқлик сиғимини иссиқлик функцияси орқали шундай ифодалаш мумкин:

$$C_p = \left(\frac{dQ}{dT}\right)_p = \frac{dI}{dT}.$$

Бир атомли *идеал* газ учун берилган газ массасининг иссиқлик функцияси температурага пропорционал ва унинг эгаллаган ҳажмига боғлиқ эмас:

$$I = U + pV = \frac{3}{2}RT + RT = \frac{5}{2}RT;$$

бинобарин,

$$C_P = \frac{5}{2}R.$$

Реал газ учун иссиқлик функцияси ҳажмга боғлиқ бўлади. Ўзгармас босимда иссиқлик функцияси I нинг хоссалари ўзгармас ҳажмдаги ички энергия U хоссалари билан ўхшашдир.

26- §. Газларнинг иссиқлик сиғими ва молекулаларнинг эркинлик даражалари сони

Иссиқлик сиғимининг назарий ҳисоблаш натижалари билан таққослаш учун биз бир атомли газларга тегишли тажриба натижаларини танладик, яъни бу газларнинг молекулалари биттаягона атомдан иборат (5- жадвалга қ.). Бу тасодифий эмас. Кинетик назария асосида ётувчи ва иссиқлик сиғимининг юқорида баён қилинган назарияси келиб чиқадиган фаразлардан бири шундан иборатки, идеал газ зарраларини нуқталар сифатида жуда бўлмаганда кичик шарчалар сифатида қараш мумкин. Бундай тасаввура фақат бир атомли газлар мувофиқ келади.

Бундай зарранинг ўртача энергияси тамомила унинг *илгарилама* ҳаракатининг ўртача кинетик энергияси $m\overline{v^2}/2$ билан аниқланади. Бу энергияни уч ҳаднинг йиғиндиси — молекуланинг ўзаро перпендикуляр уч йўналиш бўйлаб ҳаракатининг кинетик энергиялари йиғиндисидан иборат деб қараш мумкин:

$$\frac{m\overline{v^2}}{2} = \frac{m\overline{v_x^2}}{2} + \frac{m\overline{v_y^2}}{2} + \frac{m\overline{v_z^2}}{2},$$

бу ерда v_x, v_y, v_z — молекула тезлигининг учала координата ўқлари бўйича ташкил этувчилари. Молекуляр ҳаракатлар тамомила хаотик бўлгани сабабли уч йўналиш бўйича кинетик энергияларнинг ўртача қийматлари бир-бирига тенг:

$$\frac{m\overline{v_x^2}}{2} = \frac{m\overline{v_y^2}}{2} = \frac{m\overline{v_z^2}}{2} = \frac{1}{3}\,\frac{m\overline{v^2}}{2}. \qquad (26.1)$$

Кинетик назариянинг асосий тенгламасига мувофиқ

$$\frac{m\overline{v^2}}{2} = \frac{3}{2}kT,$$

бўлгани сабабли (26.1) тенгликдаги учала ҳаднинг ҳар бири $kT/2$ га тенг.

Зарра кинетик энергиясининг учта мустақил ташкил этувчига бўлинишининг сабаби шуки, бунда зарра *учта эркинлик даражаси*га эга бўлган эркин моддий нуқта деб қаралади.

Механикавий системанинг эркинлик даражалари сони деб системанинг фазодаги вазияти ва конфигурациясини белгиловчи мустақил координаталар сонига айтилишини эслатиб ўтамиз. Бинобарин, бир атомли молекуланинг ҳар бир эркинлик даражаси учун $kT/2$ га тенг энергия тўғри келади.

Агар, масалан, молекулалари фақат бирор чизиқ бўйлаб ҳаракатлана оладиган (бир ўлчамли) газ мавжуд деб фараз қилсак, у ҳолда бундай газ молекуласининг ўртача кинетик энергияси $kT/2$ га тенг бўлар эди. Бундай газнинг ўзгармас ҳажмдаги моляр иссиқлик сиғими $3/2\ R$ га эмас, $R/2$ га тенг бўлар эди. Икки ўлчовли газ, яъни молекулаларининг ҳаракати бирор текислик билан чекланган газнинг $C_{\tilde{V}}$ иссиқлик сиғими $\frac{2}{2}R = R$ га тенг бўлар эди[1].

27-§. Икки атомли ва кўп атомли газларнинг иссиқлик сиғимлари

Бир атомли бўлмаган газларга доир ўлчашлар уларнинг моляр иссиқлик сиғимлари бир атомли газлар моляр иссиқлик сиғимидан катта эканини кўрсатди. Бу 6-жадвалдан кўриниб турибди, бу жадвалда аввалги жадвалдаги катталикларнинг қийматлари қатор кўп атомли газлар учун келтирилган.

6-жадвал

Кўп атомли газларнинг иссиқлик сиғимлари

Газ	C_V/R	$\frac{C_p - C_V}{R}$	$\gamma = C_p/C_V$	Газ	C_V/R	$\frac{C_p - C_V}{R}$	$\gamma = C_p/C_V$
Водород (H_2)	2,44	0,995	1,41	Хлор (Cl_2)	3,02	1,09	1,36
Водород хлорид (HCl)	2,54	1,02	1,40	Сув (буғ, H_2O)	3,3	1,06	1,32
Азот (N_2)	2,45	1,005	1,404	Карбонат ангидрид (CO_2)	3,4	1,02	1,3
Углерод (II)-оксиди (CO)	2,48	1,005	1,404	Этилен (C_2H_4)	4,04	1,03	1,25
Кислород (O_2)	2,50	1,004	1,401	Метан (CH_4)	3,25	1,01	1,31
Азот оксиди (NO)	2,51	1,005	1,4	Аммиак (NH_3)	3,42	1,06	1,31

Жадвалдан кўриниб турибдики, молекулаларида икки ёки ундан кўп атом бўлган газлар бир атомли газлардан C_V/R (демак, C_V

[1] Қаттиқ жисм сиртида ютилган (адсорбланган) газ қатлами тахминан икки ўлчовли газ хоссаларига эга бўлади.

нинг) ва C_P/C_V катталикларнинг қийматлари билан фарқ қилади. $(C_P - C_V)/R$ ифоданинг қиймати эса барча газлар учун бирдай. Бошқача айтганда, молекуладаги атомлар сонига боғлиқ бўлмаган ҳолда моляр иссиқлик сиғимлари фарқи шаксиз R га тенг, яъни ҳар қандай идеал газ унинг температураси ўзгармас босим шароитида 1 К га ортганда кенгайиб, айни бирдай, яъни R га тенг иш бажаради.

Жадвалдан кўриниб турибдики, унда ёзилган газлар аниқ икки группага бўлинади: C_V/R нинг қиймати 2,5 га, C_p/C_V эса 1,4 га яқин бўлган икки атомли газлар ва молекулаларида уч ва ундан ортиқ атомлар бўлган газлар. Бундай газларда C_V/R нинг қиймати 3 га, C_p/C_V нинг қиймати эса 1,3 га яқин.

Айтилганлардан кўринадики, биринчи группа (икки атомли) газлар учун моляр иссиқлик сиғимларининг қийматлари бир-бирига яқин ва қуйидагига тенг:

$$C_V = \frac{5}{2}R \approx 20{,}8 \text{ Ж/моль·К} \approx 5 \text{ кал/моль·К};$$

$$C_p = \frac{5}{2}R + R \approx 29{,}1 \text{ Ж/моль·К} \approx 7 \text{ кал/моль·К}.$$

Бинобарин,

$$\frac{C_p}{C_V} = \frac{7}{5} \approx 1{,}4.$$

Молекулаларида уч ёки ундан ортиқ атом бўлган газларнинг иссиқлик сиғимлари, 6-жадвалдан кўриниб турганидек, қуйидаги сон қийматларга эга:

$$C_V = 3R \approx 24{,}9 \text{ Ж/моль·К} \approx 6 \text{ кал/моль·К};$$

$$C_p = 3R + R \approx 33{,}3 \text{ Ж/моль·К} \approx 8 \text{ кал/моль·К},$$

бундан

$$\frac{C_p}{C_V} = \frac{8}{6} \approx 1{,}33.$$

Иссиқлик сиғимлар ҳақида келтирилган экспериментал маълумотлар нисбатан паст (атмосфера босими ва ундан кам) босимлар ва хона температурасига яқин температураларда бўлган газларга тегишли. Бу шароитларда газлар идеал газлардан кам фарқ қилади.

Икки ва кўп атомли газларга тегишли катталикларнинг бундай қонуниятларини қандай тушунтириш мумкин? Бу саволга тенг тақсимот қонуни жавоб беради.

Тенг тақсимот қонуни ва кўп атомли газларнинг иссиқлик сиғими. Аввалги параграфда бир атомли газнинг иссиқлик сиғимини ўрганаётганимизда молекуланинг бир эркинлик даражасига тўғри келувчи ўртача кинетик энергияси $kT/2$ га тенг эканини айтиб ўтган эдик. Агар молекуланинг яна қандайдир

эркинлик даражалари бўлганида эди, уларнинг ҳар бирига $kT/2$ кинетик энергия тўғри келган бўлар эди.

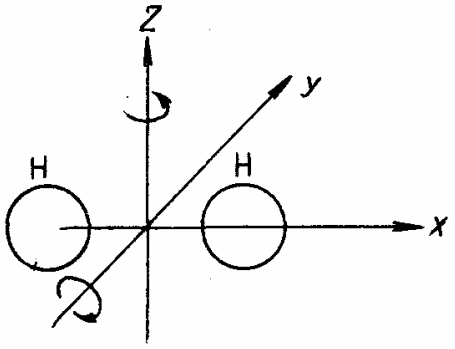
Ҳақиқатан ҳам, классик статистик физикада (яъни квант физикасидан бошқа физикада) бундай теорема (Больцман теоремаси) исбот қилинади. Бу теоремани шундай таърифлаш мумкин: *агар молекулалар системаси T температурада иссиқлик мувозанатида бўлса, у ҳолда ўртача кинетик энергия барча эркинлик даражалари бўйича текис тақсимланади ва молекуланинг ҳар бир эркинлик даражаси учун бу энергия* $kT/2$ га тенг бўлади.

(Бу қонун яна шундай таърифланиши ҳам мумкин: агар система энергиясининг бирор ташкил этувчиси координата квадратига ёки тезлик компоненти квадратига пропорционал бўлса, у ҳолда T температурада системанинг иссиқлик мувозанати ҳолатида бу қисм энергиянинг ўртача қиймати $kT/2$ га тенг.)

Бу теорема кинетик энергиянинг эркинлик даражалари бўйича тенг тақсимланиш қонуни ёки қисқача, *тенг тақсимот қонуни* деб аталади.

Бу қонун юқорида қўйилган масалага жавоб беришга имкон беради.

Ўзларининг ички энергиялари жиҳатидан икки ва кўп атомли газлар бир атомли газлардан ўз молекулаларининг эркинлик даражалари сони билан фарқ қилади. Бинобарин, газнинг ички энергиясини ва демак, иссиқлик сиғимини ҳисоблаш учун газ молекулаларининг эркинлик даражалари сонини аниқлай билиш керак.



34-расм.

Дастлаб энг содда ҳол — икки атомли молекулани кўрайлик. Бундай молекулани бир-биридан маълум масофада жойлашган икки атомдан тузилган система деб қараш мумкин (34-расм). Агар бу икки атом орасидаги масофа ўзгармаса (бундай молекулаларни биз қаттиқ молекулалар деб атаймиз), бундай системанинг, умуман айтганда, олтита эркинлик даражаси бўлади.

Ҳақиқатан ҳам, бундай молекуланинг вазияти ва конфигурацияси унинг массалар марказининг уч координатаси (бу координаталар молекуланинг бутунича илгариланма ҳаракатини аниқлайди) ва молекуланинг ўзаро перпендикуляр X, Y, Z ўқлари яқинида мумкин бўлган айланишларини характерловчи уч координата билан аниқланади.

Бироқ тажриба ва назария шуни кўрсатадики, молекулалар X ўқ, яъни ҳар иккала атомнинг марказлари ётган ўқ яқинида

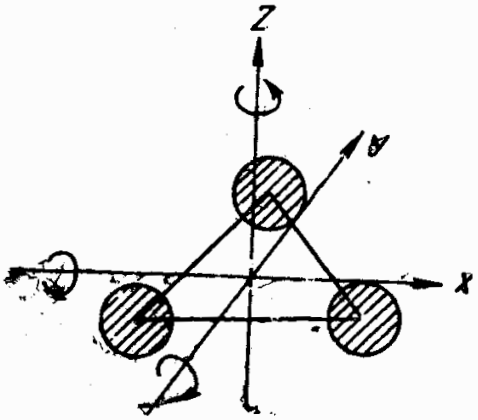
фақат жуда юқори температураларда гина айланиши мумкин (34-расм). Одатдаги температураларда молекула, худди шунингдек, алоҳида атом-ҳам, X ўқи яқинида айланмайди. Шунинг учун биз танлаган молекуланинг мумкин бўлган айланишларини тавсиф қилиш учун икки координатанинг ўзи ҳам етарлидир.

Бинобарин, қаттиқ икки атомли молекуланинг эркинлик даражалари сони 5 га тенг, улардан учтаси илгариланма (одатда шундай дейилади), иккитаси айланма эркинлик даражаларидир.

Бироқ молекуладаги атомлар ҳамма вақт ҳам бир-бирлари билан қаттиқ боғланган бўлавермайди; улар бир-бирига нисбатан тебранма ҳаракат қилиши мумкин. Бунда, равшанки, молекуланинг конфигурациясини аниқлаш учун яна битта координата керак бўлади, бу — атомлар орасидаги масофадир.

Демак, умумий ҳолда икки атомли молекула *олти* эркинлик даражасига: учта илгариланма, иккита айланма ва битта тебранма эркинлик даражасига эга.

Агар молекула қаттиқ боғланмаган n та атомдан иборат бўлса, бу молекула $3n$ та эркинлик даражасига эга бўлади (ҳар бир атомнинг учтадан эркинлик даражаси бор). Бу эркинлик даражалари сонидан учтаси илгариланма ва учтаси айланма эркинлик даражалари бўлади. Атомлар бир тўғри чизиқ бўйлаб жойлашган бўлса, айланма эркинлик даражалари иккита, яъни худди икки атомли молекуланики сингари бўлади.



35- расм.

Мисол учун 35-расмда уч атомли молекуланинг модели келтирилган ва молекула бурчак тезлигининг вектори жойлашиши мумкин бўлган X, Y, Z ўқлар кўрсатилган. Шундай қилиб, бир тўғри чизиқда жойлашмаган n-атомли молекула умумий $3n-6$ тебранма эркинлик даражаларига ҳамда бир тўғри чизиқда жойлашувчи n-атомли молекула $3n-5$ эркинлик даражаларига эга бўлар экан.

Кўп ҳолларда атомларнинг тебранма ҳаракаткари мутлақо уйғонмайди. Бироқ агар молекулада атомлар тебранаётган бўлса ва тебраниш амплитудалари (улар орасидаги масофага нисбатан) кичик бўлса, у ҳолда бундай тебранишларни гармоник тебранишлар дейиш мумкин; бу ҳолда атомлар гармоник осцилляторлар бўлади.

Бироқ осцилляторнинг фақат кинетик энергиягагина эмас, балки потенциал энергияга ҳам эга бўлади (потенциал энергия атомни мувозанат ҳолатига қайтарувчи кучлар томонида ҳосил қилинади).

Механикадан маълумки, *гармоник* осциллятор учун кинетик ва потенциал энергиянинг ўртача қийматлари ўзаро тенг. Бинобарин, агар молекулада *гармоник* тебранишлар юзага келган бўлса, у ҳолда тенг тақсимот қонунига кўра, ҳар бир тебраниш эркинлик даражаси учун $kT/2$ кинетик энергия ва $kT/2$ потенциал энергия тўғри келади. Ангармоник (гармоник бўлмаган) тебранишлар учун бу ўринли эмас. Бошқача айтганда: ҳар *тебраниш* эркинлик даражасига тўғри келадиган энергия $\frac{1}{2}kT$ га эмас, балки $2\cdot\frac{1}{2}kT = kT$ га тенг.

Ана энди кўп атомли газларнинг иссиқлик сиғимини ҳисоблаш қийин эмас.

Агар газ молекуласининг эркинлик даражалари сони i га тенг бўлса, у ҳолда унинг ўртача кинетик энергияси

$$i\frac{kT}{2}$$

га, бундай газ бир молининг ички энергияси эса

$$U = \frac{i}{2}RT \tag{27.1}$$

га тенг. Шунга мос ҳолда газнинг моляр иссиқлик сиғимлари

$$C_V = \frac{dU}{dT} = \frac{i}{2}R \tag{27.2}$$

ва

$$C_P = C_V + R = \left(\frac{i}{2} + 1\right)R. \tag{27.3}$$

Эркинлик даражалари сони i ни ҳисоблашда тебраниш даражаларини икки карра орттириш керак. Агар эркинлик даражалари сони i га бирмунча бошқачароқ таъриф берилса, бундай қилмаса ҳам бўлади, унда бу таъриф шундай тўлиши керак: *эркинлик даражалари сони система энергиясини аниқловчи мустақил квадратик ўзгарувчилар сонидир.*

Ҳақиқатан ҳам, молекуланинг илгариланма ва айланма ҳаракатлари кинетик энергияси тезликлар (чизиқли ва бурчак тезликлари) компоненталарининг (мустақил) *квадратлари* йиғиндисига пропорционал бўлади.

Молекуланинг ичида атомларнинг, масалан, X ўқи бўйлаб тебраниш энергиясига келсак, бу энергия тезликнинг *квадрати* $\left(\frac{dx}{dt}\right)^2$ га пропорционал бўлган кинетик энергия ҳамда мувозанат ҳолатига нисбатан x силжиш *квадрати* x^2 га пропорционал бўлган потенциал энергия йиғиндисига тенг. Шундай қилиб, эркинлик даражала-

ри сонининг янги таърифига кўра, атомнинг айни шу ўқ бўйлаб тебранма ҳаракатига икки эркинлик даражасини бериш мумкин ва бунда (27.1) формула ҳеч қандай изоҳсиз қўлланилади (тенг тақсимот қонунининг иккинчи таърифи билан таққосланг).

Молекулаларнинг эркинлик даражалари сони ҳақида айтилган бу мулоҳазалар кўп атомли газларнинг иссиқлик сиғимлари ҳақида юқорида келтирилган экспериментал маълумотларни тавсифлашга имкон беради.

Масалан, водород, азот, кислороднинг ва баъзи бошқа икки атомли газлар иссиқлик сиғимининг етарлича аниқлик билан $\frac{5}{2}R$ га тенг эканлиги далилидан бу газлар молекулаларининг эркинлик даражалари сони 5 га тенг эканлиги келиб чиқади. Бундан бу газ молекулалари қаттиқ (тебраниш эркинлик даражалари уйғонмаган) деган хулосага келиш мумкин. Баъзи уч атомли газларга нисбатан ҳам шундай дейиш мумкин. Бироқ бу ерда экспериментал натижалар назарий кутилганидан бирмунча бошқачароқ бўлади. (27.2) формуладан «қаттиқ» уч атомли молекулаларнинг иссиқлик сиғими $C_V = \frac{6}{2}R = 3R$ га тенг бўлиши керак эканлиги келиб чиқади. Ҳолбуки, 6-жадвалда келтирилган барча уч атомли газларнинг иссиқлик сиғимлари бу қийматдан бирмунча каттароқ (бу фарқ ўлчашдаги хатоларга боғлиқ деб тушунтириб бўлмайди).

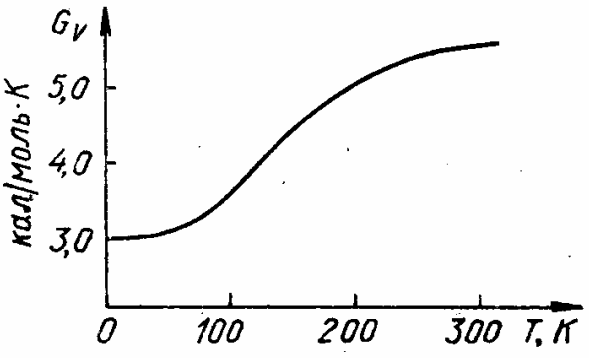
Хлор иссиқлик сиғимининг топилган қийматларини ҳам баён қилинган бу назария нуқтаи назаридан тушунтириб бўлмайди. 6-жадвалда келтирилган хлор иссиқлик сиғимининг $C_V = 3{,}02R$ га тенг бўлган қиймати хлор молекуласи учун олти эркинлик даражасига тўғри келади. Бироқ хлорнинг молекуласи икки атомли бўлгани учун агар унинг икки атоми ўзаро қаттиқ боғланган бўлса, беш эркинлик даражасига (у ҳолда $C_V = \frac{5}{2}R$), ёки агар атомлар молекула ичида тебрана олса (эркинлик даражаси сони i нинг иккинчи таърифига кўра) етти эркинлик даражасига эга бўлади (бу ҳолда $C_V = \frac{7}{2}R$).

Кўриниб турибдики, бу ҳолда ҳам иссиқлик сиғими назарияси қаноатланарли деб бўлмайди. Бунга сабаб шуки, бизнинг назариямиз молекуланинг тенг тақсимот қонунини ҳаммаа вақт ҳам қўллаб бўлавермайдиган, молекуладаги ички ҳаракатлари билан боғлиқ бўлган энергияни етарли даражада назарга олишга қодир эмас.

Назарий натижалардан муҳим четлашиш шундан иборатки, иссиқлик сиғими температурага боғлиқ бўлиб чиқмоқда, ҳолбуки (27.2) тенгламага мувофиқ берилган i қийматли айни шу газ учун иссиқлик сиғими ўзгармас катталик бўлиши керак. Тажриба температура пасайганда иссиқлик сиғимининг камайишини кўрсатади.

Бундай боғланишни температура ўзгарганида молекулаларнинг «ҳақиқий» (амалдаги) эркинлик даражалари сони ўзгаради, яъни молекулаларнинг температураларнинг бир соҳасида мавжуд бўлган қандайдир ҳаракатлари бошқа соҳасида тўхтар экан деб тушунтириш мумкин. Бироқ бундай дейилса, температура ўзгарганида иссиқлик сиғими сакраш билан ўзгариши керак бўлади. Чунки молекуланинг у ёки бу ҳаракати содир бўлиши ҳам мумкин, бўлмаслиги ҳам мумкин; ҳаракат содир бўлганида унга $kT/2$ энергия тўғри келади, ҳаракат бўлмаган ҳолда эса бу энергия ва унинг иссиқлик сиғимга қўшадиган ҳиссаси бўлмайди. Албатта, молекуланинг ҳаракати тўсатдан тўхтамаслиги ёки пайдо бўлмаслиги, балки унинг интенсивлиги аста-секин ўзгариши мумкин. Бироқ тенг тақсимот қонуни буни фарқ қилмайди; ҳар қандай эркинлик даражасига айни бир энергия тўғри келади (Зоммерфельд бу ҳолни «эркинлик даражалари баҳоланмайди, балки улар саналади»,— деб тўғри ифодалаган эди). Ҳолбуки, тажрибанинг кўрсатишича, иссиқлик сиғимининг температурага боғлиқлиги силлиқ чизиқдан иборат, яъни иссиқлик сиғими аста-секин ўзгаради. Бинобарин, энергиянинг эркинлик даражалари бўйича тенг тақсимот қонуни тамомила тўғри деб ҳисобланиши мумкин эмас, унинг қўлланиши чеклангандир.

Водороднинг иссиқлик сиғими. Водороднинг шундай хусусияти борки, унинг иссиқлик сиғимининг температурага боғлиқлиги кескин ифодаланган. Агар хона температурасида водороднинг ўзгармас ҳажмдаги иссиқлик сиғими 5 кал/моль·К га тенг бўлса, 50 К (—223°С) температурада унинг иссиқлик сиғими 3 кал/моль·К га тенг бўлиб қолади, яъни водород ўзини уч эркинлик даражасига эга бўлган бир атомли газ каби тутади.



36-расм.

Водород иссиқлик сиғимининг температурага боғланишини ифодаловчи эгри чизиқ 36-расмда кўрсатилган, ундан температура пасайганда иссиқлик сиғими аста-секин камайиши равшан кўриниб турибди, буни иссиқлик сиғимининг классик назарияси нуқтаи назаридан тушунтириб бўлмайди. Тўғри, температура пасайганда аста-секин айланма ҳаракат қилаётган молекулалар сони камаяди, деб фараз қилиш мумкин, бироқ бундай дейилганда нима учун бир қисм молекулалар айланма ҳаракат қилиб, бошқалари бундай ҳаракатдан озод бўлиши тушунарсиз қолади.

Биз бу ерда тажриба далилларини классик физика тушунтириб бера олмайдиган кўп ҳоллардан бирига дуч келамиз. Назария билан тажрибанинг биз дуч келган мос келмаслик ҳоли бизнинг молекулалар қаттиқ шарчалар бўлиб, улар механикавий қонунларга мувофиқ ҳаракатланади, деган фаразимизнинг ҳақиқатга унчалик тўғри келмаслиги туфайлидир. Ҳозир молекулаларнинг бир-бирлари билан ўзаро таъсир қилувчи атомлардан иборат эканлиги, атомлар ҳам мураккаб ҳаракатланувчи кўплаб янада кичик зарралардан иборат мураккаб тузилишга эга эканлиги яхши маълум. Атом зарраларининг ҳаракати классик механикага бўйсунмайди, улар алоҳида «қонунлар мажмуаси»— квант механикаси билан бошқарилади. Шунинг учун гап бир атомли газлар, яъни атом ичида бўладиган ҳаракатлар ва бу ҳаракатлар билан боғлиқ бўлган энергия таъсир кўрсатмайдиган газлар тўғрисида гап борганда биз юқорида баён қилган иссиқлик сиғими назарияси тажрибага жуда мос келади. Бироқ кўп атомли молекулаларда молекулалар ва атомларда бўладиган ички процесслар, шубҳасиз тебранма эркинлик даражалари билан боғлиқ бўлган процесслар катта роль ўйнайди. Табиийки, атом системаларининг алоҳида квант хоссаларини назарга олмайдиган бизнинг назария бу ҳолда фақат тахминан тўғри натижалар беради. Квант назарияси эса иссиқлик сиғими ҳақидаги барча тажриба маълумотларини тўла тушунтириб беради.

Хусусан, водород атоми ҳолида квант назарияси водород молекуласининг турли икки ҳолатда — иссиқлик сиғимлари бир-биридан фарқ қилиши керак бўлган *параводород* ва *ортоводород* ҳолатида бўлиши мумкин эканлигини кўрсатади. Бу ҳолатлар орасидаги фарқ қуйидагилардан иборат.

Квант назариясидан атомлар (аниқроғи, атомларнинг ядролари) қандайдир ҳаракат миқдори моментига (импульс моментига) эга. Водороднинг икки атомидан молекула ҳосил бўлганида ядроларнинг моментлари (улар ҳар қандай бошқа моментлар каби вектор катталикдир) бир-бирига нисбатан параллел (↑↑) ёки антипараллел (↓↑) жойлашиши мумкин. Ядро моментларининг мавжудлиги ҳам, шунингдек уларнинг ўзаро жойлашишлари ҳам квант механикасининг натижаси бўлиб, одатдаги механикадан уларни келтириб чиқариб бўлмайди. Молекулалари ядро моментлари параллел ориентирланган атомлардан иборат бўлган водород ортоводород, молекулалари ядро моментлари антипараллел ориентирланган атомлардан тузилган водород параводород деб аталади.

Одатдаги водородда молекулаларнинг ҳар икки тури бўлади, уларнинг нисбий миқдори температурага боғлиқ бўлади. Хона температурасида нормал водородда 25% га яқин параводород бўлади ва температура пасайиши билан параводороднинг

миқдори ортади, 20 К да водород деярли бутунлай (99,8%) параводороддан иборат бўлади[1].

Водороднинг орто- ва параҳолатига айланма ҳаракат энергиясининг турли қийматлари мос келади, шу сабабли бу ҳолатларда водороднинг иссиқлик сиғими турлича бўлади. Бироқ паст температураларда (50 К га яқин) молекулаларнинг айланма ҳаракатига боғлиқ бўлган иссиқлик сиғими иккала ҳолатда ҳам нолга тенг бўлади. Шунинг учун водороднинг иссиқлик сиғими худди бир атомли газнинг иссиқлик сиғими сингари бўлиб қолади.

Кўп атомли бошқа газларнинг иссиқлик сиғимлари, худди водородники сингари, температура пасайганда камаяди ва бир атомли газлар иссиқлик сиғими қиймати $\frac{3}{2}R$ га интилади, бироқ бундай яқинлашиш жуда паст температуралар соҳасида рўй беради, бунда газларнинг иссиқлик сиғимларини бевосита ўлчашда катта қийинчиликларга дуч келинади.

Шундай қилиб, иссиқлик сиғимларини ўлчаш молекулаларнинг тузилиши тўғрисида муҳим хулосалар чиқаришга имкон беради. Шунинг учун бундай ўлчашлар айниқса паст температураларда катта аҳамиятга эга. Бундан ташқари, иссиқлик сиғими катталикларини ва унинг температурага қандай боғланишини билиш кўплаб техникавий муаммоларни ечишда керак бўлади.

28- §. Газ ҳажми ўзгарганида унинг ҳолатининг ўзгариши

Энергиянинг сақланиш қонуни тенгламаси (24.4)

$$dQ = C_V dT + pdV$$

дан газга иссиқлик берилганда унинг температураси ва ҳажми ўзгариши (dt ва dV) мумкин экани кўриниб турибди. Аввалги параграфларда газ температурасининг ўзгариши процессини энергетик нуқтаи назардан қарадик. Энди идеал газнинг кенгайиши ва сиқилишини, яъни ҳажми ўзгарганда унинг ҳолатининг ўзгаришини кўрайлик.

Газнинг температурасини ўзгартириш учун зарур бўлган иссиқлик миқдорининг температура қандай шароитда ўзгараётганига, яъни газнинг қизишида унинг ҳажми ва босими ўзгарадими ёки йўқми, ёки бошқача айтганда, температуранинг ўзгариши изохорик ёки изобарик бўлишига боғлиқ экани тўғрисида гапирган эдик.

---

[1] Одатдаги температураларда молекулаларининг ортоҳолатдан параҳолатга ўтиши жуда секин боради. Бу процесс водород бирор металл билан контактлашганда тезлашади.

Газнинг сиқилиши ва кенгайиши ҳам турли шароитларда бўлиши мумкин, процесснинг энергетик натижаси, яъни *бунда бажариладиган иш* ҳам тажриба шароитига боғлиқ бўлади (газ ҳажмининг ўзгаришига боғлиқ).

Газнинг сиқилиши ва кенгайишини унинг температураси ўзгармас сақланган ҳолда амалга ошириш ҳам мумкин. Бундай процесс *изотермик* процесс деб аталади. Бундай процессни газни поршенли идишга қамаб амалга ошириш мумкин, бунда идишнинг температурасини ўзгартирмасдан сақлаб турилади. Бунинг учун газ термостатга — бирор энергия манбаи (электр печь, горелка ва ҳ. к.) билан таъминланган аппаратга солинади. Газ термостат муҳити билан яхши контактда бўлганида шундай ҳолатга эришиш мумкинки, бунда газ энергия ажратиб чиқарганда манбадан келаётган иссиқлик миқдори камайсин, газ энергия ютганида эса манбадан келаётган иссиқлик миқдори кўпайсин ва шу йўсинда температуранинг ўзгармаслиги таъминлансин. Махсус қурилма — терморегулятор термостатда температурани автоматик ҳолда ўзгармас қилиб сақлаб туради.

Агар шундай шароитда ташқи куч ёрдамида поршень пастга сурилса (31-расмга қ.), газ сиқилади, ташқи куч эса иш бажаради. Аксинча, кенгайишда газнинг поршенга босадиган кучи мусбат иш бажаради.

Газга иссиқлик миқдори берилмаётганда ва ундан иссиқлик миқдори олинмаётганда ҳам газнинг ҳажмини ўзгартириш мумкин. Бундай процесс *адиабатик* процесс дейилади. Газнинг термостат муҳити билан яхши контактда бўлишини талаб қиладиган изотермик процессдан фарқли равишда, адиабатик процесс газнинг иссиқлик жиҳатидан атроф муҳитдан яхшилаб изоляция қилинишини талаб қилади.

29-§. Идеал газ ҳажмининг изотермик ўзгаришида бажарилган иш

Газнинг ҳажми изотермик ўзгарганда бажарилган ишни аниқлаш учун (23.2) тенгламага мувофиқ қуйидаги

$$\int dA = \int pdV$$

интегрални изотерма бўйича ҳисоблаш керак. Босим кенгайиш вақтида узлуксиз ўзгаргани учун биз p ни интегралдан ташқарига чиқара олмаймиз. Босим газнинг ҳажми ўзгарганида Бойль — Мариотт қонунига кўра ўзгаради, яъни

$$pV = RT = \text{const}, \text{ бундан } p = \frac{RT}{V}$$

p нинг бу қийматини интеграл белгиси остига қўйсак, ҳажми V_1 дан V_2 гача ўзгарганида A ишнинг ифодасини ҳосил қиламиз:

$$A = \int_{V_1}^{V_2} RT\frac{dV}{V} = RT\int_{V_1}^{V_2}\frac{dV}{V} = RT\ln\frac{V_2}{V_1}. \qquad (29.1)$$

Бу формула 1 моль идеал газнинг изотермик кенгайиши (ёки сиқилиши) да бажарган ишни беради. Агар газнинг массаси 1 молга тенг бўлмаса, у ҳолда (29.1) формула шундай кўринишга келади:

$$A = \frac{M}{\mu}RT\ln\frac{V_2}{V_1}, \qquad (29.2)$$

бу ерда M/μ — моллар сони.

(29.1) ва (29.2) формулалардан изотермик кенгайиш иши кенгайиш рўй бераётган ҳажмларнинг фарқига эмас, уларнинг нисбатига боғлиқ эканлиги кўриниб турибди. Сиқилишда ҳам худди шундай бўлади.

Бойль—Мариотт қонунига кўра $p_1V_1 = p_2V_2$ бўлгани учун

$$\frac{V_2}{V_1} = \frac{p_1}{p_2}.$$

Шунинг учун (29.1) ва (29.2) формулалардан ҳажмларнинг нисбати ўрнига босимларнинг тескари нисбатини қўйиш мумкин:

$$A = \frac{M}{\mu}RT\ln\frac{p_1}{p_2}.$$

Кўрсатиб ўтилганидек, изотермик кенгайишда газга берилаётган иссиқлик фақат ташқи иш бажаришга сарф қилинади. Аксинча, изотермик сиқилишда ташқи кучларнинг иши атроф жисмларнинг ички энергиясини оширишга (уларни иситишга) кетади. Формал жиҳатдан бу газнинг иссиқлик сиғими $\frac{dQ}{dT}$ чексиз эканлигини билдиради (чунки $dT = 0$).

30- §. Идеал газ ҳажмининг адиабатик ўзгариши

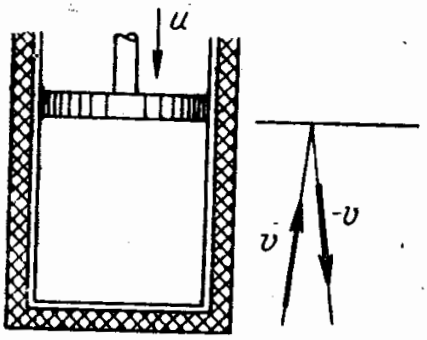
Адиабатик процессда газ атроф жисмларга иссиқлик бермайди ҳам, иссиқлик олмайди ҳам ($dQ = 0$). Энергиянинг сақланиш қонуни бу ҳолда қуйидаги кўринишда бўлади:

$$-pdV = C_V dT. \qquad (30.1)$$

Демак, газ ҳажмининг ўзгариши билан боғлиқ бўлган иш ички энергиянинг ўзгаришига, яъни температуранинг ўзгаришига олиб келиши керак. (30.1) ифодадаги минус ишораси газ ҳажмининг ортиши (кенгайиши) билан унинг температураси пасайишини, газ ҳажмининг камайиши (сиқилиши) билан унинг температураси кўтарилишини билдиради. Биринчи ҳолда иш газнинг хусусий ички энергияси ҳисобига бажарилади, шунинг учун унинг температураси пасаяди. Иккинчи ҳолда эса

ташқи куч ҳисобига иш бажарилади ва ана шу иш ҳисобига газнинг ички энергияси, демак, температураси кўтарилади.

Температура бундай ўзгаришининг «кинетик» манзарасини тасаввур қилиш осон. Поршенли цилиндр кўринишидаги газ тўлдирилган идишни кўз олдимизга келтирайлик (37-расм). Поршень u тезлик билан юқорига кўтарилаётган (газ кенгаяётган) бўлсин. Поршень ҳаракати йўналишида v тезлик билан ҳаракатланаётган бирор молекулани кўрайлик. Агар бу поршенни «қуваётган» молекуланинг идиш деворларига нисбатан тезлиги v га тенг бўлса, у ҳолда унинг поршенга нисбатан тезлиги $v-u$ га тенг бўлади. Биз кўраётган молекула поршенни «қувиб етгани» ва поршень билан эластик урилганидан кейин, гарчи молекула энди поршень кетидан эмас, унга қарама-қарши ҳаракатланаётган бўлса-да, унинг поршенга нисбатан тезлиги аввалгидек $v-u$ бўлиб қолиши керак. Демак, унинг идиш деворларига нисбатан тезлиги аввалгидан $v-2u$ миқдор кичик бўлади. Шундай қилиб, ҳаракатланаётган поршень билан тўқнашаётган барча молекулалар ундан тўқнашгунча бўлган тезликларидан кичик тезлик билан қайтади. Бу молекулаларнинг ўртача тезлигининг ва демак, температурасининг пасайишига олиб келади.



37-расм.

Худди шу йўл билан поршеннинг тескари йўналишда ҳаракатланишида (газ сиқилганда) температуранинг кўтарилиши рўй беради.

Пуассон тенгламаси. Газ ҳажмининг адиабатик ўзгаришида бажарилган ишни ҳисоблашдан илгари газнинг ҳажми билан босими орасидаги боғланишни аниқлайлик, чунки адиабатик процессда бу Бойль — Мариотт қонунига бўйсунмайди. Бунинг учун

$$C_V\,dT + p\,dV = 0 \qquad (30.2)$$

тенгламадан T ни чиқариб ташлаш керак. Бундай амални ҳолат тенгламаси

$$pV = RT$$

ни дифференциаллаб бажарамиз, у ҳолда

$$p\,dV + V\,dp = R\,dT, \text{ бундан } dT = \frac{p\,dV + V\,dp}{R}.$$

dT нинг бу қийматини (30.2) га қўйиб, қуйидагини оламиз:

$$C_V\,\frac{p\,dV + V\,dp}{R} + p\,dV = 0,$$

ёки R ни унга тенг $C_p - C_V = R$ қиймат билан алмаштирганимиздан кейин қуйидагини оламиз:

$$C_V V dp + C_p p dV = 0.$$

Иссиқлик сиғимлари нисбати C_p/C_V ни γ билан белгилаймиз, у ҳолда охирги тенглама қуйидаги кўринишда бўлади:

$$\frac{dp}{p} + \gamma \frac{dV}{V} = 0. \qquad (30.3)$$

γ ни доимий деб фараз қилсак, қуйидагича ёзиш мумкин:

$$\int \frac{dp}{p} + \gamma \int \frac{dV}{V} = 0.$$

Интеграллаганимиздан кейин $\ln p + \gamma \ln V = \text{const}$ ёки

$$pV^{\gamma} = \text{const} \qquad (30.4)$$

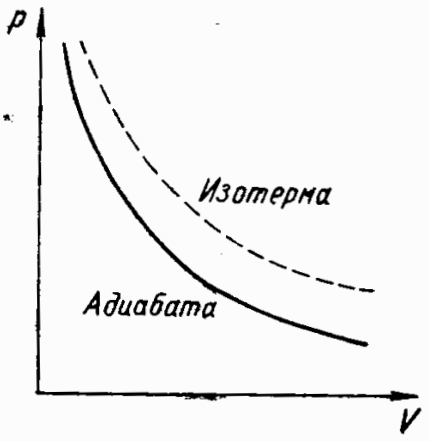
ифодага эга бўламиз. Бу ҳажм адиабатик ўзгариш процессида идеал газ босими ва ҳажми орасидаги биз излаётган муносабатдир.

(30.4) тенглама *Пуассон тенгламаси* ёки адиабата тенгламаси, $\gamma = \frac{C_p}{C_V}$ катталик эса *адиабата кўрсаткичи* деб аталади.

(30.3) ифодани интеграллаганимизда биз γ катталикни доимий деб олдик. Қатъий айтиладиган бўлса, бу унчалик аниқ эмас. C_V иссиқлик сиғими, бинобарин, C_p ва γ ҳам ҳажм, босим ва температура ўзгариши билан ўзгариши мумкин. Шунинг учун Пуассон тенгламаси (30.4) босим ва ҳажмларнинг аниқ чекланган қийматлари интервали учунгина қатъий ўринли. (30.3) дифференциал тенглама эса аниқ тенгламадир.

Пуассон тенгламасидан кўриниб турибдики, изотермик процессдан фарқли равишда, газ ҳажмининг адиабатик ўзгаришда унинг босими ҳажмининг биринчи даражасига эмас, балки V^{γ} га пропорционал ўзгаради. Бунда $C_p > C_V$ бўлгани учун γ бирдан катта. Энди босимнинг ҳажмга боғланиш графиги гипербола бўлмаслиги равшан.

$\gamma > 1$ бўлгани учун адиабатик процессда $p = f(V)$ эгри чизиқни *адиабата* деб аталади ва изотермадан тикроқ бўлади. Бу адиабата ва у билан таққослаш учун идеал газ изотермаси тасвирланган 38- расмдан кўриниб турибди. Адиабатик процессда ҳажм ортганида босимнинг тикроқ камайишига сабаб шуки, идеал газ адиабатик кенгайганда унинг босими фақат ҳажмнинг ортиши ҳисобига эмас,



38- расм.

айни вақтда газ температурасининг пасайиши туфайли ҳам камаяди.

Адиабатик процессда газнинг бошқа параметрлари орасидаги муносабатларни топиш ҳам қийин эмас.

Масалан, (30.4) тенглама ва $pV = RT$ ҳолат тенгламасидан p босимни йўқотиб, газ ҳажмининг адиабатик ўзгаришида температура билан ҳажм орасидаги муносабатни топамиз. (30.4) тенгламага $p = RT/V$ қийматни қўйиб қуйидагини оламиз:

$$\frac{RT}{V} V^{\gamma} = \text{const}$$

ёки

$$T V^{\gamma-1} = \text{const} \qquad (30.5)$$

(чунки R — ўзгармас катталик). Худди шунингдек, (30. 4) тенгламага ҳолат тенгламасидан V нинг $V = \frac{RT}{p}$ қийматини қўйиб, адиабатик процессда босим билан температура орасидаги муносабатни топамиз:

$$p \left(\frac{RT}{p}\right)^{\gamma} = \text{const}$$

ва

$$T^{\gamma} p^{1-\gamma} = \text{const}. \qquad (30.6)$$

(30. 6) тенгламанинг ҳар икки томонини $\frac{1}{\gamma}$ даражага кўтариб, қуйидагини оламиз:

$$T p^{\frac{1-\gamma}{\gamma}} = \text{const}. \qquad (30.7)$$

Равшанки, Пуассон формуласининг қўлланиш чегараси ҳақидаги эслатма (30. 5) ва (30. 7) формулалар учун ҳам тегишлидир.

31- §. Газ ҳажмининг адиабатик ўзгаришида бажарилган иш

Ҳозиргина олинган адиабата тенгламасидан фойдаланиб газнинг адиабатик кенгайишда бажарган (ёки ташқи кучларнинг газни сиқишда бажарган) ишини ҳисоблашимиз мумкин.

Газнинг (1 моль газнинг) бирор бошланғич V_1 ҳажмдан V_2 ҳажмгача кенгайишида бажарилган ишни ҳисоблаймиз. Ҳажм dV га ўзгарганида бажарилган элементар иш

$$dA = p\,dV$$

га тенг. Газнинг босими p ва унинг ҳажми V орасидаги муносабат адиабата тенгламаси билан аниқланади (мувозанат бўлиши учун кенгайиш процесси адиабата бўйлаб бориши керак):

$$pV^{\gamma} = \text{const},$$

бу тенгламани қуйидаги кўринишда ёзиш мумкин:

$$pV^{\gamma} = p_1V_1^{\gamma},$$

бу ерда p_1 — газнинг бошланғич босими, V_1 — унинг бошланғич ҳажми. Бундан

$$p = \frac{p_1V_1^{\gamma}}{V^{\gamma}},$$

p нинг бу қийматини иш формуласига қўямиз:

$$dA = \frac{p_1V_1^{\gamma}}{V^{\gamma}}\,dV.$$

Ҳажмнинг V_1 дан V_2 гача ўзгаришида бажарилган ишни ҳосил қилиш учун dA нинг ифодасини шу чегарада интеграллаш керак:

$$A = \int_{V_1}^{V_2} p_1\,V_1^{\gamma}\frac{dV}{V^{\gamma}} = p_1\,V_1^{\gamma}\int_{V_1}^{V_2}\frac{dV}{V^{\gamma}}.$$

Интеграллаганимиздан кейин тенгламанинг ўнг томонидаги интеграл учун қуйидаги ифодани ҳосил қиламиз:

$$\int_{V_1}^{V_2}\frac{dV}{V^{\gamma}} = \frac{1}{\gamma-1}\left(\frac{1}{V_1^{\gamma-1}} - \frac{1}{V_2^{\gamma-1}}\right).$$

Шунинг учун A ишнинг ифодаси қуйидаги кўринишга келади:

$$A = \frac{p_1\,V_1^{\gamma}}{\gamma-1}\cdot\frac{1}{V_1^{\gamma-1}}\left[1 - \left(\frac{V_1}{V_2}\right)^{\gamma-1}\right].$$

Ҳолат тенгламасидан $p_1 = RT_1/V_1$ келиб чиқади, бундан A нинг шундай ифодасини ёзамиз:

$$A = \frac{RT_1}{\gamma-1}\left[1 - \left(\frac{V_1}{V_2}\right)^{\gamma-1}\right]. \qquad (31.1)$$

Агар газнинг массаси M га тенг бўлса, у ҳолда формула шундай кўринишга келади:

$$A = \frac{M}{\mu}\,\frac{RT_1}{\gamma-1}\left[1 - \left(\frac{V_1}{V_2}\right)^{\gamma-1}\right]. \qquad (31.2)$$

$T_1V_1^{\gamma-1} = T_2V_1^{\gamma-1}$ бўлгани учун $\left(\frac{V_1}{V_2}\right)^{\gamma-1} = \frac{T_2}{T_1}$. Шунинг учун

ҳажмнинг адиабатик ўзгаришида бажарилган ишнинг формуласини шундай кўринишда ёзиш мумкин:

$$A = \frac{RT_1}{\gamma-1}\left(1 - \frac{T_2}{T_1}\right) = \frac{R}{\gamma-1}(T_1 - T_2) = C_V(T_1 - T_2),$$

чунки

$$\frac{R}{\gamma-1} = C_V.$$

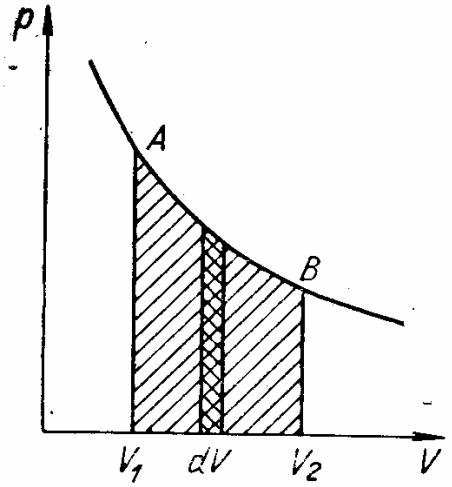
(31. 1) ва (29. 2) ифодаларни таққослашдан шундай хулосага келиш мумкин: адиабатик кенгайишда изотермик кенгайишдагидан (ҳажмнинг айни бирдай катталикка ўзгаришида) кам иш бажарилади. Адиабатанинг изотермага нисбатан тик бўлишининг сабаби шунда, чунки шундай бўлгани туфайли бошланғич шароит бирдай бўлгани ҳолда кенгайиш процессининг ҳар қандай босқичида босим адиабатик процессда изотермик процессдагидан кам бўлади.

Газнинг адиабатик кенгайишида бажарилган иш адиабата кўрсаткичи $\gamma = \frac{C_p}{C_V}$ нинг қийматига анча боғлиқ бўлади. Агар $\gamma \to 1$ бўлса, адиабатик кенгайишдаги иш изотермик кенгайишдаги ишнинг қийматига интилишини кўриш осон. Бунга ишонч ҳосил қилиш учун (31. 1) тенглама ўнг қисмининг $\gamma \to 1$ бўлгандаги лимит қийматини топиб (Лопиталь теоремасини қўллаб), бунга осон ишонч ҳосил қилиш мумкин.

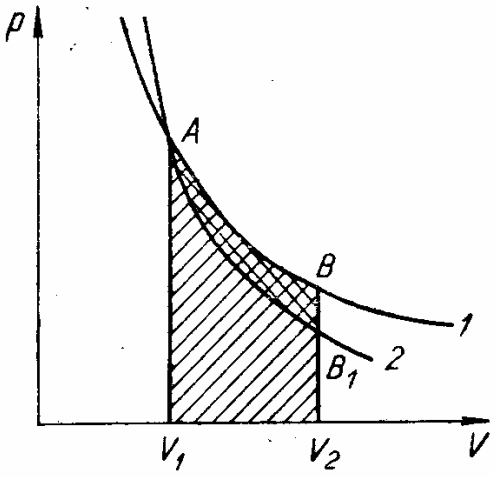
γ нинг қиймати ҳаммадан кўра бирга яқинроқ бўлган кўп атомли газларда изотермик ва адиабатик процессларда бажарилган ишларнинг қийматлари орасидаги фарқ энг кам бўлади.

Бу икки процессни газ ҳажми ўзгаришининг график тасвирларини солиштириш йўли билан таққослаш жуда қулайдир. Газ босимининг унинг ҳажмига боғлиқлигини ифодаловчи графикда (39-расм) газ ҳажми dV га ўзгаргандаги бажарилган dA элементар иш AB эгри чизиқнинг кичик қисми ва абсциссалар ўқидаги dV кесма билан чегараланган юз билан тасвирланади (катак-катак қилиб штрихланган). Газнинг ҳажмининг V_1 дан V_2 гача ўзгарганида бажарилган иш эса $\int_{V_1}^{V_2} p\,dV$ га тенг бўлиб, эгри чизиқнинг AB участкасида ва абсциссалар ўқининг кесмаси билан чегараланган бутун штрихланган юз билан тасвирланади.

40-расмда таққослаш учун айни бир газ учун бирдай бошланғич шароитлардаги изотермаси ва адиабатасини тасвирловчи *1* ва *2* эгри чизиқлар берилган. Газнинг ҳажми V_1 дан V_2 гача изотермик ўзгарганида бажарилган иш ABV_2V_1A юзга тенг, адиабатик кенгайишдаги иш эса $AB_1V_2V_1A$ юзга тенг, унинг кичик эканлиги равшан (40-расмга қ.).



39- расм.



40- расм.

Адиабата доимийси γ қанча кичик бўлса, адиабата изотермага шунча яқин бўлади ва икки эгри чизиқ остидаги юзлар орасида фарқ ҳам шунча кам бўлади. $\gamma \to 1$ бўлганда лимитда адиабата изотермага айланади.

32- §. Политропик процесс

Газ ҳолатининг биз баён қилган изотермик ва адиабатик ўзгаришлари идеалланштирилган процесслардир: бу процесслардан биринчиси атроф муҳит ёки термостат билан идеал контактда бўлишини, иккинчиси эса — атроф муҳитдан идеал изоляция қилинишини талаб қилади. Бу ҳар икки процессни уларга қараганда умумийроқ бўлган *политропик* процесснинг хусусий чегаравий ҳоллари деб қараш мумкин. Политропик процесс деб C иссиқлик сиғими ўзгармас ва $\frac{dQ}{dT}$ га тенг бўлиб қоладиган ҳар қандай ҳолат ўзгаришига айтилади:

$$C = \frac{dQ}{dT} \quad \text{ёки} \quad dQ = C\,dT.$$

Политропик процесснинг умумий тенгламаси (политропа тенгламаси) ни топайлик.

Термодинамиканинг биринчи қонунига кўра

$$dQ = C\,dT = C_V\,dT + p\,dV$$

ёки

$$(C - C_V)\,dT = p\,dV. \tag{32.1}$$

Ҳолат тенгламасидан дифференциаллаб dT нинг ифодасини топамиз (121- бетда қилганимиз сингари):

$$dT = \frac{p\,dV + V\,dp}{R}.$$

Бу ифодани (32. 1) га қўйиб ва R ни унга тенг бўлган $C_p - C_V$ ифода билан алмаштириб, қуйидагини ҳосил қиламиз:

$$\frac{C - C_V}{C_p - C_V}(p\,dV + V\,dp) = p\,dV.$$

Бундан қуйидаги тенгламани топамиз:

$$\left(\frac{C - C_V}{C_p - C_V} - 1\right) p\,dV = -\frac{C - C_V}{C_p - C_V} \cdot V dp.$$

Ўзгарувчиларни ажратиб ва содда ўзгартиришларни амалга ошириб, қуйидагини топамиз:

$$\frac{C - C_p}{C_p - C_V}\,\frac{dV}{V} = -\frac{C - C_V}{C_p - C_V}\,\frac{dp}{p}.$$

Бу тенгламани интеграллаб қуйидагини оламиз:

$$\ln p + \frac{C - C_p}{C - C_V}\ln V = \text{const}.$$

Қуйидагича белгилаб олайлик:

$$\frac{C - C_p}{C - C_V} = n,$$

у ҳолда

$$p V^n = \text{const}. \qquad (32.2)$$

Бу тенгламадаги n кўрсаткич $\frac{C - C_p}{C - C_V}$ га тенг бўлиб, *политропа кўрсаткичи* деб аталади, бу ерда C — шу процессдаги газнинг иссиқлик сиғими. Иссиқлик сиғими C нолга тенг бўладиган (чунки $dQ = 0$) адиабатик процессда n кўрсаткич $\frac{C_p}{C_V} = \gamma$ бўлиши равшан. Иссиқлик сиғими чексизга тенг бўлган (чунки $dT = 0$) изотермик процесс учун n кўрсаткич бирга тенг.

Агар n учун ёзилган ифодадаги C иссиқлик сиғими C_p га тенг деб олсак, у ҳолда (32.2) тенгламадан $p = \text{const}$ эканини келтириб чиқарамиз, шундай бўлиши ҳам керак эди. Худди шунингдек, агар $C = C_V$ деб олсак, бунда n кўрсаткич ∞ га тенг бўлади, у ҳолда $V = \text{const}$ бўлишини келтириб чиқарамиз. (32.2) тенгламани $1/n$ даражага кўтариб шундай натижа келиб чиқишига ишонч ҳосил қилиш мумкин.

Идеал газнинг адиабатик сиқилиши. 4-§ да идеал газ сиқилишининг изометрик коэффициенти $\chi = -1/p$ га тенг бўлиши кўрсатилган эди. Агар адиабатик шароитларда газнинг босими ўзгартирилса, унинг сиқилиши бошқача бўлади. Бунинг сабаби шундаки, босим адиабатик ўзгарганда газнинг фақат ҳажмигина эмас, балки темпера-

тураси ҳам ўзгаради ва бу ҳам ўз навбатида ҳажмга таъсир қилади. Масалан, газнинг босими оширилса, яъни газ сиқилса, у исийди. Газнинг исиши туфайли унинг ҳажми ортади, бу эса ҳажмнинг сиқилиш туфайли камайишини қисман компенсация қилади.

Шунинг учун сифатий мулоҳазаларга кўра, босим адиабатик ўзгарганда изотермик ўзгаргандагига нисбатан газнинг сиқилувчанлиги камроқ бўлади.

Адиабатик сиқилиш коэффициентининг таърифга кўра миқдоран

$$\chi = \frac{1}{V}\frac{dV}{dp}$$

га тенг бўлган қиймати (30.3) тенгламадан бевосита келиб чиқади:

$$\chi = -\frac{1}{\gamma p}.$$

Шундай қилиб, газнинг адиабатик сиқилувчанлиги изотермик сиқилувчанлигидан γ марта кичик бўлади.

33- §. Газнинг бўшлиққа кенгайиши

Газлардаги иссиқлик процесслари ҳақидаги биз баён қилган мулоҳазаларнинг ҳаммаси (23.3) тенглама

$$dQ = dU + pdV$$

билан ифодаланган энергиянинг сақланиш қонунига асосланган эди.

Ҳақиқатан ҳам, масалан, қўзғалувчан поршенли идишга тўлдирилган газ идишга босим кўрсатади ва кенгайишда иш бажаради. Изотермик процессда иш ташқаридан берилган иссиқлик ҳисобига, адиабатик процессда эса ички энергия ҳисобига бажарилади. Адиабатик кенгайишда газ совийди. Молекулаларнинг йўқотган энергияси ҳисобига поршеннинг кинетик энергияси (агар унга бирор тезлик берилса) ёки унинг потенциал энергияси (агар поршень билан бирга бирор юк кўтарилса ёки пружина сиқилса) ҳосил бўлади. Агар поршенни кераклича усул билан бирор машинага уланса, бу энергиядан уни ҳаракатлантириш учун фойдаланиш мумкин.

Адиабатик қисилишда эса, аксинча, газнинг ички энергияси ташқи кучлар бажарган иш ҳисобига ортади. Бу ишни бажараётган жисмнинг энергияси эса камаяди.

Лекин шуни қайд қилиш керакки, агар газ кенгайишда бирор иш бажармаса, газнинг кенгайиши ўз-ўзидан унинг совишига олиб келмайди. Бу агар бирор идеал газ тўлдирилган идишга бошқа бўш идишни улаш йўли билан кенгайтирилса, у ҳолда газнинг температураси ўзгармасдан қолишини англатади. Идеал газ бундай *бўшлиққа кенгайишида* иш бажармайди.

Бунда газ температурасининг ўзгармаслигига сабаб идеал газ ички энергиясининг у эгаллаган ҳажмга боғлиқ эмаслигидадир. Буни ўтган асрдаёқ (1845 й.) Жоуль экспериментал равишда кўрсатган эди.

Жоуль тажрибаси қуйидагича бўлган. Бири анчагина юқори (20 атмосферагача) босимли ҳаво билан тўлдирилган (дам берилган) ва иккинчиси бўш (ҳавоси сўриб олинган) икки баллонни кран ёрдамида бир-бири билан улаш мумкин. Улар ташқи муҳитдан иссиқлик жиҳатидан яхшилаб изоляцияланган сувли калориметрга жойлаштирилади. Кран очилгандан кейин бирмунча вақт ўтгач, калориметрдаги сув температурасининг ўзгариши ўлчанган. Тажриба натижасидан калориметр температураси ўзгармаганлиги маълум бўлди. Бунда газ ўзининг бошланғич температурасини сақлаб қолгани аниқланган.

Жоуль тажрибаси, шунингдек идеал газнинг ички энергияси ўзгармас температурада ҳажмга боғлиқ эмаслигини экспериментал тасдиқловчи тажриба бўлиб ҳам хизмат қилади.

Кейинроқ ўтказилган янада аниқроқ тажрибалар кучли равишда сиқилган газнинг бўшлиққа кенгайишида унинг температураси ўзгаришини кўрсатди. Бироқ температуранинг бу ўзгариши газнинг идеалликдан четлашиши натижасида келиб чиқишини VIII бобда кўрсатамиз.

Кинетик назария ҳали шунчалик тараққий қилмаган ўтган асрда (23.1) муносабатнинг ўринли эканини тасдиқлаш учун қилинган бир қанча уринишлар муваффақиятсиз чиқди. Бу муносабат аниқ ўрнатилгандан кейин у термодинамиканинг биринчи бош қонуни номини олди.

Кинетик назария нуқтаи назарига кўра, яъни иссиқлик энергияси молекулалар хаотик ҳаракатининг энергиясидир, деган нуқтаи назарга кўра термодинамиканинг биринчи бош қонуни ўз-ўзидан энергия сақланиш қонунининг ифодаси бўлиб қолади.

34- §. Иссиқлик миқдорини ва иссиқлик сиғимини ўлчаш

Иссиқлик миқдори бирликлари ҳақида. Иссиқлик миқдори бирлиги — «кичик» калорияни биз юқорида атмосфера босимида 1 г сувнинг температурасини 1 К га орттириш учун керак бўлган иссиқлик миқдори деб таърифладик. Бироқ сувнинг иссиқлик сиғими турли температураларда турлича бўлгани учун бу бир градусли интервалнинг қандай температурада олинишини шартлашиб олиш керак.

СССР да йигирма градусли калория қабул қилинган, бунда 19,5 дан 20,5°С гача температура интервали олинади. Баъзи мамлакатларда ўн беш градусли калория (14,5 дан 15,5°С гача интервалда) қабул қилинган. Йигирма градусли калория 4.181 Ж

га, ўн беш градусли калория 4,184 Ж га тенг. Баъзида 1 г сувни 0 дан 100°С га иситиш учун зарур бўлган иссиқлик миқдорининг юздан бир улушига тенг бўлган ўртача калориядан фойдаланилади.

Иссиқлик миқдорини ўлчаш. Жисмга берилган ёки ундан олинган иссиқлик миқдорини бевосита ўлчаш учун махсус асбоблар — *калориметрлар* ишлатилади.

Энг оддий шаклдаги калориметр иссиқлик сиғими ўлчаниши керак бўлган модда, масалан, сув (солиштирма иссиқлик сиғими 1 кал/г·К) тўлдирилган идишдан иборат.

Ўлчаниш керак бўлган иссиқлик миқдори бирор усулда калориметрга берилади ва бунинг натижасида унинг температураси ўзгаради. Температуранинг бу ΔT ўзгаришини ўлчаб, биз Q иссиқлик миқдорини оламиз:

$$Q = cm\Delta T,$$

бу ерда c — калориметрни тўлдирган модданинг солиштирма иссиқлик сиғими, m — унинг массаси.

Шуни назарда тутиш керакки, иссиқлик фақат калориметрдаги моддага эмас, балки идишга ҳамда ундаги бошқа қурилмаларга ҳам берилиши мумкин. Шунинг учун ўлчашдан аввал калориметрнинг иссиқлик эквиваленти, яъни «бўш» калориметрни бир градусга иситиш учун керак бўлган иссиқлик миқдорини аниқлаб олиш керак. Баъзида бу тузатмани сувнинг m_1 массасига бирор қўшимча m^* массани қўшиш, яъни иссиқлик сиғими идишнинг ҳамда калориметрнинг бошқа қисмларининг иссиқлик сиғимига тенг бўлган массани қўшиш йўли билан киритилади. Бунда иссиқлик $M = m_1 + m^*$ массали сувга берилади деб ҳисоблаш мумкин. M катталик калориметрнинг сув эквиваленти деб аталади.

Иссиқлик сиғимини ўлчаш. Калориметр ёрдамида моддaнинг иссиқлик сиғимини ҳам ўлчаш мумкин. Бу ҳолда берилган (ёки олиб кетилган) иссиқлик миқдори Q ни аниқ билиш керак. Агар Q маълум бўлса, солиштирма иссиқлик сиғимни қуйидаги

$$c = \frac{Q}{m\Delta T}$$

тенгликдан ҳисоблаш мумкин, бу ерда m — текширилаётган жисмнинг массаси, ΔT — унинг Q иссиқликдан температурасининг ўзгариши.

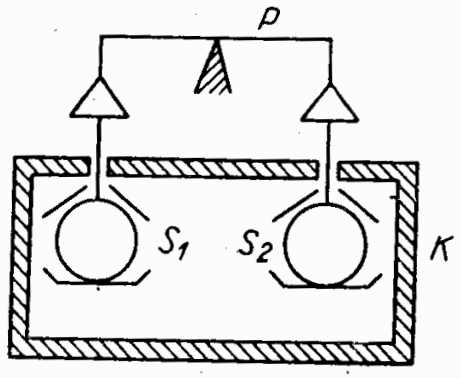
Калориметрга берилаётган иссиқлик фақат калориметрда ўрганилаётган моддага (албатта, калориметрга ҳам) бевосита берилиши керак, бироқ атроф фазода ҳам йўқолмаслиги керак. Шунга қарамай, ҳамма вақт ҳам иссиқликнинг бундай фазода йўқолиши рўй беради ва уларни назарга олиш калориметрик ўлчашлардаги асосий вазифа бўлмоғи керак.

Газларнинг иссиқлик сиғимини ўлчашдаги қийинчилик шундаки, газларнинг зичлиги кичик бўлгани учун калориметрга сиғдириладиган газ массасининг иссиқлик сиғими ҳам кичик бўлади. Одатдаги температураларда унинг қиймати бўш калориметрнинг иссиқлик сиғими қийматига тенг бўлиши ҳам мумкин, бу шубҳасиз ўлчаш аниқлигини пасайтиради. Бу гап айниқса ўзгармас ҳажмдаги иссиқлик сиғими C_V ни ўлчашга тегишлидир. C_p ни аниқлашда бу қийинчиликни енгиш мумкин, бунинг учун ўрганилаётган газни (ўзгармас босимда) калориметр орқали ўтказишнинг ўзи кифоя (қуйида буни кўрсатамиз).

C_V ни ўлчаш. Газнинг ўзгармас ҳажмдаги иссиқлик сиғимини бевосита ўлчашнинг ягона усули Жолли томонидан (1889 йилда) тавсия қилинган методдир. Бу усул 41-расмда схематик тасвирланган.

Калориметр K камерадан иборат бўлиб, бу камерага аниқ тарози P шайинининг икки учига осилган S_1 ва S_2 ички бўш бирдай мис шарлар киритилган. Шарларнинг остига тарелкалар, устки томонларига эса қайтаргичлар ўрнатилган. Шарлардан бирининг ичидаги ҳаво сўриб олинади ва иккинчиси эса текширилаётган газ билан тўлдирилади. Газнинг иссиқлик сиғими сезиларлироқ бўлиши учун газ юқори босим (20 атм гача) остида киритилади. Киритилган газнинг массаси M ни тарози билан тортиб аниқланади, яъни газ киритилганда бузилган мувозанат тошлар ёрдамида тикланади.

Шарлар ва камера орасида иссиқлик мувозанати қарор топганидан кейин камерага сув буғи киритилади (сув буғи киритиладиган ва чиқариладиган найлар камеранинг олдинги ва орқа деворларида бўлиб, улар 41-расмда кўрсатилмаган). Сув буғи шарларни қиздириб, уларда конденсацияланади ва тарелкага оқиб тушади. Бироқ газ билан тўлдирилган сферада кўпроқ суюқлик конденсацияланади, чунки унинг иссиқлик сиғими катта. Шарларнинг бирида конденсатнинг ортиқча бўлиши туфайли шарларнинг мувозанати яна бузилади. Тарозини мувозанатлаб, шарда газ бўлгани туфайли конденсацияланган ортиқча суюқлик массасини топамиз. Агар бу сувнинг ортиқча массаси m га тенг бўлса, у ҳолда уни сувнинг конденсацияланиш иссиқлиги r га кўпайтириб, газни бошланғич T_1 температурадан T_2 сув буғи температурасигача қиздириш учун кетган иссиқлик миқдорини топамиз. Бу температура фарқини термометр билан ўлчаб, қуйидаги формуладан mr ни ҳисоблаймиз:



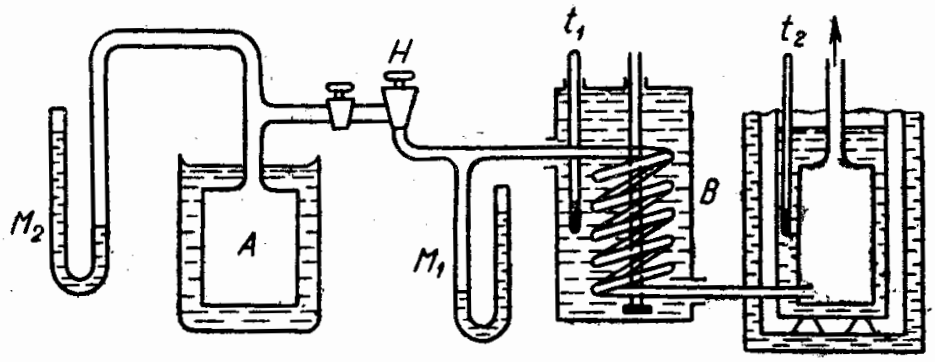
41-расм.

$$mr = Mc_V\ (T_2 - T_1),$$

бу ерда c_V — газнинг солиштирма иссиқлик сиғими. Солиштирма иссиқлик сиғими c_V ни билган ҳолда моляр иссиқлик сиғимини топамиз:

$$C_V = \mu c_V.$$

C_P ни ўлчаш. Ўзгармас босимда иссиқлик сиғимини ўлчаш учун текшириладиган газни калориметр орқали оқиб ўтишга мажбур қилиш лозим эканлигини айтиб ўтган эдик. Фақат шундай йўл билан газнинг иссиқлик келиши ва исишига қарамай, босимини ўзгармас сақлаш мумкин, иссиқлик бермасдан унинг иссиқлик сиғимини ўлчаш мумкин эмас. Бундай усулда ўлчашга мисол сифатида Реньонинг классик тажрибаси (1862 й.) баёнини келтирайлик. Аппаратнинг схемаси 42- расмда келтирилган.



42- расм.

Текширалаётган газни A резервуардан H кран ёрдамида бирор иссиқлик манбаи билан иситилаётган мой қуйилган идиш B га туширилган змеевик (спираль най) орқали ўтказилади. Газнинг босими H кран ёрдамида кераклича танланади, уни M_1 манометр орқали кузатиб турилади. Най орқали узоқ йўлни ўтган газ мойнинг температурасини эгаллайди, бу температура t_1 термометр билан ўлчанади.

Змеевикда газ исиб сув калориметри орқали ўтади, унда t_2 термометр билан ўлчанадиган бирор T_2 температурагача совиб, ташқарига чиқади. Резервуар A даги газнинг тажриба бошидаги ва охиридаги босимини M_2 манометр билан ўлчаб аппарат орқали ўтган газнинг M массасини аниқлаймиз.

Газнинг калориметрга берган Q иссиқлик миқдори калориметрнинг m сув эквивалентини унинг температураси ўзгариши $T_2—T_1$ га кўпайтирилганига тенг:

$$Q = m\,(T_2 - T_1),$$

бу ерда T_1 — калориметрнинг бошланғич температураси.

Иккинчи томондан, газнинг берган иссиқлиги унинг массасининг солиштирма иссиқлик сиғимига ҳамда газ температурасининг бошланғич T қийматдан калориметрда эришган қийматигача ўзгаришига кўпайтирилганига тенг. Бироқ калориметрнинг температураси T_1 дан T_2 гача ўзгаради. Шунинг учун газнинг калориметрдаги ўртача температураси $(T_1 + T_2)/2$ га тенг бўлади. Бинобарин, газ температурасининг ўзгариши $T - \frac{T_1 + T_2}{2}$ га тенг, унинг берган иссиқлиги эса

$$Q = Mc_p\left(T - \frac{T_1 + T_2}{2}\right).$$

Шундай қилиб,

$$m(T_2 - T_1) = Mc_p\left(T - \frac{T_1 + T_2}{2}\right),$$

бундан солиштирма иссиқлик сиғими учун қуйидаги тенглик келиб чиқади:

$$c_p = \frac{m(T_2 - T_1)}{M\left(T - \frac{T_1 + T_2}{2}\right)},$$

моляр иссиқлик сиғими эса

$$C_p = \mu c_p.$$

C_p/C_V нисбатни ўлчаш. Газлар иссиқлик сиғимларининг $\gamma = \frac{C_p}{C_V}$ нисбати идеал газлар назариясида муҳим роль ўйнашини кўрсатиб ўтган эдик, чунки бу нисбат молекулалар эркинлик даражаларининг сонини белгилар эди. Бундан ташқари, бу катталик адиабата тенгламасига киради. Бу катталикнинг аҳамияти яна шундаки, уни билган ҳолда ҳамма вақт қийинчилик туғдирадиган C_V ни ўлчаш заруратн йўқолади. C_V нинг қийматини C_p ва γ ларнинг ўлчанган қийматларидан келтириб чиқариш мумкин. Кўпинча шундай қилинади ҳам.

$\frac{C_p}{C_V}$ ни ўлчашнинг бир неча усуллари бор. Уларнинг ичида энг қулай ва аниғи товуш тезлигини ўлчашга асосланган метод ҳисобланади. Гап шундаки, товушнинг газдаги u тезлиги қуйидаги

$$u = \sqrt{\gamma \frac{p}{\rho}}$$

формула билан аниқланади, бу ерда p — газнинг босими, ρ — унинг зичлиги. Агар p ва ρ аниқ бўлса, у ҳолда товушнинг тезлигини ўлчаб, $\gamma = \frac{C_p}{C_V}$ катталикнинг қийматини оламиз. Бу методнинг қулайлиги шундаки, ундан фойдаланганда иссиқлик миқдорини ҳам, температурани ҳам ўлчашга эҳтиёж бўлмайди. Товуш тезлигини ўлчаш усуллари билан эса ўқувчи бошқа курсларда танишади.

III боб

МОЛЕКУЛАЛАРНИНГ ТЎҚНАШУВИ ВА КЎЧИШ ҲОДИСАЛАРИ

Қайд қилиб ўтганимиздек, молекулалар орасидаги тўқнашувлар газларда бўладиган барча процессларда жуда муҳим роль ўйнайди. Хусусан, молекулаларнинг тезликлари бўйича Максвелл тақсимотининг қарор топишига ҳам молекулаларнинг тўқнашувлари «сабаб» бўлади. Тўқнашувлар газларда мувозанат ҳолатининг қарор топиш механизмида ҳал қилувчи роль ўйнайди. Ҳатто тўқнашувларнинг ўзи газнинг мувозанат ҳолатга ўтиши ва бу ҳолатнинг сақланишини таъминловчи механизмдир дейиш мумкин.

Бу бобда тўқнашувлар ва уларниг мувозанат ҳолатининг қарор топишидаги роли ҳақида батафсилроқ тўхталамиз.

35- §. Молекуляр ҳаракатлар ва кўчиш ҳодисалари

Газ молекулаларининг тезликларини кинетик назариянинг асосий тенгламаси

$$\frac{m\overline{v^2}}{2}=\frac{3}{2}kT$$

дан ҳисоблаганда молекулаларнинг тезликлари учун жуда катта сон қиймати келиб чиқади. Хона температурасида молекулалар тезлиги ҳаво молекулалари учун 500 м/сек ва водород молекулалари учун 1800 м/сек га тенг бўлиб чиқади ва бу бевосита тажрибада тасдиқланади. Бу қийматлар кутилмаган даражада катта бўлиб туюлади, чунки юзаки қараганда яхши маълум бўлган далилларга зид келади.

Буни мисоллар билан тушунтирайлик. Мувозанат ҳолатида газнинг температураси у эгаллаган ҳажмнинг ҳамма ерида бирдай бўлади. Бу деган сўз, газда зарраларнинг ўртача кинетик энергияси ҳамма жойда бир хилдир. Агар бирор тарзда газнинг бирор қисми иситилса, шу билан газнинг мувозанати бузилган бўлади. Бироқ бундан кейин газ ўз ҳолига қўйилса, бирмунча вақт ўтгандан кейин газнинг мувозанати тикланади — температура газнинг ҳамма жойида қайтадан бирдай бўлиб

қолади. Температуранинг бундай тенглашиши молекулаларнинг узлуксиз ҳаракатлари туфайли бўлиши равшан. Газнинг иссиқроқ қисмида тез молекулалар сони бошқа қисмларидагига қараганда кўпроқ, бироқ молекуляр ҳаракатлар туфайли бу тез молекулалар уларнинг сони камроқ бўлган жойларга қараб интилади ва шундай қилиб уларнинг сони ҳамма жойда ўртача бирдай бўлиб қолади.

Албатта, айни вақтда молекулалар иссиқроқ томонларга қараб ҳам силжийди ва шунинг учун ҳажм бирлигидаги зарралар сони (бинобарин, босим ҳам) газнинг иссиқ жойларида ҳам, совуқ жойларида ҳам бирдай бўлади. Фақат газнинг энергия кўп бўлган жойидан энергия кам бўлган жойига қараб энергия кўчиши рўй беради. Бу процесс *иссиқлик ўтказувчанлик* деб аталади.

Молекулаларнинг тезликлари жуда катта бўлганидан гўё температура жуда тез вақт ичида тенглашиши лозимдек туюлади. Шунга қарамай газларнинг иссиқлик ўтказувчанликлари жуда кичик бўлишини тажриба кўрсатади: агар газнинг бир қисми иккинчи қисмига нисбатан иссиқроқ бўлса, бу қисмларнинг температуралари тенглашгунча анчагина вақт ўтади.

Бошқа мисолни кўрайлик. Бирор ҳажмни эгаллаган газга бошқа газни қўшсак ва бунда бутун ҳажмда босим ва температура бирдай бўлгани ҳолда аралашманинг концентрацияси бир қисмда қолган бошқа қисмлардагидан кўпроқ бўлса, бирор вақт ўтгандан кейин аралашманинг бутун ҳажм бўйича тарқалишини ва газнинг бир жинсли бўлиб қолишини тажриба кўрсатади. Концентрацияларнинг бундай тенглашиши аралашма молекулаларининг бу молекулалар кам бўлган йўналишда силжиши туфайли юзага келади ва *диффузия* деб аталади. Бироқ силжиган молекулалар ўрнига бошқа молекулалар келади ва газнинг босими бу ерда ҳам ўзгаришсиз қолади. Аралаштирилган газда *масса* кўчиши рўй беради, холос.

Бундай кўчиш ҳам молекулаларнинг ҳаракати туфайли рўй бергани ва бу ҳаракатларнинг тезлиги эса катта бўлгани учун диффузия жуда тез амалга ошиши ва демак, концентрация бир ондаёқ тенглашиши керак эди. Бироқ тажриба шуни кўрсатадики, атмосфера босимида диффузия жуда секин процесс ва газ агар бутунлайига ҳаракатланмаса, унинг аралашиши бир неча суткага чўзилиши мумкин.

Ниҳоят, газнинг мувозанатини унинг бир қисмига қўшни бошқа қисмлардан бошқача оқим тезлигини бериш йўли билан бузиш мумкин. Бу ҳолда ҳам газнинг тез ҳаракатланаётган қисмларидан секин ҳаракатланаётган қисмларга *импульс кўчиши* (ҳаракат миқдорининг кўчиши) туфайли бирор вақт ўтгандан кейин газнинг бутунлай оқиш тезлиги ҳам унинг ҳамма қисмларида бирдай бўлиб қолади. Бу ҳодиса *ички ишқала-*

ниш ёки *қовушоқлик* деб аталади. Бу ҳолда ҳам газ оқиш тезлигининг тенглашишига унинг зарраларининг иссиқлик ҳаракати сабаб бўлади. Тажрибанинг кўрсатишича, мувозанатнинг тикланиши бу ҳолда ҳам молекулалар ҳаракати тезлигининг катта бўлишидан кутилганидан кўра секинроқ бўлар экан.

Келтирилган бу учала ҳолда ҳам, гарчи уларнинг ҳаммаси ҳам молекулаларнинг тез ҳаракатланиши туфайли рўй беришига қарамай, кўчиш ҳодисалари шундай секин амалга ошади.

Бундай номувофиқликнинг сабаби шундаки, мувозанат тикланадиган бу ҳодисаларда фақат молекулаларнинг ҳаракат тезликлари эмас, шу билан бирга уларнинг ўзаро *тўқнашувлари* ҳам муҳим роль ўйнайди. Бу тўқнашувлар молекулаларнинг эркин ҳаракатланишига тўсқинлик қилиши равшан.

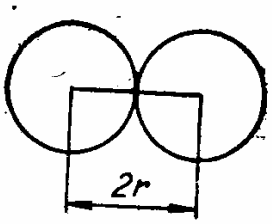
Молекулалар сони ҳаддан ташқари кўп бўлганда (одатдаги босимларда газда худди шундай бўлади) бу молекулалар ўзининг бутун йўлини бир-бирининг ҳаракат йўналишини ўзгартирадиган ўзаро таъсирларсиз, яъни тўқнашувларсиз ўтади деб фараз қилиш мумкин эмас. Молекулаларнинг тўқнашувлари уларнинг ўзаро таъсири натижасидир.

Умуман айтганда, молекулаларнинг ўзаро таъсири жуда турли натижаларга олиб келиши мумкин. Молекулалар ўзларининг тўғри чизиқли йўлидан оғиши (сочилиши), улар янада соддароқ бўлакларга масалан, атомларга парчаланиши (диссоциацияланиши) мумкин ва ҳ.к.

Бу бобда бизни фақат молекуланинг тўқнашув натижасида ўз ҳаракат йўналишини ўзгартириш процессигина қизиқтиради. Бундай процессни кўпинча молекулаларнинг *сочилиши* деб юритилади.

Молекулалар ҳаракати йўналишининг ўзгариши, айниқса, улар орасидаги масофалар кичик бўлганда сезиларли бўладиган ўзаро таъсир кучлари туфайли юзага келади. Шунинг учун молекулалар бир-бирларига жуда яқин келганларидагина, улар бошланғич йўналишларидан оғишлари мумкин. Молекуланинг ҳаракат йўналиши бошқа молекула таъсирида *сезиларли* бурчакка ўзгаришини молекулаларнинг *тўқнашуви* деб атаймиз.

Молекулаларнинг геометрик ўлчамларини характерловчи катталик тўқнашув ҳақидаги худди шундай тушунча билан боғлангандир. Бунда одатдаги кундалик тажрибадан олинган макроскопик жисмларнинг ўлчамлари ҳақидаги тушунчадан фойдаланилади. Масалан, икки биллиард шарининг тўқнашувини кўз олдимизга келтирайлик. Тўқнашув ҳамма вақт шарларнинг дастлабки ҳаракат йўналишларининг ўзгаришига олиб келади. Шарлардан ҳар бирининг радиуси улар ўзаро теккан вақтларида шарлар марказлари орасидаги масофанинг ярмига тенглиги равшан: шарлар тўқнашган вақтларида худди шундай вазиятда бўлади (43-расм). Шунга ўхшаб молекуланинг радиусини ҳам



43- расм.

молекула маркази билан унинг бошланғич ҳаракат йўналишини ўзгартирган худди шундай бошқа молекула маркази орасидаги масофанинг ярмига тенг деб таърифлашимиз мумкин.

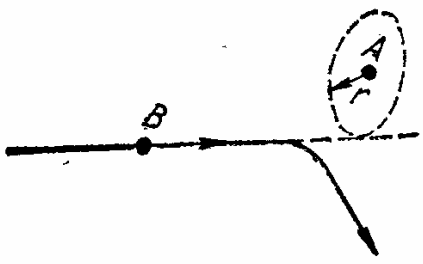
Бошқача айтганда, молекулаларнинг тўқнашувларини текширишда биз уларни қаттиқ эластик шарларга ўхшатамиз. Бундай қўпол (ва ўз-ўзидан нотўғри) тахмин қилишга молекулаларнинг ҳақиқатан ҳам ўзларини кўп жиҳатдан худди қаттиқ эластик шарчалар сингари тутиши асос бўлади.

Аслида бу «шарчалар» зарядланган зарралар, ядро ва электронлардан ташкил топган мураккаб системалар бўлиб, улар орасида молекула «шарчалар» аро масофага мураккаб равишда боғлиқ бўлган тортишиш ва итаришиш кучлари таъсир қилади. Гарчи бу ҳолда молекулалар «сиртлари»нинг тегишиши ҳақида гапириш мумкин бўлмаса-да, бироқ молекулалар ўлчамларини тўқнашиш вақтида молекулалар марказлари орасидаги масофа сифатида таърифлаш мумкин.

Зарраларнинг тўқнашуви ҳақидаги масала физикада биз кўраётган ҳол — молекулаларнинг тўқнашуви ҳолидан кенгроқ аҳамиятга эгадир. Физиканинг кўп соҳаларида зарраларнинг бир-бири билан ёки ёруғлик квантларининг модда зарралари, чунончи атом ядролари билан ўзаро таъсирини кўришга тўғри келади. Бундай ўзаро таъсир жуда турли оқибатларга, процессларга олиб келиши мумкин. Ўзаро таъсир натижасида, масалан, зарра (ёки ёруғлик кванти— фотон) эластик ёки ноэластик сочилиши, унинг ютилиши (масалан, баъзи шароитларда нейтрон ўзи тўқнашган ядро томонидан ютилиб, янги сунъий ядро ҳосил қилиши), атомни ионлаши ва шу кабилар бўлиши мумкин.

Бу ҳолларнинг барчасида процессни миқдорий характерлаш учун бу процесснинг *эффектив кесим юзи* ёки қисқача, процесснинг кесими тушунчаси киритилади. Бу тушунча ҳам худди биз киритган молекулаларнинг ўлчамлари ҳақидаги тушунчага ўхшаш.

Тўғри чизиқли ҳаракатланаётган *B* заррани кўз олдимизга келтирайлик (44- расм). Сўнгра бу зарранинг бошқа А зарра билан ўзаро таъсирида бизни қизиқтирган процесслардан бири бўлиши учун *B* зарра *A* заррага етарлича яқин, масалан *r* масофадан катта бўлмаган масофада учиб ўтиши керак деб фараз қилайлик. Агар *A* зарра атрофида текислиги *B* зарранинг ҳаракат йўналишига



44- расм.

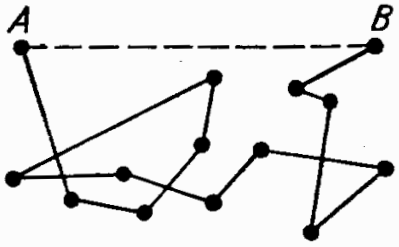
перпендикуляр бўлган r радиусли доира чизсак, фақат қуйидаги ҳолдагина, яъни B зарранинг мўлжал йўналиши — унинг марказининг ҳаракати йўналишига мос тўғри чизиқ — r радиусли доира ичидан ўтгандагина A ва B зарраларнин ўзаро таъсири бизни қизиқтирган процессни бериши мумкин.

Бу доиранинг юзи $\delta=\pi r^2$ айни шу процесснинг кесими деб аталади. Жумладан, 44-расмда тўқнашиш натижасида B зарранинг ўзининг дастлабки ҳаракат йўналишидан оғиш (сочилиш) ҳоли кўрсатилган.

Агар молекулаларнинг тўқнашишини қаттиқ шарларнинг тўқнашиши деб тасаввур қилсак, бу молекуларнинг радиуси $r/2$ га тенг бўлади, чунки икки шар тўқнашганида (агар шарлар бирдай бўлса), уларнинг марказлари орасидаги масофа шарлар радиусининг иккиланганига тенг. Бундай шарлар кўндаланг кесим юзи, яъни унинг катта доирасининг юзи $\frac{\pi r^2}{4}$ га тенг. Бу деган сўз, молекулаларнинг эффектив кўндаланг кесими σ молекуланинг кўндаланг кесими юзидан 4 марта каттадир.

36-§. Вақт бирлигидаги ўртача тўқнашишлар сони ва ўртача эркин югуриш йўли

Аввалгидек газни идеал, яъни тўқнашиш пайтидан бошқа вақтда молекулалар ўзаро таъсирда бўлмайди, уларга бирор куч таъсир қилмайди ва тўғри чизиқли ҳаракат қилади деб ҳисоблаймиз. Тўқнашиш пайтида молекула тезлигининг йўналиши ўзгаради, шундан сўнг у яна тўғри чизиқ бўйлаб ҳаракатланади. Молекуланинг газдаги йўли, шундай қилиб, 45-расмда тасвирлангандагига ўхшаб синиқ чизиқдан иборат бўлади. Траекториядаги ҳар бир синиш тўқнашиш жойини билдиради. Молекуланинг икки кетма-кет тўқнашишлар орасида ўтган масофа молекуланинг *эркин югуриш йўли* деб аталади.

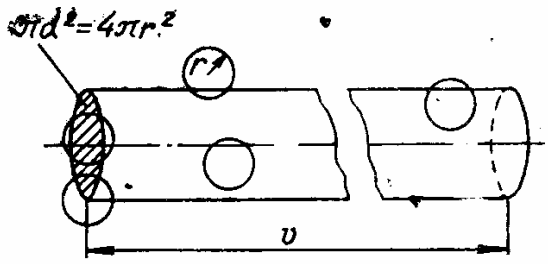


45-расм.

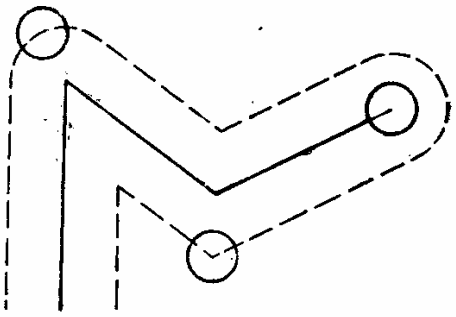
Газда молекулалар жуда кўп бўлгани учун тўқнашиш процессида бирор даражада бўлса-да, тартиблилик ҳақида гапириш мумкин эмас, молекуланинг зигзаг шаклдаги йўлида тўғри чизиқли участкаларнинг узунликлари турлича бўлиши мумкин. Шунинг учун бизни *ўртача* эркин югуриш йўли қизиқтиради. Худди шунингдек, молекуланинг вақт бирлиги ичидаги *тўқнашишлар сони* ҳам турлича бўлади ва демак, бу катталикнинг *ўртача* қиймати ҳақидагина гапиришга тўғри келади.

Бу ўзаро боғланган икки катталик— ўртача эркин югуриш йўли ва вақт бирлиги ичидаги ўртача тўқнашишлар сони — газ молекулалари тўқнашиш процессининг асосий характеристикалари бўлади. Хусусан, кўчиш ҳодисаси дуч келадиган ва биз юқорида тилга олган «халақитлар» тўқнашувлар сонига боғлиқ. Газ ҳажмида молекуланинг берилган икки нуқта орасидаги ўтадиган йўлининг узунлиги ҳам худди шу тўқнашувлар сонига тенг. 45-расмдан кўриниб турганидек, молекуланинг A ва B нуқталар орасидаги ҳақиқий йўли бу нақталарни бирлаштирган AB масофадан анча узун. Равшанки, масалан, диффузия процесси, яъни бир газ молекуласининг иккинчи газга ўтиши молекулаларнинг тезликлари катта бўлишига қарамай, тез рўй бериши мумкин эмас: тўқнашувлар тезликнинг таъсирини кўп жиҳатдан компенсациялаб қўяди.

Газ молекуласи вақт бирлиги ичида дуч келадиган ўртача тўқнашувлар сонини жуда оддий мулоҳазалардан ҳисоблаш мумкин. Молекулаларни r радиусли қаттиқ эластик шарчалар деб оламиз.



46- расм.



47- расм.

Молекулалардан биттаси зарралар ҳажм бўйича текис тақсимланган, яъни ҳар бир куб сантиметрда n та молекула бўлган газда тўғри чизиқ бўйлаб ҳаракатланмоқда дейлик. Дастлаб биз танлаган ягона молекуладан ташқари барча молекулалар тинч турибди деб фараз қиламиз. У ҳолда бизнинг ҳаракатланаётган молекуламиз 1 сек ичида унинг ўртача $\bar{v}$ тезлигига тенг масофани ўтиб, ўз йўлидаги барча молекулалар билан тўқнашади. Бу молекулалар марказлари узунлиги $\bar{v}$ ва асосининг юзи тўқнашиш эффектив кўндаланг кесимига тенг бўлган цилиндр ҳажмида жойлашган молекулалардир (46-расм). Бу цилиндрнинг ҳажми $\sigma\bar{v}$, ундаги молекулалар сони эса $\sigma\bar{v}n$ га тенг бўлади. Бизнинг молекуламиз дуч келадиган тўқнашувлар сони Z ҳам худди шундай бўлади:

$$Z = \sigma\bar{v}n. \qquad (36.1)$$

Молекула бошқа молекулалар билан тўқнашар экан, у тўғри чизиқли ҳаракат қила олмайди. Аслида молекуланинг йўли, ай-

тайлик, 47-расмда кўрсатганимиз сингари синиқ чизиқ тарзида бўлади. Бироқ бу ҳисоб натижаларини ўзгартирмайди; молекула тўғри чизиқ бўйлаб ҳаракатланади деб фараз қилганимизда биз фақат фикрангина синиқ цилиндрни (47-расмда тасвирланган) «тўғриладик» холос.

Газнинг битта молекуласи эмас, барча молекулалари ҳаракатланишини назарда тутиш керак. Бу деган сўз, Z нинг ифодасида молекуланинг абсолют тезлиги (идиш деворларига нисбатан) эмас, унинг ўзи тўқнашаётган молекулаларга нисбатан тезлиги $v_{нис.}$ олиниши керак. Молекулаларнинг тезликлар бўйича Максвелл тақсимотини эътиборга олиб, нисбий тезлик $\bar{v}_{нис.}$ нинг абсолют тезлик $\bar{v}$ билан қуйидаги муносабат бўйича боғланган эканини кўрсатиш мумкин:

$$v_{нис.} = \sqrt{2}\,\bar{v}.$$

У ҳолда молекуланинг вақт бирлиги ичида ўртача тўқнашишлар сони учун шундай ифода оламиз:

$$Z = \sqrt{2}\,\sigma\bar{v}n \qquad (36.2)$$

ёки молекулаларни шарчалар деб ҳисоблашга шартлашганимиз учун шундай ёзамиз:

$$Z = 4\sqrt{2}\,\pi r^2\bar{v}n. \qquad (36.3)$$

Газда вақт бирлиги ичида барча молекулалар дуч келадиган тўқнашувларнинг ўртача сонини аниқлаш учун Z ни газдаги молекулалар сони N га кўпайтириш керак. Бироқ ҳар бир тўқнашувда икки молекула қатнашгани учун (уч ва ундан ортиқ молекулаларнинг бир пайтда тўқнашиш эҳтимоли кам) бу сонни яна иккига бўлиш керак, шунда ҳар бир тўқнашувни икки марта ҳисобламаган бўламиз. Бинобарин, N та заррадан иборат бўлган газдаги умумий тўқнашувлар сони қуйидагига тенг бўлади:

$$Z' = \frac{NZ}{2} = 2\sqrt{2}\,\pi r^2\bar{v}nN.$$

Шундай қилиб, ҳар бир секундда газнинг *ҳажм бирлигидаги* тўқнашувлар сони қуйидагига тенг:

$$Z'' = \frac{nZ}{2} = 2\sqrt{2}\,\pi r^2\bar{v}n^2,$$

бу ерда n — ҳажм бирлигидаги молекулалар сони.

Бир молекуланинг вақт бирлиги ичида дуч келадиган тўқнашувлар сонини билган ҳолда унинг ўртача эркин югуриш йўлини ҳисоблаш осон.

t вақт ичида молекула $\bar{v}t$ га тенг бўлган бирор синиқ чизиқ тарзидаги йўлни ўтади. Бу йўлдаги синишлар сони қанча бўлса, шунча тўқнашув рўй берган бўлади, чунки ҳар бир синиш тўқнашув туфайли юз берган. Ўртача эркин югуриш йўли, яъни тўқнашувлар

орасидаги тўғри чизиқли кесманинг ўртача узунлиги λ молекула ўтган йўлнинг шу йўлни ўтишда у дуч келган тўқнашувлар сонига бўлинганига тенг бўлади:

$$\lambda = \frac{\bar{v}t}{Zt} = \frac{\bar{v}}{Z}$$

ёки Z нинг ўрнига унинг (36. 3) даги қийматини қўйсак, λ учун шундай ифодани оламиз:

$$\lambda = \frac{1}{4\sqrt{2}\,\pi r^2 n} = \frac{0{,}057}{r^2 n} \qquad (36.4)$$

Бу формуладан фойдаланиб, Z ва λ нинг сон қийматларини топиш мумкин. Масалан, ҳаво (азот) учун нормал шароитларда (босим 1 атм, температура 273 К) шундай ҳисобни бажарайлик. Азот молекуласининг r радиусини $1{,}9\cdot10^{-10}$ м, ҳажм бирлигидаги зарралар сонини $n = 2{,}7\cdot10^{25}$ м$^{-3}$, ўртача тезликни $\bar{v} \approx 5\cdot10^2$ м/сек деб олиш мумкин. Бундан

$$Z = 4\sqrt{2}\cdot3{,}14\cdot(1{,}9\cdot10^{-10})^2\cdot5\cdot10^2\cdot2{,}7\cdot10^{25} \approx 8{,}6\cdot10^9 \text{ сек}^{-1}.$$

Қаралаётган шароитларда молекуланинг ўртача эркин югуриш йўли

$$\lambda = \frac{\bar{v}}{Z} \approx 0{,}6\cdot10^{-7} \text{ м}$$

га тенг бўлади

Шундай табиий савол туғилади. Зарралари ҳар бир секундда миллиард марта тўқнашадиган, тўқнашувлар орасида, яъни «эркин» равишда сантиметрнинг юз минглардан бир неча улушидан ортиқ бўлмаган жуда кичик йўл кесмаларини ўтган газни идеал газ деб бўладими? Бундай газ молекулаларини ўзаро таъсирлашмайдиган молекулалар деб бўладими? Ахир тўқнашув деганимиз молекулаларнинг тезлик йўналишини ўзгартирувчи *ўзаро таъсир-ку!* Бундай кўп сонли тўқнашувлар жуда кучли ўзаро таъсир деган гап. Лекин аслида бундай эмаслигини тушуниш осон. Ҳақиқатан ҳам, биз юқорида кўрсатиб ўтганимиздек, молекулалар бир-бири билан улар диаметрларига тақослаш мумкин бўлган d, яъни 10^{-10} м масофада бўлган вақт ичидагина ўзаро таъсир қилади. Тўқнашувлар орасидаги қолган вақтда молекулалар эркин ҳаракатланади. Атмосфера босимида молекуланинг эркин югуриш йўли $\lambda \sim 10^{-7}$ м, яъни молекулалар ўлчамидан 1000 марта катта бўлади, шунинг учун молекулаларнинг ўзаро таъсирда бўлиш вақтлари уларнинг эркин ҳаракатланиш вақтларидан шунча марта $\left(\frac{\lambda}{d}\right)$ кичик бўлади.

Бошқача айтганда, молекулаларнинг тўқнашиш вақтлари уларнинг тўқнашувлари орасидаги вақтдан тахминан 1000 марта кичик бўлади. Бинобарин, вақтнинг кўп қисмида молекула-

лар эркин ҳаракат қилар экан, тўқнашувларни эса ҳатто атмосфера босимида ҳам кам бўладиган ҳодиса деб қараш мумкин.

Эркин югуриш йўли узунлигининг босимга боғлиқлиги. (36.4) формуладан молекулаларнинг эркин югуриш йўли уларнинг ҳажм бирлигидаги сонига тескари пропорционал эканлиги кўриниб турибди, демак, у босим p га ҳам тескари пропорционал бўлади ва шундай ёзиш мумкин:

$$\lambda \sim \frac{1}{p}.$$

Босим камайганда худди унинг камайишига мос равишда молекулаларнинг эркин югуриш йўли узунлиги ортади. Босимнинг маълум бир қийматида эркин югуриш йўли газ турган идишнинг ўлчамларига тенг бўлиб, сўнгра босимнинг ундан ҳам камайишида идиш ўлчамларидан узун бўлиши ҳам мумкин. Масалан, ўлчамлари 25 см бўлган идишда (одатдаги лаборатория практикасида учрайдиган ўлчамлардаги идиш) молекулаларнинг эркин югуриш йўли 10^{-7} атм ($7 \cdot 10^{-5}$ мм сим. уст.) босимлардаёқ идиш ўлчамларига тенглашиб қолади. Ҳозирги замон асбоблари ёрдамида 10^{-11}—10^{-12} мм симоб устунигача босим ҳосил қилиш мумкин бўлгани учун юқоридаги босимни олиш унчалик қийин эмас.

Эркин югуриш йўли узунлиги идиш ўлчамларига тенг ёки ундан катта бўлганида молекулалар амалда газда тўқнашмайди, девордан деворгача бўлган йўлни тўғри чизиқли ҳаракат билан ўтади.

Молекулалар ўзаро тўқнашмайдиган газ одатдаги газдан ўзларининг хоссалари жиҳатидан фарқ қилиши табиий.

Эркин югуриш йўли узунлигининг температурага боғлиқлиги. (36.4) формуладан молекулалар эркин югуриш йўлининг узунлиги температурага боғлиқ бўлмаслиги керак. Бироқ бундай боғланиш жуда заиф бўлса-да, мавжуд эканлигини тажриба кўрсатади: температура ортганида эркин югуриш йўли ортар экан. Бунинг сабаби шундаки, (36,4) формулага кўра λ молекуланинг кўндаланг кесимига тескари пропорционал. Кўндаланг кесим юзи эса молекулаларнинг тўқнашувда яқинлашадиган масофасига, яъни молекулалараро ўзаро таъсир кучлари уларнинг ҳаракат йўналишини ўзгартиришга сезиларли таъсир кўрсатадиган масофага боғлиқ бўлади.

Молекулаларнинг кўндаланг кесимлари уларнинг тезлик (энергия) ларига боғлиқ бўлишини кўриш осон, чунки ўзаро таъсир кучлари бирдай бўлганида тез ҳаракатланаётган молекулалар секин ҳаракатланаётган молекулалардан камроқ оғади. Шунинг учун молекулаларнинг тезликлари қанча катта бўлса, уларнинг оғишига сабаб бўлувчи куч шунча катта бўлиши, бинобарин, улар тўқнашганларида ораларидаги масофа шунча

кичик бўлиши керак. Бундан молекулалар тезлиги ортгани сари, яъни газ температураси ортгани сари молекулаларнинг кўндаланг кесим юзи камаяди деган хулоса чиқади. Молекулаларнинг эркин югуриш йўли узунлиги λ эса температура ортиши билан ортади. λ нинг температурага бундай заиф боғлиқлиги биз қуйида кўрадиган баъзи ҳодисаларни тушунтириб беради.

Эркин югуриш йўли узунлигининг температурага боғлиқлиги далили бизнинг юқорида фикр юритган «молекуланинг ўлчамлари» тушунчаси ҳақидаги мулоҳазаларимизни тасдиқлайди. Агар молекулалар ҳақиқатан ҳам қаттиқ шарчалар бўлганида, тезлик ўзгарганида улар ўлчамларининг ўзгариши ҳақида гап ҳам бўлиши мумкин эмас эди. Аслида зарраларнинг (фақат газ молекулаларининггина эмас!) ўлчамлари уларнинг максимал яқинлашганларидаги масофалари билан аниқланади, бу масофа эса зарраларнинг тезликларига боғлиқ бўлмаслиги ва демак, температурага ҳам (газ молекулалари бўлган ҳолда) боғлиқ бўлмаслиги мумкин эмас. Бироқ бу қатор ҳолларда молекулалараро ўзаро таъсирни етарлича даражадаги аниқлик билан қаттиқ шарчалар орасидаги ўзаро таъсир деб олишга тўсқинлик қилмайди.

37-§. Зарранинг эффектив кўндаланг кесими ва эҳтимоллик

Молекуланинг эффектив кўндаланг кесимига бирмунча бошқача, геометрик бўлмаган маъно бериш мумкин.

Кўндаланг кесими 1 см^2 ва қалинлиги Δx бўлган газ қатламини кўз олдимизга келтирайлик. Газ кесими σ бўлган молекулалардан иборат, молекулаларнинг зичлиги (уларнинг ҳажм бирлигидаги сони) n га тенг бўлсин. Аввал қилганимиздек, қатламдаги барча молекулалар тинч турибди ва қатламга биттагина молекула яқинлашиб келмоқда, бу молекула қатлам орқали ўтганида тўқнашувга дуч келиши мумкин деб фараз қилайлик. Ўз-ўзидан равшанки, бу молекула қатламдаги бирор молекулани «нишон»га олиб келаётгани йўқ ва унинг у ёки бу молекула билан тўқнашуви тасодифийдир. Қатламдаги барча молекулаларнинг умумий кесим юзини шундай ифодалаш мумкин:

$$\Delta S = n\sigma\Delta x \times 1\text{см}^2.$$

Агар газ шу даражада сийраклаштирилган бўлсаки, бунда молекулалар кесимларининг проекциялари бир-бирини қоплamайдиган бўлса, у ҳолда қатламга қараб учиб келаётган молекула ўз олдида $n\sigma\Delta x$ га тенг қисми молекулалар билан банд бўлган 1 см^2 юзни «кўради». Агар бу юз 1 см^2 га тенг бўлганида, яъни қатламнинг бутун юзини қоплаганда эди, биз кузатаётган молекула қатламдаги молекулаларнинг бирортаси билан тўқ-

нашмасдан қола олмас эди. Айтиш мумкинки, бу ҳолда *тўқнашиш эҳтимоллиги* 1 га тенг бўлар эди. Умуман, қатламдаги молекулаларнинг умумий кесим юзи қатлам юзининг қанча катта қисмини эгалласа, молекуланинг тўқнашувга дуч келиш имкони шунча кўп бўлади.

Қуйидаги механикавий аналогия қаралаётган молекуляр вазиятни тушунишга имкон беради. Бир-бирлари орасида бўш жой қолдириб қоқилган тахта панжара участкасини фараз қилайлик. Панжарадан бирор масофада олдига кичик тошларни йиғиб олган бола эринмасдан уларни панжара томонга (албатта мўлжалга олмасдан) отмоқда ва тошлар панжаранинг биз ажратиб олган участкасида тахминан тенг тақсимланмоқда дейлик. Бола отаётган тошларнинг баъзилари тахталар оралиғидан ўтиб кетиши, баъзилари тахтага тегиши мумкин. Йиғилган тошлар отиб бўлингандан кейин панжара ораларидан ўтган тошлар сонини умумий отилган тошлар сонига нисбати панжаранинг биз кўраётган участкасидаги тахталар оралиғи майдонининг панжара умумий майдонига нисбатига тахминан тенг бўлишини кўриш мумкин. Нисбатлардан биринчиси бирор воқеанинг амалга ошишига олиб келувчи (тошлар панжаралар оралиғидан ўтишига) тажрибалар сонининг умумий тажрибалар сонига нисбатидир. У эҳтимолликнинг биз келтирган таърифига кўра воқеанинг содир бўлиш эҳтимоллигига тенг. Тахталар оралиғи майдонининг бутун панжара участкаси майдонига нисбати ана шу эҳтимолликка тенг экан.

Учиб келаётган молекуланинг газ қатлами билан учрашуви масаласига қайтиб шуни айтишимиз мумкинки, қатламга қараб учиб келаётган ҳар бир молекула қатламда тўқнашувга дуч келиши ҳам мумкин, лекин қатламдаги бирор молекула билан тўқнашмасдан ўтиб кетиши ҳам мумкин. Бироқ бундай тажрибани кўплаб марта такрорласак, у ҳолда молекуланинг тўқнашувга дуч келадиган тажрибалар сонининг умумий тажрибалар сонига нисбат қатламдаги барча молекулалар кесимлари майдонининг қатламнинг умумий майдонига нисбатига (биз кўраётган мисолда 1 см^2) тенг бўлади.

Шундай қилиб, ана шу нисбатга тенг бўлган $n\sigma\Delta x$ катталик молекуланинг газда Δx йўл давомида тўқнашувга дуч келиш эҳтимоллигидир. 1 см га тенг йўл давомида тўқнашиш эҳтимоллиги $n\sigma$ га тенг бўлиши, яъни ҳажм бирлигидаги молекулалар сонининг молекулалар эффектив кесим юзига кўпайтирилганига тенг бўлиши равшан. Агар қатламнинг қалинлиги эркин югуриш йўли узунлигига тенг бўлса, у ҳолда молекула бу йўлда албатта тўқнашувга дуч келган бўлар эди. Бу деган сўз, бу қатламдаги барча молекулаларнинг умумий «кўринувчан» кесим юзи қатламнинг юзига, яъни 1 см^2 га тенг демакдир:

$$n\sigma\lambda \times 1 = 1 \text{ см}^2.$$

Шундай қилиб, молекулаларнинг эффектив кўндаланг кесими σ молекулаларнинг *тўқнашиш* (сочилиш) *эҳтимоллигига* боғланган бўлиб, соф геометрик маънога эга эмас экан. Агар эффектив кўндаланг кесим катта бўлса, бу молекуланинг «катта» эканлигини билдирмайди, бу фақат тўқнашув эҳтимоллиги катта эканини билдиради. Шунинг учун айни бир зарранинг эффектив кўндаланг кесими турли шароитларда ва турли процесслар учун турлича бўлиши мумкин эканлиги тушунарли. Агар эффектив кўндаланг кесим юзи қаттиқ шарча сифатида қаралаётган молекуланинг оддий геометрик кесим юзигина деб қаралганда эди, бу тушунарсиз бўлар эди.

Агар биз вақт бирлигидаги ўртача тўқнашувлар сонининг аввал чиқарилган ((36.1) формулага қ.) ифодаси

$$Z = n\sigma\bar{v}$$

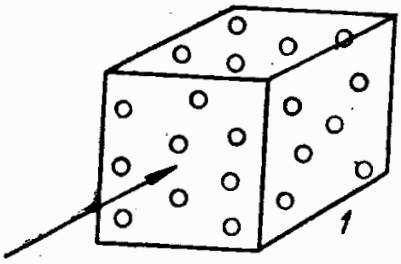
дан фойдалансак, молекула эффектив кўндаланг кесимининг эҳтимоллик маъносига эга эканлиги айниқса тушунарли бўлиб қолади. Бу ифодадан $Z/\bar{v}$ катталикка тенг бўлган $n\sigma$ катталик 1 см га тенг йўл узунлигида содир бўладиган тўқнашувлар сони z' ни билдиради:

$$n\sigma = Z/\bar{v} = z',$$

бундан

$$\sigma = z'/n.$$

Бу ифодадан σ катталикка эҳтимоллик маъноси берилиши керак эканлиги келиб чиқади. Яна газнинг маълум қатламини, бу гал энди юзи 1 см² бўлган 1 см қалинликдаги газ қатламини кўз олдимизга келтирайлик (48-расм). Бу қатламга ҳаракатланаётган молекула яқинлашаётган бўлсин. Бу молекула биз танлаган қатламдаги n та (қатламнинг ҳажми 1см³ га тенг) молекулаларнинг ихтиёрий биттаси билан тўқнашиши мумкин. Ҳақиқатда эса, тўқнашувлар сони n та эмас, z' та бўлади. Бинобарин, юқорида ёзган тенгликдаги $\frac{z'}{n}$ нисбат содир бўлган воқеалар (тўқнашувлар) нинг мумкин бўлган воқеалар сонига нисбатидан иборат экан, бу эса қаралаётган воқеанинг эҳтимоллигига тенг эканлигини биламиз (10-§ га қ.).



48-расм.

Молекуланинг ёки ҳар қандай бошқа зарранинг эффектив кўндаланг кесимига эҳтимоллик маъносининг берилиши бу катталикнинг (кесимнинг) юз бирликларида ўлчанишига халақит бермайди. Хусусан, $\frac{z'}{n}$ катталикнинг юз ўлчамлигига эга эканлигига ишонч ҳосил қилиш қийин эмас.

Физикада эффектив кўндаланг кесим учун махсус бирлик қабул қилинган. Бу бирлик атом ядросининг ўлчамлари билан боғлиқ бўлган $1 \cdot 10^{-24}$ *см*^{2} юздир. Бу бирлик *барн* деб аталади.

38-§. Молекуляр дастанинг газда сочилиши

Газда молекулаларнинг тўқнашувлари туфайли молекуляр даста газ орқали ўтганда заифлашади.

Барча молекулалар учун тезлик катталиги ва йўналиши бирдай бўлган кўп сонли молекулалар сони (молекулалар дастаси) газ орқали ўтаётган бўлсин. Газ молекулалари билан тўқнашиш натижасида дастадаги молекулаларнинг бир қисми ўзининг ҳаракат йўналишини ўзгартиради (сочилади) ва дастадан чиқиб кетади. Газ ичида ҳаракатланган сари дастадан чиқувчи бундай молекулаларнинг сони ортиб боради, дастадаги зарралар сони эса камайиб, гўё даста зарралар йўқотиб, ўзи ҳам йўқолиб бораётгандек туюлади.

Айтайлик, даста газда X ўқ бўйлаб ҳаракатланаётган ва йўлнинг $x=0$ бўлган бошида дастадаги зарралар сони N_0 га тенг бўлсин. Йўлнинг dx кесмасини ўтгандан сўнг дастадаги зарралар сони бирор dN миқдор камаяди ва умумий сони N га тенг бўлиб қолади. Равшанки, «сафдан чиққан» зарраларнинг қолган зарраларга нисбати даста ўтган dx йўлнинг эркин югуриш йўли узунлиги λ га нисбатига тенг бўлади, чунки бу нисбат қанча катта бўлса (яъни dx кесмага эркин югуриш йўли узунлигини қанча кўп жойлаштириш мумкин бўлса) ҳар бир молекуланинг тўқнашув натижасида оғиш имкони шунча катта бўлади. Шунинг учун

$$-\frac{dN}{N}=\frac{dx}{\lambda}.$$

Минус ишораси дастадаги зарралар сонининг камаяётганини билдиради ($dN<0$). Бу тенгликни яна қуйидагича ёзиш ҳам мумкин:

$$d\ln N=-\frac{dx}{\lambda}.$$

Бу тенгламани интеграллаб қуйидаги ифодани оламиз:

$$\ln N=-\frac{x}{\lambda}+C,$$

бу ерда C — интеграллаш доимийси. Бу доимийни $x=0$ бўлганда зарралар сони $N=N_0$ бўлиш шартидан аниқлаш мумкин. Шунинг учун $C=\ln N_0$. Бундан

$$\frac{N}{N_0}=e^{-\frac{x}{\lambda}} \text{ ёки } N=N_0e^{-\frac{x}{\lambda}}. \qquad (38.1)$$

Бу формула газда дастанинг қандай қонунга кўра заифлашишини кўрсатади: дастадаги зарралар сони зарраларнинг газга кирувчи x қатламининг қалинлиги ортгани сари экспоненциал қонунга мувофиқ камаяди.

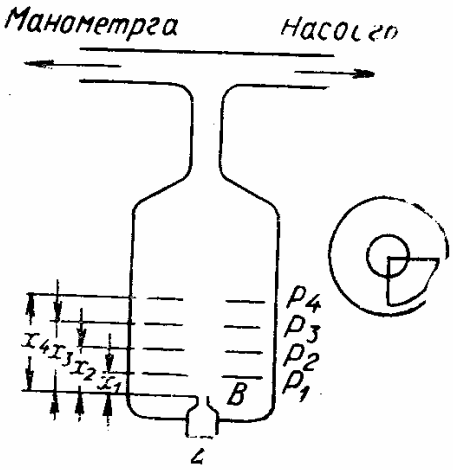
Экспоненциал эгри чизиқнинг тиклигини белгиловчи $\frac{1}{\lambda}$ катталик (эркин югуриш йўли узунлигига тескари катталик) *сочилиш коэффициенти* деб аталади. (38. 1) формуладан кўриниб турибдики, агар газда тўқнашувлар содир бўлмаса (расман бу $\lambda = \infty$ бўлганига тўғри келади), сочилиш ҳам бўлмайди — даста ўзининг зичлигини ўзгартирмайди: ҳар қандай x да N катталик N_0 га тенглигича қолади.

(38.1) формуладан фойдаланиб, λ учун (36.4) билан бир хил ифодани олиш мумкин. Бунинг учун Максвелл тақсимотини назарга олган ҳолда λ нинг барча молекулалар тезликлари учун ўртача қийматини топиш керак.

39- §. Эркин югуриш йўли узунлигини экспериментал аниқлаш

Зарраларнинг эркин югуриш йўли узунлигини ўлчаш катта аҳамиятга эга, чунки λ катталик молекулаларнинг эффектив ўлчамлари ва улар орасидаги ўзаро таъсир кучлари билан боғлиқдир.

Зарраларнинг газдаги эркин югуриш йўли узунлигини бевосита ўлчаш усулларидан бирини баён қиламиз, бунда ҳам бизга таниш бўлган молекуляр даста методи ишлатилади (М. Борн ва Е. Борман, 1920 й.).



49- расм.

Қурилманинг схемаси 49- расмда берилган. A иситкичдан буғланаётган кумуш атомлари тор B диафрагма орқали ўтади ва ундан юқорига равшан кўринишдаги атом дастаси сифатида чиқади. Дастанинг йўлида бир-биридан 1 см масофада P_1, P_2, P_3 ва P_4 дисклар жойлаштирилган. Тўртала дискда хам доиравий тешиклар тешилган бўлиб, кумуш атомлари дастаси шу тешикларга қараб интилади. Бироқ дискларнинг ҳар бирига учи дискнинг марказига тўғри келадиган (устма-уст тушадиган) шиша квадрантлар маҳкамланган (улардан бири 49- расмда алоҳида тасвирланган). Квадрантлар бир-бирига нисбатан 90° га бурилган бўлиб, уларнинг тўрталаси биргаликда дискларда ҳосил бўлган канални тўла ёпа олади.

Даста канал орқали ўтаётганда ҳар бир квадрантда дастадаги барча атомларнинг $^1/_4$ қисми ўтириб қолади (чўкма тешикни ёпаётган квадрантларнинг учларида ҳосил бўлади). Бироқ дисклар A манбадан турли масофаларда жойлашгани учун улардаги чўкмаларнинг зичлиги турлича бўлади. Диск қанча узоқда жойлашган бўлса, чўкманинг зичлиги шунча кам бўлади.

Квадрантли дисклар ва атомлар манбаи кварц найи ичида жойлаштирилган бўлиб, насос ёрдамида найда бирор катталикдаги босимни ҳосил қилиш мумкин. Дисклар суюқ азот билан совитиб турилади.

Тажрибанинг моҳияти кумушни буғлатиш ва сўнгра квадрантларда ҳосил бўлган чўкмаларнинг нисбий зичлигини аниқлашдан иборат, бу зичлик уларгача етиб келган зарралар сонига пропорционал бўлади. Агар газнинг берилган муайян босимида квадрантлардаги чўкмаларнинг зичликларини D_1, D_2, D_3, D_4 билан белгиласак, у ҳолда ҳар бир жуфт квадрантлар учун (38.1) формулани ёзиш мумкин. Масалан, биринчи ва иккинчи квадрантлар учун қуйидагини оламиз:

$$D_1 = D_0 e^{-x_1/\lambda}, \qquad D_2 = D_0 e^{-x_2/\lambda}, \tag{39.1}$$

бу ерда x_1 ва x_2 — бу дискларнинг A дан узоқлиги, D_0 эса минимал босимдаги, яъни эркин югуриш йўли узунлиги идиш ўлчамларига тенг ёки катта бўлиб, сочилиш бўлмагандаги чўкма зичлиги. Тажриба яхши йўлга қўйилганда D_0 чўкма зичлиги барча квадрантларда бир хил бўлиши керак ва бу ўлчашлар воситасида тасдиқланган.

(39.1) икки тенгламадан λ ни ҳисоблаш осон:

$$\lambda = \frac{x_2 - x_1}{\ln (D_1/D_2)}.$$

Борн ва Борман тажрибаларида дисклар бир-биридан 1 см узоқликда жойлаштирилган, яъни $x_2 - x_1 = 1$, у ҳолда

$$\lambda = \frac{1}{\ln (D_1/D_2)}$$

бўлади.

λ нинг қиймати юқорида келтирилган назарий қиймати билан қаноатланарли мос келишини тажрибалар кўрсатди. Шунингдек, назарияга мувофиқ λp, яъни эркин югуриш йўли узунлигининг газ босимига кўпайтмаси турли босимларда бирдай қолиши ҳам аниқланган.

Эркин югуриш йўли узунлиги λ нинг ўлчанган қийматларидан молекулаларнинг ўлчамларини ҳам ҳисоблаш мумкин. Бироқ шуни айтиб ўтиш керакки, газ молекулаларининг эркин югуриш йўли узунликлари учун асосий миқдорий маълумотлар,

бинобарин, уларнинг кўндаланг кесимлари ҳақидаги миқдорий маълумотлар ҳам λ ни баён қилинган методда бевосита ўлчаш йўли билан эмас, балки кўчиш ҳодисалари — диффузия, иссиқлик ўтказувчанлик ва қовушоқликни ўрганишдан чиқарилган. Шу бобнинг бошида (35- § да) айтиб ўтганимиздек, газ алоҳида қисмларининг концентрациялари, температура ва ҳаракат тезликларининг тенглашиш ҳодисалари молекулаларнинг иссиқлик ҳаракатида уларнинг тўқнашувлари билан аниқланади. Шунинг учун кўчиш ҳодисаларини ўрганиш тўқнашувларни характерловчи асосий катталик — эркин югуриш йўли узунлиги ва бинобарин, молекулаларнинг кўндаланг кесимларини аниқлашга имкон беради. Ана шу ҳодисаларни кўришга ўтамиз.

40- §. Газларда диффузия

Бир-бирига тегиб турган икки ёки бир неча моддaнинг бир-бирининг ичига сингиб ўтиш ҳодисаси диффузия деб аталади. Агар газ (ёки ихтиёрий бошқа модда) таркиби жиҳатдан бир жинсли бўлмаса, яъни у концентрацияси нуқтадан нуқтага ўзгарувчи икки ёки бир неча компоненталардан таркиб топган бўлса, бундай газда диффузия процесси вужудга келади. Диффузия процессининг моҳияти аралашма компоненталаридан ҳар бири газ ҳажмининг бу компонента концентрацияси катта бўлган қисмларидан бундай концентрация кам бўлган қисмларга, яъни *концентрациянинг пасайиши йўналишида* ўтишидан иборатдир.

Бирор компонентанинг концентрациялар фарқи таъсирида силжиши бу компонентанинг *диффузион оқими* деб аталади. Бу оқим диффузияланувчи компонентанинг вақт бирлиги ичида диффузия йўналишига перпендикуляр, яъни концентрациянинг пасайиш йўналишига перпендикуляр бўлган юз бирлигидан ўтган миқдори билан ўлчанади.

Диффузия оқимини масса бирликларида ифодалаш мумкин. У СИ системада кг/м^2·сек ларда, СГС системада г/см^2·сек ларда ўлчанади. Уни, шунингдек, моллар сони (моль/см^2·сек) ёки молекулалар сони (молекула/см^2·сек) ва ҳоказода ифодалаш мумкин. Маълум компонентанинг концентрациясини ҳам кг/м^3, г/см^3, моль/см^3 ва ҳоказоларда ифодалаш мумкин.

Концентрациялар фарқи туфайли ҳосил бўлган диффузион оқим концентрацияларнинг тенглашишига, яъни шу оқимни ҳосил қилган концентрациялар фарқининг камайишига олиб келади. Ўз ҳолига қўйилган газ аралашмаси вақт ўтиши билан диффузия туфайли бир жинсли бўлиб қолади (газлар аралашади).

Процессда қатнашаётган системанинг параметрлари вақт ўтиши билан ўзгариб турадиган ҳар қандай процесс *ностационар* процесс деб аталади ва бу процесс системани характерлов-

чи катталиклар вақт ўтиши билан ўзгармайдиган *стационар* процессдан фарқ қилади. Концентрацияларнинг тенгланишига олиб келувчи, яъни концентрациялар фарқининг ўзгаришига ва компоненталарнинг ўзининг концентрациясини ўзгаришига олиб келувчи диффузия *ностационар диффузия* деб аталади. Бирор сунъий йўл билан аралашма компоненталари концентрацияларининг фарқи сақлаб туриладиган стационар диффузия ҳам бўлиши мумкин. Бунинг учун, масалан, идишнинг бир қисмида айни компонентани узлуксиз қўшиб, бошқа қисмидан эса уни шу миқдорда олиб туриш керак. Амалда, кўпинча, ностационар диффузия билан иш кўришга тўғри келади.

Диффузиянинг асосий қонуни (Фик қонуни). Тажриба бирор компонентанинг диффузион оқими шу компонента концентрацияси градиентининг тескари ишораси билан олинган қийматига тенг эканини кўрсатади (Фик қонуни).

Координаталарга боғлиқ бўлган бирор G (скаляр) катталикнинг градиенти деб бу катталикнинг фазода ўзгариш тезлигини характерловчи векторга айтилишини эслатиб ўтамиз. Бу вектор G катталикнинг энг тез ўсадиган йўналиши томонга йўналган ва сон жиҳатидан шу ўсиш жадаллигига тенг.

Келгусида бизни қандайдир бир йўналиш, масалан, X ўқ бўйлаб ўзгарадиган катталиклар қизиқтиради. Бу ҳолда G градиентнинг (белгиси: grad G) сон қиймати x ўзгариши билан G катталикнинг ўзгариш тезлигига, яъни $\frac{\partial G}{\partial x}$ ҳосилага тенг. Биз G катталикнинг фақат X ўқ бўйлаб ўзгаради деб олганимиз учун $\frac{\partial G}{\partial x}$ хусусий ҳосила ўрнига $\frac{dG}{dx}$ тўла ҳосилани ёзиш мумкин. Шундай қилиб,

$$\text{grad } G = \frac{dG}{dx},$$

яъни G катталикнинг узунлик бирлигидаги ўзгаришига тенг.

Агар газ аралашмасининг бизни қизиқтирган q компонентининг концентрацияси X ўқ бўйлаб ўзгарса (бошқа йўналишлар бўйлаб ўзгармай қолгани ҳолда), у ҳолда q концентрациянинг градиенти деб қуйидаги катталикка айтилади:

$$\text{grad}\, q = \frac{dq}{dx}.$$

Бинобарин, диффузиянинг асосий қонуни (Фик қонуни) шундай ифодаланади:

$$I = -D\frac{dq}{dx}, \tag{40.1}$$

бу ерда I — бизни қизиқтирган компонентанинг X ўқ йўналишидаги диффузион оқим. (40.1) нинг ўнг қисмидаги минус ишораси диффузион оқимнинг концентрация камайиш томонга қараб йўналганлигини

билдиради. (40.1) тенгламадаги D коэффициент *диффузия коэффициенти* деб аталади. Унинг маъноси шуки, у концентрация градиенти 1 га тенг бўлгандаги диффузион оқимнинг сон қийматига тенг.

Диффузия коэффициентининг СИ системада м²/сек ёки СГС системада см²/сек бирликларда ўлчаниши равшан. Ҳақиқатан ҳам, диффузион оқими I — кг/м²·сек бирликларида ёки г/см²·сек бирликларида ўлчанади; концентрация q — кг/м³ ёки г/см³ ларда концентрация градиенти $\frac{dq}{dx}$ эса кг/м⁴ ёки г/см⁴ ларда ўлчанади. Бундан $D = \frac{I}{dq/dx}$ нинг м²/сек ёки см²/сек ларда ўлчаниши келиб чиқади.

(40.1) тенгламада, албатта, тенгликнинг ҳар икки қисмидаги модда миқдорини бирдай бирликларда ифодалаш керак. Бу деган сўз, агар диффузияланувчи компонента оқимини унинг 1 см² юздан вақт бирлиги ичида ўтувчи M массаси (граммлар сони) билан ифодаласак, у ҳолда q концентрация шу компонентанинг 1 см³ аралашмадаги граммлари сони билан ифодаланиши керак; бу ҳолда q концентрация компонентанинг парциал зичлигидан иборат бўлади, $q = \rho$. Бу ҳолда (40.1) тенглама шундай кўринишга келади:

$$M = -D\frac{d\rho}{dx}. \qquad (40.2)$$

Агар диффузияланувчи компонента оқимини масса билан эмас, 1 сек да 1 см² юздан ўтувчи зарралар сони N билан ифодаласак, у ҳолда концентрация 1 см³ даги молекулалар сони билан ифодаланади ва (40.1) тенглама қуйидаги кўринишда ёзилади:

$$N = -D\frac{dn}{dx}. \qquad (40.3)$$

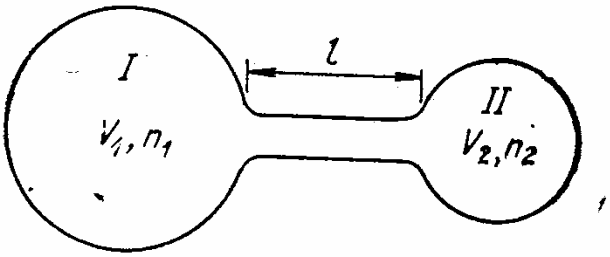
Диффузия коэффициенти диффузияланувчи модданинг хоссалари ва аралашмани ташкил қилган қолган компоненталарнинг хоссаларига боғлиқ (бундан сўнг компоненталарни фақат иккита деб ҳисоблаймиз). Бироқ аралашма концентрацияси унча катта бўлмаганда аралашма концентрацияга жуда заиф даражада боғлиқ бўлади.

Стационар диффузияда концентрация градиенти ўзгармай қолади (вақт ўтиши билан ўзгармайди). Шунинг учун диффузион оқим ҳам ўзгармайди. Ностационар диффузияда концентрация градиенти ўзгаради (концентрация тенглашади). Шунга мувофиқ ҳолда вақт ўтиши билан диффузион оқим ҳам ўзгаради.

41-§. Ностационар диффузия

Қуйидаги энг оддий, бироқ амалда рўёбга чиқариш анча қийин бўлган ҳолда концентрацияларнинг тенглашиш процессини, ностационар диффузия процессини кўрайлик, бу ҳол процесс механизми ҳақида равшан тасаввур беради.

V_1 ва V_2 ҳажмли икки идиш узунлиги l ва кўндаланг кесими S бўлган най билан ўзаро уланган ҳамда бирдай босим ва бирдай температурали, бироқ турли таркибдаги газлар аралашмаси билан тўлдирилган бўлсин (50-расм). Бизни қизиқтираётган компонентанинг концентрацияси иккала идишда мос равишда n_1 ва n_2 бўлсин ва бунда $n_1 > n_2$.



50-расм.

Диффузия туфайли концентрация ҳар иккала идишда тенглашади, яъни вақт ўтиши билан концентрацияларнинг $\Delta n = n_1 - n_2$ фарқи камаяди. Бундай камайишнинг қандай қонунга мувофиқ бўлишини аниқлайлик. Фик қонунидан диффузион оқим қуйидагича ифодаланар эди:

$$I = -D\frac{dn}{dx}.$$

Осон бўлиши учун биз қизиқаётган компонентанинг концентрацияси кам деб олайлик. У ҳолда қуйидагича бўлади деб айтиш мумкин:

$$\frac{dn}{dx} = \frac{\Delta n}{l}$$

ва (40.3) тенглама шундай кўринишга келади:

$$N = -D\frac{\Delta n}{l}.$$

Диффузия процессида диффузияланувчи компонентанинг молекулалари I идишдан II идишга ўтади. Чексиз кичик dt вақт оралиғида II идишга диффузияланган молекулалар сони қуйидагига тенг бўлади:

$$dN = D\frac{\Delta n}{l}\,Sdt \tag{41.1}$$

(абсолют қиймати жиҳатидан айни ҳолда диффузион оқим $D\frac{\Delta n}{l}$ га тенг эканини, яъни вақт бирлиги ичида бирга тенг бўлган юз бирлигидан ўтаётган молекулалар сони эканини эслатиб ўтамиз). Бундай ўтиш натижасида I идишда молекулаларнинг зичлиги бирор dn' миқдорда камаяди, II идишда эса бирор dn'' катталикка кўпайди. Равшанки,

$$dn' = -\frac{dN}{V_1}, \qquad dn'' = \frac{dN}{V_2}.$$

Шунинг учун молекулаларнинг I ва II идишлардаги n_1' ва n_2' концентрациялари dt вақт ўтганидан кейин бошқача бўлиб қолади:

$$n_1' = n_1 + dn' = n_1 - \frac{dN}{V_1}, \qquad n_2' = n_2 + dn'' = n_2 + \frac{dN}{V_2}.$$

Бинобарин, dt вақт ўтгандан кейин концентрациялар фарқи қуйидагига тенг бўлади:

$$\Delta n' = n_1' - n_2' = n_1 - n_2 - \left(\frac{1}{V_1} + \frac{1}{V_2}\right) dN.$$

Бунга (41.1) дан dN нинг қийматини қўйиб ва $n_1 - n_2 = \Delta n$ деб фараз қилиб, қуйидагини оламиз:

$$\Delta n' = \Delta n - D\frac{\Delta n}{l}\left(\frac{1}{V_1} + \frac{1}{V_2}\right) S\, dt.$$

Бундан dt вақт ичида концентрациялар фарқининг ўзгариши қуйидагига тенг бўлади:

$$d(\Delta n) = \Delta n' - \Delta n = -D\,\Delta n\,\frac{V_1 + V_2}{V_1\,V_2} \cdot \frac{S}{l} dt.$$

$\frac{V_1\,V_2}{V_1 + V_2} = V_0$ катталик келтирилган ҳажм деб аталади ($V_1 = V_2 = V$ бўлганда келтирилган ҳажм $V_0 = \frac{V}{2}$ га тенг бўлади). Демак,

$$d\,(\Delta n) = -D\,\Delta n\,\frac{1}{V_0} \cdot \frac{S}{l}\,dt$$

ёки

$$\frac{d\,(\Delta n)}{\Delta n} = -D\frac{S}{V_0 l}\,dt. \qquad (41.2)$$

(41.2) ни интеграллаганимиздан кейин шундай ёзамиз:

$$\ln \Delta n = -D\,\frac{S}{V_0 l}\,t + \ln A, \qquad (41.3)$$

бу ерда A — интеграллаш доимийси. Бундан

$$\Delta n = A \exp\left(-D\frac{S}{V_0 l}\,t\right) \qquad (41.4)$$

Агар бошланғич, яъни $t = 0$ бўлгандаги концентрациялар фарқи Δn_0 маълум бўлса, A доимийни топиш осон. Ҳақиқатан ҳам (41.4) га $t = 0$ ва $\Delta n = \Delta n_0$ ни қўйиб, A ни шундай ёзиш мумкин:

$$A = \Delta n_0.$$

У ҳолда

$$\Delta n = \Delta n_0 \exp\left(-D\frac{S}{V_0 l}\,t\right). \qquad (41.5)$$

Бу тенглик концентрациялар фарқининг вақт ўтиши билан камайиши қонуни ҳақидаги саволга жавоб беради. Биз кўриб турибмизки, концентрациялар фарқи вақт ўтиши билан экспоненциал қонунга кўра камаяр экан ва айни шу тажриба учун ўзгармас катталик бўлган

$$D\frac{S}{V_0 l}$$

нинг қиймати қанча катта бўлса, у шунча тез камаяр экан. Бу ўзгармас катталикка тескари бўлган катталик

$$\tau = \frac{1}{D}\frac{V_0 l}{S}$$

нинг ўлчамлиги вақт ўлчамлиги эканини қайд қилиб ўтайлик. Унинг физикавий маъносини (41.5) тенгламадан осон тушуниш мумкин, бу формуладан $t = \tau$ бўлганида концентрациялар фарқи Δn нинг $\frac{\Delta n_0}{e}$ га тенг бўлиши, яъни дастлабки қийматига кўра e марта камайиши келиб чиқади. Шундай қилиб, τ ўзгармаснинг маъноси шуки, бу катталик диффузияланувчи компонентанинг концентрацияси e марта камайиши учун керак бўлган вақт оралиғига тенг. τ катталик одатда *процесснинг вақт доимийси* деб аталади.

(41.5) тенгламани бундай кўринишда ёзиш мумкин:

$$\Delta n = \Delta n_0 e^{-t/\tau}.$$

Вақт доимийси қатнашадиган бундай хил тенгламалар билан физикада кўпинча ўз ҳолига қўйилган системадаги бирор параметрнинг тенглашиш процесси қараладиган ҳолларда иш кўришга тўғри келади. Бу маънода шунга ўхшаш барча процессни ўзига хос диффузия дейиш мумкин. Вақт доимийси қанча кичик бўлса, тенглашиш процесси шунча тез амалга ошади.

Атмосфера босимида газларда бўладиган диффузия ҳодисаси, умуман айтганда, секин ўтадиган процессдир. Концентрацияларнинг тенглашиши қанчалик секин бориши тўғрисида миқдорий тасаввур ҳосил қилиш учун биз кўрган схематик тажрибамизни ҳисоблаб чиқайлик.

Айтайлик, 50-расмда кўрсатилган идишларнинг ҳажмлари тенг $V_1 = V_2 = 1$ л $= 10^{-3}$ м^3 ва I идиш азот ва кислороднинг аралашмаси билан, II идиш эса соф азот билан тўлдирилган бўлсин. Агар идишларни бир-бирига уловчи найнинг узунлиги $l = 10$ см $= 0{,}1$ м ва унинг кесим юзи $S = 1$ см$^2 = 10^{-4}$ м^2 бўлса, у ҳолда 7-жадвалдан (161-бетга қ.) атмосфера босимида кислороднинг азотда диффузия коэффициентини $1{,}74 \cdot 10^{-5}$ м^2/сек деб олиб, бизнинг тажрибамиз учун вақт доимийси

$$\tau = \frac{1}{D}\frac{V_0 l}{S} = \frac{1}{1{,}74 \cdot 10^{-5}} \cdot \frac{10^{-3} \cdot 10^{-1}}{10^{-4}} \approx 1{,}6 \cdot 10^4 \text{ сек} = 4{,}4 \text{ соат}$$

га тенг бўлиб чиқишини топамиз. Демак, тахминан 5 соат давомида концентрациялар фарқи аранг уч марта камаяр экан.

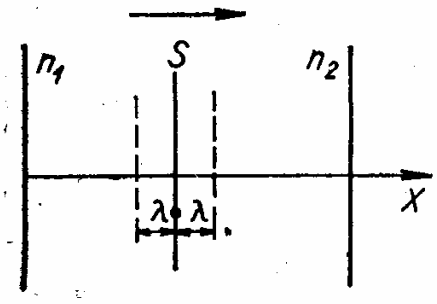
42-§. Стационар диффузия. Диффузия коэффициентини ҳисоблаш

Эслатиб ўтганимиздек, газларнинг кинетик назарияси молекулалар иссиқлик ҳаракати тезликлари ҳар қандай қийматга эга

бўлганида ҳам диффузия процессининг секин ўтишини осон тушунтириб беради. Бунинг сабаби шуки, газ молекулалари бир нуқтадан иккинчи нуқтага кўчиши учун бу нуқталарни бирлаштирувчи тўғри чизиқдан ҳисобланган масофага қараганда бир неча марта узун бўлган синиқ чизиқ шаклидаги йўлни ўтишлари керак.

Бундай сифатий тушунтиришдан ташқари, кинетик назария диффузия коэффициентининг катталигини миқдорий баҳолаш ва уни молекуляр катталиклар — молекулаларнинг эркин югуриш йўли узунлиги ҳамда иссиқлик ҳаракатидаги тезликлари орқали ифодалашга имкон беради.

Газ аралашмаси солинган идишда концентрациялар фарқи $\Delta n = n_1 - n_2$ ўзгармас сақланадиган (демак, гап стационар процесс ҳақида боради) X ўқига перпендикуляр S юзни олайлик. Аниқ бўлиши учун $n_1 > n_2$ деб оламиз. Иссиқлик ҳаракати туфайли бизни қизиқтирган компонентанинг молекулалари S юз орқали чапдан ўнгга ҳам, ўнгдан чапга ҳам ўтади. Юзнинг ҳар икки томонидаги концентрацияларнинг мавжуд фарқи туфайли X ўқ бўйлаб қандайдир диффузия оқими юзага келади, бу оқим равшанки, S юзнинг 1 см² ни унинг текислигига перпендикуляр равишда 1 сек да X ўқнинг мусбат қийматлари йўналишида (ўнгга) кесиб ўтаётган N_1 молекулалар сони билан ана шу юзни шу вақт ичида қарама-қарши йўналишда (чапга) кесиб ўтаётган молекулалар сони N_2 орасидаги айирмага тенг бўлади:



51- расм.

$$N = N_1 - N_2.$$

1 см² юзни кесиб ўтаётган молекулалар сонини қандай аниқлаш керак? Агар барча молекулалар X ўқ бўйлаб йўналган бирдай v тезлик билан ҳаракатланганида эди, у ҳолда 1 см² юзни 1 сек да кесиб ўтаётган молекулалар сони nv га тенг бўлар эди, бу ерда n—ҳажм бирлигидаги молекулалар сони.

Аслида молекулаларнинг тезликлар бўйича тақсимоти мавжуд, бироқ биз қўпол бўлса-да, барча молекулаларнинг тезлиги бирдай—$\bar{v}$ ўртача тезликка тенг деб оламиз. Шунингдек, молекулаларнинг иссиқлик тезликлари учта ўзаро перпендикуляр йўналишлар бўйлаб текис тақсимланган деб оламиз. Унда ҳажм бирлигидаги барча молекулаларнинг 1/3 қисми X ўқ бўйлаб ва бу молекулаларнинг ярмиси X ўқнинг мусбат йўналиши бўйлаб, яъни юзга қараб ва ярмиси қарама-қарши йўналишда—юздан узоқлашиш йўналишида ҳаракатланади.

Бинобарин, S юзнинг 1 см² ни 1 сек ичида чапдан ўнгга кесиб ўтувчи молекулалар сони N_1 ва худди шу вақт ичида ўнгдан чапга кесувчи молекулалар сони N_2 қуйидаги муносабатлар билан ифодаланади:

$$N_1 = \frac{1}{6} n'\bar{v}, \qquad N_2 = \frac{1}{6} n''\bar{v}.$$

Бу ерда n' ва n''—молекулаларнинг S юзнинг бир томонидаги ва иккинчи томонидаги концентрациялари. n' ва n'' катталиклар ҳақида шуни айтиш керакки, улар X ўқ йўналиши бўйлаб молекулаларнинг ўзаро тўқнашуви туфайли ўзгаради. Шунинг учун биз ажратган юзга молекулалар ана шу юзнинг бевосита олдидаги охирги тўқнашув туфайли ҳосил бўлган n' ва n'' концентрациялар билан келади. Демак, биз n' ва n'' ҳажм бирлигидаги юзнинг ҳар икки томонидан λ масофа узоқда турган (эркин югуриш йўли узунлиги) молекулаларнинг сони деб ҳисоблаймиз.

Диффузион оқим N, бинобарин, шундай ифода билан аниқланади:

$$N = N_1 - N_2 = \frac{1}{6}(n' - n'')\bar{v},$$

бу ерда $n' - n''$—бир-биридан 2λ масофада турган нуқталардаги концентрациялар фарқи. Агар концентрация градиенти қиймати $\frac{dn}{dx}$ маълум бўлса, бу фарқни аниқлаш қийин эмас (n фақат X ўқ бўйлаб ўзгаради деб фараз қиламиз, яъни $\frac{\partial n}{\partial x}$ ўрнига $\frac{dn}{dx}$ деб ёзиш мумкин). $\frac{dn}{dx}$ концентрацияларнинг бир узунлик бирлигидаги фарқи бўлгани учун 2λ масофада бу фарқ

$$n' - n'' = -2\lambda \frac{dn}{dx}$$

га тенг бўлади. Бу формула λ етарлича кичик бўлганидагина ўринли бўлади.

Шундай қилиб, диффузион оқим учун шундай ифодани ҳосил қиламиз:

$$N = -\frac{1}{3}\lambda\bar{v}\frac{dn}{dx}$$

ёки бу тенгликнинг ҳар икки қисмини молекула массаси m га кўпайтириб ёзамиз:

$$M = -\frac{1}{3}\lambda\bar{v}\frac{d\rho}{dx}.$$

Бу ифодани Фик қонунининг (40.2) ва (40.3) тенгламалари

$$N = -D\frac{dn}{dx}, \qquad M = -D\frac{d\rho}{dx}$$

билан таққослаб диффузия коэффициенти учун бизнинг қизиқтирган ифодани оламиз:

$$D = \frac{1}{3}\lambda\bar{v} \qquad (42.1)$$

Бу ифодадан диффузия коэффициенти газ босимига тескари пропорционал $\left(\text{чунки } \lambda \sim \frac{1}{p}\right)$ ва температурадан чиқарилган квадрат илдизга тўғри пропорционал эканини $(\bar{v} \sim \sqrt{T})$ кўрамиз.

(42.1) формулани чиқаришда иккинчи компонентанинг диффузияланиши назарга олинмади. Аслида иккинчи компонента ҳам диффузияланади ва у маълум даражада биз қараётган компонентанинг диффузияланишига таъсир қилмай иложи йўқ.

Масалан, водород ва карбонат ангидрид газининг аралашмасида водород карбонат ангидридга нисбатан анча тезроқ диффузияланиши керак, чунки айни шу температурада водород молекулаларининг иссиқлик ҳаракатининг ўртача тезлиги деярли беш марта катта ва бундан ташқари, водород молекулаларининг эркин югуриш йўли узунлиги ҳам катта. Бироқ бу бир йўналишда ўтаётган водороднинг ҳажми қарама-қарши йўналишда ўтаётган карбонат ангидрид газининг ҳажмидан катта демакдир. Бундай ҳолда газда албатта босимлар фарқи ва демак, газ оқими юзага келади. Ҳолбуки биз диффузияни таърифлаганимизда уни газ аралашмасининг босими барча нуқталарда ўзгармайдиган ва газ умуман тинч турадиган процесс деб таърифладик. Аслида икки турли газнинг ўзаро диффузияси процессида бу газлардан бирининг диффузия оқимининг иккинчисидан ортиб кетиши бутун газнинг дастлаб тезроқ диффузияланувчи молекулалар бўлган жой томон йўналишидаги оқими билан мувозанатлашади.

Биз диффузия коэффициенти учун (42.1) формулани чиқаришда ана шу нарсани назарга олмадик ва биз чиқарган формула газ молекулаларининг ана шу газ муҳитидаги диффузияси учун ўринлидир. Бу процесс *ўз-ўзидан диффузияланиш* деб аталади, (42.1) формула эса *ўз-ўзидан диффузияланиш коэффициентини* ифодалайди.

Масалан, газ аралашмаси айни бир модданинг бир-биридан фақат массаси жиҳатидан бир оз фарқ қилувчи, лекин бошқа хоссалари унча фарқ қилмайдиган икки турли изотопидан таркиб топган бўлса, шундай ҳодиса бўлади. Агар изотоплардан бири радиоактив бўлса, уларнинг нурланишидан бундай ҳодисани кузатиш ҳам мумкин.

43- §. Ўзаро диффузия коэффициенти

Бироқ (42.1) ифодани икки хил газ аралашмаси учун ҳам тўғри бўладиган қилиб ўзгартириш мумкин. Бунинг учун компенсацияловчи газ оқимининг мавжудлигини назарга олиш ке-

рак. (42.1) тенглама аралашманинг бир компонентига тегишли ва шу компонентанинг соф диффузион оқимини характерлайди деб ҳисоблайлик:

$$M_1' = -\frac{1}{3}\bar{v}_1\lambda_1\frac{d\rho_1}{dx}. \qquad (43.1)$$

1 индекслар тенгламанинг биринчи компонентага тегишли эканини, масса белгисидаги штрих эса M_1' нинг диффузия йўли билан ўтган масса эканини билдирсин. Худди шундай тенгламани иккинчи компонента учун ҳам ёзишимиз мумкин:

$$M_2' = -\frac{1}{3}\bar{v}_2\lambda_2\frac{d\rho_2}{dx}. \qquad (43.2)$$

Бунда $\frac{d\rho_1}{dx}$ ва $\frac{d\rho_2}{dx}$—биринчи ва иккинчи компоненталар зичлигининг X ўқ бўйлаб градиентлари. Бутун ҳажмда бирдай босим бўлганида шундай шарт бажарилиши керак:

$$\frac{d\rho_1}{dx} = -\frac{d\rho_2}{dx}.$$

Газнинг бутун ҳажмида босим бирдай бўлиши учун газ бутунича ҳаракатга келиши ва бу ҳаракатнинг u тезлиги шундай бўлиши керакки, газнинг ρu оқими (бу ерда ρ—аралашманинг зичлиги) енгил компонентанинг ортиқча диффузион оқимини мувозанатласин, яъни қуйидаги тенглик бажарилсин:

$$M_1' + M_2' + \rho u = 0.$$

M_1' ва M_2' ларнинг ўрнига уларнинг (43.1) ва (43.2) даги қийматларини қўйиб, қуйидаги тенгликни ҳосил қиламиз:

$$-\rho u = -\frac{1}{3}\bar{v}_1\lambda_1\frac{d\rho_1}{dx} - \frac{1}{3}\bar{v}_2\lambda_2\frac{d\rho_2}{dx}$$

ёки $\frac{d\rho_1}{dx} = -\frac{d\rho_2}{dx}$ бўлгани учун

$$-\rho u = \frac{1}{3}(\bar{v}_2\lambda_2 - \bar{v}_1\lambda_1)\frac{d\rho_1}{dx}.$$

Бундан

$$u = -\frac{1}{3}\left(\frac{\bar{v}_2\lambda_2}{\rho} - \frac{\bar{v}_1\lambda_1}{\rho}\right)\frac{d\rho_1}{dx}. \qquad (43.3)$$

Агар бутун газ ҳаракатланаётган бўлса, у ҳолда биринчи ва иккинчи компоненталарнинг ҳақиқатда бирлик юзни кесиб ўтаётган M_1' ва M_2' массалари тенг бўлмайди, чунки ҳар иккала компонента ҳам фақат диффузия ҳисобига эмас, шунингдек газнинг бутунича ҳаракати ҳисобига ҳам кўчиб ўтади.

Шунинг учун бирлик юзни кесиб ўтаётган биринчи компонентанинг массаси M_1' га эмас, балки $M_1' + \rho_1 u$ га тенг. Бу ерда M_1' ва u

ларнинг ўрнига уларнинг (43.1) ва (43.3) лардаги қийматларини қўямиз. У ҳолда

$$M_1 = \left(-\frac{1}{3}\lambda_1\bar{v}_1 - \frac{1}{3}\frac{\rho_1}{\rho}\lambda_2\bar{v}_2 + \frac{1}{3}\frac{\rho_1}{\rho}\lambda_1\bar{v}_1\right)\frac{d\rho_1}{dx}$$

ёки

$$M_1 = -\frac{1}{3}\left(\frac{\rho-\rho_1}{\rho}\lambda_1\bar{v}_1 + \frac{\rho_1}{\rho}\lambda_2\bar{v}_2\right)\frac{d\rho_1}{dx}.$$

Энди $\rho - \rho_1 = \rho_2$ бўлгани учун

$$M_1 = -\frac{1}{3}\left(\frac{\rho_2}{\rho}\lambda_1\bar{v}_1 + \frac{\rho_1}{\rho}\lambda_2\bar{v}_2\right)\frac{d\rho_1}{dx}.$$

Худди шу йўл билан иккинчи компонента учун ҳам

$$M_2 = -\frac{1}{3}\left(\frac{\rho_2}{\rho}\lambda_1\bar{v}_1 + \frac{\rho_1}{\rho}\lambda_2\bar{v}_2\right)\frac{d\rho_2}{dx}$$

ифодани оламиз.

Бу икки тенгликни (40.2) диффузия тенгламаси билан таққослаб шуни кўрамизки, зичлик градиентлари олдида турган ифодалар (бу ифодалар ҳар икки тенгликда ҳам бирдай) диффузия коэффициенти экан. Бироқ бу ифода энди ўз-ўзидан диффузияланиш коэффициенти эмас, балки бир газнинг иккинчи газга диффузияланиб ўтиш коэффициенти D_{12} (ўзаро диффузия коэффициенти) бўлади:

$$D_{12} = \frac{1}{3}\left(\frac{\rho_2}{\rho}\lambda_1\bar{v}_1 + \frac{\rho_1}{\rho}\lambda_2\bar{v}_2\right). \qquad (43.4)$$

Компоненталарнинг парциал зичликларининг аралашма зичлигига нисбатлари $\frac{\rho_1}{\rho}$ ва $\frac{\rho_2}{\rho}$ компоненталарнинг нисбий концентрациялари деб аталади.

Агар компоненталардан бирининг концентрацияси кичик бўлса, (43.4) формуланинг (42.1) формулага ўтишини кўриш осон. Масалан, $\frac{\rho_1}{\rho}$ концентрация кичик бўлса, у ҳолда (43.4) тенгликда иккинчи ҳадни назарга олмаслик мумкин ва $\frac{\rho_2}{\rho}$ концентрация бирга яқин бўлади. У ҳолда

$$D_{12} = \frac{1}{3}\lambda_1\bar{v}_1 = D.$$

Шундай қилиб, биз аввал олган (42.1) ифода фақат ўз-ўзидан диффузияланиш учунгина эмас, компоненталардан бири кам бўлган ҳолда турли газлар аралашмаси учун ҳам тўғри экан.

(42.1) ифодадан фойдаланиб, идеал газларнинг диффузия (ўз-ўзидан диффузияланиш) коэффициенти катталигини баҳолаш мумкин. Масалан, атмосфера босимида кислород учун

$$\lambda \approx 10^{-8}\ \text{м},\ \bar{v} \approx 5\cdot 10^2\ \text{м/сек};$$

бинобарин, бу шароитларда диффузия коэффициентининг қиймати

$$D = \frac{1}{3}\lambda\bar{v} = \frac{1}{3}\,5\cdot 10^{2}\cdot 10^{-8} \approx 1{,}6\cdot 10^{-5}\ \text{м}^2/\text{сек}.$$

Баъзи газларнинг ўзаро диффузия коэффициентларининг қийматлари 7-жадвалда келтирилган.

7-жадвал

Баъзи газлар учун ўзаро диффузия коэффициентлари

Газлар	$D_{12}\cdot 10^5$, м²/сек	Газлар	$D_{12}\cdot 10^5$, м²/сек
$H_2—O_2$	6,79	$CO_2—H_2$	5,38
$O_2—N_2$	1,74	$CO_2—CO$	1,36
$CO—H_2$	6,42	$H_2O—CO_2$	0,98
$CO—O_2$	1,83	$H_2—D_2$ [1]	1,20

[1] D_2—молекуляр дейтерий (водороднинг молекуляр оғирлиги оддий водородникидан икки марта катта бўлган изотопи).

Диффузия коэффициентини ўлчаш. Диффузия коэффициентини ўлчашнинг энг оддий методларидан бирини Лошмидт (1870 й.) таклиф қилган эди. Унинг фойдаланган асбоби бир-бири устига қўйилган ва жўмрак билан уланган икки найдан иборат эди. Лошмидтнинг ўзи ўтказган тажрибада найларнинг узунлиги 500 см га яқин ва диаметрлари 2,6 см бўлган.

Жўмракни беркитиб найларга текшириладиган газлар тўлдирилади. Оғирлик кучи таъсирида газларнинг диффузияси тезлашмаслиги учун оғирроқ газ пастки найга, енгилроғи эса устки найга тўлдирилади.

Агар жўмракни очиб қўйилса, бир газнинг иккинчисига диффузия йўли билан ўтиши бошланади. Бирор вақт ўтганидан кейин жўмрак беркитилади ва ҳосил бўлган аралашманинг таркиби ўрганилади (найлардан биридаги аралашма таркибини ўрганиш етарли). Анализ маълумотларидан фойдаланиб, тажриба вақти ва асбобнинг геометрик ўлчамларидан бир газнинг иккинчи газга диффузияланиш коэффициентини ҳисоблаб топиш мумкин.

Бундай асбобда водород ва карбонат ангидрид билан ўтказилган тажриба жўмрак ўттиз минут очиқ турганида атиги 33% водороднинг пастки найга ўтганлигини кўрсатди. Бу, албатта, диффузия процессининг нормал босимда жуда секин боришини тасдиқловчи далилдир!

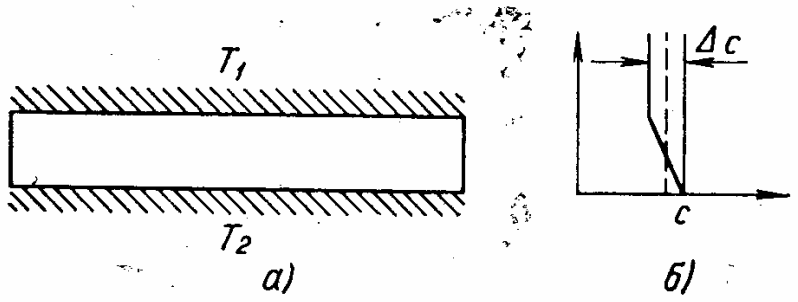
Бундай қурилма ёрдамида ўтказилган тажрибалар, шунингдек диффузия коэффициентининг аралашмадаги компоненталар концентрациясига ҳам заиф боғланган эканини кўрсатади. Бу

диффузия коэффициенти концентрацияга жуда кучли боғлиқ бўлиши келиб чиқадиган (43.4) тенгламанинг унчалик аниқ эмаслигини кўрсатади.

44-§. Термик диффузия

Биз ҳозиргина баён қилган диффузия ҳодисаси газда бирор компонента концентрациясининг фарқи (градиенти) мавжуд бўлгандагина юзага келади. Бунда диффузия туфайли градиент йўқолади ва бир жинсли бўлмаган газ аралашмаси бир жинсли аралашмага айланади.

Бунда «концентрация» диффузиясидан ташқари *термик диффузия* ҳам (термодиффузия) мавжуд, бу диффузия тескари натижага — бир жинсли газ аралашмасининг қисман *ажралиб,* бир жинсли бўлмаган аралашмага айланишига олиб келади. Бу ҳодиса 1911 йилда назарий жиҳатдан олдиндан айтилган ва 1917 йилда экспериментда тасдиқланган эди. Термодиффузия ҳодисаси шундан иборатки, бир жинсли газ аралашмасидаги *температура фарқи* температуранинг пасайиш йўналиши бўйлаб аралашма компоненталарида *концентрациялар фарқининг* юзага келишига олиб келади.



52- расм.

Бир жинсли газ аралашмаси билан тўлдирилган ясси деворли идишни кўз олдимизга келтирайлик (52-*а* расм). Агар пастки ва юқориги деворларни T_1 ва T_2 температураларда тутилса ва бунда $T_1 > T_2$ бўлса, у ҳолда термодиффузия ҳодисаси кўпинча шунга олиб келадики, *юқорироқ* температурали юқориги деворда ортиқча *енгил* молекулалар, *совуқроқ* пастки девор олдида эса ортиқча оғир молекулалар ҳосил бўлади. Баъзи аралашмалар учун бу термодиффузиянинг акси бўлади.

52-*б* расмда компоненталардан бирининг баландлик бўйича тақсимланиши кўрсатилган. Пунктир билан температуралар фарқи бўлмагандаги концентрация қиймати кўрсатилган. Термодиффузия газ аралашмасининг қисман компоненталарга *ажралишини* юзага келтиради.

Концентрацияларнинг юзага келган фарқи одатдаги концентрацион *диффузия* туфайли *тенглашишга* интилади, бу концентрацион диффузия оқими термодиффузия оқимига қарши йўналган. Бу икки процесснинг биргаликдаги ҳаракати натижасида аралашма компонентлари *концентрацияларининг мувозанатдаги градиенти* қарор топади.

Термодиффузия ҳодисасини биз одатдаги диффузияни тушунтиришда муваффақият билан фойдаланган молекуляр-кинетик назария тасаввурлари ёрдамида тушунтириш мумкин эмас (термодиффузиянинг кейин кашф қилинганининг сабаби ҳам шу). Бу ҳодисада компоненталар молекулаларининг ўзаро тўқнашишларидаги бир-биридан *итаришиш* кучлари катта роль ўйнаши аниқланган, бу кучлар тахминан $\frac{1}{r^n}$ қонунга кўра камаяр экан, бу ерда r—молекулалар орасидаги масофа.

Агар даража кўрсаткичи $n>5$ бўлса, термодиффузия юқорида кўрсатилган йўналишда амалга ошар экан. Агар $n<5$ бўлса, у ҳолда концентрацияларнинг термодиффузия фарқи тескари ишорали бўлади ва ниҳоят, $n=5$ бўлганда термодиффузия мутлақо содир бўлмайди.

Термодиффузия туфайли аралашма компоненталари концентрациясининг ўзгаришини тескари диффузияни ҳисобга олган ҳолда ҳисоблаб чиқариш мумкин.

Икки газ аралашмаси компоненталарининг концентрациялари c ва $1-c$ бўлсин. Айни шу компонентанинг концентрацияси деб, шу компонента молекулалари сонининг аралашмадаги умумий молекулалар сонига нисбатига айтилади. $\frac{dT}{dx}$ температура градиенти X ўқ бўйлаб йўналган бўлсин. У ҳолда назариянинг кўрсатишича, X ўқ бўйлаб қарор топган концентрация градиенти қуйидагига тенг бўлади:

$$\frac{dc}{dx}=\frac{D_T}{D_{12}}\frac{1}{T}\frac{dT}{dx}=\frac{D_T}{D_{12}}\frac{d}{dx}\ln T. \qquad (44.1)$$

Бу ерда D_{12}—компоненталарнинг ўзаро диффузия коэффициенти D_T эса *термодиффузия коэффициенти* деб аталади, унинг ўлчамлиги D_{12} нинг ўлчамлиги билан бир хил (яъни м²/сек). Бироқ концентрацияларга амалда боғлиқ бўлмайдиган D_{12} диффузия коэффициентидан фарқли ўлароқ, D_T ҳар иккала компонентанинг кўпайтмасига пропорционал бўлар экан:

$$\frac{D_T}{D_{12}}=\alpha\, c(1-c),$$

бу ерда α—*термодиффузия доимийси* деб аталади. Худди шу α доимий ажралаётган аралашманинг хоссаларига, жумладан молекулараро итаришиш кучининг камайиш қонунининг ифодаси $\frac{1}{r^n}$ нинг n даража кўрсаткичига боғлиқ бўлади. Бундан ташқари, α аралашма

молекулаларининг m_1 ва m_2 массалари нисбий айирмасига боғлиқ бўлади. α нинг тахминий ифодаси шундай кўринишда:

$$\alpha \approx \frac{m_2-m_1}{m_2+m_1} \cdot \frac{n-5}{n-1} \approx \frac{\Delta m}{2m} \cdot \frac{n-5}{n-1},$$

бу ерда m—молекулалар массасининг ўртача қиймати. Бундан $n=5$ бўлганда термодиффузия коэффициенти ишора алмаштириши кўриниб турибди. Газларнинг аксарияти учун $n>5$. (44.1) тенгламани энди қуйидаги кўринишда ёзиш мумкин:

$$\frac{dc}{dx} = \alpha c(1-c)\frac{d}{dx}\ln T \text{ ёки } \frac{dc}{c(1-c)} = \alpha d \ln T.$$

Интеграллагандан сўнг бу тенглама қуйидаги кўринишга келади:

$$\frac{c}{1-c} = AT^{\alpha}.$$

Агар $T=T_1$ да $c=c_1$ ва $T=T_2$ да $c=c_2$ эканлиги эътиборга олинса, ихтиёрий ўзгармас катталик (сон) A йўқолади; у ҳолда

$$\frac{c_1}{1-c_1} : \frac{c_2}{1-c_2} = \left(\frac{T_1}{T_2}\right)^{\alpha}. \qquad (44.2)$$

(44.2) тенглама компоненталарнинг термодиффузия туфайли нисбий концентрация ўзгаришини ҳисоблашга, α доимийни аниқлашга ва шу билан молекулалараро ўзаро таъсир кучининг характерини билишга имкон беради (V бобга қ.).

Термодиффузия ҳодисаси муҳим амалий аҳамиятга эга: изотопларни ажратишда шу ҳодисадан фойдаланилади.

Изотопларнинг массалари (водород ва гелийдан ташқари) одатда бир-биридан кам фарқ қилади. Бу деган сўз, $\frac{\Delta m}{2m} \ll 1$ ва бинобарин, $\alpha \ll 1$. Бу ҳолда (44.2) тенглама соддалаштирилиши мумкин:

$$\frac{c_1}{1-c_1} : \frac{c_2}{1-c_2} = \exp\left\{\alpha \ln \frac{T_1}{T_2}\right\} \approx 1 + \alpha \ln \frac{T_1}{T_2}. \qquad (44.3)$$

(44.3) тенгламанинг чап қисмида турган

$$\frac{c_1}{1-c_1} : \frac{c_2}{1-c_2} = q$$

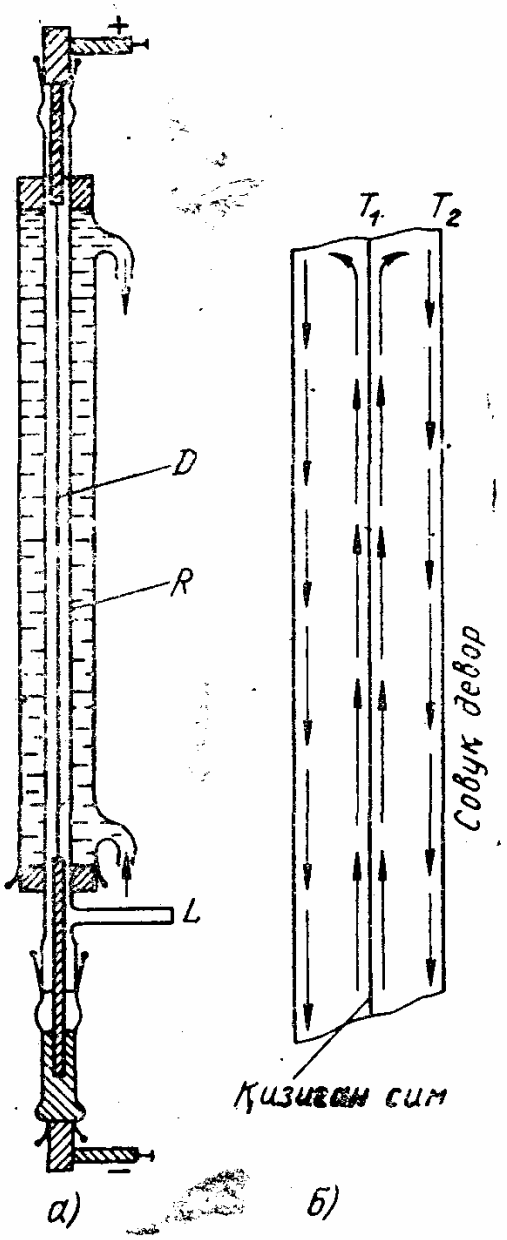
ифода компоненталарнинг ажралиш даражасини характерлайди ва *ажралиш коэффициенти* деб аталади, бу ифода α нинг кичик қийматларида, яъни изотоплар учун бирга яқин ($q=1$ бўлганда компоненталар мутлақо ажралмайди). Шунинг учун кўпинча ажралиш даражасини $q-1=\varepsilon$ катталик билан характерланади, бу катталик *бойитиш коэффициенти* деб аталади. Равшанки,

$$\varepsilon = \alpha \ln \frac{T_1}{T_2} \approx \frac{\Delta m}{2m} \ln \frac{T_1}{T_2}.$$

Масалан, $T_1=900°C$ ва $T_2=300°C$ да атом оғирликлари $\mu_1=20$ ва $\mu_2=22$ бўлган неон изотоплари учун бойитиш коэффициенти

$\varepsilon \approx 0{,}03$ га тенг. Демак, бошланғич концентрация термодиффузия натижасида ҳаммаси бўлиб 3% га ўзгарар экан.

Бу ҳол термодиффузия туфайли бойитиш даражасини кучайтириш усулларини излашга ундайди. Шундай усул топилган ҳам: бунда термодиффузияни таъминловчи температуралар фарқидан газ аралашмасининг *конвекцион* оқимини вужудга келтириш учун фойдаланилган. Бундай конвекция натижасида газнинг исиган қисми унинг совуқ қисмига нисбатан ҳаракатланиб, «тескари оқим» ҳосил қилади. Бунинг учун температура градиентини горизонтал йўналтириш керак, бунда оғирлик кучидан вертикал конвекция ҳосил қилиш учун фойдаланилади. Бундай принцип 53-*а* расмда схематик кўрсатилган «ажратиш колонкаси» да амалга оширилган. Оқувчи сув билан совитилиб турадиган *R* вертикал най ўқи бўйлаб электр токи ёрдамида қиздириладиган *D* металл сим тортилган. Бойитиладиган газ аралашмаси *L* най орқали киритилади. Равшанки, газнинг температураси сим яқинида най деворлари яқинидагига қараганда баландроқ, бунинг натижасида термодиффузия юзага келади.



53-расм.

Бунда ажралиш даражаси қандай ортишини кўриб чиқайлик. Термодиффузия туфайли газ қизиган сим яқинида енгил компонента билан, совуқ девор яқинида эса оғир компонента билан бойиган бўлади. Сўнгра, қизиган сим яқинидаги газ кенгайиб ўзининг зичлигини камайтиради ва юқорига кўтарилади, най деворлари яқинидаги совуқ газ эса пастга тушади. Газнинг 53-*б* расмда кўрсатилган йўналишдаги циркуляция оқими юзага келади. Бунда равшанки, гарчи газнинг юқорига ва пастга йўналган йиғинди оқимлари тамомила бирдай бўлса-да, циркуляция енгил молекулаларни совуқ девор яқинида *пастга* туширишдан кўра кўпроқ *юқорига* кўтаради. Шу туфайли юқори қисмда ортиқча енгил компонента, пастки қисмда эса ортиқча оғир компонента юзага келади.

Термодиффузия енгил молекулаларни қизиган сим томон «олиб келади», конвекция эса уларни юқорига «олиб кетади». Бунинг натижасида концентрациянинг *вертикал* градиенти пайдо бўлади. Бу ҳолда соф термодиффузия туфайли ажралишдан кўра анча кучли ажралиш содир бўлади.

Бундай метод билан бир қатор изотоплар ажратилган. Изотопларни термодиффузия усулида ажратиш, содда бўлишига қарамай, саноатда қўлланилмайди. Бунга сабаб термодиффузия процесси вақтида иссиқлик энергиясининг жуда кўп сарфланишидир.

Яна бир тур диффузия мавжуд бўлиб, у *барик диффузия* (бародиффузия) деб аталади. Бундай диффузия газ аралашмасида босимлар фарқи воситасида вужудга келади. Бародиффузияда ҳам газ аралашмалари ажралади. Бироқ бу метод ҳам амалда қўлланилмайди.

45- §. Газларнинг иссиқлик ўтказувчанлиги

Агар газ нотекис иситилган, яъни унинг бир қисмида температура иккинчи қисмидагидан баланд ёки паст бўлса, у ҳолда температуранинг тенгланишини кузатиш мумкин: газнинг иссиқроқ қисми совийди, совуқроқ қисми эса исийди.

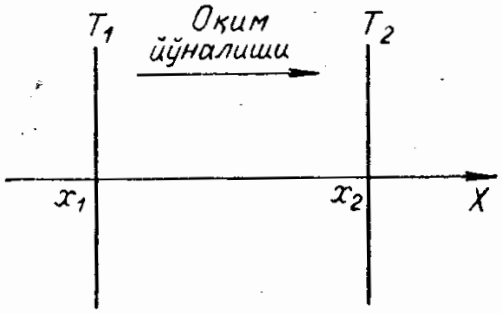
Равшанки, бу ҳодиса газнинг иссиқроқ қисмидан совуқроқ қисмига иссиқлик оқиши билан боғлиқ бўлади. Газда (ёки ҳар қандай бошқа моддада) иссиқлик оқимининг ҳосил бўлиши *иссиқлик ўтказувчанлик* деб аталади. Ўз ҳолига қўйилган ҳар қандай жисмда, хусусан газда, иссиқлик ўтказувчанлик температураларнинг тенглашишига сабаб бўлади ва бу процесс, албатта, ностационар процессдир. Бироқ кўпинча шундай ҳоллар ҳам бўладики, бунда температуралар фарқини сунъий равишда ўзгартирмасдан сақлаб турилади.

Масалан, чўғланма электр лампасида бевосита чўғланган тола яқинидаги газ юқори температурага (толанинг температурасига тенг температурага) эга бўлгани ҳолда, лампа шиша баллонининг деворларига тегиб турган газ қисмининг температураси анча паст бўлади. Лампа улангандан бир неча вақт кейин тола ва деворлар орасида ўзгармас температуралар фарқи юзага келади. Бундай фарқ бир томондан лампага электр тармоғидан келтириладиган электр энергия ҳисобига, иккинчи томондан эса иссиқликнинг лампа деворларидан атроф ҳавога берилиши ҳисобига сақланади. Бундай шароитларда лампа ичидаги газда вақт давомида ўзгармайдиган, яъни стационар иссиқлик оқими юзага келади. Температураларнинг қарор топган фарқи газнинг иссиқлик ўтказувчанлигига боғлиқ бўлади (чўғланиш лампасида иссиқлик газ орқали узатилгандан ташқари

айни шу ҳолда асосан нурланиш натижасида узатилишини ҳам назарда тутиш керак).

Биз келтирган мисолда лампа толасининг ва идишининг (баллонининг) шакли мураккаб бўлгани учун иссиқлик оқимини ҳисоблаш қийин, шу туфайли газда температуранинг тақсимланиши ҳам жуда мураккаб бўлади.

Иссиқлик ўтказувчанлик процессининг миқдорий қонуниятларини топиш учун биз янада оддийроқ ҳолни, диффузияни ўргангандагига ўхшаш характердаги масалани кўрайлик.



54- расм.

Газдаги бирор йўналиш, масалан, X ўқ бўйлаб температура нуқтадан нуқтага, яъни x нинг функцияси сифатида ўзгараётган бўлсин, бу ўққа перпендикуляр текисликда эса у бирдай сақланаётган бўлсин (54- расм).

Температуранинг X ўқ бўйлаб ўзгариши $\frac{\partial T}{\partial x}$ температура градиенти билан характерланади (агар температура биз фараз қилганимиздек фақат X ўқ бўйлаб ўзгараётган бўлса, у ҳолда $\frac{\partial T}{\partial x}$ ўрнига $\frac{dT}{dx}$ ни ёзиш мумкин). Ҳамма вақтдаги сингари температура градиентининг маъноси шуки, у температуранинг бир нуқтадан иккинчи нуқтага ўзгаришининг бу нуқталар орасидаги масофа бирлигига нисбатига тенг. Диффузия процессида шу процесснинг амалга ошиши учун концентрациялар градиенти бўлиши шарт бўлгани сингари, температуралар градиентининг мавжудлиги ҳам иссиқлик ўтказувчанликнинг юзага келишининг асосий шартидир.

Иссиқлик оқимининг йўналиши температуранинг пасайиш йўналиши билан мос келади. Агар x нинг ортишига (яъни $dx>0$) температуранинг пасайиши ($dT<0$) мос келса, у ҳолда иссиқлик x нинг ўсаётган томонига оқаётган бўлади: иссиқлик оқими шу оқимни юзага келтирган мавжуд температура градиентини камайтириш томонига йўналган бўлади. Тажриба Q иссиқлик оқими температура градиентига пропорционал бўлишини кўрсатади (Фурье қонуни):

$$Q=-\varkappa\frac{dT}{dx}. \qquad (45.1)$$

Иссиқлик оқими деб юз бирлигидан вақт бирлигида ўтаётган иссиқлик миқдори тушунилади.

(45.1) тенгликдаги $\varkappa$ коэффициент иссиқлик *ўтказувчанлик коэффициенти* деб аталади. (45.1) дан кўриниб турганидек, иссиқлик ўтказувчанлик коэффициентининг сон қиймати темпе-

ратура градиенти бирга тенг (1 К/см) бўлгандаги иссиқлик оқимига тенг. Иссиқлик ўтказувчанлик коэффициентининг СИ системасида Ж/м · сек · К ёки Вт/м · К бирликларида, СГС системасида эса эрг/см · сек · К бирликларида ўлчанишини кўриш осон. Техникада уни кўпинча кЖ/м · соат · К ларда ифодаланади.

Стационар шароитларда газ орқали вақт бирлигида оқиб ўтган Q иссиқлик миқдори берилган температура градиентини сақлаб турган иссиқлик манбаининг қувватига тенг. Бу қувватни (у кўпинча электр қуввати бўлади) иссиқлик ўтказувчанлик коэффициентини экспериментал аниқлашда бевосита ўлчанади.

Температура градиенти бўлган газ ўз ҳолига қўйилганда, яъни унга ташқаридан энергия берилмайдиган ҳолларда, иссиқлик ўтказувчанлик температуранинг тенглашишига олиб келади. Дастлаб биз ана шундай *ностационар* иссиқлик ўтказувчанликни кўрамиз. Температуранинг тенглашиш қонуни диффузия воситасида концентрацияларнинг тенгланиши процессига жуда ўхшаш эканлигини кўриш мумкин.

46-§. Ностационар иссиқлик ўтказувчанлик

Қайтадан ҳажмлари мос равишда V_1 ва V_2, бироқ энди бирдай босим остидаги таркиби бир жинсли бўлган газ билан тўлдирилган I ва II идишларни кўрайлик (50-расмга қ.). Иккала идиш кўндаланг кесим юзи S ва узунлиги l бўлган най билан бирлаштирилган. Вақтнинг бирор пайтида биз кўраётган идишлардаги газнинг температуралари T_1 ва T_2 га тенг бўлсин, аниқ бўлиши учун $T_1 > T_2$ деб оламиз.

Агар газни ўз ҳолига қўйилса, у ҳолда иссиқлик ўтказувчанлик туфайли иккала идишда газнинг температураси тенглаша бошлайди, яъни температуралар фарқи

$$\Delta T = T_1 - T_2$$

вақт ўтиши билан камаяди. Бу процессни «температура диффузияси» деб аташ мумкин эди. Ҳолбуки бу ерда ҳақиқий маънодаги диффузия ҳам бўлади. Чунки идишлардан биридаги температура бошқасидагидан юқори бўлса, у ҳолда бу температура юқори бўлган идишда тез молекулалар кўпроқ эканлигини англатади, чунки температура молекулаларнинг ўртача кинетик энергиялари орқали аниқланади ва катта тезликли молекулалар қанча кўп бўлса, температура шунча юқори бўлади. Иссиқлик ўтказувчанлик процессида бу тезроқ зарраларнинг диффузияси рўй беради ва у иссиқлик ўтказувчанлик процессида муҳим роль ўйнайди.

Энди температуралар фарқининг вақтга боғлиқ ҳолда камайиш қонунини топайлик. (45.1) га мувофиқ, най орқали ўтган иссиқлик оқими

$$Q = -\varkappa \frac{dT}{dx}$$

тенглама билан аниқланади. Мулоҳазаларимиз соддароқ бўлиши учун бирлаштирувчи най бўйлаб температура текис ўзгаради ва унинг ихтиёрий узунлик бирлигига бирдай температуралар фарқи мос келади деб олайлик. Ў ҳолда чексиз кичик катталиклардан фойдаланиш зарурати қолмайди ва шундай ёзиш мумкин бўлади:

$$\frac{dT}{dx} = \frac{\Delta T}{l}, \qquad Q = -\varkappa \frac{\Delta T}{l}.$$

Чексиз кичик dt вақт оралиғида I идишдан II идишга най орқали қуйидаги иссиқлик миқдори ўтади:

$$dQ = -\varkappa \frac{\Delta T}{l} S\, dt. \tag{46.1}$$

Бунинг натижасида I идишдаги газ температураси бирор dT_1 миқдор камаяди, II идишда эса dT_2 миқдор ортади. II идишда температуранинг айнан қанчага ортиши ва I идишда айнан қанчага пасайиши газнинг C иссиқлик сиғимига боғлиқ, иссиқлик сиғими ўз навбатида газнинг солиштирма иссиқлик сиғими c_V билан унинг массаси m нинг кўпайтмасига тенг. Иссиқлик миқдори ва температуранинг ўзгариши орасидаги бизга маълум бўлган боғланиш муносабатларидан

$$dT_1 = \frac{dQ}{m_1 c_V}, \qquad dT_2 = \frac{dQ}{m_2 c_V}$$

бўлиши равшан, бу ерда m_1 ва m_2—мос равишда I ва II идишлардаги газ массалари; dT_1 ва dT_2—температура ўзгаришларининг абсолют қийматлари.

Агар идишлардаги газнинг зичлиги ρ бўлса, у ҳолда

$$m_1 = \rho V_1, \qquad m_2 = \rho V_2$$

бўлади ва бундан

$$dT_1 = \frac{dQ}{\rho V_1 c_V}, \qquad dT_2 = \frac{dQ}{\rho V_2 c_V}.$$

Температуранинг I идишда dT_1 га камайиши ва II идишда dT_2 га ортиши улар орасидаги температуралар фарқини қуйидаги

$$d(\Delta T) = dT_1 + dT_2 = \frac{dQ}{\rho c_V}\left(\frac{1}{V_1} + \frac{1}{V_2}\right) = \frac{dQ}{\rho c_V} \cdot \frac{V_1 + V_2}{V_1 \cdot V_2}$$

катталикка камайишига олиб келади. Бунга dQ нинг (46.1) даги қийматини қўйиб, қуйидагини оламиз:

$$d(\Delta T) = -\frac{\varkappa S \Delta T}{l \rho c_V} \cdot \frac{V_1 + V_2}{V_1 V_2}\, dt.$$

Аввалгидек $\frac{V_1V_2}{V_1+V_2}$ келтирилган ҳажмни V_0 орқали белгилаймиз. У ҳолда

$$d(\Delta T)=-\frac{\varkappa S\Delta T}{l\rho c_V V_0} \text{ ёки } \frac{d(\Delta T)}{\Delta T}=-\frac{\varkappa S}{l\rho c_V V_0}\,dt.$$

Бу тенгламани интеграллаб, қуйидагини оламиз:

$$\ln\Delta T=-\frac{\varkappa S}{l\rho c_V V_0}\,t+\ln A, \qquad (46.2)$$

бу ерда A—интеграллаш доимийси. Бу доимий температуралар фарқи бошланғич пайтда, яъни $t=0$ да $(\Delta T)_0$ га тенг деган мулоҳазадан осон аниқланиши мумкин, бинобарин, (46.2) га $t=0$ ва $\Delta T=(\Delta T)_0$ ларни қўйиб, $A=(\Delta T)_0$ эканини келтириб чиқарамиз. Демак,

$$\Delta T=(\Delta T)_0\exp\left(-\frac{\varkappa S}{l\rho c_V V_0}\,t\right). \qquad (46.3)$$

(46.3) тенглама вақт ўтиши билан температуранинг иссиқлик ўтказувчанлик воситасида тенгланишига доир бизни қизиқтирган қонунни ифодалайди. Бу қонун концентрациянинг диффузия воситасида тенглашиш қонуни (41.5) га тамомила ўхшашдир. Иккала ҳолда ҳам тенглашиш экспоненциал қонунга мувофиқ амалга ошади.

Агар (46.3) ни (41.5) билан таққосласак

$$\Delta n=(\Delta n)_0\exp\left(-D\,\frac{S}{V_0 l}\,t\right),$$

бу ҳолда агар $\frac{\varkappa}{\rho c_V}=D$ деб олинса, иккала тенгламанинг ўнг қисмидаги экспоненциал кўпайтувчилар мос келиши кўринади. Демак, $\frac{\varkappa}{\rho c_V}$ ифода «температура диффузияси» коэффициенти экан. $\frac{\varkappa}{\rho c_V}$ катталик газнинг хоссаларига боғлиқ бўлиб, температуранинг тенглашиш тезлигини характерлайди. Шунинг учун бу катталик газнинг (ҳар қандай бошқа жисмнинг ҳам) *температура ўтказувчанлик коэффициенти* номини олган.

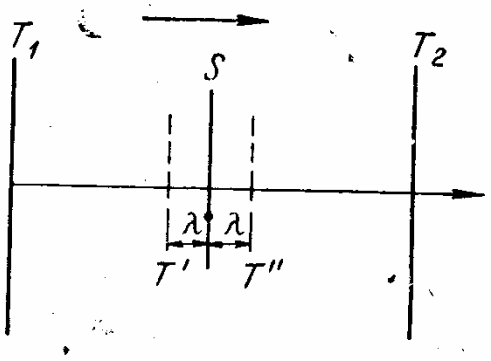
$\frac{S}{V_0 l}$ кўпайтувчи соф геометрик катталик бўлиб, фақат аппаратурани характерлайди. Температура ўтказувчанлик коэффициенти ҳам диффузия коэффициенти сингари м²/сек ларда ифодаланишини аниқлаш қийин эмас. Диффузияни кўрганимиздаги сингари, бу ерда ҳам иссиқлик ўтказувчанлик *вақти доимийсини* киритамиз:

$$\tau=\frac{\rho c_V}{\varkappa}\,\frac{lV_0}{S}.$$

Бу шундай вақт оралиғики, унинг давомида газнинг иссиқлик ўтказувчанлиги натижасида икки ҳажм орасидаги температуралар фарқи e марта камаяди.

47- §. Стационар иссиқлик ўтказувчанлик. Иссиқлик ўтказувчанлик коэффициентини ҳисоблаш

Газ молекулаларининг иссиқлик ҳаракати туфайли газ эгаллаган ҳажмдаги ҳар қандай кесимни молекулалар кесиб ўтади. Аввал кўрганимиздек, температуралар фарқи ўзгармас сақланадиган (стационар процесс) X ўққа перпендикуляр бирор S юзни кўрайлик (55- расм). T_1 температурани T_2 га нисбатан катта деб қабул қиламиз.



55- расм.

S юз орқали молекулалар чапдан ўнгга ҳам, ўнгдан чапга ҳам ўтади ва агар газнинг босими барча нуқталарда бирдай бўлса, у ҳолда S бирлик юзни 1 сек ичида чапдан ўнгга ва ўнгдан чапга кесиб ўтувчи молекулалар сони бирдай бўлиши равшан. Бироқ чапдан келаётган молекулалар юзга ўнгдан келаётган молекулаларга қараганда кўп энергия олиб келади, чунки улар юқорироқ температурали соҳадан келади. Шунинг учун молекулаларнинг чапдан ва ўнгдан олиб келаётган энергиялари фарқига тенг иссиқлик оқими (чапдан ўнгга) вужудга келади.

Аввалгидек, 1 см^2 юзни 1 сек ичида чапдан ўнгга кесиб ўтаётган молекулалар сони N_1 ни $\frac{1}{6} n\bar{v}$ га тенг деб ҳисоблаш мумкин. Худди шунингдек, ўнгдан чапга ҳам N_2 молекулалар ўтади, бу ерда ҳам $N_2 = \frac{1}{6} n\bar{v}$ га тенг. Бу ерда $\bar{v}$—молекулалар иссиқлик ҳаракатининг ўртача тезлиги ва n—ҳажм бирлигидаги молекулалар сони. N_1 ва N_2 молекулалар сонининг тенг эканини, бироқ улар олиб келадиган энергиянинг ҳар хил эканини ҳозиргина қайд қилиб ўтдик. Энди шу энергияларни топайлик.

S юзга чапдан келаётган молекулалар унинг олдидаги охирги тўқнашувдан сўнг эга бўлган энергиялари билан келадилар. Турли молекулалар учун эркин югуриш йўли узунлиги турлича, лекин қўполроқ қилиб юзга келаётган барча молекулалар ундан ўртача эркин югуриш йўли узунлиги λ га тенг бўлган масофада охирги тўқнашувга дуч келганлар деб қабул қилиш мумкин. Шунга мувофиқ, юзга чапдан келаётган молекулалар S юздан λ га тенг масофада бўлган нуқтадаги T' температурага мос U_1 ўртача энергияга эга деб олиш мумкин. Бу молекулаларнинг 1 сек да 1 см^2 юзга олиб келаётган энергия миқдори

$$Q_1 = \frac{1}{6} n\bar{v} U_1$$

га тенг.

Худди шунга ўхшаш ўнгдан келаётган молекулаларнинг олиб келаётган энергия миқдори ҳам

$$Q_2 = \frac{1}{6} n\bar{v}U_2$$

га тенг, бу ерда U_2—молекулаларнинг юздан λ масофада ўнгда бўлган нуқтадаги T'' температурага мос энергияси. Бинобарин, 1 см² юздан 1 сек да оқиб ўтаётган натижавий энергия миқдори қуйидагига тенг:

$$Q = Q_1 - Q_2 = \frac{1}{6} n\bar{v}(U_1 - U_2),$$

бу ерда U_1 ва U_2—бир-биридан 2 λ масофада бўлган нуқталардаги T' ва T'' температураларга мос битта молекула энергиясининг ўртача қийматлари.

Бир молекуланинг ўртача энергияси U температурага пропорционал ва уни газнинг иссиқлик сиғимини C_V орқали ифодалаш мумкин.

Ҳақиқатан ҳам, молекуланинг ўртача энергияси $\frac{i}{2} kT$ га тенг, бу ерда i—эркинлик даражалари сони. Иккинчи томондан, газнинг моляр иссиқлик сиғими $C_V = \frac{i}{2} R = \frac{i}{2} kN_0$, бу ерда N_0—Авогадро сони. Бинобарин,

$$U = \frac{i}{2} kT = \frac{C_V}{N} T,$$

шунинг учун Q нинг ифодасини шундай ёзиш мумкин:

$$Q = \frac{1}{6} n\bar{v} \frac{C_V}{N_0} (T' - T'').$$

Юздан ҳар икки томондаги λ масофада бўлган нуқталар орасидаги температуралар фарқи $T' - T''$ ни температура градиенти қийматидан аниқлаш қийин эмас:

$$T' - T'' = -2\lambda \frac{dT}{dx},$$

чунки температура градиенти $\frac{dT}{dx}$ температуранинг узунлик бирлигидаги ўзгаришидир. Минус ишораси x нинг ортиши билан T нинг пасайишини кўрсатади. Бундан

$$Q = -\frac{1}{3} n\bar{v}\lambda \frac{C_V}{N_0} \frac{dT}{dx}. \qquad (47.1)$$

(47.1) ва (45.1) ларни ўзаро таққослаб иссиқлик ўтказувчанлик коэффициентининг ифодасини оламиз:

$$\varkappa = \frac{1}{3} n\bar{v}\lambda \frac{C_V}{N_0}. \qquad (47.2)$$

Агар $C_V = \mu c_V$ эканлигини назарга олсак (бу ерда c_V — солиштирма иссиқлик сиғими, μ — молекуляр оғирлик ва $\frac{\mu}{N_0} = m$—бир молекуланинг массаси), у ҳолда (47.2) формулани шундай қайта ёзиш мумкин:

$$\varkappa = \frac{1}{3} mn\bar{v}\lambda c_V = \frac{1}{3} \rho\bar{v}\lambda c_V, \qquad (47.3)$$

бу ерда ρ—газнинг mn га (молекула массасининг ҳажм бирлигидаги молекулалар сонига кўпайтмасига) тенг бўлган зичлигидир.

(47.2) ва (47.3) ифодалар газ иссиқлик ўтказувчанлик коэффициентининг тахминий қийматини беради, чунки бу формулалардаги кўпайтувчи сон ҳисоблашларда қилинган фаразларга боғлиқ ва тахминан $^1/_3$ га тенг. Бу кўпайтувчини аниқ ҳисоблаш жуда қийин.

Иссиқлик ўтказувчанлик коэффициентининг босим ва температурага боғлиқлиги. Ҳозиргина келтириб чиқарилган (47.2) ва (47,3) формулалар иссиқлик ўтказувчанлик коэффициенти газнинг босим ва температурасига қандай боғланиши кераклиги ҳақида фикр юритишга имкон беради.

(47.2) ва (47.3) формулаларга кирувчи катталиклардан фақат ҳажм бирлигидаги молекулалар сони n ва эркин югуриш йўли узунлиги λ гина босимга боғлиқ. Бироқ бу катталикларнинг биринчиси газ босимига пропорционал, иккинчиси эса тескари пропорционал. Бу газларнинг иссиқлик ўтказувчанлик коэффициенти босимга боғлиқ эмаслиги ҳақидаги муҳим хулосага олиб келади.

Биринчи қарашда парадоксал бўлган бундай хулоса тажриба маълумотлари билан мос тушади; тажрибалар газнинг босими кенг чегараларда ўзгарганида иссиқлик ўтказувчанлик коэффициенти ўзгармас қолишини кўрсатади. Фақат энг кичик босимлардагина иссиқлик ўтказувчанлик коэффициенти босим пасайиши билан камая бошлайди. Бироқ бу иссиқлик ўтказувчанлик механизми ҳақидаги юқорида айтилган мулоҳазаларга мутлақо зид эмаслигини биз қуйида кўрамиз.

Унинг температурага боғлиқлиги тўғрисида гапирадиган бўлсак, у ҳолда (47.3) формуладан молекулаларнинг иссиқлик ҳаракати ўртача тезлигига пропорционал бўлган иссиқлик ўтказувчанлик коэффициенти температура ўзгариши билан худди $\bar{v}$ сингари ўзгариши, яъни $\sqrt{T}$ га пропорционал ўзгариши керак эди.

Аслида иссиқлик ўтказувчанлик коэффициенти температура ортганида $\sqrt{T}$ дан кўра бирмунча тезроқ ўсишини тажриба кўрсатади. Шундай бўлиши керак эди, чунки иссиқлик ўтказувчанлик коэффициенти, бундан ташқари, эркин югуриш йўли ўртача узунлигига ҳам пропорционал, бу катталик эса температура ортиши билан ор-

тади. Кўп атомли газлар учун температура ортганида иссиқлик сиғимининг ортишини ҳам назарга олишга тўғри келади.

Эркин югуриш йўли узунлигининг температурага боғлиқ равишда ортиши, биз биламизки, молекулаларни қаттиқ шарчалар деб қараш мумкин эмаслигидан келиб чиқади. Иссиқлик ўтказувчанлик коэффициентининг температура ортиши билан $\sqrt{T}$ қонундан кўра тезроқ ортишига доир тажриба далили бунинг тасдиғи бўлиб хизмат қилади.

Иссиқлик ўтказувчанлик коэффициенти ва молекулаларнинг ўлчамлари. (47. 2) тенгламани бирмунча ўзгартириш мумкин, бунинг учун ундаги λ ўрнига унинг (36. 4) формуладаги қийматини қўямиз. У ҳолда иссиқлик ўтказувчанлик коэффициентининг ифодаси қуйидаги кўринишга келади:

$$\varkappa = \frac{\bar{v} C_V}{3\sqrt{2}\sigma N_0}, \quad \text{бунда} \quad \sigma = 4\pi r^2. \qquad (47.3а)$$

$\bar{v}$ ва C_V катталиклар бошқа манбалардан маълум. Шунинг учун, агар иссиқлик ўтказувчанлик коэффициентининг қиймати ўлчанган бўлса, бу формула молекулаларнинг кўндаланг кесими σ ёки радиусини баҳолашга хизмат қилиши мумкин.

Масалан, ўлчаш маълумотларига кўра кислороднинг иссиқлик ўтказувчанлик коэффициенти 0°С да 0,024 Вт/м·К га тенг. $\bar{v}$ ва C_V нинг бизга маълум бўлган қийматларидан фойдаланиб, қуйидаги қийматни келтириб чиқарамиз:

$$\sigma = \frac{\bar{v} C_V}{3\sqrt{2}\varkappa N_0} \approx \frac{5\cdot 10^2\cdot 20{,}9}{3\cdot 1{,}4\cdot 0{,}024\cdot 6{,}02\cdot 10^{23}} = 1{,}7\cdot 10^{-19}\ \text{м}^2.$$

Бундан молекуланинг радиуси

$$r = \sqrt{\sigma/4\pi} \approx 1{,}4\cdot 10^{-10}\ \text{м}.$$

Кўплаб газларнинг молекулалари ўлчамлари — катталик жиҳатидан бирдай тартибдадир. Буни 8-жадвалдан ҳам кўриш мумкин.

8-жадвал

Газ	Молекулаларнинг диаметри	Газ	Молекулаларнинг диаметри
Водород	$2{,}74\cdot 10^{-10}$ м	Кислород	$3{,}61\cdot 10^{-10}$ м
Гелий	$2{,}18\cdot 10^{-10}$ м	Аргон	$3{,}64\cdot 10^{-10}$ м
Азот	$3{,}75\cdot 10^{-10}$ м		

Шундай қилиб, иссиқлик ўтказувчанликнинг (47. 3а) ифодасига кирувчи катталиклардан C_V ва σ барча идеал газлар учун тахминан бирдай экан. Шунинг учун иссиқлик ўтказувчанлик коэффи-

циенти қийматидаги фарқ фақат молекулалар ўртача тезликлари $\bar{v}$ қийматларига боғлиқлиги билан тушунтирилиши мумкин. Берилган температурада молекулаларнинг $\bar{v}$ тезлиги уларнинг массаларига боғлиқ бўлгани учун шуни кутиш мумкинки, молекулаларининг иссиқлик ҳаракати тезлиги катта бўлган енгил газларда иссиқлик ўтказувчанлик коэффициенти оғир газлардагига нисбатан катта бўлади. Бу тажрибада яққол тасдиқланади, уни газлар иссиқлик ўтказувчанлик коэффициентлари ҳақида тажриба маълумотлари келтирилган 9-жадвалда кўриш мумкин.

9-жадвал

Газ	$\varkappa$ Вт/м · К	Газ	$\varkappa$ Вт/м · К
Водород	0,176	Кислород	0,024
Гелий	0,142	Карбонат ангидрид	0,014

Водороднинг иссиқлик ўтказувчанлиги яхши бўлгани учун баъзи саноат агрегатларини сув билан совитиш мумкин бўлмаган ҳолларда, масалан, йирик турбогенераторларни совитиш учун ишлатилади.

Агар молекулаларнинг ўлчамлари қандайдир бошқа ўлчамлардан маълум бўлса, иссиқлик ўтказувчанликни ўлчашдан σ нинг қийматини аниқлаш мумкин. Молекулалар ўлчамларини, албатта, бошқа кўчиш коэффициентларидан ҳисоблаш мумкин.

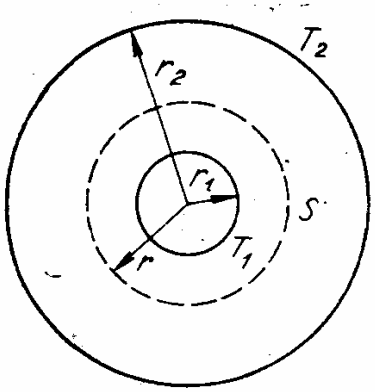
Иссиқлик ўтказувчанлик коэффициентини ўлчаш. Газлар иссиқлик ўтказувчанлигини экспериментал ўрганиш одатда шунинг учун қийинлашадики, газда иссиқликнинг кўчиши фақат биз юқорида баён қилган иссиқлик ўтказувчанлик механизми билангина эмас, шунингдек, газда осон вужудга келадиган эркин конвекция йўли билан ҳам рўй беради. Конвекция — температуралар фарқи бўлганда оғирлик кучи таъсирида газ массаси билан биргаликда иссиқликнинг кўчишидир. Конвекция ҳам, иссиқлик ўтказувчанлик сингари, газда температурани бараварлаштиришга интилади, шунинг учун тажрибада иссиқлик узатишнинг бу икки механизмини бир-биридан ажратиш қийин, шу сабабли иссиқлик ўтказувчанликни ўлчашда конвекция юзага келмайдиган шароитларни амалга ошириш керак. Иссиқлик ўтказувчанлик коэффициентини ўлчашнинг кенг тарқалган усулларидан бири қуйидагича (Шлейермахер, 1888 й.).

Тақиқ қилинаётган газ билан радиуслари r_1 ва r_2 бўлган икки коаксиал цилиндрлар орасидаги фазо тўлдирилади (56-расм). Бу цилиндрлардан бири (деярли ҳамма вақт ички цилиндр) W қувват истеъмол қиладиган электр печи ёрдамида қиздирилади, иккинчиси эса унинг температураси T_2 ўзгармас сақланиши учун совитилади. Ички цилиндр сифатида ҳамма вақт ток ўтиб турадиган ингичка сим

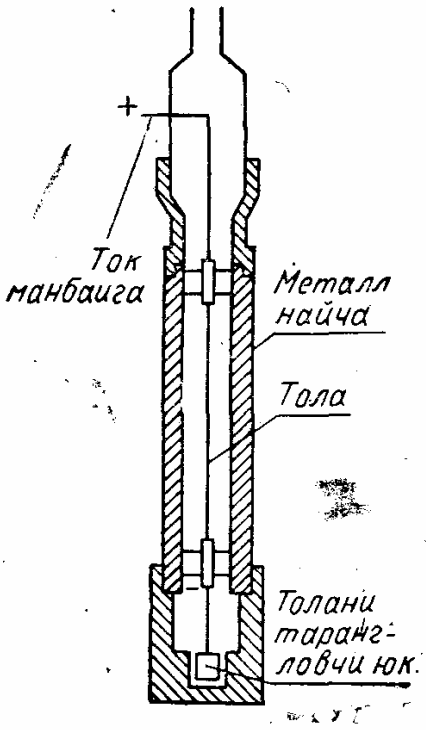
олиниши ҳам мумкин, унинг ўзи қиздиргич бўла олади (57-расм).

Қиздиргич ишга туширилгандан бир оз вақт ўтгач, стационар ҳолат қарор топиб, қиздирилаётган ички цилиндрнинг T_1 температураси ҳам ўзгармас бўлиб қолади. Шу билан ички ва ташқи цилиндрлар орасида ўзгармас температуралар фарқи $T_1 - T_2$ қарор топади. Бу температуралар фарқининг катталиги газнинг иссиқлик ўтказувчанлигига боғлиқ бўлади. Бундай боғланишни аниқлаш қийин эмас.

Агар цилиндрнинг баландлиги h бўлса (конвекция туфайли хатога



56- расм.



57- расм.

йўл қўймаслик учун цилиндр тик ўрнатилади), у ҳолда ихтиёрий r радиусли S цилиндрик кесим (яъни $S = 2\pi rh$) орқали 1 сек да оқиб ўтувчи иссиқлик миқдори қуйидаги тенглама билан аниқланади:

$$Q = -\varkappa \frac{dT}{dr} S,$$

бу ерда $\frac{dT}{dr}$ —цилиндр радиуси бўйлаб температура градиенти. Агар цилиндрнинг баландлиги унинг радиусига қараганда етарлича катта бўлса, у ҳолда цилиндр ўқи бўйлаб температурани ҳамма жойда бирдай деб олиш мумкин.

Стационар ҳолатда W қиздиргичнинг қуввати Q га тенг. Бинобарин,

$$W = -2\pi rh\ \varkappa \frac{dT}{dr},$$

бундан

$$\frac{dT}{dr} = -\frac{W}{2\pi\varkappa\ h}\ \frac{1}{r} \text{ ёки } dT = -\frac{W}{2\pi\varkappa\ h}\ \frac{dr}{r}.$$

Бу ифодани интеграллаймиз:

$$T = -\frac{W}{2\pi\varkappa h}\ln r + C,$$

бу ерда C — интеграллаш доимийси бўлиб, уни $r = r_1$ бўлганда температура $T = T_1$ ва $r = r_2$ бўлганда $T = T_2$ шартларидан топиш мумкин, яъни

$$T_1 = -\frac{W}{2\pi\varkappa h}\ln r_1 + C, \quad T_2 = -\frac{W}{2\pi\varkappa h}\ln r_2 + C,$$

$$T_1 - T_2 = \frac{W}{2\pi\varkappa h}\ln\frac{r_2}{r_1}. \qquad (47.4)$$

Шундай қилиб, қиздирилаётган цилиндрнинг қарор топган температураси қуйидагига тенг бўлади:

$$T_1 = T_2 + \frac{W}{2\pi\varkappa h}\ln\frac{r_2}{r_1}.$$

T_1 ва T_2 температураларни ўлчаб ва асбобнинг геометрик ўлчамлари ҳамда қиздиргичнинг қувватини билган ҳолда, иссиқлик ўтказувчанлик коэффициентини ҳисоблаш мумкин:

$$\varkappa = \frac{W}{2\pi h(T_1 - T_2)}\ln\frac{r_2}{r_1}.$$

48-§. Газларнинг қовушоқлиги (ички ишқаланиши)

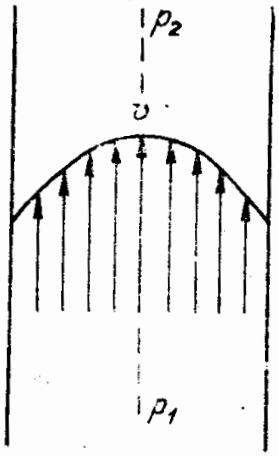
Газларнинг (шунингдек, суюқликларнинг ҳам) қовушоқлиги уларнинг шундай хоссасики, бу хосса туфайли газнинг турли қатламларининг ҳаракат тезликлари тенглашади. Масалан, шамол ёки бўроннинг вақт ўтиши билан тўхташи (сўниши) газларнинг ана шу хоссаси туфайли рўй беради. Агар газ қўшни қатламларининг тезликлари турлича бўлса, ҳаракат тезлиги катта бўлган қатламдан кичик тезлик билан ҳаракатланаётган қатламга импульс (ҳаракат миқдори) узатилиши туфайли бу қатламларнинг тезликлари тенглашади.

Агар ташқи кучлар ёрдамида газнинг турли қатламларининг ҳаракат тезликлари орасидаги фарқ ўзгармас бўлса, у ҳолда қатламдан қатламга ўтувчи импульс оқими ҳам ўзгармас (стационар) бўлади, шу билан бирга бу оқим тезликнинг камайиш йўналиши бўйлаб йўналган бўлади. Масалан, газ (ёки суюқлик)нинг икки пластина оралиғида ёки трубада ҳаракат йўналиши бўйлаб ташқи босимлар фарқи доимий бўлган шароитда секин оқишида ана шундай ҳол бўлиши мумкин.

Маълумки, газнинг труба бўйлаб оқишида унинг турли қатламларининг тезликлари 58-расмда кўрсатилганидек тақсимланади, бу ерда стрелкалар билан газнинг ҳаракат тезлиги векторлари кўрсатилган. Энг катта тезлик трубанинг ўрта қисмида,

унинг ўқига тақалувчи қисмида бўлиши кузатилади, труба деворларига яқинлашган сари тезлик камая боради, трубанинг деворларига бевосита тегиб турган қатлам эса ҳаракатланмай тинч туради.

Бундай оқишда импульс газнинг тезлиги энг катта бўлган марказий қатламидан кичик тезликлар билан ҳаракатланаётган қатлам оқимларига берилади. Бу процесс ҳаракат миқдорининг ўзгариши билан боғлиқ бўлгани сабабли газ ўзини худди унга бирор куч (ички ишқаланиш кучи) таъсир қилаётгандек тутади.



58- расм.

59- расм.

Импульс кўчишининг миқдорий катталиги ҳақида худди биз иссиқлик ўтказувчанлик ҳодисасида энергия кўчишини (узатилишини) кўрганимиздагидек баён қилиш мумкин. Газ ҳаракатининг тезлиги X ўқ йўналишида ўзгараётган бўлсин, бу берилган ҳолда X ўқнинг йўналиши газ ҳаракатининг тезлиги йўналишига перпендикуляр дейлик (59- расм).

X ўққа перпендикуляр йўналишда ҳаракат тезлиги барча нуқталарда бирдай бўлади, яъни v тезлик фақат x нинг функция сидир. Бунда тажрибанинг кўрсатишича, X ўққа перпендикуляр 1 см^2 юздан 1 сек ичида олиб ўтилган ҳаракат миқдори L шундай тенглама билан аниқланади:

$$L = -\eta \frac{dv}{dx}, \qquad (48.\ 1)$$

бу ерда $\frac{dv}{dx}$ — тезликнинг X ўқ бўйлаб градиенти бўлиб, тезликнинг бу ўқ бўйлаб ўзгариш суратини (тезликнинг ҳар бир узунлик бирлигига тўғри келган ўзгаришини) билдиради. Минус ишораси импульснинг тезлик камаяётган йўналишда кўчишини билдиради.

η коэффициент газнинг *қовушоқлик коэффициенти* ёки газнинг *ички ишқаланиш* коэффициенти деб аталади, бу коэффициент ҳам диффузия ва иссиқлик ўтказувчанлик коэффициентлари сингари газ-

нинг хоссасига боғлиқ бўлади. Баъзида (48. 1) тенглама билан аниқланган η коэффициент динамик қовушоқлик коэффициенти деб аталади ва бу жиҳатдан у $\frac{\eta}{\rho}$ нисбатга тенг бўлган кинематик қовушоқлик коэффициентидан фарқ қилинади, бу ерда ρ — газнинг зичлиги (бу катталик тўғрисида қуйида маълумот оласиз).

Қовушоқлик коэффициентининг физикавий маъноси шундан иборатки, сон жиҳатидан у тезлик градиенти бирга тенг (1 см узунликка 1 см/сек) бўлганда 1 см² юздан 1 сек ичида шу юзга перпендикуляр йўналишда кўчириб ўтилган ҳаракат миқдорига тенг.

СИ бирликлар системасида қовушоқлик бирлиги учун шундай модда (газ)нинг қовушоқлик коэффициенти олинадики, унда тезлик градиенти бирга тенг (1 сек$^{-1}$) бўлганда 1 м² юздан 1 сек да 1 кг·м/сек ҳаракат миқдори кўчирилади. Демак, қовушоқлик коэффициенти кг/м·сек ҳисобида ўлчанади. СГС системасида қовушоқлик коэффициенти г/см·сек ҳисобида ўлчанади. Бу бирлик *пуаз* деб аталади. Кинематик қовушоқлик коэффициенти шунга мос равишда м²/сек ва см²/сек ларда ўлчанади. см²/сек бирлик *стокс* деб аталади.

Импульс бир қатламдан иккинчи қатламга кўчганида бу қатламларнинг импульси ўзгаради (кўпаяди ёки камаяди), яъни қатламларнинг ҳар бириги импульснинг вақт бирлиги ичида ўзгаришига тенг бўлган куч таъсир қилади (Ньютоннинг иккинчи қонуни). Чунки (48.1) тенгламадаги L — импульснинг вақт бирлиги ичидаги кўчишидир. Демак, қовушоқлик шунга олиб келадики, газнинг бирор қўшни қатламга нисбатан ҳаракатланаётган ихтиёрий қатламига бирор куч таъсир қилади.

Бу куч турли тезликлар билан ҳаракатланаётган газ қатламлари орасидаги ишқаланиш кучидир. Шунинг учун уни *ички ишқаланиш* деб юритилади. (48.1) ни шундай кўринишда ёзиш мумкин:

$$F = -\eta \frac{dv}{dx}, \qquad (48.1а)$$

бу ерда F — газнинг икки қўшни қатламларини ажратиб турган сирт бирлигига таъсир қилувчи куч. Қовушоқлик коэффициенти тезлик градиенти бирга тенг бўлганда юз бирлигига таъсир қилувчи кучга сон жиҳатидан тенг.

Ички ишқаланиш сабабли газ (ёки суюқлик) нинг трубадан оқиши учун бирор босимлар фарқи керак бўлади. Оқим тезлиги бирор берилган қийматга эга бўлиши учун ички ишқаланиш коэффициенти η қанча катта бўлса, босимлар фарқи ҳам шунча катта бўлиши керак.

Труба кесимидан вақт бирлигида оқиб ўтувчи газ ҳажми V ва бунинг учун керак бўлган босимлар фарқи Δp орасидаги боғланиш Пуазейль формуласи

$$V = \frac{\pi R^4}{8\eta} \frac{\Delta p}{l} \qquad (48.2)$$

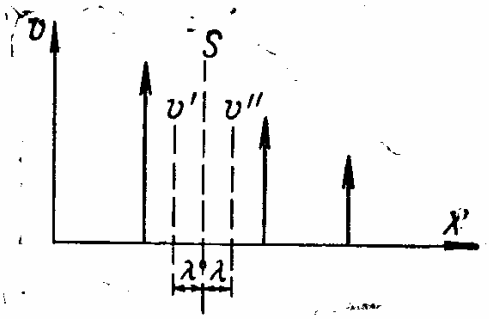
билан аниқланади, бу ерда l — трубанинг узунлиги ва R — унинг радиуси.

Бу формуладан фойдаланиб, бирор вақт оралиғида трубадан оқиб ўтган газ ҳажмини, труба учларидаги босимлар фарқини ва трубанинг геометрик ўлчамларини ўлчаган ҳолда, газнинг қовушоқлик коэффициентини аниқлаш мумкин.

Газларнинг қовушоқлик коэффициентини ҳисоблаш. Газнинг қовушоқлик коэффициенти катталигини иссиқлик ўтказувчанлик ва диффузия коэффициентларини ҳисоблагандаги усуллар билан аниқлаш мумкин.

Агар газ бирор v тезлик билан оқаётган бўлса, бу унинг барча молекулалари иссиқлик ҳаракати тезлигидан ташқари яна шундай тезликка эга эканини билдиради, чунки иссиқлик ҳаракати оқаётган газда ҳам, тинч турган газда ҳам бирдай бўлади. Бинобарин, ҳар бир молекуланинг барча молекулалар учун бир томонга йўналган mv импульси бўлади (бу ерда m — молекуланинг массаси). Одатда, газнинг оқиш тезлиги унинг молекулаларининг иссиқлик ҳаракати ўртача тезлигидан анча кичик бўлади[1].

Газнинг оқиш тезлигига параллел, бинобарин, импульснинг кўчиш йўналишига перпендикуляр бўлган кичик S юзни кўрайлик (60-расм). Газнинг оқиш тезлиги X ўқ йўналишида камаядиган, яъни юздан ўнг томонда оқиш тезлиги юздан чап томондаги оқиш тезлигидан кичик бўлсин. Газнинг ҳар иккала қатлами орасидаги молекула алмашинуви (бундай алмашинув иссиқлик ҳаракати туфайли юз беради) туфайли бу фарқ камаяди. S нинг ўнг томонидаги молекулалар унинг чап томонидан келган тезликлари ва демак, импульслари катта бўлган бошқа молекулалар билан алмашинади. Молекулалар бу вақтгача S дан ўнгда бўлган молекулалар билан тўқнашганда катта оқиш тезлиги ўнгдаги барча молекулалар орасида тақсимланади, шундан кейин бу оқимнинг тезлиги, бинобарин, импульси катталашади, айни вақтда S дан чапдаги газ қатламининг тезлиги ва импульси камаяди.



60-расм.

[1] Газнинг оқиш тезлиги молекулаларнинг иссиқлик ҳаракати тезлигидан (аниқроғи, шу газда товушнинг тарқалиш тезлигидан) катта бўлганда қатор янги ҳодисалар юзага келади, бу ҳодисалар *газ динамикасида* ўрганилади.

Бошқача айтганда, иссиқлик ҳаракатлари туфайли молекулалар алмашинуви газ турли қатламларининг оқиш тезлигининг бараварлашувига олиб келади. Оқаётган газнинг бир қатламидан иккинчи қатламига X ўқ йўналишида импульс кўчиш механизми ана шундай.

Вақт бирлиги (1 сек) ичида майдоннинг юз бирлигидан кўчиб ўтаётган импульс оқими L нинг катталиги S майдонни чапдан ва ўнгдан кесиб ўтувчи молекулалар олиб ўтаётган L_1 ва L_2 импульсларнинг фарқи билан аниқланади. Молекулалар томонидан чапдан ўнгга олиб ўтилаётган L_1 импульс алоҳида молекула импульсининг вақт бирлиги ичида бирлик юзни кесиб ўтувчи молекулалар сонига кўпайтирилганига тенг. Вақт бирлиги ичида бирлик юзни кесиб ўтувчи молекулалар сони юқорида кўрсатганимиздек $\frac{1}{6} n \bar{v}$ га тенг эди, бу ерда n —ҳажм бирлигидаги молекулалар сони, $\bar{v}$ — молекула иссиқлик ҳаракатининг ўртача тезлиги. Алоҳида молекуланинг S юзни кесиб ўтишда олиб ўтган импульси — бу молекуланинг юз олдида охирги тўқнашувидаги, яъни юздан λ эркин югуриш йўли ўртача узунлигига тенг масофадаги импульсидир.

Агар газнинг S дан чап томонда λ га тенг масофадаги оқиш тезлиги v' га тенг бўлса, у ҳолда молекуланинг газнинг оқиши билан боғлиқ бўлган импульси mv' га тенг бўлади (бу ерда m — молекуланинг массаси). Шундай қилиб,

$$L_1 = \frac{1}{6} n \bar{v} mv'.$$

Мос равишда S юзни ўнг томондан кесиб ўтувчи молекулалар учун

$$L_2 = \frac{1}{6} n\bar{v}mv'',$$

бу ерда v'' — газнинг S дан ўнг томонда λ масофадаги оқиш тезлиги. 1 сек ичида юз бирлиги орқали ўтувчи натижавий импульс оқими L қуйидагига тенг бўлади:

$$L = L_1 - L_2 = \frac{1}{6} m\bar{v}n(v' - v''),$$

бу ерда $v' - v''$ — газнинг бир-биридан 2λ га тенг масофада бўлган нуқталардаги оқиш тезликларининг фарқи, яъни

$$v' - v'' = -2\lambda \frac{dv}{dx},$$

бундан

$$L = -\frac{1}{3} mn\bar{v}\lambda \frac{dv}{dx}.$$

Бу ифодани (48. 1) ифода билан солиштириб, қовушоқлик коэффициенти учун қуйидаги ифодани аолмиз:

$$\eta = \frac{1}{3} mn\bar{v}\lambda = \frac{1}{3} \rho\bar{v}\lambda, \qquad (48.3)$$

бу ерда ρ — газнинг зичлиги.

(48. 3) ифода ҳам иссиқлик ўтказувчанлик коэффициентининг аввал чиқарилган қиймати каби қовушоқлик коэффициентини тахминан 1/3 га тенг бўлган кўпайтувчи сон аниқлигидаги қийматини беради.

Бу ифодадан кўринадики, қовушоқлик коэффициенти ҳам босимга боғлиқ бўлмаслиги керак, чунки $\rho\lambda$ кўпайтма босимга боғлиқ эмас. Қовушоқликни босимнинг кенг диапазонида ўлчашга доир тажрибалар бу хулосанинг тўғри эканлигини кўрсатади.

Иссиқлик ўтказувчанлик коэффициенти (47. 3) ва қовушоқлик коэффициенти (48. 3) ифодаларини таққослаб, улар орасида оддий

$$\varkappa = \eta c_V \qquad (48.4)$$

муносабат мавжуд эканлигини кўриш мумкин, бу ерда c_V — ўзгармас ҳажмдаги солиштирма иссиқлик сиғими. Бу тенглама газдаги соф механикавий ва иссиқлик ҳодисалари (иссиқлик ўтказувчанлик) орасидаги боғланишни аниқлайди. Унга кирувчи катталиклар бевосита тажрибада ўлчанади.

10-жадвал

Газ	$\eta \cdot 10^5$, кг/м·сек	$\varkappa \cdot 10^2$, Вт/м·К	c_V, Ж/кг·К	$\varkappa/\eta c_V$
Азот	1,66	2,36	745,2	1,91
Кислород	1,92	2,39	653,0	1,91
Сув буғи	1,21	2,40	1532,0	1,24
Карбонат ангидрид	1,38	1,42	632,1	1,63

10-жадвалда баъзи газларнинг қовушоқлик, иссиқлик ўтказувчанлик ва солиштирма иссиқлик сиғимларини ўлчашга доир маълумотлар ва бу маълумотлардан ҳисобланган $\frac{\varkappa}{\eta c_V}$ нисбатнинг қиймати берилган, бу нисбат (48. 4) га мувофиқ бирга тенг бўлиши керак. Жадвалдан катталиклар тартиби жиҳатидан (48. 4) тенгламани яхши қаноатлантириши кўриниб турибди. Агар η ва $\varkappa$ коэффициентларнинг тахминий ҳисобланганлиги назарда тутилса, тажриба маълумотларининг $\frac{\varkappa}{\eta c_V} = 1$ назарий қийматга янада аниқроқ мувофиқ келишини кутиш мумкин эмас

Ички ишқаланиш коэффициенти ҳам, иссиқлик ўтказувчанлик коэффициенти сингари, температурага боғлиқ бўлиши керак, чунки η нинг ифодасига молекулалар иссиқлик ҳаракатининг температурага $\sqrt{T}$ қонунга мувофиқ боғлиқ бўлган ўртача тезликлари киради.

Бинобарин, қовушоқлик коэффициенти ҳам температура ортиши билан $\sqrt{T}$ га пропорционал ўсиши керак.

Аслида қовушоқлик $\sqrt{T}$ га қараганда бирмунча тезроқ ўсади. Бунинг сабаби шуки, температура ортиши билан фақат молекулаларнинг иссиқлик ҳаракати тезлигигина ортиб қолмай, балки уларнинг эффектив кўндаланг кесимлари камаяди ҳам, шунинг учун эркин югуриш йўли ўртача узунлиги ортади; берилган қатламдан охирги тўқнашувгача бўлган масофа катталашади, бинобарин, молекуланинг ўзи билан олиб келаётган импульси ўзгариши ҳам катта бўлади.

Шундай қилиб, бу ерда баён қилинган қовушоқлик ҳақидаги молекуляр-кинетик тасаввурлар тажриба билан яхши сифатий ва миқдорий мувофиқликда бўлади.

η нинг ифодасига эркин югуриш йўли ўртача узунлиги кирганлиги учун қовушоқлик коэффициентини, шунингдек иссиқлик ўтказувчанлик коэффициентини ўлчаш молекула ўлчамларини аниқ (жуда бўлмаса баҳолаш) га имкон беради.

49- §. Қовушоқлик коэффициентини ўлчаш (вискозиметрия)

Агар газнинг геометрик ўлчамлари аниқ бўлган трубадан оқиш тезлиги ўлчанса, қовушоқлик коэффициентини аниқлаш мумкин эканини эслатиб ўтган эдик. Пуазейль формуласи (48.2) дан фойдаланиб, бу ўлчашлардан қовушоқлик коэффициентини аниқлаш мумкин.

Бироқ шуни назарда тутиш керакки, бундай тажриба учун ҳар қандай труба ҳам яроқли бўлавермайди. Гап шундаки, қовушоқликни ўлчаш учун газнинг оқими *ламинар* бўлиши керак. Ламинар оқим деб шундай оқимга айтиладики, унда газ (суюқлик)нинг труба ўқига перпендикуляр йўналишдаги тезлиги барча нуқталарда нолга тенг бўлади, яъни газнинг қатламлари турли тезликлар билан оқаётган бўлса ҳам, улар бир-бирига қатъий параллел бўлади. Шу билан бирга оқим тезлигининг газ хоссалари ва труба радиусига боғлиқ бўлган аниқ бир қийматида газда ламинарликни бузувчи уюрмалар юзага келади. Бундай уюрмали ёки *турбулент* оқим учун Пуазейль формуласи ўринли бўлмайди. Трубанинг кўндаланг кесими қанча кичик бўлса, уюрмалар ҳосил бўлиши учун шунча катта тезлик зарур бўлади. Одатдаги тезликларда уюрмалар ҳосил бўлмаслиги учун труба жуда ингичка, яъни капилляр бўлиши керак.

Шунинг учун Пуазейль формуласидан фойдаланишга асосланган қовушоқлик коэффициентини ўлчаш усули, кўпинча, капилляр усули, тегишли асбобларни эса *капилляр вискозиметрлар* деб юритилади.

Газлар ва суюқликлар механикасидан маълумки, ламинар оқимдан уюрмали (турбулент) ҳаракатга ўтиш гарчи сакраш билан содир бўлмаса-да, бироқ газлар (суюқликлар)нинг хоссаларига, трубанинг ўлчамларига ва ҳаракат тезлигига боғлиқ бўлган бирор аниқ шароитларда юз беради. Масалан, цилиндрсимон трубадаги оқим ўлчамсиз катталик

$$\mathrm{Re} = \frac{\rho u r}{\eta}$$

бирор критик қиймат, масалан, 1000 тартибидаги қийматдан ортгандан сўнг турбулент ҳаракатга ўтади. Бу ерда ρ — газнинг зичлиги, u — оқимнинг ўртача тезлиги, r — трубанинг радиуси ва η — газнинг қовушоқлиги. Бу катталиқ *Рейнольдс сони* деб аталади (шунинг учун Re билан белгиланади). Агар Рейнольдс сони критик қийматдан кичик бўлса, оқим ламинар, критик қийматдан катта бўлса — оқим турбулент бўлади.

Умуман айтганда, Рейнольдс сони ҳаракатланаётган суюқлик ёки газда таъсир кўрсатаётган инерция ва қовушоқлик кучлари орасидаги муносабатни характерлайди. Бироқ унинг оддий молекуляр-кинетик маъноси ҳам бор. Re нинг ифодасидаги η ўрнига унинг (48.3) даги қийматини қўйиб, қуйидагича ёзамиз:

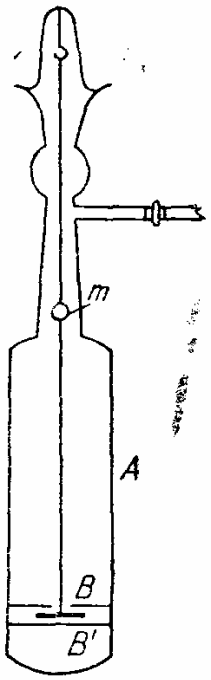
$$\mathrm{Re} \approx \frac{u}{\bar{v}} \frac{r}{\lambda}.$$

Демак, газнинг оқими турбулент бўлиши учун ёки газнинг ҳаракат тезлиги молекулалар иссиқлик ҳаракати ўртача тезлигига нисбатан юқори бўлиши, ёки трубанинг радиуси эркин югуриш йўли узунлигидан катта бўлиши керак. Газларда иккинчи шарт ҳамма вақт амалда бўлади, бироқ биринчи шарт деярли амалга ошмайди. Бу албатта, Re сонининг критик қийматдан катта бўлишига халал бермайди. Равшанки, оқим ламинар бўлиши учун газнинг ҳаракат тезлиги u катта бўлмаслиги керак. Фақат шу ҳолдагина Re нинг қиймати критик қийматдан кичик бўлиши (1000 тартибида) мумкин.

Сўнувчи тебранишлар методи. Қовушоқлик коэффициентини ўлчаш учун газ идишнинг тинч турган деворларига нисбатан албатта ҳаракатланиши талаб қилинмайди. Қаттиқ деворнинг газга нисбатан ҳаракатланишидан фойдаланиш ҳам мумкин. Қовушоқлик коэффициенти ўрганилаётган газга туширилган ва унда тебранаётган диск, сфера ёки цилиндрнинг тебранишларини сўндириш йўли билан аниқланадиган вискозиметрларда худди шундай бўлади. Бундай тур вискозиметрнинг ишлаш принципи 61-расмдан равшан кўриниб турибди.

A шиша идишда ораларидаги масофа бир неча миллиметр бўлган *B* ва *B′* дисклар маҳкамланган (ламинарликни таъминлаш учун шундай кичик масофалар бўлиши керак). Бу дисклар

орасига ингичка ип ёрдамида думалоқ диск (биз баён қилган асбобда бу диск шишадан қилинган) осилган бўлиб, у осма ип билан бирга буралма ҳаракат қилиши мумкин. Ипга m кўзгуча осилган бўлиб, унинг ёрдамида дискнинг тебранишларини кузатиш мумкин. Бу тебранишларни ташқаридан туриб юзага келтириш учун ипга қутблари қарама-қарши йўналган иккита магнитча маҳкамланган.



61-расм.

Агар дискни тебранма ҳаракатга келтириб, сўнгра ўз ҳолига қўйилса, у ҳолда идишни тўлдирган газнинг қовушоқлиги туфайли тебранишлар амплитудаси тобора кичиклашиб боради, газнинг қовушоқлик коэффициенти қанча катта бўлса, амплитуданинг кичиклашиши шунча тезроқ рўй беради. Амплитуданинг кичрайиш суръати сўнишнинг логарифмик декременти билан характерланади. Сўнишнинг логарифмик декременти кетма-кет олинган икки тебраниш амплитудаси нисбатининг натурал логарифмига тенг.

Қовушоқликни ўлчашда ташқи магнит ёрдамида дискни буралма тебранишга мажбур қилинади ва ёритилган шкала кўзгусидаги аксланишдан кетма-кет икки тебраниш амплитудаси ўлчанади, айни вақтда бир марта тўла тебраниш вақти ҳам ўлчанади (бу вақт амплитудага амалда боғлиқ бўлмайди). Бу маълумотлардан қовушоқлик коэффициентини қуйидаги формула ёрдамида ҳисоблаш мумкин:

$$\eta = \frac{k-k'}{\tau c}.$$

Бу ерда k — дискнинг сўниш логарифмик декременти, k' — османинг дисксиз (бироқ кўзгуча ва магнитчалар билан биргаликдаги) сўниш логарифмик декременти, τ — бир тўла тебраниш вақти, c — асбобнинг хоссаларига боғлиқ бўлган ва бир марта аниқланиши керак бўлган константа. Буни аниқлашнинг энг осон йўли вискозиметрда аввалдан ўрганилган газни яна бир марта такрор ўлчашдир.

Тавсифланган асбоб фақат паст температуралар ва паст босимлардаги қовушоқликни ўлчаш учун яроқлидир.

50-§. Кўчиш коэффициентлари орасидаги муносабат

Юқорида биз иссиқлик ўтказувчанлик ва қовушоқлик коэффициентлари орасидаги оддийгина (48.4) муносабатни аниқлаган эдик:

$$\varkappa = \eta c_V.$$

Энди қовушоқлик ва диффузия коэффициентлари ифодалари (48.3) ва (42.1) ни таққосласак, уларнинг қуйидаги муносабат орқали ўзаро боғланган эканини кўриш осон:

$$D = \frac{\eta}{\rho}.$$

$\frac{\eta}{\rho}$ катталик, юқорида айтганимиздек, *кинематик қовушоқлик* деб аталади. Энди кўриб турибмизки, бу коэффициент ҳам диффузия коэффициенти билан бирдай ўлчамликка эга бўлиб, сон жиҳатидан унга тенг экан. Бу тасодифий эмас, чунки кинематик қовушоқлик аслида бирор диффузия коэффициенти маъносига эга экан. Ҳақиқатан ҳам, қовушоқлик коэффициенти η қандайдир импульс (тезлик градиенти бирлигига нисбатан олинган) оқимидир. Иккинчи томондан, газ зичлиги ρ нинг тезликка кўпайтмаси ҳажм бирлигининг импульсидир. Шунинг учун η импульс оқимининг ρ зичликка нисбати *тезлик оқими* бўлади. Ана шу нарса бизга кинематик қовушоқликни *тезликнинг диффузия коэффициенти* деб аташга ҳуқуқ беради.

Ниҳоят, агар диффузия ва иссиқлик ўтказувчанлик коэффициентларининг (42. 1) ва (47. 3) ифодаларини таққосласак, шундай муносабатни оламиз:

$$D = \frac{\varkappa}{\rho c_V}, \qquad (50.\ 1)$$

бу ерда c_V — солиштирма иссиқлик сиғими. $\varkappa/\rho c_V$ катталик билан температуранинг танглашиш процессини кўраётганимизда иш кўрган (170-бет) ва уни температура ўтказувчанлик коэффициенти деб атаган эдик. Бу коэффициентнинг температура диффузияси коэффициенти маъносига эга эканлигини кўрсатиб ўтган эдик. (50. 1) ифоданинг ўнг томонидаги ҳадни анализ қилиб бунга осон ишонч ҳосил қилишимиз мумкин. Ҳақиқатан ҳам, иссиқлик ўтказувчанлик коэффициенти $\varkappa$ газнинг олиб ўтаётган иссиқлик миқдори *оқимини* билдиради. ρc_V катталик эса газ ҳажм бирлигининг иссиқлик сиғимидан бўлак ҳеч нарса эмас. Газ температурасининг ўзгариши, маълумки, газга берилган иссиқлик миқдорининг газ иссиқлик сиғимига нисбати билан аниқланади ($\Delta T = \Delta Q/C$). Шунинг учун иссиқлик миқдори *оқимининг иссиқлик сиғимига* нисбати, яъни $\frac{\varkappa}{\rho c_V}$ катталик температура градиенти бирга тенг бўлгандаги температура *оқими*, яъни температура диффузияси коэффициентидир.

Айтилганлардан биз баён қилган кўчиш ҳодисаларини диффузия процесслари: модда диффузияси, температура диффузияси ва тезлик диффузияси деб талқин қилиш мумкин. Кўчиш коэффициентлари D, $\varkappa$ ва η орасидаги юқорида келтирилган миқдорий муносабатлар шу билан тушунтирилади ва тажрибада тасдиқланади.

Кўчиш коэффициентларидан ҳар бири тажрибада ўлчанади ва бу молекуланинг эркин югуриш йўли ўртача узунлиги λ ни баҳолашга ва демак, молекула ўлчамларини баҳолашга имкон беради, юқорида иссиқлик ўтказувчанлик коэффициентини ўлчанган қийматига кўра шундай баҳолаган эдик (174- бетга қ.). Берилган газ молекулаларининг турли кўчиш коэффициентларидан ҳисобланган кесим қийматлари бир-бирига жуда яқин келади ва бу кесимларни *газокинетик* кесимлар деб аталади.

IV боб

СИЙРАКЛАНГАН ГАЗЛАРДА (ВАКУУМДА) ФИЗИКАВИЙ ҲОДИСАЛАР

Газлардаги қатор ҳодисалар, ҳаммадан аввал, кўчиш ҳодисалари молекулалар орасидаги тўқнашувларга боғлиқ эканини кўрдик. Шунинг учун бу ҳодисаларнинг миқдорий характеристикалари молекулаларнинг эркин югуриш йўли узунлигига боғлиқ бўлади.

Шу муносабат билан газларнинг молекулалар орасида тўқнашувлар бўлмайдиган шароитлардаги хоссаларини ўрганиш катта аҳамият касб этади. Бундай шароитларни вужудга келтириш унча қийин эмас, чунки молекулаларнинг эркин югуриш йўли узунлиги газнинг босимига тескари пропорционалдир:

$$\lambda \sim \frac{1}{p}.$$

Етарлича кичик босимларда молекулаларнинг эркин югуриш йўли узунлиги газ тўлдирилган идишнинг ўлчамларидан катта бўлишига эришиш мумкин. Масалан, ҳозирги замон газларни ҳайдаш воситалари ёрдамида осон ҳосил қилинадиган 10^{-6} мм симоб устунига яқин босимларда молекулаларнинг эркин югуриш йўли ўртача узунлиги бир неча ўнлаб метрга етиши мумкин (ҳолбуки атмосфера босимида бу катталик 10^{-5} см га тенг). Бундай босимда оддий ўлчамли (бир неча ўн сантиметр узунликдаги) идишларда газ молекулалари деярли ўзаро тўқнашмайди. Газ молекулалари фақат идиш деворлари билангина тўқнашади.

Газни унинг молекулаларининг эркин югуриш йўли узунлиги газ тўлдирилган идиш ўлчамларидан катта бўладиган даражада сийраклантирилиши *вакуум* деб аталади. Шундай қилиб, вакуум тушунчаси нисбий тушунчадир: газ тўлдирилган идиш ўлчамлари қанча кичик бўлса, унда шунча юқори босимларда вакуум шароити вужудга келади. Масалан, ғовак моддалардаги газ учун ғовак ўлчамлари 10^{-5} см тартибида бўлганида атмосфера босимининг ўзиёқ вакуум бўлади, бундай моддаларнинг баъзи хоссаларига ана шу ҳолат сабаб бўлади.

Вакуумда катта босимлардагига қараганда бошқача содир бўладиган баъзи ҳодисаларни кўрамиз. Бундай ҳодисаларга ҳаммадан аввал кўчиш ҳодисалари — иссиқлик узатиш, қовушоқлик ва диффузия киради.

51-§. Паст босимларда газларда иссиқлик узатиш

Иссиқлик ўтказувчанлик коэффициенти учун аввал чиқарилган $\varkappa = \frac{1}{3} nm c_V \lambda \bar{v}$ ифодадан бу коэффициентнинг босимга боғлиқ эмаслиги келиб чиқади, чунки бу ифодага кирувчи катталиклардан фақат n ва λ босимга боғлиқ, бироқ бу катталиклар ифодага босимга боғлиқ бўлмайдиган кўпайтма шаклида киради. Кинетик назариядан келиб чиқадиган бу натижа одатдаги босимларда тажрибада яхши тасдиқланади, бироқ паст босимдаги газда (вакуумда) нотўғри бўлиб қолади.

Газнинг босими шундай қийматга эришган бўлсаки, унда молекулаларнинг эркин югуриш йўли ўртача узунлиги λ газ солинган идиш ўлчамларидан катта бўлиб қолса, у ҳолда молекулаларнинг тўқнашувлари туфайли бўладиган ҳодисани тавсифловчи одатдаги иссиқлик ўтказувчанлик тушунчаси ўз маъносини йўқотади. Шунинг учун ҳам биз бу ерда иссиқлик ўтказувчанлик эмас, «иссиқлик узатиш» терминидан фойдаланамиз.

Иссиқликнинг кўчиши (иссиқлик узатиш) сийракланган газда ҳам мавжуд бўлади, бироқ унинг механизми тамоман бошқача бўлади. Бу ерда молекулалар фақат идиш деворлари билан тўқнашади, шунинг учун вакуумда иссиқ сиртдан совуқ сиртга иссиқлик узатиш процессини тахминан шундай баён қилиш мумкин. Газ молекулалари иссиқ сиртга урилганида бу сиртнинг температурасига мос энергияни олади. Бу сиртдан қайтган молекулалар ўзаро тўқнашмай, совуқроқ сиртга бориб урилади ва унга ортиқча энергияни беради, бу сиртдан совуқ деворнинг температурасига мос энергия билан қайтади. Бир сиртдан иккинчи сиртга иссиқлик узатишнинг бу усулида газ ичида температура градиенти йўқ, шунинг учун иссиқлик ўтказувчанлик тушунчаси бу ерда маънога эга бўлмайди.

Равшанки, газ олиб ўтаётган иссиқлик миқдори молекулаларнинг деворга урилиш сонига, яъни газнинг босимига пропорционал бўлади. Сийракланган газ одатдаги зич газдан шу жиҳати билан фарқ қилади.

Вакуумда температура градиенти тўғрисида гапириш мумкин бўлмаса-да, биз Фурье тенгламаси (45.1) га аналогия тариқасида шундай ёзишимиз мумкин:

$$q = -\varkappa \frac{T_1 - T_2}{d},$$

бу ерда $\frac{dT}{dx}$ градиент ўрнига $T_1 - T_2/d$ катталик қўйилган (T_1—T_2 деворлар орасидаги температуралар фарқи, d — улар орасидаги масофа). Бунда «иссиқлик ўтказувчанлик» коэффициенти учун расман аввалги ифода (47. 3) ни ёзиш мумкин бўлади:

$$\varkappa = \frac{1}{3}\rho\bar{v}\lambda c_V.$$

Бироқ бу ерда эркин югуриш йўли узунлиги λ ўрнига d масофани тушуниш керак, у ҳолда

$$\varkappa = \frac{1}{3}\rho\bar{v}dc_V.$$

Бу ифодада ρ зичлик ўрнига mn катталикни ва n ўрнига $\frac{p}{kT}$ катталикни қўйиб, қуйидагини ҳосил қиламиз:

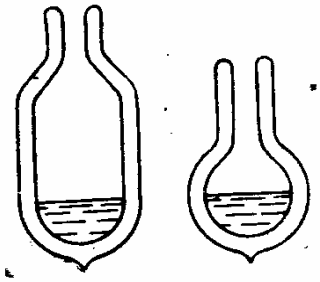
$$\varkappa = \frac{1}{3}\frac{pm\bar{v}dc_V}{kT}.$$

Ниҳоят, бу тенгликнинг ўнг қисмини Авогадро сони N_0 га кўпайтириб ва бўлиб ҳамда $mN_0c_V = C_V$ ва $kN_0 = R$ эканлигини назарга олиб, қуйидагини ҳосил қиламиз:

$$\varkappa = \frac{1}{3}\frac{pd\bar{v}C_V}{RT}.$$

Бу ифодадан газнинг «иссиқлик ўтказувчанлик» коэффициенти p босимга пропорционал эканлиги кўриниб турибди. Бироқ бу коэффициент фақат газнинг характеристикасигина эмаслигини назарда тутиш керак, чунки у деворлар орасидаги d масофага боғлиқ бўлади.

Иссиқлик узатишнинг вакуумда босимга боғлиқлиги муносабатидан *Дьюар идишлари* (турмушда ишлатиладиган термослар) ни тайёрлашда фойдаланилади, бу идишлар деворлари икки қават қилиб ясалади ва улар орасидаги фазодан газ иложи борича минимал босимгача сўриб олинади. Одатда, цилиндр ёки шар шаклида тайёрланадиган бу идишлар унга солинган моддани ташқи муҳит билан иссиқлик алмашинмаслигини таъминлайди (62-расм). Дьюар идишлари, жумладан, паст температураларда қайнайдиган суюқликлар — суюқ ҳаво, суюқ водород, суюқ гелийни сақлаш учун ишлатилади. Дьюар идишининг деворлари орасида ҳосил қилинган вакуум орқали иссиқлик узатиш ёмон бўлгани учун унинг ичидаги суюқлик ташқаридан кам иссиқлик олади ва унинг буғланиши етарлича секин юз бе-



62- расм.

9

ради. Худди шу сабабларга кўра Дьюар идишига солинган суюқлик ташқарига оз иссиқлик бериб, секин совийди.

Дьюар идиши деворлари орасидаги ҳаво босими шундай катталикда бўлсаки, молекулалар эркин югуриш йўлининг ўртача узунлиги деворлар орасидаги масофадан кичик бўлса, ҳаво орқали иссиқлик узатиш унинг иссиқлик ўтказувчанлигига боғлиқ бўлади ва амалда босимга боғлиқ бўлмайди. Гарчи биз газларнинг иссиқлик ўтказувчанлиги кичик бўлишини билсак-да, ҳар ҳолда бу иссиқлик ўтказувчанлик Дьюар идишининг иссиқлик изолятори сифатидаги ролини йўқ қиладиган даражада катта ва уни босимни пасайтириш йўли билан камайтириш керак. Дьюар идишлари учун деворлар оралиғи одатдаги масофага (1 см га яқин) тенг бўлганида улар орасидаги фазода босимни 10^{-2} мм симоб устуни тартибидаги катталикка камайтириш иссиқлик ўтказувчанликни унинг атмосфера босимидаги қийматидан кераклича камайишига олиб келмайди. Бироқ босимни янада камайтиришда иссиқлик узатиш босимга пропорционал бўлиб қолади ва p босим 10^{-3} мм симоб устунига яқин қийматга етганда иссиқлик узатувчанлик атмосфера босимидагидан 10 марта кам бўлади ва сўнгра босимнинг янада камайишида иссиқлик узатиш яна камая боради.

52- §. Паст босимларда газларнинг оқиши (молекуляр оқиш)

Газларнинг вакуум шароитларида оқиши ҳам одатдаги босимлардаги сингари бўлмайди.

Зич газнинг трубалар бўйлаб (ҳаракат тезлиги кичик бўлганда) оқиши одатда унинг қовушоқлигига боғлиқ бўлишини биламиз. Жумладан, бу оқимни таъминловчи ва ички ишқаланиш кучлари билан мувозанатлашувчи босимлар фарқи қовушоқлик коэффициентига пропорционал (Пуазейль қонуни). Қовушоқликнинг ўзи молекулаларнинг бир-бири билан тўқнашуви туфайли юзага келади ва шунинг учун қовушоқлик коэффициенти молекулаларнинг эркин югуриш йўли узунлигига пропорционал бўлади:

$$\eta = \frac{1}{3} mn\lambda\bar{v}.$$

Вакуумда молекулалар орасида тўқнашувлар бўлмайди, унда шароит мутлақо бошқача бўлади. Молекула фақат идишнинг деворлари билангина тўқнашади ва ишқаланиш импульснинг бевосита деворларга узатилиши билан боғлиқ бўлади. Шунинг учун ишқаланиш энди «ички» бўлмай қолади, қовушоқлик тушунчаси эса ўзининг аввалги маъносини йўқотади.

Газнинг молекулалар ўзаро тўқнашмайдиган шароитларда оқиши *молекуляр оқиш* деб аталади.

Молекулалар орасида тўқнашувлар бўлмаганида газнинг оқиши гўё биринчи қарашда газнинг турли қисмларидаги босимлар фарқига боғлиқ эмасдек туюлади. Ҳақиқатан ҳам, девордан деворга эркин учиб ўтувчи молекула бошқа молекулалар томонидан ҳеч қандай таъсирга дуч келмайди, шунинг учун газнинг бирор қисмида зарраларнинг зичлиги (ҳажм бирлигидаги зарралар сони), яъни босим ўзгаришидан унинг йўналиши ўзгармаслиги керак.

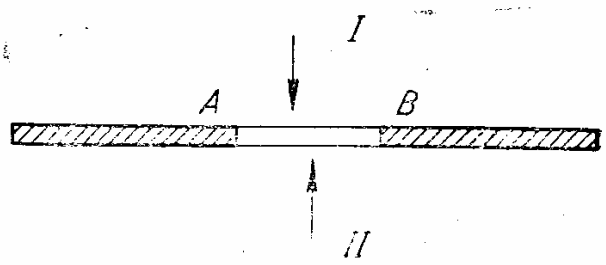
Бироқ тажрибанинг кўрсатишича, молекуляр оқим учун ҳам босимлар фарқи керак экан. Бунинг сабаби шуки, идишнинг бир қисмидан иккинчи қисмига газнинг молекуляр оқиши молекуляр ҳаракатларнинг тамомила хаотиклиги туфайли рўй берар экан.

Ўртасида тешикли тўсиқ қўйилиб, иккита тенг бўлакка ажратилган идишни кўз олдимизга келтирайлик. Бу идишда биттагина молекула бўлсин. Вақтнинг етарлича катта оралиғида, гарчи молекулани идишнинг бир қисмидан иккинчи қисмига силжитувчи ҳеч қандай куч бўлмаса-да, молекула идишнинг ҳар иккала қисмида бирдай бўлади деб айтиш мумкин.

Агар идишда кўплаб молекула бўлса ва дастлаб уларнинг ҳаммаси идишнинг битта ярмида тўпланган бўлса, у ҳолда вақт ўтиши билан молекулалар ҳаракатининг хаотиклиги туфайли дам у, дам бу молекула идишнинг иккинчи ярмига тушади. Вақтнинг узоқ оралиғида ўртача олганда барча молекулаларнинг идишнинг ҳар иккала қисмида бўлиш сони бир хил бўлади. Бу шунга олиб келадики, идишнинг ҳар икки қисмида вақтнинг ҳар бир пайтида тенг сонли молекулалар бўлади, яъни идишнинг иккала қисмида босим бирдай. Бироқ босим бирор куч таъсирида эмас, балки молекулалар ҳаракатининг хаотиклиги туфайли тенглашди.

Идишни турли босимли (агар бу босимлар вакуум шароитига жавоб берса) икки қисмга бўлиб турган тўсиқнинг тешиги орқали оқиб ўтган газ оқимини ҳисоблаш қийин эмас. Бироқ тешикнинг ўлчамлари молекулалар эркин югуриш йўли узунлигидан нисбатан кичик бўлиши аҳамиятлидир.

Газнинг p_1 босимли I қисми p_2 босимли иккинчи II қисмидан S юзли тешиги бўлган тўсиқ билан ажратилган бўлсин (63-расм). Аниқ бўлиши учун $p_1 > p_2$ деб оламиз. Вақт бирлиги ичида бу тешикдан оқиб ўтувчи газнинг миқдорини аниқлаймиз.



63- расм.

AB тешикнинг бирлик юзидан вақт бирлигида ўтувчи молекулалар сони N бу юзга вақт бирлигида мос равишда I ва II томондан келаётган N_1 ва N_2 молекулалар сонининг айирмасига тенг бўлади. Агар I қисмдаги молекулалар зичлиги (ҳажм бирлигидаги молекулалар сони) n_1 бўлса, у ҳолда I томондан бирлик юзни вақт бирлигида кесиб ўтувчи молекулалар сони $n_1\bar{v}$ кўпайтмага пропорционал бўлади, бу ерда $\bar{v}$ — молекулалар иссиқлик ҳаракатининг ўртача тезлиги. Аниқ ҳисоблар N_1 учун биз аввал ҳосил қилган ифодани (76-бетга қ.) беради:

$$N_1 = \frac{1}{4} n_1 \bar{v}. \tag{52.1}$$

Вакуумда ҳар бир молекула индивидуал ҳаракатланади, унинг ҳаракатига бошқа молекулалар таъсир қилмайди. Шунинг учун молекулаларнинг II томондан ҳаракати уларнинг қарама-қарши йўналишдаги ҳаракатига ҳеч қандай боғлиқ бўлмайди. Бундан,

$$N_2 = \frac{1}{4} n_2 \bar{v}$$

бўлиши келиб чиқади, бу ерда n_2 — молекулаларнинг II қисмдаги зичлиги. N нинг катталиги учун шундай ифодани оламиз:

$$N = N_1 - N_2 = \frac{1}{4}(n_1 - n_2)\bar{v}. \tag{52.2}$$

Молекулаларнинг n_1 ва n_2 зичликлари учун бизга маълум бўлган (4. 1) ифодаларга эгамиз:

$$n_1 = p_1/kT \text{ ва } n_2 = p_2/kT.$$

Уларни (52. 2) ифодага қўямиз:

$$N = \frac{1}{4}\bar{v}\frac{p_1 - p_2}{kT} = \frac{1}{4}\bar{v}\frac{\Delta p}{kT}.$$

Тешикнинг бирлик юзидан вақт бирлигида ўтаётган молекулалар сони шунга тенг.

Тешикнинг бутун юзи орқали 1 сек да ўтган молекулалар сони қуйидагига тенг бўлади:

$$N' = NS = \frac{1}{4}\bar{v}\frac{\Delta p}{kT}S.$$

Бир секунд давомида тешикдан ўтган газнинг массаси

$$M = mN' = \frac{1}{4}\bar{v}\frac{m}{kT}S\Delta p \tag{52.3}$$

га тенг бўлади, бу ерда m — битта молекуланинг массаси. Биз биламизки, $m = \mu/N_0$ (бу ерда μ — газнинг молекуляр оғирлиги, N_0 — — Авогадро сони), бундан

$$M = \frac{1}{4}\bar{v}\frac{\mu}{RT}S\Delta p. \tag{52. 4}$$

Агар тешикдан оқиб ўтган газ миқдори секундига грамм ҳисобида эмас, секундига моль (Q) ҳисобида ифодаланса, у ҳолда

$$Q = \frac{M}{\mu} = \frac{1}{4}\bar{v}\frac{S}{RT}\Delta p.$$

Бунга $\bar{v}$ нинг ўрнига унинг $\bar{v} = \sqrt{\frac{8}{\pi}\frac{RT}{\mu}}$ қийматини қўйсак, бундай ифодани оламиз:

$$Q = \frac{1}{\sqrt{2\pi\mu RT}} S\Delta p. \qquad (52.5)$$

Бу тенгламалар вакуумга жойлаштирилган диафрагмадаги кичик тешикдан ўтган газ миқдорини билдиради. Худди шундай тешик орқали худди шу босимлар фарқида ўтган зич газнинг миқдори анча кўп бўлади.

Газнинг босимлар фарқи таъсирида кичик тешик орқали оқиш процесси газнинг *эффузияси* деб аталади. Жумладан, газнинг кичик тешик орқали вакуум шароитида юқорида биз кўрган оқиши газнинг *молекуляр эффузияси* дейилади.

53 - §. Цилиндрик трубада газнинг молекуляр оқими

Одатдаги шароитларда газларнинг труба бўйлаб оқиши (кичик тезликларда) Пуазейль формуласи билан ифодаланади, бу формулага кўра, вақт бирлигида r радиусли, l узунликдаги труба орқали $p_1 - p_2 = \Delta p$ босимлар фарқи таъсирида ўтган газ *ҳажми*

$$V = \frac{\pi r^4}{8\eta}\frac{\Delta p}{l} \qquad (53.1)$$

бўлади, бу ерда η — газнинг қовушоқлиги.

Труба орқали вақт бирлигида оқиб ўтган газнинг M *массаси* шундай ифодаланади:

$$M = \bar{\rho}V = \bar{\rho}\frac{\pi r^4}{8\eta}\frac{p_1 - p_2}{l}. \qquad (53.2)$$

Бу ерда $\bar{\rho}$ — трубадаги газнинг p_1 ва p_2 босимлардаги зичликларининг ярим йиғиндисига тенг бўлган ўртача зичлиги. Газнинг $\bar{\rho}$ зичлиги идеал газ ҳолати тенгламасига мувофиқ қуйидагига тенг:

$$\bar{\rho} = \frac{M}{V} = \frac{\bar{p}\mu}{RT},$$

бу ерда $\bar{p}$ — босимнинг ўртача қиймати бўлиб, $\bar{p} = (p_1 + p_2)/2$ га тенг. (53.2) га $\bar{\rho}$ нинг бу қийматини қўйиб, қуйидаги формулани оламиз:

$$M = \frac{\pi\mu r^4}{16\eta RT}\,\frac{p_1^2-p_2^2}{l}. \qquad (53.3)$$

Бу T температурада r радиусли труба орқали қовушоқ оқим билан (қовушоқлиги η га тенг) вақт бирлиги ичида оқиб ўтган газ массасини беради.

(53.1), (53.2) ва (53.3) формулалар билан ифодаланган Пуазейль қонуни фақат зич газ, яъни молекулалар эркин югуриш йўлининг узунлиги газ оқаётган труба радиусига нисбатан кичик бўлган газ учун ўринлидир. Бу ҳолда газнинг оқишини туташ муҳитнинг босимлар фарқи таъсирида оқиши деб қараш, яъни газнинг молекуляр структураси ҳеч қандай таъсир кўрсатмайдиган оқим деб қараш ва гидродинамика методларидан фойдаланиш керак. Молекулаларнинг эркин югуриш йўли узунлиги трубанинг кўндаланг кесимлари ўлчамларидан катта бўлган газнинг молекуляр оқишида, газни энди яхлит муҳит деб қараб бўлмайди. Аксинча, бу ҳолда газнинг молекуляр тузилиши тўлалигича намоён бўлади ҳамда биз ҳозиргина келтирган формулаларни унга қўллаб бўлмайди.

Биз бу ерда батафсил келтириб ўтирмайдиган ҳисоблар шуни кўрсатадики, газнинг r радиусли труба (капилляр) орқали молекуляр оқишида вақт бирлигида оқиб ўтган газнинг миқдори Q (моль ҳисобида) шундай формула билан аниқланади:

$$Q = \frac{2}{3}\,\frac{\bar{v}}{RT}\,\frac{r}{l}\,S\Delta p, \qquad (53.4)$$

бу ерда $S = \pi r^2$ — трубанинг кесим юзи, Δp — l узунликдаги трубада босимлар фарқи. Аввалгидек, $\bar{v} = \sqrt{8RT/\pi\mu}$ эканлигини назарга олиб, Q нинг ифодасини шундай ёзамиз:

$$Q = \frac{4}{3}\sqrt{\frac{2\pi}{\mu RT}}\,\frac{r^3}{l}\,\Delta p. \qquad (53.5)$$

Бу формулани яна шундай кўринишда ёзиш мумкин:

$$Q = \frac{8\pi}{3}\,\frac{1}{\sqrt{2\pi\mu RT}}\,\frac{r^3}{l}\,\Delta p. \qquad (53.6)$$

Бунга мос ҳолда газнинг массаси (кг/сек ларда) шундай ифодаланади:

$$M = \frac{8\pi}{3}\sqrt{\frac{\mu}{2\pi RT}}\,\frac{r^3}{l}\,\Delta p. \qquad (53.7)$$

Бу формула ва (53. 6) формула молекуляр эффузия учун ёзилган (52. 4) ва (52. 5) формулаларга ўхшашдир, фақат бу ерда тешиknинг юзи ўрнига юз ўлчамлигига эга бўлган $\frac{8\pi r^3}{3l}$ катталик киради.

Қовушоқ оқим учун Пуазейль формуласидан фарқли равишда, *вакуум шароитларида цилиндрик труба орқали оқаётган газнинг миқдори труба радиусининг* тўртинчи даражасига эмас, *учинчи даражасига пропорционалдир.*

Худди кутилганидек, газнинг берилган босимлар фарқи таъсирида труба орқали молекуляр оқишида, худди шунингдек молекуляр эффузияда ҳам, вақт бирлигида оқиб ўтган газ миқдори (53.4) фақат молекулаларнинг иссиқлик ҳаракати тезлиги ва трубанинг геометрик ўлчамларига боғлиқ бўлиб, газнинг қовушоқлигига боғлиқ эмас.

Молекуляр оқим қонунидан биринчи қарашда парадоксал бўлган шундай хулоса келиб чиқади: вақт бирлигида оқиб ўтаётган газ массаси (трубанинг берилган ўлчамларида, берилган аниқ температурада ва берилган айни газ учун) трубанинг кириш ва чиқиш учларидаги босимлар фарқларига боғлиқ бўлгани ҳолда босимларнинг хусусий p_1 ва p_2 қийматларига боғлиқ бўлмайди. Бу деган сўз, диаметри 0,1 мм бўлган тешик ёки капиллярдан 1 сек ичида оқиб ўтувчи газ массаси трубанинг учларида (ёки тешикнинг ҳар икки томонида) босим 0,015 ва 0,014 мм симоб устуни бўладими ёки 0,002 ва 0,001 мм симоб устуни бўладими, бунга боғлиқ бўлмас экан, ҳолбуки, биринчи ҳолда газнинг зичлиги иккинчи ҳолдагидан 10 марта катта бўлади (молекулаларнинг 0,015 мм симоб устуни босимидаги эркин югуриш йўли узунлиги 0,5 см га яқин, яъни капилляр диаметридан анча катта).

Бунинг сабаби шуки, тешикнинг (ёки капиллярнинг) ҳар икки томонида босим айни бир вақтда ортганида бир йўналишда ўтаётган молекулалар сони ҳам, иккинчи йўналишда ўтаётган молекулалар сони ҳам ортади. Тўқнашувлар бўлмаганида молекулаларнинг бу қарама-қарши оқимлари бир-бирига таъсир қилмайди ва бу оқимларнинг оқиб ўтаётган газ миқдорига боғлиқ бўлган фарқи ҳам босимга боғлиқ бўлмаганича ўзгармас бўлади. Зич газлар учун эса берилган босимлар фарқида капилляр орқали оқиб ўтаётган газнинг миқдори газнинг ўртача босими $(p_1+p_2)/2$ га пропорционал бўлиши Пуазейль қонунидан кўриниб турибди (53.3).

(53.3) ва (53.7) формулаларнинг ҳар бири ўз босим соҳаларида кўп сонли тажрибаларда текширилган. Оралиқ соҳалар учун эса газнинг оқимини тавсифловчи эмпирик, тахминий формулалар чиқарилган.

(53.3) ва (53.7) формулалардан газни берилган тезлик билан ўтказишга мўлжалланган трубопроводларнинг геометрик ўлчамлари (диаметри ва узунлигини) ҳисоблашда, масалан, бирор идишдаги газни ҳайдашда керак бўлган труба ўлчамларини аниқлашда фойдаланилади. Бу формулалардан газни ҳайдаш тезлиги гази сўриб олинаётган ҳажмни насос билан бирлашти-

рувчи трубанинг диаметрига қандай кучли боғланган экани кўриниб турибди. Трубопровод нотўғри танланса (жуда кичик қилиб олинса), трубопровод ўтказиши мумкин бўлган газ насоснинг сўриши мумкин бўлган газ миқдоридан кичик бўлиб қолиши мумкин. Бу ҳолда насоснинг иш унумдорлигидан тўлиқ фойдаланилмайди.

54- §. Газлар аралашмасининг молекуляр оқими. Газ аралашмаларининг ажралиши

Газларнинг тешик ёки капиллярлар орқали молекуляр оқимининг ўзига хос хусусиятларидан газ аралашмаларини ажратиш учун фойдаланилади.

Газларнинг трубалар бўйлаб молекуляр оқишида ҳам, молекуляр эффузияда ҳам вақт бирлигида оқиб ўтган газ миқдори газ молекуляр оғирлигининг квадрат илдизига тескари пропорционал бўлишини юқорида кўрсатиб ўтган эдик:

$$Q \sim \frac{1}{\sqrt{\mu}}.$$

Бошқа шароитлар бирдай бўлгани ҳолда газ қанча енгил бўлса, газ оқими шунча катта бўлади. Бундан келиб чиқадики, агар тешиклар ёки капиллярлар системаси орқали бир-биридан молекуляр оғирликлари ва демак, молекулаларнинг иссиқлик тезликлари жиҳатидан фарқ қилувчи газлар *аралашмаси* ўтказилса, аралашманинг енгилроқ компонентининг молекуляр оқими, оғирроқ компонентиникидан кўпроқ бўлади. Бунинг натижасида тешиклар ёки капиллярлардан чиқишда аралашманинг таркиби ўзгаради: аралашма енгил компонентининг концентрацияси киришдаги концентрациясидан кўп бўлади. Аралашма енгил компонента билан бойийди.

Тешик ёки капилляр орқали аралашманинг молекуляр оқишида унинг ажралиш даражасини ҳисоблаш қийин эмас. Аввалги бобда айтганимиздек, аралашманинг бойиш даражасини *бойитиш коэффициенти* ε билан характерлаш қабул қилинган. Бу коэффициентнинг қандай аниқланишини яна бир бор эслатиб ўтамиз.

Енгил компонентанинг газларнинг бошланғич аралашмасидаги концентрацияси C_0 бўлсин. У ҳолда оғир компонентанинг концентрацияси $1 - C_0$ ва енгил компонентанинг нисбий концентрацияси

$$\frac{C_0}{1-C_0}$$

га тенг бўлиши равшан.

Газнинг тешик ёки капиллярлар орқали оқиб ўтиши натижасида енгил компонентанинг концентрацияси бирор C_1 қийматгача ортади ва мос равишда оғир компонентанинг концентрацияси $1 - C_1$ га тенг бўлиб қолади, енгил компонентанинг нисбий концентрацияси эса

$$\frac{C_1}{1-C_1}$$

га тенг бўлади.

Бу нисбий концентрациянинг бошланғич концентрациядан катта эканлиги равшан, яъни

$$q = \left(\frac{C_1}{1-C_1} : \frac{C_0}{1-C_0}\right) > 1. \qquad (54.1)$$

Агар бойитиш бўлмаганда эди, бу муносабат бирга тенг бўлар эди. Нисбий концентрациялар нисбатининг бирдан оғишини биз бойитиш коэффициенти ε деб атаган эдик (III бобга қ.). Демак,

$$\frac{C_1}{1-C_1} = \frac{C_0}{1-C_0}(1+\varepsilon). \qquad (54.2)$$

Агар иккала компонентанинг молекуляр оғирликлари бирбиридан кам фарқ қилса, у ҳолда бойитиш коэффициенти жуда кичик бўлади (масалан, изотопларда шундай бўлар эди):

$$\varepsilon \ll 1.$$

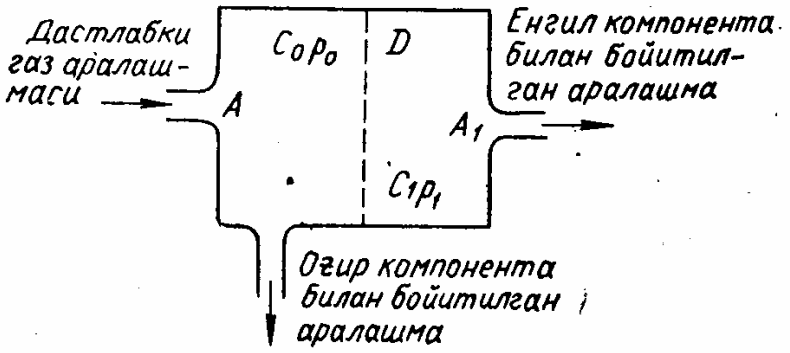
Бу ҳолда (54.2) тенглама соддалашади ва шундай кўринишда ёзилиши мумкин:

$$C_1 - C_0 = \varepsilon C_1(1 - C_1). \qquad (54.3)$$

Бойитиш коэффициенти ε нинг қийматини ҳисоблайлик.

Тешиклар системаси (ёки капиллярлар) D билан ажратилган газнинг икки ҳажмини кўрайлик (64- расм).

Айтайлик, A нуқтадан енгил компонентанинг концентрацияси C_0 бўлган бошланғич газ аралашмаси p_0 босим билан оқиб



64- расм.

кираётган бўлсин. Аралашманинг оз қисми келгусида D тешиклар системасидан ўтади ва енгил компонента билан бойиб, A_1 орқали p_1 босим билан чиқади. Қолган қисми олиб кетилади (64-расмга қ.). Қуйидагича қабул қиламиз:

$$p_0 > p_1; \qquad p_0 - p_1 = \Delta p.$$

Тешикларнинг ўлчамлари шундайки, улардан ўтган газ оқими молекуляр оқим бўлади, яъни тешиклар юзи чегарасида молекулалар ўзаро тўқнашмайди ва аралашманинг ҳар бир компоненти бирбиридан мустақил бўлади. Енгил ва оғир компонентларнинг кириш ва чиқишдаги парциал босимларини мос равишда $p_{ен.}$, $p_{оғ.}$, $p_{1ен.}$, $p_{1оғ.}$ билан белгилаймиз. Бундан,

$$p_{ен.} = C_0 p_0, \quad p_{оғ.} = (1 - C_0) p_0, \qquad p_{1ен.} = C_1 p_1, \quad p_{1оғ.} = (1 - C_1) p_1.$$

Аралашманинг енгил ва оғир компонентларининг молекуляр оғирликларини мос равишда $\mu_{ен.}$ ва $\mu_{оғ.}$ билан белгилаймиз ва тешикдан ўтган енгил компонента оқими $Q_{ен.}$ учун [(52.5) ва (53.5) ларга мувофиқ] шундай ифодани оламиз:

$$Q_{ен.} = \frac{A}{\sqrt{\mu_{ен}}} (p_{ен} - p_{1ен}) = \frac{A}{\sqrt{\mu_{ен}}} (C_0 p_0 - C_1 p_1). \tag{54.4}$$

Худди шунингдек, оғир компонента оқими учун ҳам

$$Q_{оғ} = \frac{A}{\sqrt{\mu_{оғ}}} (p_{оғ.} - p_{1оғ.}) = \frac{A}{\sqrt{\mu_{оғ}}} [(1 - C_0) p_0 - (1 - C_1) p_1]$$

ифодани оламиз, бу ерда тешик учун

$$A = \frac{S}{\sqrt{2\pi RT}},$$

капилляр учун эса

$$A = \frac{8\pi}{3} \frac{1}{\sqrt{2\pi RT}} \frac{r^3}{l}.$$

p_1/p_0 муносабатни K билан белгилаймиз ($K < 1$), у ҳолда

$$Q_{ен.} = \frac{A}{\sqrt{\mu_{ен.}}} p_0 (C_0 - KC_1), \quad Q_{оғ} = \frac{A}{\sqrt{\mu_{оғ}}} p_0 [(1 - C_0) - (1 - C_1) K].$$

Сўнгра $\frac{Q_{ен.}}{Q_{оғ.}} = \frac{C_1}{1 - C_1}$ бўлиши равшан, демак,

$$\frac{C_1}{1 - C_1} = \sqrt{\frac{\mu_{оғ}}{\mu_{ен}}} \frac{C_0 - KC_1}{1 - C_0 - K(1 - C_1)}. \tag{54.5}$$

Мураккаб бўлмаган ўзгартиришлардан кейин аралашма концентрациясининг бизни қизиқтирган ўзгариши учун шундай ифодани оламиз:

$$C_1 - C_0 = \frac{(\sqrt{\mu_{оғ}/\mu_{ен}} - 1)(1 - K)(1 - C_1) C_1}{1 + (\sqrt{\mu_{оғ}/\mu_{ен}} - 1)(1 - C_1)}. \tag{54.6}$$

Бу формуладан кўриниб турибдики, тешик ёки капиллярлар орқали молекуляр эффузия вақтида газлар аралашмаси концентрациясининг ўзгариши (бойиши) $\frac{\mu_{оғ.}}{\mu_{ен.}}$ нисбат қанча катта бўлса, шунча кўп бўлар экан, яъни аралашманинг икки компоненти ўз массалари жиҳатидан қанча кучли фарқ қилса, концентрация шунча кўп ўзгарар экан.

Баён қилинган усул бир-бирларидан фақат массалари жиҳатидан фарқ қилиб, одатдаги химиявий усуллар билан ажратиб бўлмайдиган изотопларни ажратиш проблемаси муносабати билан алоҳида аҳамият касб этди. Изотоплар атомларининг молекуляр оқим тезликлари фарқидан фойдаланиш, бу изотопларни ажратиш усули бошқа методларга қараганда самарали бўлиб чиқди.

Изотоплар аралашмалари учун молекуляр оғирликлар фарқи одатда жуда кичик бўлади, шунинг учун $\frac{\mu_{оғ.}}{\mu_{ен.}}$ нисбат бирга яқин бўлади (водород ва гелий сингари енгил элементларгина бундан мустасно бўлиши мумкин). Бу ҳолда (54.6) тенглама анча соддалашади. Агар $\mu_{оғ.}-\mu_{ен.}$ фарқни $\Delta\mu$ билан белгиласак, у ҳолда

$$\sqrt{\frac{\mu_{оғ.}}{\mu_{ен.}}}=\sqrt{1+\frac{\Delta\mu}{\mu}},$$

бу ерда $\mu=(\mu_{ен.}+\mu_{оғ.})/2$ — аралашманинг ўртача молекуляр оғирлиги. Изотоплар учун молекуляр оғирликларнинг нисбий фарқи $\frac{\Delta\mu}{\mu}$ жуда кичик бўлгани учун $\left(\frac{\Delta\mu}{\mu}\ll 1\right)$, биз Ньютон биномининг дастлабки икки ҳади $\left(1+\frac{\Delta\mu}{\mu}\right)^{1/2}$ билан чекланамиз, у ҳолда

$$\sqrt{\frac{\mu_{оғ.}}{\mu_{ен.}}}=1+\frac{1}{2}\frac{\Delta\mu}{\mu}.$$

$\sqrt{\mu_{оғ.}/\mu_{ен.}}$ нинг бу қийматини (54.6) га қўямиз:

$$C_1-C_0=\frac{\frac{\Delta\mu}{2\mu}(1-K)C_1(1-C_1)}{1+\frac{\Delta\mu}{2\mu}(1-C_1)}. \qquad (54.7)$$

Бу формуланинг махражидаги иккинчи ҳадни бирга нисбатан назарга олмаслик мумкин, чунки $\Delta\mu/2\mu\ll 1$. У ҳолда

$$C_1-C_0=\frac{\Delta\mu}{2\mu}C_1(1-C_1)(1-K). \qquad (54.8)$$

Энди (54.3) ва (54.8) ифодалардан фойдаланиб бойитиш коэффициенти учун шундай ифодани олиш мумкин:

$$\varepsilon=\frac{C_1-C_0}{C_1(1-C_1)}=\frac{\Delta\mu}{2\mu}(1-K). \qquad (54.9)$$

Қутилганидек, изотоп аралашмалари компонента ларининг молекуляр оғирликларининг нисбий фарқи $\Delta\mu/2\mu$ қанча катта бўлса, бо-

йитиш коэффициенти шунча катта бўлади ва эффузияни юзага келтирувчи босимлар нисбати $\frac{p_0}{p_1} = \frac{1}{K}$ ортиши билан у ҳам катталашиб боради. Шунинг учун ажратиш процессини узлуксиз сақлаб туриш учун босимлар фарқини вужудга келтирувчи насос керак бўлади, бу насос туфайли газнинг тўсиқ орқали оқишини таъминловчи босим тушиши (ўзгариши) юзага келади.

Кейинги ўн йилликларда газлар ёки газсимон бирикмалар ҳосил қилувчи элементларнинг кўплаб изотоп аралашмаларини молекуляр эффузия методи билан ажратишга муваффақ бўлинди. Масалан, неон (Ne) изотопи шундай ажратилди. Карбоннинг атом оғирлиги 13 бўлган изотопини асосий изотоп C^{12} дан ажратиш учун карбоннинг газсимон бирикмаси CH_4 (метан) дан фойдаланилди.

Худди шунингдек атом оғирликлари 235 ва 238 бўлган ураннинг (U^{235} ва U^{238}) изотопларини ажратиш учун буғларининг эластиклиги анча юқори бўлган бирикма UF_6 — уран 6 фториддан фойдаланилди.

Юқорида айтиб ўтганимиздек, кўп изотоплар учун молекуляр ёки атом оғирликларнинг нисбий фарқи $\Delta\mu/\mu$ — кичкина катталик. Бинобарин, улар учун бойитиш коэффициенти ε ҳам кичик бўлади, шунинг учун эффузия тегишли изотопнинг концентрациясини кам ўзгартиришгагина имкон беради. Шунинг учун аралашмани изотоплардан бири билан кўпроқ бойитиш учун молекуляр оқим процессини кўп марталаб такрорланади. Бойитиш процессини бундай кетма-кет такрорлашни узлуксиз амалга ошириш бойитиш процессининг содда бўлишига қарамай, бу методдан фойдаланишни мураккаблаштириб юборади. Шунга қарамай шу методдангина саноат миқёсида фойдаланилади.

Биз баён қилган бойитиш методини кўпинча нотўғри равишда диффузия методи деб юритилади, ҳолбуки уни *эффузия* методи деб аташ керак. Маълумки, диффузия газнинг босими ҳамма жойда бир хил бўлгани ҳолда компоненталар концентрациясининг фарқи ҳисобига рўй беради.

55- §. Вакуумда газлар диффузияси

Маълумки, газларда диффузия процесси молекулаларнинг иссиқлик ҳаракати туфайли амалга ошади ва агар фақат шу ҳаракатларнинг тезлигига боғлиқ бўлганида эди, диффузия оний равишда амалга ошган бўлар эди. Молекулалар орасида кўплаб бўладиган тўқнашувларгина диффузия процессини жуда секин процессга айлантириб қўяди.

Вакуумда молекулалар орасида тўқнашувлар бўлмайди, шунинг учун газларнинг диффузияси, бир газнинг иккинчи газ орасига кириши, ҳақиқатан ҳам молекулаларнинг иссиқлик ҳаракатлари тезлиги билан аниқланади ва энди у секин процесс

бўлмайди. Тўқнашувлар билан сиқилмайдиган молекулалар идишнинг ҳар қандай қисмига тўсиқсиз кириб боради ва диффузия жуда тез амалга ошади.

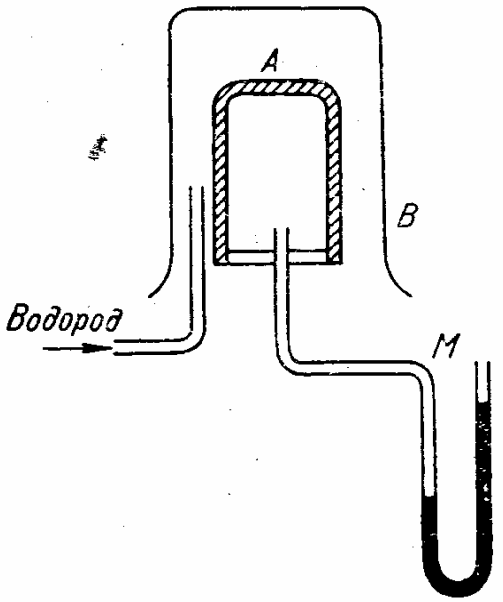
Диффузияга молекуляр ҳаракатлар тезликларидан ташқари диффузия бўлаётган идишнинг шакли ва ўлчамлари ҳам таъсир кўрсатади. Агар диффузия цилиндрсимон идишда рўй бераётган бўлса, у ҳолда диффузия (аниқроқ айтганда, ўз-ўзидан диффузия) коэффициенти қуйидаги формула билан аниқланади:

$$D = \frac{1}{3}\bar{v}d,$$

бу ерда $\bar{v}$ — молекулаларнинг ўртача тезлиги ва d — трубанинг диаметри.

Бу формула зич газ диффузия коэффициентининг ифодасидан эркин югуриш йўли узунлиги ўрнига трубанинг диаметри катталиги қатнашиши билан фарқ қилади. Шу билан бирга, вакуум шароитида идиш деворлари орасидаги масофани эркин югуриш йўли узунлиги деб қабул қилиш мумкин, чунки молекулалар идиш деворлари билангина тўқнашади, холос.

Ностационар диффузия. Қуйидаги тажриба вакуум шароитларида диффузияни тўла тасвирлайди. Гарчи бу тажрибада диффузияланувчи газлар атмосфера босими остида бўлса-да, бу ерда газни ғовакларининг ўлчамлари атмосфера босимидаги эркин югуриш йўли узунлигидан кичик бўлган ғовак модда орқали диффузиялантириб вакуум шароитларига эришилади. Ғовак модда (масалан, сопол) дан тайёрланган A идиш (65-расм) M манометр билан уланган. Идиш водород билан тўлдирилган стакан ичига жойлаштирилади (водород учиб кетмаслиги учун стакан тўнтариб қўйилади). Шу вақтгача атмосферадаги ҳаво билан табиий равишда тўлиб турган A идишдаги босим дарҳол орта бошлайди. Босимнинг ортиши M манометрнинг ҳар иккала тирсагидаги суюқлик сатҳларининг фарқидан кўзга ташланади. A идишдаги босим бирор максимал катталикка эришгандан кейин босим туша бошлайди ва ниҳоят, ўзининг дастлабки қийматига тушади. Агар энди водородли стакан олиб қўйилса, A идишдаги босим атмосфера босимидан пасаяди, сўнгра бирор минимал қийматга етади ва бирор вақтдан кейин яна



65- расм.

дастлабки қийматга эришади. Буларнинг ҳаммасига сабаб водород ва ҳаво молекулалари иссиқлик ҳаракати тезликларининг фарқли бўлишидир.

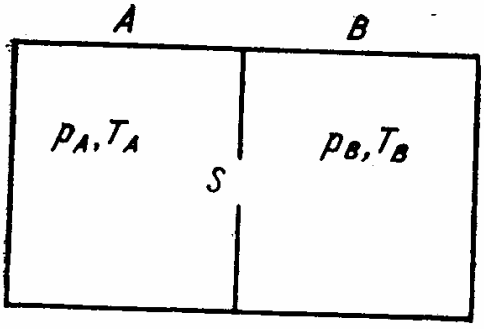
Ҳақиқатан ҳам, дастлаб *A* идиш ичида соф ҳаво, ташқарида (*B* стакан ичида) водород бўлганида водород молекулалари *A* идишга, *A* идишдаги ҳаво молекулаларининг *B* га диффузияланишидан кўра катта тезлик билан диффузияланади. Шунинг учун *A* идишда босим ортди. Бу босим фарқи таъсирида аралашма ташқарига оқиб ўта бошлайди ва босим тенглашади. Водород қамалган стакан олингач, *A* идиш яна атмосфера ҳавоси билан ўралган бўлиб қолади, ҳолбуки унинг ичида ҳавонинг водород билан аралашмаси бўлади. Водород молекулалари енгил бўлгани учун қайтадан *A* идишнинг ғовак деворлари орқали энди ташқарига диффузияланади. Бунда ҳаво молекулаларининг қарама-қарши томондан диффузияси секинроқ бўлгани учун идиш ичида босим пасаяди.

Баён қилинган бу тажриба *ностационар диффузияга* мисол бўлади, чунки диффузияланувчи газнинг концентрацияси узлуксиз равишда ўзгариб туради. Бироқ бу тажриба диффузия механизми тўғрисида равшан тасаввур беради.

56-§. Газнинг ҳар хил температурада иситилган қисмлари орасидаги босимлар фарқи (иссиқлик транспирацияси)

Сийракланган газда молекулаларнинг ўзаро тўқнашувлари бўлмаслиги берк идишдаги газнинг турли қисмлари орасида ўзига хос мувозанат шартлари бўлишига олиб келади.

Газ тўлдирилган идишнинг температуралари мос равишда T_A ва T_B га тенг бўлган *A* ва *B* қисмлари бир-бирига *S* тешик орқали бирлашган бўлсин (66-расм). Қандай шароитларда *A* ва *B* қисмлар орасида мувозанат қарор топади, яъни газ ҳаракати бўлмайди? Ўз-ўзидан равшанки, айни бир вақтда, масалан, бир секундда *A* дан *B* га ўтаётган молекулалар сони тескари йўналишда ўтаётган молекулалар сонига тенг бўлганда, мувозанат ҳолати қарор топади.



66-расм.

Бир секунд ичида *S* тешик орқали ўтувчи зарралар сони ҳажм бирлигидаги зарралар сони билан уларнинг иссиқлик тезликлари кўпайтмасига пропорционал бўлади. Шунинг учун газнинг мувозанат шарти қуйидагича ёзилади:

$$n_A \bar{v}_A = n_B \bar{v}_B, \qquad (56.1)$$

бу ерда n_A, $\bar{v}_A$, n_B ва $\bar{v}_B$ — газ молекулаларининг A ва B қисмлардаги зичликлари ҳамда ўртача иссиқлик тезликлари. Энди

$$n_A = p_A/kT_A; \quad n_B = p_B/kT_B$$

эканини назарга олиб, мувозанат шартини ҳосил қиламиз:

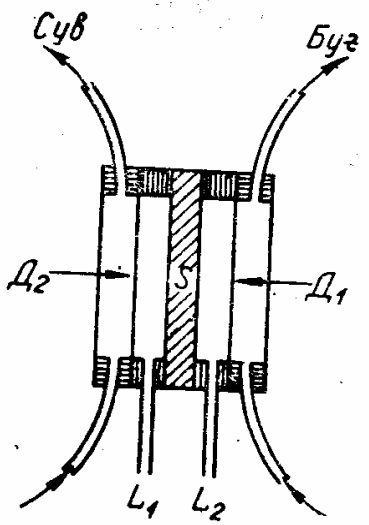
$$\frac{p_A}{\sqrt{T_A}} = \frac{p_B}{\sqrt{T_B}}, \tag{56.2}$$

яъни газнинг ҳар икки қисмида босимлар бу қисмлардаги температураларнинг квадрат илдизларига пропорционал бўлар экан. Зич газлар учун мувозанат шарти, маълумки, газнинг барча қисмларида босимларнинг тенглигидан иборат бўлади:

$$p_A = p_B.$$

Мувозанат шароитларидаги бундай фарқ биринчи қарашда ғалати бўлиб кўриниши мумкин, чунки (56.1) тенгликда тамомила сийракланган газга тааллуқли бўлган ҳеч қандай катталик йўқ; бу тенглик зич газга ҳам ўринлидир. Бироқ одатдаги босимларда молекулаларнинг тўқнашуви газнинг бутунича ҳаракатланишига сабаб бўлади ва бундай ҳаракат босимларнинг тенглашувига олиб келади. Сийракланган газда эса молекулалар бир-бирига боғлиқ бўлмаган ҳолда ҳаракатланади ва температуралар фарқи газнинг бутунича ҳаракатини юзага келтира олмайди.

Сийракланган газда Паскаль қонунининг бузилишига ҳам сабаб шу. Паскаль қонуни газнинг одатдаги суюқлик, яъни туташ муҳит сингари ҳолати учун ўринлидир. Бироқ кичик босимларда газнинг молекуляр структураси тўла намоён бўлади ва уни энди туташ муҳит сифатида қараш мумкин эмас.



67- расм.

Тажриба ҳақиқатан ҳам (56.2) формулани тасдиқлайди.

Газ солинган идишнинг кичик тешиклар (молекулаларнинг ўртача эркин югуриш йўли узунлигига таққослаганда кичик) билан ажратилган турлича қиздирилган икки қисмида босимлар фарқини кузатишга оид биринчи тажрибаларни О. Рейнольдс (1879 й.) ўтказган эди. Рейнольдс бу ҳодисага *иссиқлик транспирацияси* деб ном берди. Рейнольдс тажрибасининг схемаси 67- расмда келтирилган.

Ғовак моддадан қилинган S пластинка (тешиклар ўрнига) металл $Д_1$ ва $Д_2$ дисклар билан беркитилган икки эбонит ҳалқалар орасига маҳкамланган. Тадқиқ қилинаётган газ (ҳаво) бу икки диск ва ғовак тўсиқ орасидаги ҳажмга қамалган. $Д_2$ диск 67- расмда кўрсатилгандек оқар сув билан совитилади, $Д_1$ диск эса иссиқ сув буғи билан қиздирилади. Шундай қилиб, ғовак пластинканинг иккала томонидаги газ ҳажмлари орасида температура фарқи ҳосил қилинади. Идишнинг ҳар иккала қисмига L_1 ва L_2 найлар билан бирлаштирилган манометрлар ёрдамида p_1 ва p_2 босимлар ўлчанган.

Ўлчашлар етарлича кичик босимларда (56.2) тенгламанинг жуда қониқарли бажарилишини кўрсатади. Катта босимларда ҳар икки ҳажм орасидаги босимлар фарқи йўқолади.

Баён қилинган иссиқлик транспирацияси ҳодисаси, масалан, хона температурасида жойлашган манометр ҳаво температурасидан фарқ қилувчи температурада жойлашган ҳажм (ўрганилаётган ҳажм) билан ингичка канал (найча) орқали бирлашган ҳолларда вакуумдаги босимни ўлчаш ишларида катта аҳамиятга эга бўлади. Масалан, аппаратларнинг суюқ азот температурасида (77К) бўлган қисмларида босим хона температурасида жойлашган манометрда ўлчанган босимнинг 0,55 қисмига тенг бўлади. Худди шунингдек, печда 2000 градусларгача қиздирилган идишда босим бу идиш билан уланган манометрдаги босимга қараганда деярли уч марта катта бўлади.

57- §. Вакуум техникаси элементлари

Бирор идишнинг ҳажмида паст босимлар (юқори вакуум) ҳосил қилиш ўзига хос усуллардан ва шунга мувофиқ махсус аппаратуралардан фойдаланишга асосланган. Кейинги вақтларда жуда ҳам юқори вакуумда содир бўладиган кўплаб физикавий ва техникавий процесслар муҳим аҳамият касб этмоқда. Бундай вакуумни ҳосил қиладиган ва сақлаб турадиган аппаратура ва жуда паст босимларни ўлчайдиган асбоблар яратилган.

Ҳозирги замон ҳайдаш (сўриш) қурилмалари воситасида 10^{-13} мм симоб устуни босимига яқин босимларга эришилди. Бундай босимда молекулаларнинг зичлиги (ҳажм бирлигидаги молекулалар сони) тахминан

$$n \approx \frac{3 \cdot 10^{-19}}{760} \cdot 10^{-13} \approx 4000 \text{ см}^{-3}$$

га тенг бўлади.

Тўғри, бундай юқори босимни бутунлай шишадан қилинган ва девор сиртидаги ютилган газлар узоқ муддат қиздириш натижасида йўқотилган кичик ҳажмдагина ҳосил қилиш мумкин. Бироқ шишадан ҳам газларни кўпроқ ютишга мойил бўлган

катта металл аппаратура ҳажмларида ҳам 10^{-10}—10^{-11} мм симоб устуни босимига мос келувчи юқори вакуум ҳосил қилиш мумкин.

Албатта, принцип жиҳатидан жуда содда усул билан, яъни вакуум ҳосил қилиниши керак бўлган идиш температурасини градуснинг юздан бир улушларигача (Кельвин шкаласида) пасайтириш йўли билан ҳам янада юқори вакуум ҳосил қилиш мумкин. Бундай температурада ҳар қандай модда буғларининг эластиклиги жуда кичик бўлади. Ҳатто ҳеч қандай температураларда ҳам қотмайдиган гелий буғларининг эластиклиги бу температурада 10^{-30} мм симоб устунидан кам бўлади. Бу шароитларда идишда тўла вакуум ҳосил бўлди деб гапириш мумкин. Бироқ бунчалик паст температуралар ҳосил қилишнинг қийин бўлиши ва воситаларининг қимматбаҳолиги туфайли амалда вакуум ҳосил қилишнинг бу усули ишлатилмайди.

Қуйида ҳозирги замон илмий ва техникавий амалиётида қўлланиладиган юқори вакуум ҳосил қилиш воситалари ва кичик босимларни ўлчаш усуллари қисқача баён қилинади.

Насослар. Бирор ҳажмдан газни сўриб чиқариш, яъни ундан газ молекулаларини чиқариб ташлашга мўлжалланган ҳар қандай қурилма насос деб аталади. 10^{-5} мм симоб устунидан паст босим юқори вакуум деб аталади, бироқ бу шартли чегарадир.

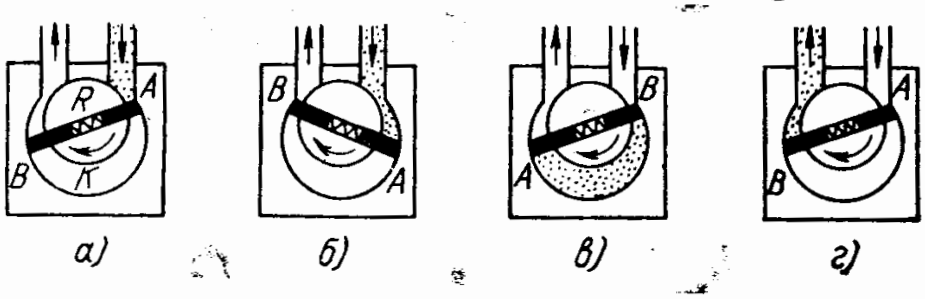
Вакуум насоси газни идишдан сўриб олиб, насос оғзидан ташқарига чиқариб ташлаши ва бунда *тескари босим* деб аталувчи ташқаридаги босимни енгиши керак. Ҳосил қилиниши керак бўлган вакуум қанча юқори (яъни босим қанча паст) бўлса, насос оғзида тескари босим шунча паст бўлиши керак.

Газни 10^{-5}—10^{-6} мм симоб устуни босими тартибида ҳайдаб чиқарадиган ва ҳайдалган газни атмосферага, яъни 760 мм симоб устунига тенг тескари босимга чиқариб ташлайдиган насослар йўқ. Шунинг учун етарлича паст тескари босимлар ҳосил қилиш учун бир неча босқичли сийраклантирувчи насослар ишлатилади, бундай насослар *форвакуум насослар* деб аталади. Бу хил насосларни кераклича юқори вакуум ҳосил қилишга мўлжалланган насослар — юқори вакуум насослари билан кетма-кет уланади.

Форвакуум насослар бевосита атмосфера босимига қарши ишлайди.

Форвакуум насослар. Форвакуум насосларнинг мавжуд бўлган кўп турларидан энг кўп ишлатиладиганлари турли конструкциядаги ротацион мойли насослардир. Бундай насослардан бирининг тузилиши ва унинг ишлаш принципи схематик равишда 68- расмда кўрсатилган.

Мой билан мойланадиган пўлат цилиндр R (ротор) кириш ва чиқиш патрубкалари бўлган цилиндрсимон ғилоф K да айланади. Ғилоф ва роторнинг марказлари устма-уст тушмайди; ротор

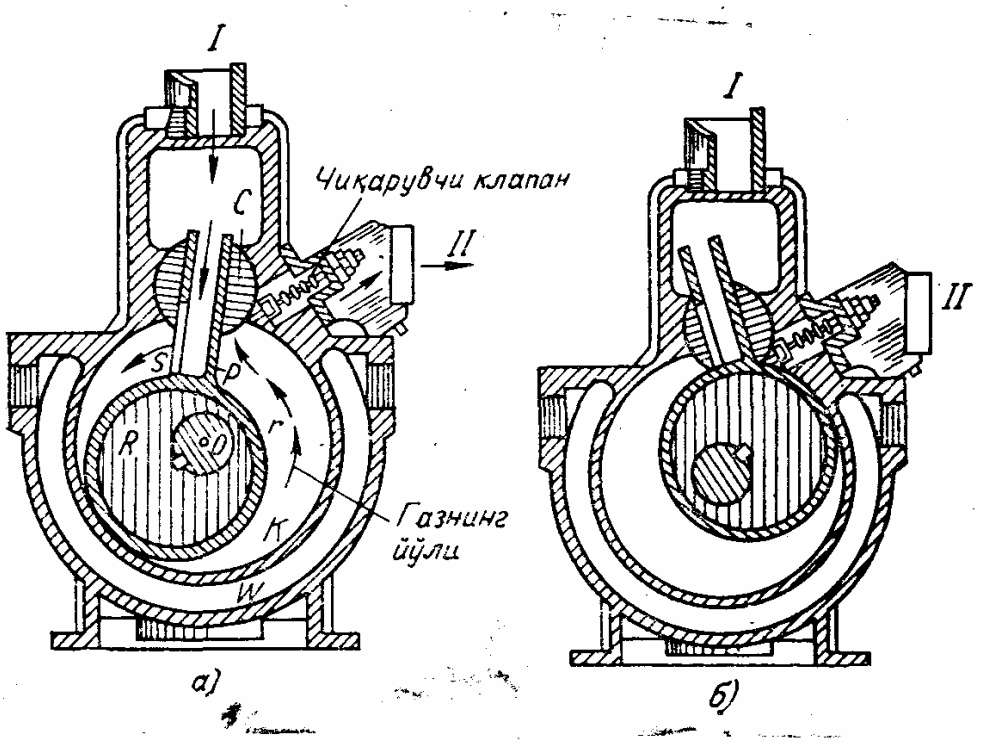


68-расм.

шундай айланадики, у ҳамма вақт ғилофнинг ички сиртининг юқори қисмига зич тегади. Роторнинг диаметриал текислигида *A* ва *B* ясси пластинка-куракчалар жойлаштирилган бўлиб, улар ораларига жойлаштирилган пружина ёрдамида силжий олади. Куракчалар пружина ёрдамида ғилофнинг ички сиртига зич сиқилади ва унинг ҳажмини икки ёки уч қисмга бўлади, неча қисмга бўлиши роторнинг айланаётгандаги вазиятига боғлиқ бўлади. Куракчалар 68-б расмда кўрсатилган вазиятда турганида газ порцияси ҳайдалаётган (сўрилаётган) ҳажмдан кирувчи патрубка орқали ғилофга киради. Сўнгра (68-*в* расмда кўрсатилган вазиятда) роторнинг бурилиши натижасида бу порция юқори патрубкадан ажралиб қолади ва роторнинг янада ҳаракатланишида уни *B* пластинка сиқади ва патрубкадаги чиқарувчи клапан орқали ташқарига чиқариб юборилади (68-*г* расмга қ.). Сўнгра ғилофга газ ҳайдалаётган ҳажмдан газнинг янги порцияси келади ва ҳоказо давом этаверади. Ротор бир марта айланганда ҳаво ўроқ кўринишидаги фазодан куракчалар ёрдамида икки марта чиқариб юборилади. Бундай насослар воситасида киришда 0,05 мм симоб устунига тенг босим ҳосил қилиш мумкин.

Форвакуум насоснинг бошқа конструкцияси 69-расмда кўрсатилган. Бу ерда *R* эксцентрик кўринишидаги ротор *K* ғилоф маркази *O* орқали ўтган, бироқ ротор марказидан ўтмаган ўқ атрофида айланади. Ротор кенг жойида *S* тешиги бўлган ясси ҳавол *P* пластинка билан таъминланган *r* обойма ичига жойлаштирилган. Ҳавони чиқиш трубаси орқали итариб чиқарувчи поршень шу обойманинг ўзи бўлади. *P* пластинка уни тик ҳолатдан ҳар иккала томонга оғишига имкон берувчи *C* шарнир орқали ўтади. Ротор айланганида *r* обойма ҳамма вақт ғилофнинг ички сиртига тегиб туради ва *P* пластинка билан бирга ғилоф фазосини икки ёки уч қисмга бўлади.

69-*а* расмда насоснинг вазияти газнинг ҳайдалаётган ҳажмдан *I* кириш патрубкаси орқали сўрилаётган пайтини, 69-*б* расмда эса газнинг чиқиш патрубкаси *II* орқали ташқарига итариб чиқарилаётган вазиятини ифодалайди. Насос ишлаётган



69- расм.

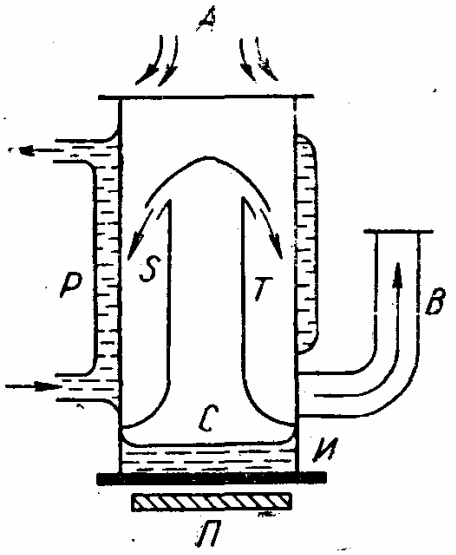
вақтда ғилофни ўраб турган *W* бўшлиқ орқали оқар сув билан совитиб турилади.

Юқори вакуумли насослар. Биз ҳозир баён қилган механикавий форвакуум насосларидан фарқли равишда ҳозирги замон юқори вакуум насосларида ҳеч қандай ҳаракатланувчи механикавий қисмлар бўлмайди. Бу насосларнинг ишлаши сўрилаётган газ молекулаларининг бирор суюқлик, масалан, симоб ёки мой буғларининг жараёнига илашишига асосланган. Шунинг учун бу насослар *буғ-жараёнли* насослар деб юритилади. Бу насосларни кўпинча *диффузион* насослар деб аталади, чунки уларнинг ишлаши ҳайдалаётган газ зарраларининг буғ жараёнига диффузияси билан боғлиқдир.

Бу тур юқори вакуум насослари форвакуум насослари ёрдамида юзага келтириладиган паст тескари босимлардагина ишлаши мумкин. Шунинг учун диффузион насос форвакуум насоси билан шундай кетма-кет уланадики, диффузион насоснинг чиқиши форвакуум насоснинг киришига бирлаштирилади.

Ҳозирги вақтда энг кўп тарқалган буғ-мой диффузион насосининг тузилиш схемаси 70- расмда кўрсатилган. Одатда металлдан қилинадиган *И* идишнинг тубида буғланувчи *С* суюқлик бўлади. Бу суюқлик П электр қизитгич ёрдамида буғлантирилади. Сўриладиган ҳажм насоснинг юқори *А* қисмига бирлаштирилади, унинг *В* чиқиш патрубкаси форвакуум насоснинг кириш трубкасига уланади. Форвакуум насос насосда ва сўрилаётган

ҳажмда керакли босимни вужудга келтиргандан кейин қиздиргич ишга туширилади ва суюқлик интенсив буғлана бошлайди. Буғ суюқлик устида жойлаштирилган *Т* труба бўйлаб кўтарила бошлайди ва *Т* трубанинг *S* соплосидан катта тезликда отиб чиқарилади, сўнгра идишнинг деворларида конденсацияланади ва идишнинг тубига оқиб тушади; идишнинг деворлари *Р* «ғилоф» билан ўралган бўлиб бу ғилофдан сув оқиб туради. Насоснинг қиздиргич ва совиткичи шундай қилиб буғнинг узлуксиз циркуляциясини таъминлаб туради.



70-расм.

Сўрилаётган газ молекулалари *А* соҳадан келиб, соплодан отилаётган буғ жараёнига илашади ва насоснинг пастки қисмига тушади, бу ерда улар *В* патрубкага тушиб, форвакуум насос билан атмосферага чиқариб ташланади.

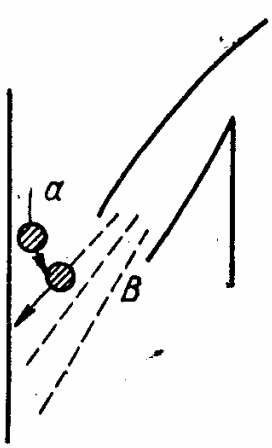
Буғ жараёнининг асосий вазифаси шуки, у ўзининг қисман импульсини (ҳаракат миқдорини) сўриб олинаётган газ молекулаларига бериб, уларни пастга чиқиш трубасига йўналтиради. Юқори вакуумли насоснинг чиқишидаги босимнинг форвакуум ҳосил қилаётган босимга, яъни 10^{-2} мм симоб устунига тенг эканлиги равшан.

А билан бирлашган идишдан газни ҳайдаш мумкин бўлган чегаравий босим асосан соплодан юқоридаги совитувчи сувнинг температурасидаги ишчи суюқлик буғларининг эластиклиги билан белгиланади. Шунинг учун юқори вакуумли насосларнинг ишчи суюқликлари сифатида шундай навли мойлар танланадики, хона температурасида улар буғларининг эластиклиги кам бўлади.

Буғ-жараёнли насоснинг ишлаш механизмини бирмунча батафсилроқ кўрайлик.

71-расмда насос соплосининг бир қисми ва унга келиб тақалувчи ғилофнинг совитиладиган девори катталаштирилган масштабда кўрсатилган.

Сўрилаётган ҳажмдаги босим насос ишга тушмасдан олдин анча кам бўлади, чунки бунда молекулаларнинг эркин югуриш йўли узунлиги насосни сўрилаётган ҳажм билан бирлаштирувчи *А* кириш патрубкаси ўлчамларига яқин бўлиши керак (70-расмга қ.). Бинобарин, газ молекулалари амалда бир-бири билан тўқнашмайди. Ҳар ҳолда молекулаларнинг бир-бирлари билан тўқнашишидан кўра уларнинг деворлар билан тўқнашиши кўпроқ бўлади. Бундай шароитларда газнинг у ёки бу молекула-



71-расм.

синиг, масалан, *a* молекуланинг насосга тушишига бу молекула тезлиги йўналишининг тасодифий равишда пастдан баландга йўналган бўлиши, яъни *A* соҳадан буғ жараёни *B* томонга йўналган бўлиши сабаб бўлади (71-расм). Бошқача сўз билан айтганда, сўриб олинаётган газ сўрилаётган идишдан буғ жараёнига диффузияланади (худди шунинг учун ҳам бу тур насослар диффузион насослар деб аталади). Агар *a* молекуланинг жараёндаги буғ молекуласи билан тўқнашуви натижасида бу молекула жараён ичига тушиб қолса, у энди амалда орқага қайта олмайди, чунки жараёнда буғнинг босими етарлича катта; бу босим қиймати 10 мм симоб устунигача етади. Бундай босимда газ молекулаларининг тескари диффузиясини назарга олмаса ҳам бўлади, ёки бошқача айтганда, газ молекулалари жараёнга «илашиб кетади».

Албатта, газнинг баъзи молекулалари буғ молекулалари билан тўқнашиб, жараёнга тескари йўналган тезлик олиши ҳам мумкин. Бироқ бундан молекулалар сўрилмайди деган маъно чиқмайди, чунки келгуси тўқнашувларнинг бирида улар бари бир керакли ҳаракат йўналишига тушиб қолади.

Баъзи молекулаларнинг буғ молекулалари билан тўқнашишда кириш патрубкасига тескари йўналишдаги тезликка эга бўлиши газни ҳайдаш тезлигини бирмунча секинлаштиради, холос. Насоснинг ишлашини камдан-кам содир бўладиган бу ҳоллар эмас, балки жараённинг ичига диффузияланган молекулаларнинг орқага қайта олмаслиги белгилайди. Диффузияланиш тезлиги вакуумда жуда катта эканлигини биламиз, шунинг учун буғ-жараёнли насосларнинг ҳайдаш тезликлари жуда катта.

Буғ жараёни ичига тушиб қолган молекулалар ёки жараён томонидан форвакуум томонга отиб ташланади, ёки деворга урилиб буғ конденсацияси рўй беради. Бундай конденсацияланиш натижасида газ жараёни қамраб олган молекула озод бўлади ва у ҳам форвакуум насос билан чиқариб ташланади.

Одатда буғ-жараёнли насосларнинг битта эмас, кетма-кет ишлайдиган бир нечта (одатда 2—3 та) соплолари бўлади (кўп босқичли насослар).

Ҳозирги замон диффузион насослари газни 10^{-9}—10^{-11} мм симоб устуни тартибидаги босимгача, баъзи шароитларда эса ундан ҳам паст босимларгача ҳайдашга имкон беради. Бироқ бундай юқори вакуум ҳосил қилиш учун бутун системанинг герметиклиги тўла таъминланган бўлиши керак. Шунингдек, гази сўриб олинаётган идишнинг сиртлари ва вакуум системасининг бошқа қисмлари ҳам газ ажратмайдиган («газ чиқармайдиган»)

бўлиши ҳам зарур. Бу шартларнинг ҳар иккаласини, айниқса, иккинчисини амалда қаноатлантириш қийин. Гап шундаки, одатда деярли ҳар қандай жисмларнинг сиртидан озми-кўпми ёки сиртга ютилган (адсорбланган), ёки ичида эриган газ миқдори ажралиб туради. Юқори вакуумда ҳатто катта ҳажмдаги босимни ҳам сезиларли ўзгартириш учун жуда озгина миқдордаги газнинг ажралиб чиқиши ҳам етарлидир.

Газнинг сорбцияланиши (геттерлар). Қатор моддалар анчагина миқдордаги газларни ютиш қобилиятига, ёки одатда айтилишича, сорбциялаш қобилиятига эга бўлади. Бундай сорбентларнинг типик вакили кўмирдир, унинг оғир газларни ютиш қобилиятидан противогазларда фойдаланилади. Кўмирнинг газларни ютиш қобилияти, асосан, унинг ғовак структураси билан боғлиқ бўлган сирт тузилиши орқали белгиланади. Кўмирнинг сиртини катталаштириш учун унга алоҳида ишлов берилади (активлаштирилади). Кўмирнинг сорбциялаш қобилияти айниқса паст температураларда кучли бўлади. Бу хоссадан газларни ҳайдаш (сўриш) ва эришилган юқори вакуумни сақлаш учун фойдаланилади.

Баъзи моддалар фақат тамоман аниқ бир турдаги газларни ютади, бу уларнинг бундай газлар билан реакцияга киришиб, қаттиқ бирикмалар ҳосил қилиши туфайли бўлади. Масалан, титаннинг (Ti) шундай хоссаси бор, у кўплаб миқдорда водородни ютиш қобилиятига эга. Титаннинг бу хоссаси водороднинг ҳайдаш (сўриш) да ишлатиладиган кўплаб қурилмаларда фойдаланилади. Газ ютувчи моддалар баъзида *геттерлар* деб аталади.

58- §. Қичик босимларни ўлчаш

Қичик босимларни ўлчаш учун қатор методлар ишлаб чиқилган. Улардан баъзиларини қуйида баён қиламиз.

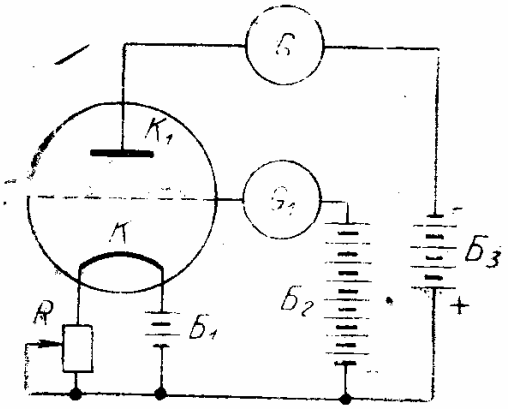
Шу нарсани қайд қилиш керакки, вакуум тушунчаси билан қамраб олинадиган бутун кичик босимлар интервалида босимни ўлчай оладиган асбоблар йўқ, шунингдек, ихтиёрий юқори босимларни ўлчай оладиган асбоблар ҳам йўқ. Биз бу ерда юқори вакуум техникасида фойдаланиладиган асосий асбоблар (манометрлар)ни тавсифлаб ўтамиз.

Ионизацион манометр. Бу манометрнинг тузилиши ҳозирги одатдаги уч электродли кучайтириш лампаларидан кам фарқ қилади. Унинг ишлаши шунга асосланганки, босими ўлчаниши керак бўлган газ молекулалари ва атомларининг муайян бир қисми ионлантирилади, яъни мусбат зарядланган ионларга айлантирилади. Ташқи электр майдон таъсирида ион электр токи юзага келади ва бу токнинг кучи тегишли асбоб (гальванометр) билан ўлчанади.

Агар ионизаторнинг қуввати ўзгармас бўлса, у ҳолда ион токининг i кучи ионларнинг зичлигига (уларнинг ҳажм бирлигидаги сонига) пропорционал бўлади; ионларнинг зичлиги эса газнинг босими p га пропорционалдир. Шунинг учун қуйидагича ёзиш мумкин:

$$i = \gamma p.$$

Махсус тажриба ёрдамида пропорционаллик коэффициенти γ нинг қийматини аниқлаб, ўлчанаётган i токка кўра газнинг босимини аниқлаш имконига эга бўламиз.



72 расм.

Ионизацион манометрларда газ электронларнинг газ молекулалари (атомлари) билан тўқнашувлари туфайли ионлашади. Бундай ионланиш босими ўлчанаётган ҳажмга уланган уч электродли лампада содир бўлади. Ионизацион манометрнинг уланиш схемаси 72-расмда кўрсатилган.

Лампани тўлдирган газни (унинг босими, албатта, ўлчанаётган босимга тенглиги равшан) ионлантирувчи электронлар катод хизматини ўтовчи чўғлантирилган толадан чиқади. Чўғланиш толасининг токи $Б_1$ батарея билан таъминланиб ва R реостат билан ростланиб турилади.

K катод чиқарган электронлар катод ва T тўр орасидаги электр майдон билан тезлаштирилади, бу майдоннинг потенциали 72-расмда кўрсатилганидек, $Б_2$ электр юритувчи куч манбаи воситасида катодга нисбатан мусбат сақлаб турилади.

Тўр орқали ўтган электронлар тўр ва K_1 коллектор орасидаги фазодаги газни ионлантиради, коллекторнинг потенциали $Б_3$ манба томонидан тўрга нисбатан манфий сақлаб турилади. Шунинг учун газнинг ионланишида ҳосил бўлган мусбат ионлар ион токи ҳосил қилиб коллекторга қараб ҳаракатланади. Электронлар эса орқага, тўрга қайтади. Ионланиш токининг i кучи G гальванометр билан ўлчанади.

Ион токининг кучи газнинг босимига пропорционал бўлиши учун электрон токининг кучи (яъни ионизаторнинг қуввати) ўзгармас сақланиши керак. Электрон токи кучининг ўзгармаслиги G_1 гальванометр билан контрол қилиб турилади.

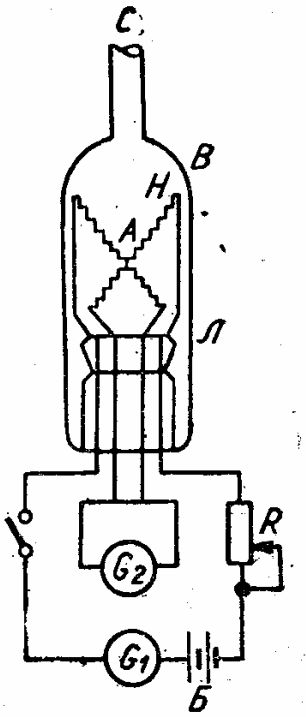
Ионизацион манометр даражаланган (градуировка қилинган) бўлиши, яъни ион токи кучини газ босимига боғловчи γ коэффициент аниқланган бўлиши керак. Бунинг учун ион токи

кучини бошқа манометр (масалан, Мак-Леод манометри) билан ўлчанган бир неча маълум босим қийматларида ўлчаш керак.

Ионизацион манометрнинг камчилиги унинг кўрсатишларининг газ таркибига боғлиқ бўлишидир (γ коэффициент турли газлар учун турличадир). Ионизацион манометр билан 10^{-3} дан 10^{-12} мм симоб устунигача босимларни ўлчаш мумкин.

Термоэлектрик манометр. 0,1 дан 10^{-3} мм симоб устунигача чегаралардаги босимларни ўлчаш учун ишлаш принципи газ иссиқлик ўтказувчанлигининг унинг босимига боғлиқлик хоссасига асосланган манометрдан фойдаланилади.

Жуда паст босимларда (юқори вакуумда) газнинг иссиқлик ўтказувчанлик коэффициенти босимга пропорционал бўлишини кўрдик. 0,1—0,001 мм симоб устуни босимлар соҳасида иссиқлик ўтказувчанлик коэффициенти босим ўзгариши билан қатъий пропорционал бўлмаса-да, сезиларли даражада ўзгаради. Баён қилинаётган турдаги манометрларда ана шу хоссадан фойдаланилади. Бундай турдаги энг кўп қўлланиладиган манометрлардан бирининг схемаси 73-расмда келтирилган термоэлектрик манометрдир. Шиша (баъзида металл) дан қилинган, сўриладиган ҳажмга улаш учун мўлжалланган *С* най ўрнатилган *Л* идишга *Т* термопара жойлаштирилган. Унинг *А* кавшарланган учи *Б* манбадан келаётган ва *Н* металл тола (иситкич) бўйлаб ўтаётган электр токи билан қиздирилади. Иситкич бевосита термопаранинг кавшарланган учига тегиб туради. Иситкичдаги ток кучи *R* реостат ёрдамида ўзгармас сақлаб турилади ва G_1 ўлчов асбоби билан контрол қилиб турилади. Термопара кавшарининг қизиши натижасида унинг чекка учларида G_2 гальванометр билан ўлчанадиган термоэлектр юритувчи куч вужудга келади.



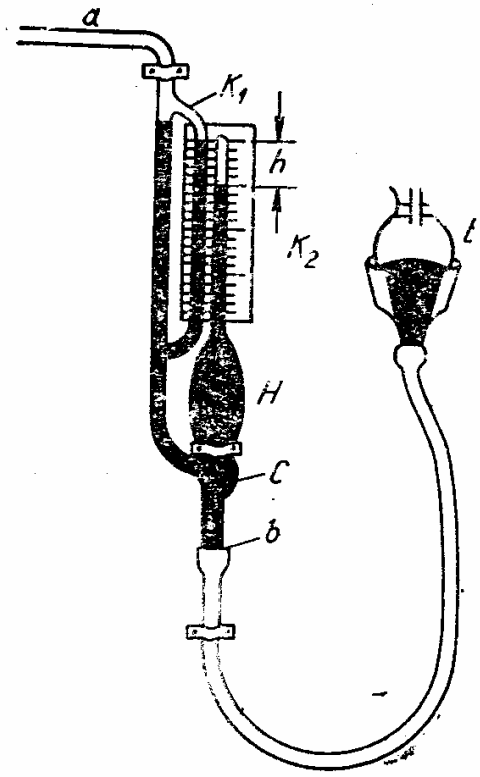
73-расм.

Термоэлектр юритувчи кучнинг қиймати газнинг босими билан бевосита боғланишга эга. Ҳақиқатан ҳам, иситкичдаги ток кучининг берилган қийматида термопара кавшарланган учининг температурасини ўлчанаётган термоэлектр юритувчи куч катталиги аниқлайди ва кавшарланган учнинг ташқарига иссиқлик узатувчанлиги қанча кам бўлса, бу температура шунча юқори бўлади; иситкич ажратган иссиқлик қуввати газ орқали ташқарига бериладиган қувватга тенг бўлганида, яъни мувозанат қарор топганида кавшарланган учнинг температураси ўзгармас бўлади. Ташқарига иссиқлик узатиш эса газнинг иссиқлик ўтказувчанлиги, яъни унинг босими қанча катта бўлса, шунча кўп

бўлади. Бундан шу нарса келиб чиқади: газнинг босими қанча кам бўлса, асбоб ўлчайдиган термоэлектр юритувчи кучнинг катталиги шунча катта бўлади.

Термоэлектрик манометрга (аниқроғи манометр лампасига) даражалаш эгри чизиғи — ўлчанаётган термоэлектр юритувчи кучнинг газ босимига боғланишини тасвирловчи эгри чизиқ шкаласи ўрнатилади. Баъзида ўлчов асбобининг шкаласига термоэлектр юритувчи кучнинг қийматлари эмас, балки босимлар шкаласи чизилган бўлади (бу шкала нотекис бўлади).

72- ва 73- расмларда ионизацион ва термоэлектрик манометрларнинг уланиш схемалари келтирилган. Бу схемаларда ток манбалари сифатида гальваник батареялар кўрсатилган. Аслида ҳозирги манометрлар ўзгарувчан ток манбаларидан энергия олади ва тегишли батареялар ўрнига тўғрилагич ва трансформаторлардан фойдаланилади, улар бошқа деталлар билан бирга яшикка монтаж қилинади.



74- расм.

Мак-Леод манометри. Бу тур манометрлар жуда кичик босимларни ўлчайдиган манометрлар бўлиб, улар ўз вақтида жуда кенг қўлланилган ва ҳозиргача ҳам кўп қўлланилади. Мак-Леод манометрининг ишлаш принципи жуда оддий.

Одатдаги U-симон симобли манометрда манометр тирсакларидаги суюқлик сатҳларининг кичик фарқларини ҳисоблаш қийин бўлгани учун улар ёрдамида жуда кичик босимларни ўлчаб бўлмайди. Шунинг учун газнинг кичик босимини ўлчашда шу газнинг илгаридан маълум бўлган ҳажми олинади ва уни шундай сиқиладики, бунда симобли манометрдаги сатҳлар фарқидан газнинг босимини осон ўлчаш мумкин. Албатта, ажратиб олинган газ порциясининг сиқилиш даражаси аввалдан маълум бўлиши керак. Ана шу ғоядан схемаси 74- расмда келтирилган Мак-Леод манометрида фойдаланилган.

Маълум ҳажмли H шиша баллонга K_2 капилляр кавшарланган ва у a найча орқали ҳавоси сўриб олинаётган ва босими ўлчанадиган ҳажм билан туташтирилган. K_2 капиллярга параллел қилиб диаметри K_2 капиллярнинг диаметрига тенг бўлган K_1 капилляр кавшарланган. Шундай қилиб, K_1 капилляр ҳамма вақт ҳавоси сўриладиган ҳажмга, K_2 капилляр эса H баллонга уланган. H баллон b учи ор-

қали юмшоқ эластик шланг воситасида симоб тўлдирилган E очиқ баллон билан бирлаштирилган.

Ўлчашгача E идиш шундай баландликда тутиладики, бунда чап тирсакдаги симоб C нуқтадан юқори кўтарилмасин. Бунда E баллон билан чап тирсакдаги сатҳлар фарқи тахминан 760 мм га тенг. H баллон бу вақтда ҳавоси сўриладиган ҳажм билан туташтирилади. Босимни ўлчаш учун симобли E идиш кўтарилади ва бу билан H баллои ҳавоси сўриладиган ҳажмдан ажратилади. Симобни кўтаришда давом этилади ва бунда H баллондаги газ сиқилиб, K_2 капиллярга ҳайдалади. Симобни унинг K_1 капиллярдаги сатҳи K_2 капиллярнинг юқори учи билан тенглашгунча кўтарилади; сўнгра K_2 капиллярдаги (бу сатҳ устида сиқилган газ порцияси бор) ва K_1 капиллярдаги (бу капилляр газнинг ўлчанаётган ҳажми билан туташтирилади) симоб сатҳларининг фарқи h ўлчанади. Ана шу вазиятда капиллярлардаги сатҳларнинг фарқи ҳисобланади. У сиқилган газнинг босимига тенг бўлиши равшан.

Бойль — Мариотт қонунидан фойдаланиб, ўлчанаётган p босимни аниқлаш (мм сим. уст. бирликларида) қийин эмас, бу босим H баллондаги газ сиқилгунга қадар бўлган бошланғич босим бўлади. Ҳақиқатан ҳам, агар H баллоннинг ҳажми V га тенг бўлса, у ҳолда

$$pV = hV_1,$$

бу ерда V_1 — K_2 капиллярда сиқилган газнинг ҳажми:

$$V_1 = \pi r^2 h;$$

бу ерда r — капиллярнинг радиуси. Бундан

$$p = \frac{hV_1}{V} = \frac{\pi r^2 h^2}{V}.$$

Капиллярнинг радиуси r ва баллоннинг ҳажми V аввалдан аниқланади, ва бинобарин, $\frac{\pi r^2}{V}$ нисбат ўзгармас катталик бўлиб, берилган манометрни характерлайди. Босимни ўлчаш, шундай қилиб, капиллярлардаги сатҳлар фарқини ўлчашга келтирилади. Бундай содда усул билан 0,1 дан 10^{-6} мм симоб устунигача бўлган босимларни ўлчаш мумкин.

Мак-Леод манометрининг нуқсонлари қуйидагилардир:

1. Бу манометр вакуум системасида мавжуд бўлиши мумкин бўлган тўйинган буғлар босимини ўлчамайди; бу буғлар сиқишда конденсацияланади ва ўзининг босимини ўзгартирмайди.

2. Манометр тўлдириладиган симоб буғлари одам саломатлиги учун зарарли.

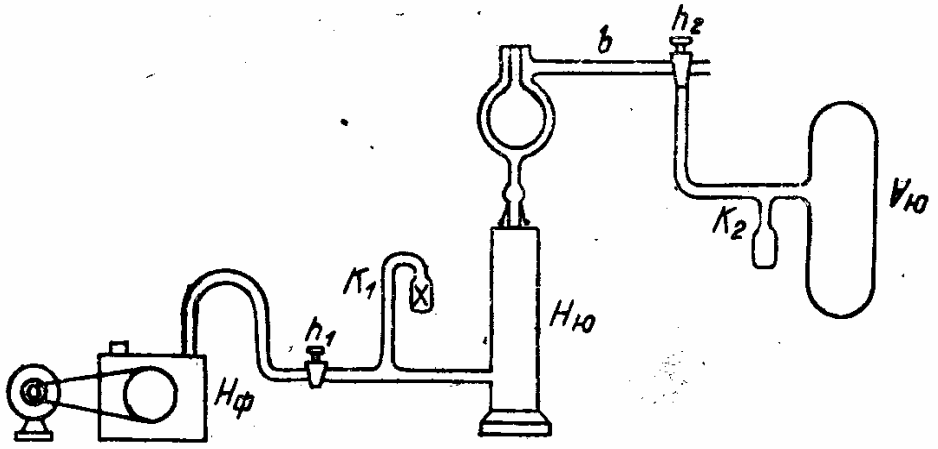
3. Бу манометр босимни узлуксиз контрол қилишга имкон бермайди.

4. Улар билан 10^{-6} мм сим. уст. дан кичик босимларни ўлчаб бўлмайди.

59- §. Вакуум қурилмаси

75- расмда юқори вакуум ҳосил қилиш учун қўлланиладиган типик вакуум қурилмасининг схемаси берилган.

Форвакуум насос $H_ф$ жўмракли (h_1) юмшоқ шланг воситасида юқори вакуум насоси $H_ю$ билан боғланган. Баъзида насослар оралиғига катта ҳажмли форвакуум идиш жойлаштирилади.



75- расм.

Бундай идиш бўлганида қурилма форвакуум насос ишлатилмаган пайтда ҳам ишлайверади: қурилманинг юқори вакуумли қисмидан сўриб олинадиган газ бевосита атмосферага эмас, ана шу идишга юборилади. K_1 учидан паст вакуумли манометрни улаш учун фойдаланилади (у U-симон симобли манометр ёки термоэлектрик манометр бўлиши мумкин). Юқори вакуумли насосга суюқ ҳаво ёрдамида совитиш билан ишчи суюқликнинг буғларини музлатувчи ва уларнинг юқори вакуумли соҳага келиб тушишига йўл қўймайдиган тутқич келиб туташади. Агар $H_ю$ насосда ишчи суюқлик сифатида симоб ишлатиладиган бўлса, бундай тутқич айниқса керак бўлади. b най h_2 жўмрак орқали юқори вакуум ҳосил қилиниши керак бўлган $V_ю$ ҳажмга туташади. Бу найдаги K_2 уч юқори вакуум манометри — Мак-Леод ёки ионизация манометрини улашга мўлжалланган. h_2 жўмракнинг уч ёқлама бўлгани мақсадга мувофиқ, чунки бунда юқори вакуум насоси ишлаб турганда ҳам сўриладиган ҳажмни атмосфера билан бирлаштириш имкони бўлади.

Равшанки, вакуум қурилмалари вазифаларига кўра бошқача схемалар бўйича йиғилган бўлиши ҳам мумкин.

V боб

РЕАЛ (НОИДЕАЛ) ГАЗЛАР. ВАН-ДЕР-ВААЛЬС ТЕНГЛАМАСИ

Ўтган параграфларда Клапейрон тенгламаси газларнинг тажрибадан маълум бўлган хоссаларини етарлича яхши ифодалаб бериши кўрсатилган эди. Бироқ бу тенглама ҳақиқатан аниқ, барча шароитларда ўринли тенгламами ёки бу тенглама фақат тажрибада кузатиладиган муносабатларга маълум тахминийлик билан мос келадими?

Маълумки, бирор табиат ҳодисасини ўрганишда физиклар тажриба маълумотлари — ўлчашлар асосида ўрганилаётган ҳодисани характерловчи катталиклар орасидаги миқдорий муносабатларни аниқлайдилар. Кўпинча бу муносабатлар тахминий характерга эга бўлади. Бу деган сўз, бу муносабатлар уларга кирувчи катталикларнинг қийматлари аниқ чегараларда бўлгандагина ўринли, демакдир. Бу чегаралардан ташқарида улар нотўғри бўлиб қолади ва бизни қизиқтирувчи катталиклар қийматларининг яна кенгроқ чегаралари учун ўринли бўлган умумийроқ муносабатларни топишга тўғри келади. Бирор физикавий қонуннинг қўлланиш чегараларини кўрсатиш жуда муҳим, чунки бу қонундан унинг қўлланиш чегарасидан ташқи соҳаларда фойдаланиш кўпинча катта хатоларга олиб келади.

Физикавий қонунларнинг камчилигигина универсал характерга эга, яъни ҳамма вақт тўғри бўлади. Бундай қонунларга, масалан, энергия ва импульснинг сақланиш қонуни (ёпиқ системалар учун) киради. Бу қонунлар ва улардан келиб чиқадиган натижалар тамомила аниқ қонунлардир. Бироқ, масалан суюқ ишқаланиш қонуни — тақрибий қонундир; суюқ ишқаланиш кучи нисбий ҳаракат тезлигига фақат кичик тезликлардагина пропорционал. Тезликнинг катта қийматларида ишқаланиш кучининг тезликка боғланиши анча мураккаб бўлади.

60- §. Газлар хоссаларининг идеалликдан четга чиқиши

Клапейрон тенгламаси ҳам тақрибий тенгламадир. Бу тенглама фақат етарлича кичик босимлардагина ўринли бўлиб, босим қанча кичик бўлса, шунча аниқ бажарилади. Босим орт-

ганида эса Бойль — Мариотт қонуни ва Гей-Люссак қонуни сингари қонунлардан, яъни Клапейрон ҳолат тенгламасининг бевосита натижалари бўлган қонунлардан четга чиқишлар кузатилади.

11-жадвалда бир моль азот N_2 нинг 0°С температура ва турли p босимларда эгаллаган ҳажмининг тажрибаларда олинган қийматлари ва pV кўпайтманинг қийматлари келтирилган. Бу жадвалдан 100 атм босимдаёқ V нинг қиймати назарий ҳисобланганидан 7% га фарқ қилиши кўриниб турибди. Босим янада ортганида газ ҳажмининг қиймати Клапейрон тенгламасига мувофиқ назарий ҳисобланганидан борган сари каттароқ фарқ қилиб бораверади, босим 1000 атм га етганида газнинг ҳажми Клапейрон тенгламаси тўғри деб ҳисобланган қийматдан икки марта катта бўлади. Бу нарса pV кўпайтмага ҳам тегишлидир, ҳолбуки, бу кўпайтма Клапейрон тенгламасига кўра барча босимларда бирдай қолиши керак эди. Аслида эса бу кўпайтма катта босимларда босим ортиши билан узлуксиз ортиб боради ва тобора Клапейрон тенгламасига кўра ҳисобланган қийматдан четлаша боради.

11-жадвал

1 моль азотнинг турли босимларда эгаллаган ҳажми

p, атм	$V\cdot10^4$, м³	$pV\cdot10^4$ атм·м³	p, атм	$V\cdot10^4$, м³	$pV\cdot10^4$, атм·м³
1	224	224	700	0,532	372
100	2,4	240	900	0,483	437
300	0,85	255	1000	0,460	461
500	0,625	322			

Келтирилган маълумотлар шуни кўрсатадики, етарлича катта босимларда ташқи кучлар реал газни идеал газ ҳолати тенгламаси асосида ҳисобланганидан камроқ сиқар экан. Газнинг сиқилувчанлик коэффициенти босим ортиши билан идеал газлар учун бўлган босимга тескари пропорционалликдан тезроқ камаяр экан, бу коэффициентнинг идеал газлар учун

$$\chi = \frac{1}{V}\left(\frac{\partial V}{\partial p}\right)_T = -\frac{1}{p}$$

боғланишда эканлигини биз биламиз.

Кичик босимларда ўзгармас температурада газнинг V ҳажми билан p босими орасидаги муносабат мураккаброқдир. Маълум бўлишича, нисбатан кичик босимларда pV кўпайтманинг берилган температурада p босимга боғлиқлигини ифодаловчи эгри чизиқ (яъни изотерма чизиғи) минимумга эга, яъни кичик босимларда pV катталик босим ортиши билан камаяди (сиқилувчанлик идеал газникидан каттароқ), бирор босимда минимумга

эришади ва шундан сўнг қайтадан орта бошлайди (сиқилувчанлик идеал газникидан кам бўлади).

pV чизиғи минимумдан ўтадиган босим температурага боғлиқ бўлади. Ҳар бир газ учун pV кўпайтма бирор босимлар интервалида босимга боғлиқ бўлмайдиган температура (Бойль температураси) мавжуддир, яъни бу температурада газ Бойль — Мариотт қонунига бўйсунади.

Шундай қилиб, тажриба реал газларнинг идеал газлардан ўз хоссаларига кўра бирмунча фарқ қилишини кўрсатади. Агар идеал газлар ҳолат тенгламасини чиқаришда қилган фаразларимизни назарга оладиган бўлсак, бунга ажабланмаса ҳам бўлади. Ҳақиқатан ҳам, идеал газни биз бир-бирлари билан ўзаро таъсирлашмайдиган молекулалардан иборат газ деб таърифлаган, молекулаларнинг ўзини эса моддий нуқталар деб ҳисоблаган, яъни уларнинг ўлчамлари ва ҳажмларини назарга олмаган эдик.

Молекулалар орасида ўзаро таъсир йўқ деб фараз қилинишидан молекулага тўқнашувгача бўлган оралиқларда ҳеч қандай кучлар таъсир қилмайди, улар эркин ҳаракатланади деган хулоса келиб чиқади. Бироқ молекулалар ўзаро тўқнашганида улар ўзларининг тезликларини ўзгартиради, тезликнинг эса кучлар таъсирисиз ўзгармаслиги равшан. Бинобарин, молекулалар орасида ўзаро таъсир кучлари мавжуд, бироқ улар фақат тўқнашувлардагина, молекулалар ораларидаги масофа жуда кичик бўлганидагина намоён бўлади.

Молекулалар ҳажмининг бўлмаслиги шуни билдирадики, ҳолат тенгламасига кирувчи идишнинг V ҳажми, яъни зарраларнинг ҳаракати содир бўладиган ҳажм бу зарралардан ҳар бирининг ҳаракатланиши учун бутунлай бўшдир, чунки бошқа зарраларнинг ҳаммаси нуқта бўлгани учун ҳажм эгалламайди. Молекулаларнинг тўқнашуви масаласини кўраётганда биз бу фараздан воз кечдик, чунки молекулаларнинг аслида маълум ўлчамларга эга бўлишини биз биламиз. Кўчиш ҳодисаларига оид тажрибалар бу ўлчамларнинг қиймати 10^{-10} м тартибида бўлишини кўрсатди.

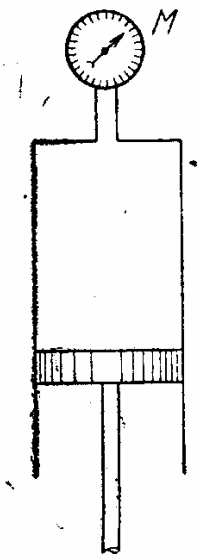
Шундай қилиб, идеал газ назариясига асос қилиб олинган ҳар иккала фараз ҳам тахминийдир. Атмосфера босимида молекулалар орасидаги ўртача масофа уларнинг хусусий ўлчамларидан 10 марта катта, уларнинг умумий ҳажмлари эса газнинг эгаллаган ҳажмидан 2000 марта кичик. Бу шароитларда (янада кичик босимларда айниқса) молекулаларнинг ҳажмларини назарга олмаслик, агар ўзаро таъсир кучлари молекулалар орасидаги масофа ортганида тез камаядиган бўлса, молекулалар орасидаги таъсир кучларини ҳам назарга олмаслик мумкин. Бироқ, 100 атм босимдаёқ газнинг молекулалари бир-биридан уларнинг хусусий ўлчамларидан ўртача икки марта катта масо-

фага узоқлашган бўлади, молекулаларнинг хусусий ҳажми эса газ ҳажмидан атиги 20 марта кичик бўлади. Бундай шароитларда молекулаларнинг ҳажмини назарга олмаслик мумкин эмас, ўзаро таъсир кучларининг таъсири эса тўқнашув пайтларидан бошқа вақтда ҳам сезиларли бўлади.

61- §. Газларнинг суюлиши (конденсация)

Газ ҳажмининг босимга боғланиши ҳақидаги тажриба маълумотлари билан идеал газ ҳолат тенгламаси орасидаги юқорида кўрсатилган номувофиқлик гўё фақат миқдорий характерга эгадек кўринади. Бироқ бу номувофиқлик муҳим сифатий ўзгаришлар билан ҳам боғлиқ бўлиб, бундай ўзгаришлар юқори босимлар ва тегишли температураларда кузатилади.

Газларнинг босим ва температуранинг маълум қийматларида конденсацияланиши, яъни газсимон ҳолатдан анча фарқ қилувчи суюқ ҳолатга ўтиши маълум. Бу ҳодисани идеал газнинг ҳолат тенгламаси билан мутлақо тушунтириб бўлмайди.



76- расм.

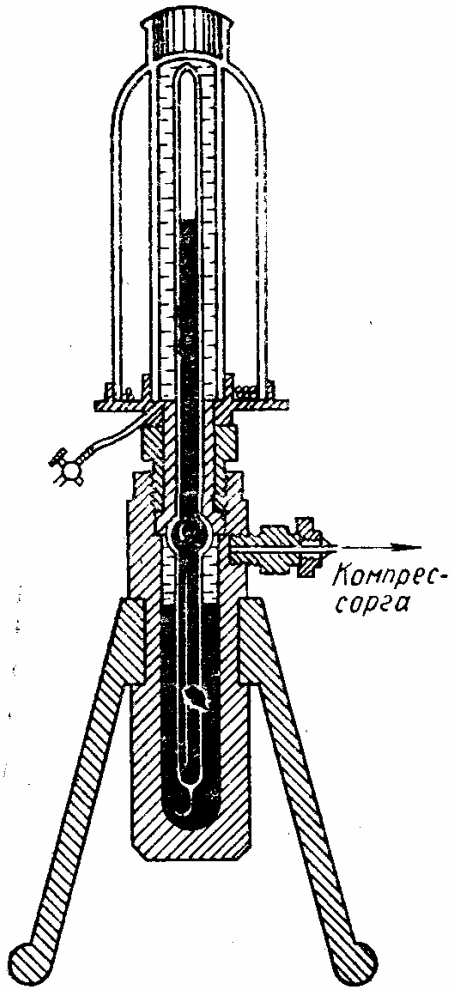
Бу процессни батафсилроқ кўрайлик.

Уни 76- расмда схематик тасвирланган экспериментал қурилма воситасида ўрганиш мумкин.

Текширилаётган газ сурилувчан поршень билан беркитилган идишга қамалган бўлсин. Унинг температурасини ўзгармас, лекин ҳар бир газ учун характерли бўлган қийматдан пастроқ қийматда сақлаймиз. Поршенни юқорига суриб газнинг ҳажмини камайтирамиз ва босимини орттирамиз, босим *M* манометр билан ўлчанади. Поршенни кўтарганимиз сари, яъни газнинг ҳажмини камайтирганимиз сари унинг босими дастлаб ҳажмга тескари пропорционал равишда ортади, сўнгра эса секинроқ ортади. Ниҳоят, босим бирор чегаравий қийматга етади ва ундан кейин поршень кўтарилишда давом этишига қарамай, бошқа ўзгармайди. Худди ана шу вақтда поршеннинг сиртида ва идиш деворларида суюқлик томчилари пайдо бўлаётганини кўриш мумкин.

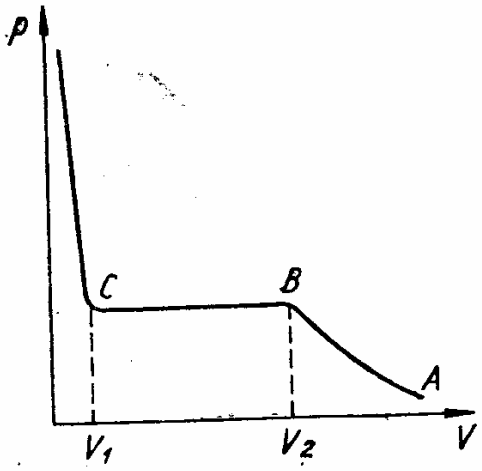
Поршень янада кўтарилган сари поршень устидаги суюқлик миқдори орта боради ва мос равишда суюқлик устидаги газ (буғ) миқдори камайиб боради. Бироқ манометр ўзгармас босимни кўрсатаверади. Поршень билан идиш деворлари орасидаги бутун ҳажм суюқлик билан тўлгунига қадар босим ўзгармайди. Агар бундан кейин ҳам поршенни кўтаришда давом этсак, яъни энди суюқликни сиқа бошласак, у ҳолда модда ҳажмини озгина ўзгартириш учун ҳам босимни жуда катталаштиришга тўғри келади; чунки суюқликнинг сиқилувчанлиги жуда кичикдир.

Силжитиш воситасида газнинг сиқилишига эришиладиган поршень ўрнига 77-расмда кўрсатилган суюқликли «поршень» дан фойдаланилади, расмда Қальете пресси тасвирланган. Ташқи босим таъсирида симоб устунчаси силжийди, унинг устида эса текширилаётган газ қамалган бўлади.



77-расм.

Газни бундай сиқиш ва уни суюқликка айлантириш процессини графикда изотерма билан тасвирлаш қулай. Графикда (78-расм) ордината ўқи бўйлаб манометр билан ўлчанган босим, абсциссалар ўқи бўйлаб эса моляр ҳажм, яъни молнинг ҳажми қўйилган (худди шундай солиштирма ҳажм, яъни бир грамм газ ҳажмини қўйиш ҳам мумкин эди). 78-расм юқорида айтганимизни тасвирлайди. Нисбатан катта солиштирма ҳажмларда (зичлик



78-расм.

кичик бўлганда) ҳажм камайганда босим ортади (эгри чизиқнинг *AB* қисми). Ҳажм V_1 қийматгача камайгунча шундай давом этади. Ҳажмнинг кейинги V_2 гача ўзгаришида босим ўзгармайди. V_2 қийматдан бошлаб ҳажмнинг кичрайиши босимнинг кескин ортишини талаб қилади. V_1 ҳажмга мос келадиган *B* нуқтада конденсация процесси бошланади, ҳажм V_2 қийматга эришганда газнинг ҳаммаси суюқ ҳолатга ўтади. Ниҳоят, ҳажмнинг V_2 дан пастга камайишида босимнинг кескин ортиши энди суюқликнинг ўзининг сиқилаётганини билдиради.

BC қисмга мос келувчи босим ва ҳажмларда ҳажмнинг бир қисми суюқлик билан, бошқа қисми эса бу ҳолда энди *тўйинган буғ* деб аталувчи газ билан банд. *BC* қисмга мос келувчи орди-

ната тўйинган буғнинг босимини, ёки бошқача қилиб айтганда, берилган температурада тўйинган буғнинг эластиклигини белгилайди.

Конденсация процессини характерловчи катталиклар ҳақида равшан тасаввурга эга бўлиш учун сувга (сув буғига) тегишли бўлган баъзи маълумотларни келтирамиз.

Сувнинг тўйинган буғининг 20°С температурадаги эластиклиги 17,5 мм симоб устунига тенг. Сув буғининг моляр ҳажмини идеал газнинг ҳолат тенгламасидан етарлича аниқлик билан ҳисоблаш мумкин:

$$pV = RT;\ V = \frac{RT}{p} = \frac{8,31 \cdot 293}{17,5 \cdot 1,33 \cdot 10^2} = 1,04\ м^3/моль.$$

Суюқлик (сув) нинг моляр ҳажми эса тахминан $1,8 \cdot 10^{-5}$ м³ га тенг. Демак, буғ ва суюқлик моляр ҳажмларининг нисбати тахминан 60 000 га тенг. Шунинг учун 78-расмдагига ўхшаган графикда сув учун 20 градусли изотермани тўғри масштабда ифодалаб бўлмайди. Юқорироқ температурада $\frac{V_1}{V_2}$ нисбат камаяди, бироқ ҳатто буғнинг моляр ҳажми V_1 нинг қиймати 3,1 м³/моль бўлган 100°С температурада ҳам у V_2 дан 1700 марта катта бўлади.

Яна ҳам юқори температураларда V_1 ва V_2 орасидаги фарқ яна кичиклашади, яъни температура ортиши билан тўйинган буғнинг зичлиги $\frac{\mu}{V_1}$ ортади, суюқликнинг зичлиги $\frac{\mu}{V_2}$ эса камаяди.

12-жадвалда сув ва тўйинган сув буғи зичликларининг турли температуралардаги қийматлари берилган. Бу жадвалдан 647,3 К да сувнинг ва унинг тўйинган буғининг зичликлари бирдай бўлиб қолиши кўриниб турибди.

12-ж а д в а л

Турли температураларда ва босимларда сувнинг ва унинг тўйинган буғининг зичликлари қийматлари

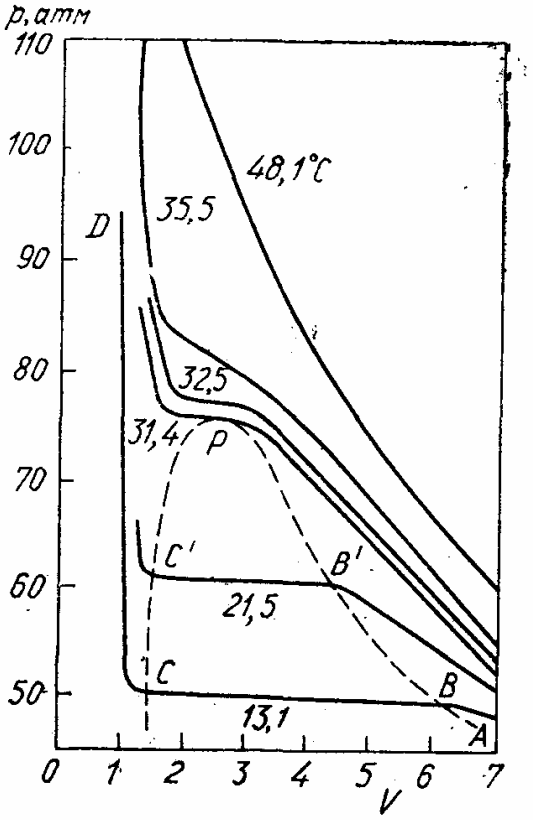
Температура, К	Босим, бар	Буғнинг зичлиги, кг/м³	Сувнинг зичлиги, кг/м³
273,15	0,006	$4 \cdot 10^{-3}$	999,9
323,15	0,122	$8,3 \cdot 10^{-2}$	988,0
373,15	1,013	0,6	958,0
423,15	4,750	2,5	917,0
473,15	15,54	8,0	863,0
523,15	39,76	19,9	799,0
573,15	85,88	46,2	712,0
623,15	165,34	113,6	575,0
647,25	217,72	329,0	329,0

Бу температурада суюқлик ва унинг тўйинган буғи орасидаги фарқ йўқолади. 647,3 К ва ундан юқори температураларда сув ўзини худди одатдаги газ сингари тутади, яъни босим ортиши

билан унинг ҳажми камаяди. Айни бир вақтда мавжуд бўлган суюқ ва газсимон ҳолатлари ўрнига энди фақат битта — газсимон ҳолати қолади, етарлича юқори босимда бундай газнинг зичлиги суюқлик зичлигига тенглашиши ва ҳатто ундан ортиши ҳам мумкин

Албатта, буларнинг ҳаммаси фақат сувгагина эмас, бошқа ихтиёрий моддаларга ҳам тегишлидир. Ҳар бир модда учун суюқлик ва суюқлик буғи орасида фарқ қолмайдиган бирор температура мавжуддир, бундан юқори температурада модда ҳар қанча сиқилганда ҳам бир жинсли бўлиб қолаверади. Бу температура *критик температура* деб аталади.

Ҳар бир модданинг критик температураси қиймати турлича бўлади. Сувнинг критик температураси 647,3 К, азотнинг критик температураси 126,0 К, кислородники 154,3 К ва ҳоказо. Табиатда энг паст критик температурага эга бўлган модда гелийнинг камдан-кам учрайдиган изотопи He^3, яъни атом оғирлиги 3 бўлган гелийдир. Унинг критик температураси 3,25 К ёки —269,80°С га тенг.

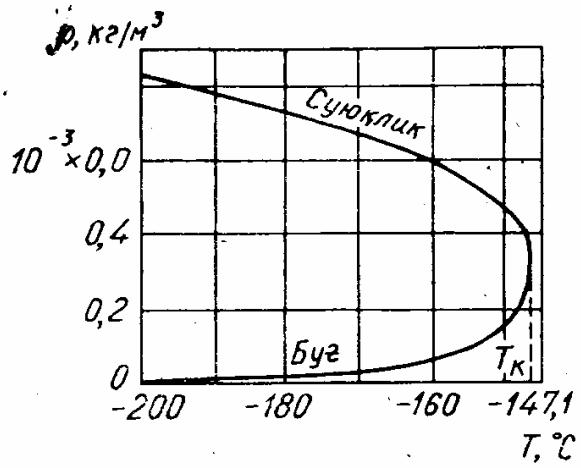


79- расм.

Карбонат ангидрид учун юқори босимларда ҳолат тенгламасини биринчи марта Эндрьюс экспериментал ўрганган эди. Унинг олган изотермалари 79- расмда кўрсатилган. Бу эгри чизиқлардан ҳар бири маълум температурага мос келади.

13,1°С температурага мос келувчи изотермани катта солиштирма ҳажмлардан, яъни ўнгдан бошлаб қарай бошлайлик. Эгри чизиқнинг бу қисмида босимнинг ортиши ҳажмнинг анчагина камайишини юзага келтиради (*AB* қисм), тўғри, бу ерда ўзгариш Клапейрон тенгламасидагидан кўра тикроқ бўлади.

49 атм босимда карбонат ангидриднинг конденсацияси бошланади. Конденсация давом этар экан, босим ўзгармайди, бироқ газнинг ҳажми унинг суюқ ҳолатга ўтиши ҳисобига камаяди. Бу изотерманинг *BC* горизонтал қисмига мос келади. *C* нуқтада газнинг бутун ҳажми конденсацияланиб бўлади, шундан сўнг изотерма тик кўтарилади. Бу энди карбонат ангидрид гази эмас, балки суюқ карбонат ангидриднинг сиқилаётганини билдиради, унинг сиқилувчанлиги



80- расм.

$\frac{1}{V}\frac{dV}{dp}$ бошқа суюқликларники сингари жуда кичик.

Юқорироқ температураларга мос келувчи изотермаларнинг кўриниши ҳам худди шундай бўлади, бироқ худди сув учун бўлганидек, $\frac{V_1}{V_2}$ нисбат янада кичик бўлади. Графикда бу нарса горизонтал *BC* қисмнинг тобора кичрайиб бориши билан ифодаланади: суюқлик ва буғнинг солиштирма ҳажмлари бир-бирига яқинлашади, чунки улардан биринчиси температура ортиши билан ортади, иккинчиси эса камаяди. Ниҳоят, 31,4°С температурада (критик температура $T_к$) эгри чизиқнинг горизонтал қисми *P* букилиш нуқтасига айланиб йўқолиб кетади — суюқлик ва буғнинг солиштирма ҳажмлари (демак, уларнинг зичликлари ҳам) бирдай бўлиб колади. (Аниқ маълумотларга кўра карбонат ангидрид учун $T_к = 31{,}1$°С.) Бу температурага мос келувчи изотерманинг ўзи *критик изотерма* деб аталади.

Критик температурадан юқори температурада ҳеч қандай босимда ҳам суюқлик ҳосил бўлмайди. Босимнинг ортиши фақат ҳажмнинг кичрайишига (зичликнинг ортишига) олиб келади. Критик температурадан юқори температурада, масалан, 48,1°С да (79- расм) карбонат ангидриднинг изотермаси идеал газнинг изотермаси сингари бўлади.

Бу айтилганларни яна бир бошқачароқ график асосида ҳам тасвирлаш мумкин. 80- расмда суюқ азот зичлиги ρ нинг ва азот тўйинган буғи зичлигининг *T* температурага боғланишининг тажрибада олинган эгри чизиғи келтирилган. Эгри чизиқдан суюқ азот зичлиги температура ортиши билан камайиши (эгри чизиқнинг юқори тармоғи), унинг тўйинган буғларининг зичлиги эса (пастки тармоғи) орти-

13- жадвал

Баъзи моддаларнинг критик параметрлари

Модда	$T_к$, К	$p_к$, бар	$V_к \cdot 10^3$, м³/кг	Модда	$T_к$, К	$p_к$ бар	$V_к \cdot 10^3$, м³/кг
Гелий (He^3)	3,35	1,18	—	Кислород	154,3	50,34	2,32
Гелий (He^4)	5,25	2,29	14,43	Метан	190,6	46,39	6,17
Водород	33,2	13,29	32,26	Карбонат ангидрид	304,2	73,94	2,17
Неон	44,3	26,23	2,06	Аммиак	405,6	112,94	4,26
Азот	126,0	33,93	3,22	Хлор	417,1	77,08	1,75
Аргон	151,1	48,62	1,88	Сув	647,25	220,53	2,50

ши ва критик температурада (— 147,1°С) уларнинг зичликлари бирдай қийматга эришиши кўриниб турибди. Критик температурага мос келувчи солиштирма ҳажм (моляр ҳажм) *критик ҳажм* ($V_к$) деб аталади. Тўйинган буғнинг критик температурадаги босими *критик босим* ($p_к$) деб аталади. Бу учта критик параметр — $p_к$, $V_к$ ва $T_к$ модданинг *критик ҳолатини* характерлайди.

13- жадвалда баъзи моддаларнинг критик параметрлари берилган.

62- §. Фазавий ўтиш

Ҳозиргина биз кўриб ўтган газларнинг конденсацияси мисолида айни бир температура ва босимда айни бир модданинг икки ҳолати бўлиши мумкин эканлигини кўрдик. Бу ҳолатлар ўзларининг хоссалари билан, биз кўрган ҳолда зичликлари билан фарқ қилади.

Умуман олганда, *агар система физикавий жиҳатдан турли ҳолатда бўлган бир-биридан ажралиб турувчи (чегараланувчи) бир жинсли қисмларга бўлинса, у ҳолда бу қисмлар унинг фазалари деб аталади.*

Агар берилган температура ва босимда модданинг икки ёки ундан кўп турли фазалари бир-бирига тегиб турса ва бунда бири иккинчисининг ҳисобига ўсмаса, модданинг бундай ҳолати унинг *фазавий мувозанати* деб аталади. Модданинг бир ҳолатдан (фазадан) иккинчи ҳолатга (фазага) *ўтиши фазавий ўтиш* ёки *фазавий айланиш* деб аталади. Модданинг таркибига қараб мувозанатда бўладиган фазалар сони турлича бўлиши мумкин.

Газнинг конденсацияси, худди шунингдек, унга тескари процесс — суюқликнинг буғга айланиши (буғланиш) ҳам фазавий ўтишларга мисол бўлади. Маълумки, модда яна учинчи ҳолат — қаттиқ ҳолатда бўлиши ҳам мумкин. Газ ёки суюқликнинг қаттиқ ҳолатга ўтиши ҳам фазавий ўтиш бўлади. Бироқ газсимон ва суюқлик ҳолатининг қаттиқ ҳолатдан фарқи суюқлик ва газсимон ҳолатларнинг бир-биридан фарқидан кўра чуқурроқдир. Қаттиқ ҳолатга фазавий ўтиш масаласини биз кейинроқ кўрамиз.

Суюқлик — буғ (ёки буғ — суюқлик) фазавий ўтишига қайтайлик.

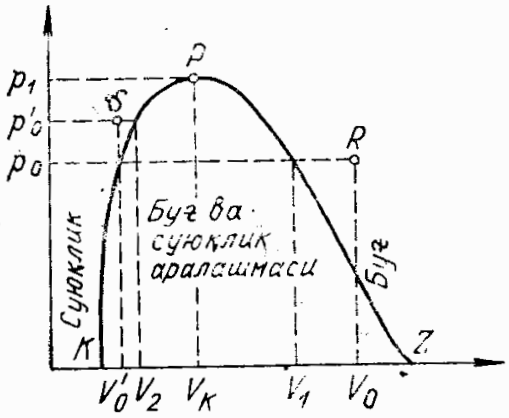
Агар 79- расмдаги изотермаларда буғнинг суюқликка ўтиш ва суюқликнинг буғга ўтиш нуқталарини, яъни B, B' .... ва C, C', ... нуқталарни бирлаштирсак, у ҳолда 79- расмда пунктир билан белгиланган ва 81- расмда алоҳида кўрсатилган максимумли эгри чизиқ ҳосил бўлади.

Эгри чизиқнинг PZ тармоғидан ўнгда ётган p_0 ва V_0 координатали ихтиёрий R нуқта газсимон ҳолатга тўғри келиши равшан, чунки V_0 солиштирма ҳажм худди шу босимда суюқ ҳолатга ўтиш бошланадиган ҳажмдан катта бўлади. Худди шунинг-

дек, координаталари p_0' ва V_0 бўлган S нуқта, эгри чизиқнинг PK тармоғидан чапда ётган ихтиёрий бошқа нуқта каби суюқ ҳолатга мос келади, чунки V_0' солиштирма ҳажм конденсация процесси тамом бўладиган солиштирма ҳажмдан кичикдир. KPZ эгри чизиқнинг ичкарисида ётган барча нуқталар эса икки фазали ҳолатларга, яъни айни бир вақтда суюқлик ва унинг устида тўйинган буғ мавжуд бўладиган ҳолатга мос келади. P нуқта критик ҳолатга мос келади. Унинг 81-расмдаги эгри чизиқдаги координаталари — $p_к$ ва $V_к$ критик босим ва критик ҳажм деб аталади.

Биз биламизки, моддани газсимон ҳолатдан суюқ ҳолатга ўтказиш мумкин, бунинг учун агар унинг температураси критик температурадан паст бўлса, унинг шу температурадаги босимини орттириш керак. Агар унинг температураси критик температура $T_к$ дан баланд бўлса, уни дастлаб совитиш зарур. Бундай ўтказишда модда шундай оралиқ икки фазали ҳолат орқали ўтадики, бу ҳолатда буғ ва суюқлик бир-бири билан биргаликда ва чегарадош ҳолда мавжуд бўлади.

Бироқ бундай ўтишни оралиқ икки фазали ҳолатни четлаб ўтиб ҳам амалга ошириш мумкин. Бошқача айтганда, газни суюқликка ёки суюқликни газга бирор пайтда ҳар иккала фаза мавжуд бўладиган ҳолатсиз ҳам ўтказиш мумкин. Мазалан, V_0 ҳажм, p_0 босим ва T_0 температура билан характерланадиган газ (81-расмга қ.) ни худди шу температура ва босимдаги, бироқ бошқа V_0' ҳажмдаги суюқликка айлантириш учун шундай қилиш мумкин. Газни критик температурадан юқори температурагача иситилади, ундан сўнг эса унинг ҳажми V_0' га тенг бўладиган қилиб сиқилади. Ниҳоят, ҳажмни ўзгармас сақлаган ҳолда газни T_0 температурагача совитиш керак. Бунда унинг босими p_0 га тенг бўлади. Шундай қилиб, биз газни икки фазали ҳолатлари соҳасини «четлаб ўтиб» суюқликка айлантиришимиз мумкин, бунда суюқлик ва буғ орасида чегара (минск) ҳосил бўладиган оралиқ ҳолат бўлмайди.



81-расм.

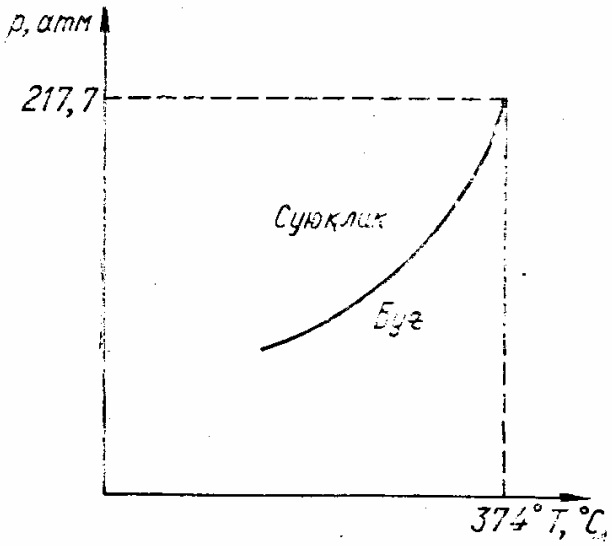
Масалан, агар 21,5°С температурада ва 50 атм босимдаги карбонат ангидрид газини худди шу температурадаги суюқ карбонат ангидридга айлантириш керак бўлса, у ҳолда газни дастлаб 31,1°С дан юқори, масалан, 32°С температурагача қиздириш керак. Бу температурада газни шундай сиқиш керакки, унинг ҳажми (солиштирма ҳажми) 1,5 м³/г га тенг бўлсин. Унинг босими бу вақтда тегишлича ортади. Шундан сўнг уни 21,5°С гача совитилса, барча газ суюқ ҳолатга ўтади.

Узлуксиз равишда газсимон ҳолатдан суюқ ҳолатга ҳар иккала фаза ҳам бир вақтда мавжуд бўлиши мумкин бўлган ҳолатни четлаб ўтиш мумкинлиги бу ҳар иккала фаза орасида унчалик катта сифатий фарқ йўқ эканлигини билдиради. Критик ҳолатнинг мавжуд эканлигининг ўзиёқ, маълум шароитларда суюқ ва газсимон ҳолатларни фарқ қилиш мумкин эмаслигини кўрсатади. Шунинг учун кўпинча бу ҳолатларнинг бир-бирига узлуксиз ўтиши тўғрисида гапирилади. Қаттиқ ҳолатдан суюқ ҳолатга ёки газсимон ҳолатга ўтишни бундай амалга ошириб бўлмайди, яъни бирор температура ва босимда моддaнинг икки фазаси баравар мавжуд бўладиган ҳолатни четлаб ўтиши мумкин эмас.

63- §. Фазавий диаграммалар

Юқорида кўрсатиб ўтганимиздек, суюқ ва газсимон фазаларнинг мувозанати, яъни суюқлик ва унинг тўйинган буғи орасидаги мувозанат аниқ босим ва температурада (критик температурадан паст температураларда) мавжуд бўлади. Бу катталиклардан бирининг, масалан, температуранинг ўзгариши фазавий мувозанат мавжуд бўладиган босимнинг ҳам ўзгаришига, яъни тўйинган буғ эластиклигининг ўзгаришига сабаб бўлади. 79- расмдан кўриниб турибдики, температура кўтарилганида тўйинган буғнинг эластиклиги ортар экан.

82- расмда сув учун тўйинган буғ эластиклигининг температурага боғланиши кўрсатилган. Бошқа барча моддалар учун ҳам бу боғланиш ана шундай характерда бўлади.



82- расм.

Келтирилган эгри чизиқдан чапдаги ҳар қандай нуқта суюқ ҳолатга мос келади, ундан ўнгда жойлашган нуқталар эса газсимон фазага мос келади. Бу деган сўз, ҳолати эгри чизиқдан ўнгдаги қандайдир нуқта билан характерланадиган буғ температурасини, агар унинг босимини ўзгартирмаган ҳолда[1] пасайтирилса, буғ конденсацияланиши мумкин. Худди шунингдек, агар ҳолати эгри чизиқдан чап томонда жойлашган ихтиёрий

[1] Буғнинг босимини, масалан, буғ устида поршенни эркин ҳаракатлана оладиган қилиб ўзгартирмасдан сақлаш мумкин.

нуқта координаталари билан берилган суюқлик ҳам, унинг температураси орттирилса, буғга айланади. Фақат эгри чизиқнинг ўзида ётувчи нуқталаргина фазавий мувозанатга мос келади, яъни суюқлик ва унинг устидаги буғ бир вақтда мавжуд бўлади.

Нуқталари фазаларнинг мувозанатига мос келувчи 82-расмдаги тўғри чизиқ *фазавий диаграмма* ёки фазаларнинг (айни ҳолда суюқлик ва буғнинг) мувозанат эгри чизиғи деб аталади. Бу эгри чизиқ нуқталари моддaнинг бир фазали ҳолатларига мос келадиган соҳаларни ажратиб туради ва моддaнинг муҳим характеристикаларидан бири бўлади. Бундай диаграммаларни баъзида *ҳолат диаграммалари* деб ҳам юритилади. 82-расмдаги эгри чизиқнинг характерли хусусиятларидан бири шуки, унинг охири бор, чунки у критик температурадан юқорига давом эттирилиши мумкин эмас. Чунки бу температурадан юқорида икки фазанинг ўзи йўқ, шунинг учун уларнинг мувозанати ҳам бўлиши мумкин эмас. Суюқлик — буғ мувозанат эгри чизиғи бошланишга эга эканлигини қуйида кўрамиз. VII бобда бу мувозанат эгри чизиғининг аналитик ифодаси берилади.

64-§. Критик параметрларни аниқлаш методлари

Моддaнинг критик ҳолат орқали ўтиш процессини кузатиш осон. Текширилаётган суюқлик (одатда, тажриба ўтказиш учун энг қулай бўлган суюқлик — эфир олинади) шиша найга солинади ва найдан ҳаво сўриб олингандан кейин учи кавшарлаб қўйилади (83-расм). Сўнгра найни слюда билан беркитилган дарчали печга жойлаштирилади. Най билан ёнма-ён ўрнатилган термометрдан температуранинг ортган сари мениск — суюқлик ва унинг буғи орасидаги ажралиш чегараси дарча орқали кузатиб борилади.

83-расм.

Аниқ бир температурада мениск бирдан йўқолади ва найнинг ичи бир жинсли модда билан тўлиб қолган бўлади. Кўриниб турган ажралиш чегарасининг йўқолиши моддaнинг зичликлари аввалги чегаранинг иккала томонида бирдай бўлиб қолганидан дарак беради. Бинобарин, мениск йўқолган температура критик температурадир. Эфир учун у 467,1 К га тенг. Энди критик температурадан юқори температурагача қиздирилган найни совитилса, худди шу 467,1 К температурада яна тўсатдан найнинг бутун ҳажмида суюқликнинг кичик томчиларидан иборат туман ҳосил бўлади. Бу томчилар тезда най тубига тушиб, яна буғдан кескин чегара — мениск билан ажралган суюқлик қатлами ҳосил қилади.

Шундай қилиб, суюқлик солинган герметик берк идишда менискнинг пайдо бўладиган ва йўқоладиган

температурасини ўлчаб, суюқликнинг критик температурасини осон аниқлаш мумкин.

Агар баён қилинган тажрибада найдаги суюқликнинг миқдори унинг буғи критик зичликда бутун най ҳажмини тўлдириши учун керак бўлган миқдорга тенг бўлса, у ҳолда иситилганда мениск най бўйлаб силжимайди. Агар найда суюқликнинг миқдори кўп бўлса, у ҳолда температура орттирилганида мениск най суюқлик билан тўлгунича юқорига сурилади. Аксинча, агар найга солинган суюқлик миқдори кам бўлса, у ҳолда қиздирилганда суюқлик буғланиб, мениск бутун най буғ билан тўлгунига қадар пастга силжийди.

Бу 81-расмдаги диаграммадан равшан кўриниб турибди. Юқорида баён қилинган тажрибаларда идишнинг ҳажми поршень силжиши билан ўзгариб туради, бизнинг тажрибамизда эса модданинг ҳажми ўзгармас сақланади (идиш герметик беркитилган). Агар идишнинг ҳажми критик ҳажмдан кичик, яъни суюқликнинг миқдори кўп бўлса, биз ҳамма вақт диаграмманинг чап тармоғи соҳасида, яъни унинг суюқлик фазасига мос келадиган соҳасида қоламиз. Температура ортганида суюқлик фазасининг ҳажми буғнинг конденсацияланиши ҳисобига ортади ва суюқлик критик температурага эришгунга қадар идишнинг бутун ҳажмини эгаллаб қўяди, чунки критик ҳажм идишнинг ҳажмидан катта. Идишнинг ҳажми унга солинган модданинг критик ҳажмидан катта бўлган ҳолида модданинг ҳолати диаграмманинг (81-расмга қ.) ўнг томонига мос келади. Демак, иситилганда модданинг ҳажми унинг буғланиши ҳисобига камаяди.

Фақат найнинг ҳажми ундаги модда миқдорининг критик ҳажмига аниқ тенг бўлганидагина температуранинг ортиши суюқликнинг ҳам, буғнинг ҳам ҳажмининг сезиларли ўзгаришига олиб келмайди. Суюқликнинг исиши унинг буғланишига сабаб бўлади ва бунинг ҳисобига буғнинг зичлиги ортади. Бироқ бунда суюқликнинг ҳажми иссиқликдан кенгайиш ҳисобига тахминан шунча ортадики, бу ортиш буғланиш туфайли унинг ҳажмининг камайишини компенсация қилади. Шу сабабли суюқликнинг зичлиги камаяди ва бу камайиш критик температурада суюқлик устидаги буғнинг зичлиги билан тенглашгунча давом этади, бунда модданинг ҳаммаси уни суюқлик ҳам, буғ ҳам деб ҳисоблаб бўлмайдиган критик ҳолатда бўлади.

Бу ерда баён қилинган мулоҳазалар критик зичликни ва демак, критик ҳажмни ҳам аниқлашнинг содда усулига асос бўлади. Бу усул шундан иборат.

Кичик найларга (одатда кварц найлар олинади) текширилаётган суюқликдан турли миқдорда (оғирликда) солинади, бироқ бунда суюқлик критик температурада найнинг ҳажми критик зичликдаги модда билан тўлиши учун зарур бўлган миқдо-

ридан *ортиқчароқ* олинади. Шундан сўнг найлар кавшарлаб қўйилади. Сўнгра уларни қиздирилади ва мениск юқори чеккага етган вақтдаги температура ўлчанади. Найдаги суюқликнинг массаси ва унинг ҳажмини билган ҳолда суюқликнинг найни суюқлик билан тўлиб турган температурадаги зичлиги аниқланади. Суюқлик миқдори турлича бўлган барча найларда шундай ўлчашларни бажариб, суюқлик зичлигининг температурага боғланишини тасвирловчи эгри чизиқни ясаш мумкин. Бу эгри чизиқни критик температурага экстрополяция қилиб (албатта критик температура маълум бўлиши керак) текширилаётган суюқликнинг критик температурадаги зичлиги топилади. Зичликни билган ҳолда критик ҳажмни ҳисоблаш осон.

Худди шундай найлар, бироқ энди оғирликлари турлича ва критик ҳолат ҳосил қилиш учун керак бўлганидан *кам* миқдорда суюқлик солинган найлар билан тажрибалар ўтказиб, критик температурада буғнинг зичлигини ва бинобарин, модданинг критик ҳажмини аниқлаш мумкин.

Баён қилинган тажрибаларнинг ҳар иккала серияси ҳам бирдай натижа бериши керак, чунки критик температурада суюқликнинг ва буғнинг зичликлари бир-бирига тенг.

65-§. Ван-дер-Ваальс тенгламаси

Газ табиатининг юқори босимларга хос хусусиятлари ва газ — суюқлик фазавий ўтишлари Клапейрон тенгламаси билан баён қилинмайди, чунки бу тенгламанинг кичик босимдаги газлар (идеал газлар) учунгина ўринли эканини биламиз. Бироқ бу тенгламани шундай мукаммаллаштириш мумкинки, бунда у реал газларнинг исталган босимлардаги хоссаларини тўғри тасвирлабгина қолмасдан, маълум аниқликда суюқликларнинг хоссаларини ва газсимон ҳолатдан суюқлик ҳолатига фазавий ўтишни ҳам тавсифлаши мумкин.

Бунинг учун газ молекулалари ўлчамсиз моддий нуқталардир ва молекулалар орасидаги ўзаро таъсир кучлари мавжуд эмас, деб қилган фаразларимиздан воз кечишимиз керак. Агар аслида молекулалар орасидаги кучлар мавжуд ва молекулаларнинг маълум ўлчамлари бор деб қабул қилсак, у ҳолда Клапейрон тенгламасига тегишли тузатмалар киритиб, тажриба маълумотлари билан яхшироқ мувофиқ келадиган реал газлар ҳолатининг янги тенгламасини ҳосил қилишга умид қилса бўлади.

Ҳолат тенгламасининг молекулаларнинг чекли ўлчамлари ҳам, молекулалар орасидаги ўзаро таъсир кучлари ҳам назарга олинган ҳолда мукаммаллаштирилган кўринишини биринчи мар-

та 1873 йилда Ван-дер-Ваальс тавсия қилган эди. Шунинг учун тенглама унинг номи билан аталади.

Биратўла шуни ҳам қайд қилиш керакки, биз ўрганишга киришмоқчи бўлган реал газлар ҳолати тенгламаси ҳам тахминий тенгламадир, чунки молекулалар орасидаги таъсир қиладиган кучларни аниқ ҳисоблаш усуллари йўқ.

Молекулалар орасидаги итаришиш кучларини ҳисобга олиш. 1 моль учун ёзилган идеал газ ҳолатининг

$$pV = RT \tag{65.1}$$

тенгламасида V ҳажм газ тўлдирилган идишнинг ҳажмини билдиради. Айни вақтда бу ҳажм ана шу ҳажмда ҳаракатланаётган газ молекулаларининг ҳар бири учун мумкин бўлган ҳажм ҳамдир. Гап идеал газ ҳақида бораётган бўлса, «идишнинг ҳажми» билан «ҳар бир молекуланинг ҳаракатланиши мумкин бўлган ҳажм» орасида фарқ йўқ, чунки молекула-нуқталар ҳаракатланишда бир-бирига ҳалал бермайди. Аслида эса газда идишнинг бутун ҳажми молекулалар ихтиёрида эмас, чунки ҳар бир молекула идиш ҳажмининг бирор қисмини эгаллайди ва у эгаллаган ҳажм қолган барча молекулаларнинг ҳаракатланиши мумкин бўлган ҳажм бўла олмайди.

Бу ҳолни ҳисобга олиш учун идиш ҳажмидан унинг молекулалар ҳаракатланиши мумкин бўлмаган қисмини айириб ташлаш керак. Бу ҳажмнинг бу қисмини b билан белгилайлик, У ҳолда (65.1) тенглама шундай кўринишга келади:

$$p(V - b) = RT. \tag{65.2}$$

Шундай қилиб, киритилган b тузатма газни чексиз катта босим билан сиқилганда унинг эгаллаши мумкин бўлган чегаравий ҳажмни билдиради. Ҳақиқатан ҳам, (65.2) ни қуйидаги кўринишда ёзиб,

$$p = \frac{RT}{V - b},$$

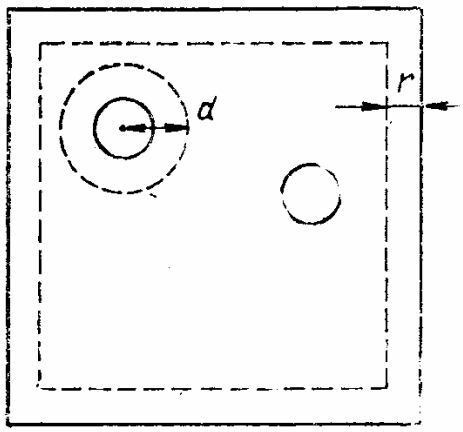
$p = \infty$ бўлганда $V = b$ бўлишини топамиз.

***b* ўзгармасни ҳисоблаш.** Ҳолат тенгламасига b ўзгармасни киритиш билан биз газ молекулаларининг ҳатто чексиз катта босимда ҳам бир-бири билан нолга тенг масофада яқинлаша олмаслигини ҳисобга олдик. Амалда бу ерда молекулаларнинг бир-бирига бирор минимал масофадан яқин келишига йўл қўймайдиган молекулалар орасидаги итаришиш кучлари мавжуд эканлиги эътиборга олинади. Бу минимал масофа молекуланинг ўлчами деган тушунча билан аталадиган масофадир. Бинобарин, молекулалар ўлчамларини ҳисобга олиш амалда айни вақт-

да газ зарралари орасидаги итаришиш кучларини ҳисобга олиш демакдир, ҳолат тенгламасига киритилган b ўзгармас эса бу кучларнинг характеристикаси деб қаралиши мумкин.

Агар молекулаларнинг структуралари ва улар орасидаги таъсир қилувчи кучларнинг характери ҳақида тегишли фаразлар қилсак, у ҳолда b ўзгармаснинг қиймати, яъни идиш ҳажмининг бошқа молекулалар билан банд бўлгани учун мазкур молекула ҳаракатланиши мумкин бўлмаган қисми катталигини ҳисоблаш мумкин. Агар молекулаларни қаттиқ шарчалар деб фараз қилсак, буни амалга ошириш қулай бўлади.

Куб шаклидаги идишни кўз олдимизга келтирайлик, унинг ҳажми берилган босим ва температурада газнинг бир моли эгаллайдиган V ҳажмга тенг бўлсин (84-расм). Кубнинг томонлари, маълумки, $\sqrt[3]{V}$ га тенг. Молекуланинг диаметри d га, радиуси эса $r = \frac{d}{2}$ га тенг.



84-расм.

Дастлаб бизнинг идишимизда бор-йўғи битта молекула бор деб фараз қиламиз. Бу молекула (аниқроғи унинг маркази) идишнинг бутун ҳажмида ҳаракатланиши мумкин, бироқ бунда молекуланинг маркази идиш деворларига r дан кичик масофагача яқин кела олмаслигини назарга олиб, r қалинликдаги қатламни олиб ташлаш керак бўлади. Бу қатлам 84-расмда пунктир чизиқ билан ажратилган. Бундан кўринадики, бизнинг молекула томонлари ҳақиқий идиш — кубнинг томонларидан d га кичик бўлган куб ичида ҳаракатланиши мумкин деган хулоса чиқади. Бу ҳажм қуйидагига тенг:

$$\left(\sqrt[3]{V} - d\right)^3.$$

Энди идишга иккинчи молекулани киритайлик (84-расмда ана шу пайт тасвирланган). Энди идишда бўлган молекулалардан ҳар бирининг маркази ўзининг ҳаракати учун аввалги ҳажмнинг ўзига эга бўлади, бироқ энди идишда иккинчи молекула бўлгани сабабли ҳаракатланишга мансуб бўлмаган ҳажмни айириб ташлаш керак. 84-расмда ҳар бир молекуланинг унинг шеригининг маркази кира олмайдиган қилиб ўраб турувчи ҳажм пунктир билан кўрсатилган. Бу ҳажм $\frac{4}{3}\pi d^3$ га тенг. Бинобарин, ҳар икки молекуладан ихтиёрий биттаси учун ҳаракатланиши мумкин бўлган ҳажм қуйидагига тенг бўлар экан:

$$\left(\sqrt[3]{V} - d\right)^3 - \frac{4}{3}\pi d^3.$$

Агар идишга яна учинчи молекулани ҳам киритсак, у ҳолда энди идишдаги учта заррадаҳ ихтиёрий биттаси учун бўш бўлган ҳажм

$$\left(\sqrt[3]{V}-d\right)^3-2\cdot\frac{4}{3}\pi d^3$$

га тенг бўлади.

Ниҳоят, идишда газнинг бир молини ташкил қилувчи барча N_0 та (N_0 — Авогадро сони) молекула бўлганда, улардан ҳар бирининг ҳаракатланиши мумкин бўлган ҳажм қуйидагига тенг бўлади:

$$\left(\sqrt[3]{V}-d\right)^3-N_0\frac{4}{3}\pi d^3. \qquad (65.4)$$

Бу ҳисоблашда биз бир нарсани, яъни ҳар бир яқинлашиш (тўқнашиш) да икки молекула иштирок этишини назарга олмадик. Бу икки молекуладан ҳар бири учун бошқа яқинлашувчи молекулани ўраб турган бутун сфера эмас, бироқ унинг ана шу молекулага қараган ярмигина (ярим сфера) тақиқланган зона бўлиб хизмат қилади. Агар бу мулоҳазани барча N_0 та молекуланинг ихтиёрий жуфти учун қўлласак, у ҳолда (65.4) ифодада N_0 нинг ўрнига $\frac{N_0}{2}$ ни олиш керак. У ҳолда ҳар бир молекула учун ҳаракатланиш мумкин бўлган ҳажм қуйидагига тенг бўлади:

$$V'=\left(\sqrt[3]{V}-d\right)^3-\frac{N_0}{2}\frac{4}{3}\pi d^3.$$

Агар ҳамма вақт амалда бўлганидек $d \ll \sqrt[3]{V}$ бўлса (бу ерда $\sqrt[3]{V}$ — идишнинг томони, d — молекуланинг диаметри), у ҳолда $\sqrt[3]{V}$ га нисбатан d ни назарга олмаган ҳолда шундай ёзиш мумкин:

$$V'=V-N_0\frac{2}{3}\pi d^3=V-N_0\frac{16}{3}\pi r^3.$$

Бу катталик биз (65.2) ҳолат тенгламасида V ўрнига ёзилган $V-b$ катталикдир. Бинобарин,

$$b=\frac{16}{3}\pi r^3 N_0.$$

Демак, молекулаларнинг ҳажмларини ҳисобга олган ҳолда киритиладиган тузатма молекулаларнинг ўзларининг ҳажмига эмас, бу ҳажмнинг тўрт бараварига тенг.

Биз молекулаларни қаттиқ шарчалар деб қабул қилиб шундай натижага келдик. Бундай тасаввурнинг тахминий эканини назарда тутиш керак. Бу шундан кўриниб турибдики, босим чексизликка интилганда газнинг ҳажми b қийматга интилиши керак эди, биз буни кўрган эдик. Бироқ бундай бўлганда молекулалар максимал зич «тахланган» бўлиши керак. Бундай тахлаганда молекула-шарчалар аслида барча шарчаларнинг ҳажми йиғиндисидан катта ҳажмни эгал-

лайди, чунки шарчалар оралиғида бўш жой қолади. Бироқ геометрик мулоҳозалар шарчалар тўплами банд қилган ҳажмнинг уларнинг «соф» ҳажмига нисбати $\frac{6}{\pi\sqrt{2}}$ га тенг бўлишини, яъни иккидан кичик бўлишини кўрсатади, ҳолбуки бизнинг ҳисобимиз унинг тўртга тенг бўлишини кўрсатди. Шунга қарамасдан, унча катта бўлмаган босимларда бизнинг ҳисобимиз тахминан тўғри натижа беради.

Молекулалар орасидаги тортишиш кучларини ҳисобга олиш. b тузатмани киритиш билан назарга олинган молекулаларнинг ўзаро итаришиш кучларидан ташқари молекулалар орасида тортишиш кучлари ҳам мавжуддир. Бу кучларнинг мавжудлиги шунга олиб келадики, газ молекулаларининг ҳар қандай юзга, масалан, идиш деворларига босими, бошқа барча шароитлар бирдай бўлгани ҳолда, идеал газ ҳолидагидан кам бўлади.

Ҳақиқатан ҳам, идиш девори яқинида турган ихтиёрий молекуланинг бир томонидаги «қўшнилари» бошқасидан кўп бўлгани учун унга газнинг ичига қараб йўналган катта натижавий куч таъсир қилади. Шу туфайли идиш деворига таъсир қилувчи босим бирор Δp миқдор кам бўлади, яъни (65.4) ифода ўрнига босим учун шундай формулани оламиз:

$$p = \frac{RT}{V-b} - \Delta p \quad \text{ёки} \quad p + \Delta p = \frac{RT}{V-b}.$$

Молекулалар ораларидаги тортишиш кучлари молекулаларни ўзаро яқинлаштиришга интилади. Бироқ ташқи босим p ҳам худди шундай таъсир кўрсатади.

Бу қўшимча босимнинг (ёки худди шунинг ўзи — деворга бўлган босимнинг камайишининг) нимага боғлиқ эканини аниқлаш қийин эмас.

Газнинг деворга яқин қатламига газ молекулаларининг босими қатламнинг бирлик сиртидаги барча молекулаларга таъсир қилувчи кучга тенг. Бу кучнинг молекулалар зичлиги n га пропорционал бўлиши равшан. Иккинчи томондан, тортишиш кучи таъсир қилувчи деворга яқин қатламдаги молекулаларнинг сони ҳам n га пропорционал. Бинобарин, $\Delta p \sim n^2$. n газнинг моли эгалланган ҳажмга тескари пропорционал бўлгани учун $\Delta p = \frac{a}{V^2}$ бўлади, бу ерда V — газнинг моляр ҳажми ва a — пропорционаллик коэффициенти, унинг сон қиймати молекулалар орасидаги тортишиш кучининг характерига боғлиқ бўлади. Ҳозирги вақтда бу коэффициентни ҳисоблаш усули йўқ.

Шундай қилиб, газ босимининг ифодасини молекулалараро тортишиш кучларини назарда тутиб қуйдагича ёзиш мумкин:

$$p + \frac{a}{V^2} = \frac{RT}{V-b},$$

бундан

$$\left(p + \frac{a}{V^2}\right)(V - b) = RT. \qquad (65.5)$$

Газнинг босими, ҳажми ва температурасини боғловчи бу тенглама реал газнинг ҳолат тенгламаси дейилади. Бу тенгламада молекулаларо тортишиш кучлари ҳам $\left(\frac{a}{V^2}\right.$ тузатма ҳади$\left.\right)$, итаришиш кучлари ҳам (b тузатма) назарга олинган. Бу тенглама *Ван-дер-Ваальс тенгламаси* деб аталади. Бу тенглама реал газларга тегишли аввалги парафграфларда баён қилинган асосий тажриба далилларини тасдиқлайди.

(65.5) тенглама бир моль газга тегишлидир. Газнинг ихтиёрий миқдори учун у қуйидаги кўринишда бўлади:

$$\left(p + \frac{M^2}{\mu^2}\frac{a}{V^2}\right)\left(V - \frac{M}{\mu}b\right) = \frac{M}{\mu}RT. \qquad (65.6)$$

Бу ерда M — газнинг массаси, μ — унинг молекуляр оғирлиги, V — газнинг эгаллаган ҳажми.

Босимга тегишли тузатма ифодасидаги a коэффициент ва b тузатма ўзгармас катталиклар бўлиб, уларнинг сон қийматлари турли газлар учун турлича, демак, (65.5) тенглама Клапейрон тенгламаси каби универсал эмас.

b ўзгармас ҳажм бирликларида ўлчаниши равшан. a константанинг ўлчамлиги эса $\frac{a}{V^2}$ катталикнинг босим ўлчамлигига эга эканлигидан аниқланади. Шунинг учун a СИ системасида $Н \cdot м^{-2} \cdot м^6$ ларда, яъни $Н \cdot м^4$ ларда ўлчаниши, СГС системасида эса $дина \cdot см^4$ ларда ўлчаниши келиб чиқади. Баъзан a ни $атм \cdot см^6$ ларда ҳам ўлчанади.

66- §. Ван-дер-Ваальс изотермалари

Ван-дер-Ваальс тенгламасини унча мураккаб бўлмаган ўзгартиришлардан кейин қуйидаги кўринишга келтириш мумкин:

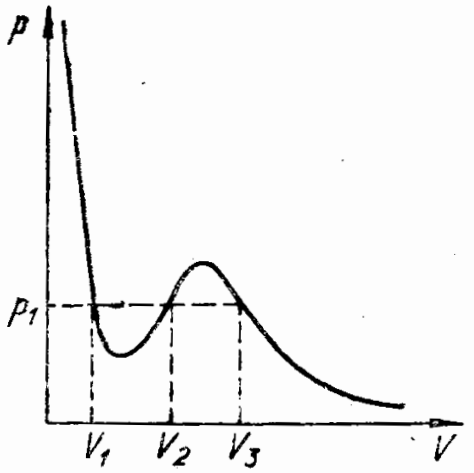
$$pV^3 - (bp + RT)V^2 + aV - ab = 0.$$

Бунинг ҳар иккала қисмини p га бўлиб, қуйидаги кўринишда ёзамиз:

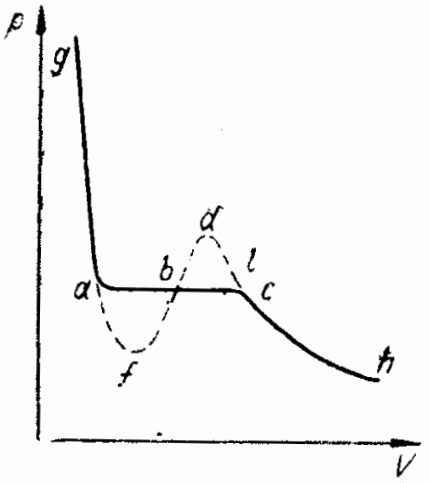
$$V^3 - \left(b + \frac{RT}{P}\right)V^2 + \frac{a}{p}V - \frac{ab}{p} = 0. \qquad (66.1)$$

Бу V ҳажмга нисбатан учинчи даражали тенглама бўлиб, унинг учта илдизи бор. Демак, босим ва температуранинг берилган шу қийматларида моляр ҳажмнинг уч қиймати ёки бошқача айтганда, газ зичлигининг уч қиймати бўлиши мумкин.

Учинчи даражали тенгламанинг учала илдизидан ёки ҳаммаси ҳақиқий ёки улардан иккитаси мавҳум ва биттаси ҳақиқий



85- расм.



86- расм.

бўлиши мумкин. Хусусан, тенглама коэффициентларининг тегишли қийматларида учала ҳақиқий илдиз бир-бирига тенг (каррали илдизлар) бўлиши мумкин; у ҳолда тенгламанинг чап қисми аниқ куб бўлади.

Ван-дер-Ваальс тенгламасининг мавҳум илдизлари физикавий маънога эга эмас, шунинг учун биз улар билан қизиқмаймиз.

Ван-дер-Ваальс тенгламаси илдизларининг физикавий маъносини аниқлаш учун (65.5) тенгламага тегишли изотермаларни, яъни ўзгармас температурада p босимнинг V моляр (ёки солиштирма) ҳажмга боғланишини қараш ва уларни тажриба маълумотларида олинган изотермалар билан солиштириш керак.

Идеал газнинг изотермаси гипербола эди, ундан фарқли равишда (65.5) тенгламага тегишли бўлган изотерма 85- расмда кўрсатилган кўринишда бўлади, биз уни *Ван-дер-Ваальс изотермаси* деб атаймиз. Учинчи даражали тенгламанинг график тасвири бўлган бу эгри чизиқнинг максимум ва минимуми бўлади, бунда босимнинг берилган, масалан, p_1 қийматига моляр ҳажмнинг V_1, V_2 ва V_3 қийматлари мос келади. Албатта, ҳажмнинг бу уч қийматидан энг минимал қийматига (максимал зичлигига) суюқ ҳолат, максимал қийматига эса *газсимон* ҳолат мос келади. Энди ҳажми V_2 бўлган учинчи ҳолатнинг маъносини аниқлашгина қолади.

Ван-дер-Ваальс изотермаси билан тажрибада олинган изотерма орасида катта фарқ бор, бу фарқ 86- расмдан яққол кўриниб турибди. Расмда ихтиёрий масштаб билан тажрибада олинган изотерманинг характерли кўриниши — туташ чизиқлар билан, Ван-дер-Ваальс изотермаси эса пунктир чизиқ билан тасвирланган. Расмдан кўриниб турибдики, тўғри чизиқли горизонтал *abc* қисми ўрнига Ван-дер-Ваальс изотермасида бу соҳа максимум ва минимумли характерли гажак кўринишида бўлади.

Бироқ бу муҳим фарқ изотермани тўғри анализ қилишда осон тушунтирилади.

Аввало шуни таъкидлаб ўтиш керакки, Ван-дер-Ваальс изотермасининг *hc* ва *ag* қисмлари тажрибада олинган изотерманинг тегишли қисмлари билан (жуда бўлмаганда сифат жиҳатидан) устма-уст тушади. *hc* қисмининг газсимон ҳолатга, *ag* қисмининг эса суюқ ҳолатга мос келишини эслатиб ўтайлик. Бинобарин, Ван-дер-Ваальс тенгламасидан модданинг икки фазаси мавжуд эканлиги бевосита келиб чиқади. Нима учун тажрибада Ван-дер-Ваальс изотермасида, масалан, *b* нуқта билан тасвирланган учинчи фаза кузатилмайди?

Шу нарсани осон кўриш мумкинки, эгри чизиқнинг *fbd* қисмидаги нуқталарга мос келувчи ҳолатнинг бўлиши мумкин эмас, чунки бу қисмга босимнинг ҳажмга одатдан ташқари боғланиши мос келади: босим ортиши билан ҳажм камаймайди, балки ортади. Маълумки, табиатда босими ортганида ўзининг ҳажмини орттирадиган, яъни ўзининг зичлигини камайтирадиган моддалар йўқ ва бўлиши мумкин эмас. Бундай ғалати хоссали модданинг ҳолати ҳаддан ташқари беқарор бўлиши кераклиги ўз-ўзидан маълум.

Ҳақиқатан ҳам, шундай ҳолат қандайдир тарзда амалга ошган деб фараз қилайлик ва бундай модданинг бирор қисмида тасодифий сабабларга кўра босим жуда оз миқдорда (ўзгарди) ўсди дейлик. Бундай тасодифий кичик ўзгаришлар бўлиши мумкингина эмас, ҳатто табиийдир. У ҳолда босимнинг бу ўсиши ҳажмни яна катталаштирган, ҳажмнинг катталашиши эса босимни янада орттирган ва ҳоказо бўлиб, модда ўзининг *d* нуқтага мос келувчи ҳолатига ўтган ва ундан бошлаб ҳажмнинг босимга боғлиқлиги сифат жиҳатидан нормал ҳолга ўтган бўлар эди.

Ана шу сабабларга кўра босимнинг жуда кичик тасодифий камайиши ҳам модданинг *f* нуқтага мос келувчи ҳолатга ўз-ўзидан ўтишини юзага келтирган бўлар эди.

Шундай қилиб, Ван-дер-Ваальс тенгламасига кўра модданинг эгри чизиқнинг *fbd* қисмига мос келувчи ҳолатининг ҳақиқатда кузатилмаслигига ажабланмаса ҳам бўлади. Изотерманинг *cd* ва *af* қисмларига мос келувчи ҳолатлар гарчи ҳаддан ташқари беқарор бўлмаса-да, ҳар ҳолда уларнинг барқарорлиги *abc* қисмга мос келадиган ҳолатга қараганда камроқдир. Бу ҳолатлар ҳатто амалга оширилиши ҳам мумкин, бироқ бунинг учун махсус шароитлар бўлиши керак.

Ҳолати эгри чизиқнинг *cd* қисми нуқталарига мос келувчи (86- расмга қ.) модда газсимон ҳолатда бўлади, чунки *cd* қисм изотерма *hc* тармоғининг давоми бўлади. Бироқ бу ҳолатларнинг исталганида газнинг (буғнинг) босими ўша температурадаги тўйинган буғ эластиклигидан юқори бўлади, бу нарса ғайри табиийдир.

Модданинг бу ўзига хос ҳолати, масалан, ичида сув буғлари бўлган ҳавоси бор берк идишни тез совитишда кузатилади. Фақат бунда ҳавони чанг зарраларидан яхшилаб тозалаш ва унда электр зарядлар бўлмаслигига эришиш керак. Бундай шароитларда тўйинган буғнинг совитилиши ва унинг эластиклигининг камайишига қарамай, бу буғлар анчагина узоқ муддат давомида конденсацияланмай, газсимон ҳолатда қолади. Бу ҳолат *cd* қисмдаги нуқталарга мос келади, бу ҳолатда буғ ўта тўйинган бўлади, яъни буғ миқдори унинг тўйиниши миқдоридан кўп бўлади. Бундай буғ *ўта тўйинган* ёки *ўта совиган* буғ деб аталади. Ниҳоят, бирор вақт ўтгандан кейин идишнинг деворларида ҳар ҳолда сув буғлари пайдо бўлади, бу ўта тўйинган буғнинг сувга ва берилган пастроқ температурадаги тўйинган буғга ажралганидан дарак беради. Келгусида биз ўта тўйинган буғнинг ҳолати нима учун тўйинган буғнинг суюқлик билан биргаликдаги аралашмаси ҳолатидан беқарорроқ бўлишини тушунтирамиз.

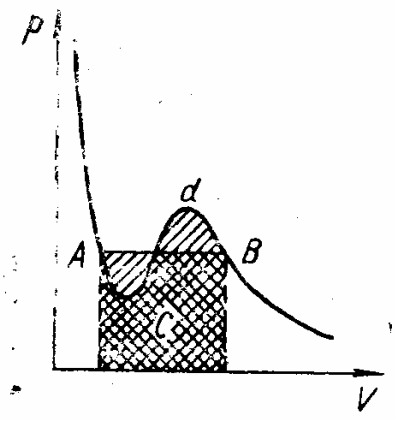
Ван-дер-Ваальс изотермасининг *af* қисмидаги нуқталар билан характерланадиган модда ҳолатига келганда шуни айтиш керакки, уларнинг янада беқарор бўлгани туфайли амалда намоён қилиш яна ҳам қийинроқдир.

Бу қисмдаги нуқталар суюқлик ҳолатига мос келади — *af* қисм *ag* тармоқнинг давоми бўлади. Кўпинча, модданинг бу ҳолати *ўта қизиган суюқлик* деб аталади. Бу ном унчалик ўрнини топган эмас, чунки ўта қизиган *суюқлик* деб очиқ идишда қайнаш температурасидан юқори температурагача қизитилган, бироқ қайнамаётган суюқликка айтилади. Бироқ бунда суюқлик эркин буғланади, яъни унинг массаси ўзгаради. Бизни эса бу ерда ёпиқ идишдаги *аниқ массали* (масалан, бир моль) суюқлик ёки газнинг табиати қизиқтиради, бунда қайнаш тўғрисида гапириш мумкин эмас.

cd ва *af* қисмларга мос келувчи ҳолатлар *fbd* қисмдаги ностабил ҳолатлардан фарқли ўлароқ *метастабил ҳолатлар* деб аталади.

Шундай қилиб, Ван-дер-Ваальс изотермаси билан тажрибада олинган изотерма орасидаги фарқни тушунтириш мумкин бўлади: ҳолат тенгламасининг V_2 илдизига мос келувчи ҳолатлар ностабиль ва метастабиль бўлганликлари туфайли тажрибада кузатилмайди. Берилган температурада (айни шу изотерма учун) босимнинг фақат бир аниқ қийматида, яъни худди тўйинган буғ босимида бу илдизга барқарор ҳолат—суюқлик билан мувозанатда бўлган буғнинг ҳолати тўғри келади, бинобарин бу икки фазали ҳолатдир.

Ван-дер-Ваальс ҳолат тенгламасидан тажрибада олинган эгри чизиқдаги горизонтал қисмнинг Ван-дер-Ваальс эгри чизиғи максимуми ва минимумига нисбатан вазиятини аниқлаб бўл-



87-расм.

майди. Демак, берилган температурада тўйинган буғ босимининг мувозанат катталигини аниқлаш мумкин эмас. Бироқ буни умумий термодинамик мулоҳазалардан келтириб чиқариш мумкин. Максвелл кўрсатганидек, агар A ҳолатдан B ҳолатга ўтишни кўз олдимизга келтирсак (87-расм), у ҳолда бундай ўтиш бир фазали $ACdB$ эгри чизиқ бўйлаб амалга ошадими ёки икки фазали AB эгри чизиқ орқали амалга ошадими бирдай иш бажарилади. Диаграмманинг p, V координаталаридаги иш диаграмманинг шунга мос қисмлари остидаги юзага тенг бўлгани учун $ACdB$ эгри чизиқ остидаги юз AB тўғри чизиқ остидаги юзга тенг бўлади. Бундан AB тўғри чизиқ шундай жойлашганки, қия чизиқлар билан штрихланган соҳалар бир-бирига тенг, деган хулосага келиш мумкин (87-расм).

Ван-дер-Ваальс тенгламасининг аҳамияти фақатгина моддани нинг бўлиши мумкин бўлган икки фазаси — суюқ ва газсимон фазаси мавжудлигини тавсифлаш билан чекланмайди. Ван-дер-Ваальс тенгламасидан критик температура ва критик ҳолатнинг мавжудлиги ҳақидаги муҳим фактлар бевосита келиб чиқишини биз қуйида кўрамиз.

67-§. Критик температура ва критик ҳолат

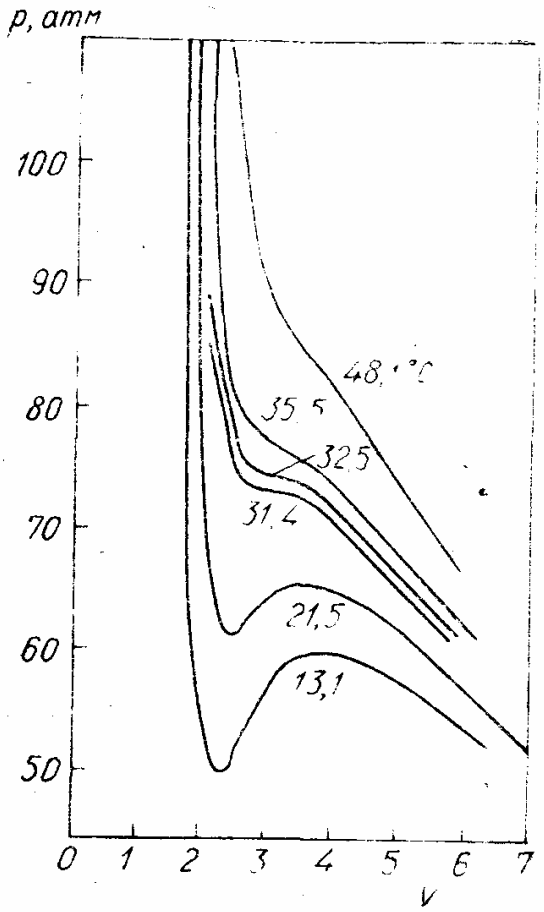
Аввалги параграфда бирор ихтиёрий температурадаги Ван-дер-Ваальс изотермасини кўрдик. Энди температура ўзгарганида бу изотермаларнинг қандай ўзгаришини кўрайлик.

Ван-дер-Ваальс изотермаларининг температурага боғлиқ равишда ўзгариш характери 88-расмда кўрсатилган. Расмда карбон оксидига тегишли қатор изотермалар берилган (бу ерда абсциссалар ўқи бўйлаб солиштирма ҳажм қўйилган). Бу изотермалар a ва b константаларнинг тажрибадан олинган

$$a = 3{,}6 \cdot 10^{-6}\ \text{атм} \cdot \text{м}^6/\text{моль}, \quad b = 42{,}8 \cdot 10^{-6}\ \text{м}^3/\text{моль}$$

қийматлари учун ҳисобланган. Бу константаларнинг эксперементал равишда қандай аниқланиши қуйида кўрсатилади.

88-расмдаги эгри чизиқлардан температура кўтарилгани сари изотермаларнинг юқорироқ жойлашиши кўриниб турибди, шундай бўлиши ҳам табиий. Бироқ бундан ташқари, абсциссалар ўқи бўйлаб изотермалар максимум ва минимумларининг ораси яқинлашиши (бу максимум ва минимумларга мос келувчи ҳажмлар орасидаги фарқ камаяди) ва ординаталар ўқи бўйлаб ҳам яқинлашиши (мос равишда босимлар фарқи камаяди) кўринади. Ниҳоят тамомила аниқ бир температурада (88-расмда 31,4°С да) изотерманинг максимум ва



88- расм.

минимуми бирлашиб $V = 0{,}94 \cdot 10^{-4}$ м³/моль ва $p = 73$ атм қийматларда бурилиш нуқтасига айланади. Демак, температура кўтарилган сари ҳажмнинг босимнинг айни бир қийматига мос келувчи учта қиймати орасидаги фарқ тобора камайиб боради, яъни Ван-дер-Ваальс тенгламасининг учта илдизи орасидаги фарқ камаяди.

Аниқ бир $T_к$ температурада ҳажмнинг учала қиймати бирдай бўлади (тенгламанинг илдизлари каррали бўлиб қолади). Бу температурада моддaнинг турли ҳолатлари орасидаги фарқ йўқолади. Бу температура критик температурадир, бу температуранинг мавжуд бўлиши моддaнинг характерли хоссаси эканини биз кўрган эдик.

$T_к$ критик температура ва бу температурага мос келувчи қолган икки критик параметр — $V_к$ критик ҳажм ва $p_к$ критик босимнинг қийматларини ҳисоблаш қийин эмас.

Ҳақиқатан ҳам, Ван-дер-Ваальс тенгламаси (66.1) нинг чап қисми, яъни қуйидаги

$$V^3 - \left(b + \frac{RT_к}{p_к}\right) V^2 + \frac{a}{p_к} V - \frac{ab}{p_к}$$

ифода $T = T_к$ ва $p = p_к$ қийматларда аниқ куб бўлади, бинобарин, уни қуйидаги кўринишда ифодалаш мумкин:

$$V^3 - \left(b + \frac{RT_к}{p_к}\right) V^2 + \frac{a}{p_к} V - \frac{ab}{p_к} = V^3 - 3V_к V^2 + 3V_к^2 V - V_к^3. \quad (67.1)$$

Бу тенглик айний равишда бажарилиши учун V нинг бирдай даражаларининг коэффициентлари тенгламанинг икки томонида ўзаро тенг бўлиши керак:

$$b + \frac{RT_к}{p_к} = 3V_к, \quad \frac{a}{p_к} = 3V_к^2, \quad \frac{ab}{p_к} = V_к^3.$$

Бу тенгламалар системасини ечиб, критик параметрларнинг a ва b константалар орқали ифодаланган қийматларини оламиз:

$$p_к = \frac{a}{27b^2}, \quad V_к = 3b, \quad T_к = \frac{8a}{27Rb}. \tag{67.2}$$

Ван-дер-Ваальс тенгламасини янада батафсилроқ математик анализ қилишдан ҳам шу натижаларни олиш ва яна баъзи бошқа хулосаларга келиш мумкин.Бунинг учун уни қуйидаги кўринишда ёзамиз:

$$p = \frac{RT}{V-b} - \frac{a}{V^2}. \tag{67.3}$$

Аввал, Ван-дер-Ваальс изотермасидаги максимум ва минимумга мос келувчи ҳажм қийматларини аниқлайлик. Бу иккала нуқтада ҳам босимдан ҳажм бўйича олинган биринчи ҳосила нолга тенг бўлади:

$$\frac{\partial p}{\partial V} = 0.$$

(67.3) тенглиқни дифференциаллаб ва ҳосилани нолга тенглаб шундай ёзамиз:

$$\frac{\partial p}{\partial V} = -\frac{RT}{(V-b)^2} + \frac{2a}{V^3} = \frac{2a}{(V-b)^2}\left[\frac{(V-b)^2}{V^3} - \frac{RT}{2a}\right]. \tag{67.4}$$

Бундан $\frac{\partial p}{\partial V} = 0$ шартнинг бажарилиши учун

$$\frac{(V-b)^2}{V^3} = \frac{RT}{2a} \tag{67.5}$$

бўлиши керак эканлиги кўриниб турибди.

Бу тенглама куб тенгламадир. Бундан шундай хулоса келиб чиқади: ҳар қандай T да, яъни ҳар қандай изотерма учун V нинг бу изотерма максимум ва минимумдан ўтадиган учта қиймати бор. Бу қийматлардан бири изотермадаги минимумга, бошқаси эса максимумга тегишлидир; уларнинг мавжудлигига изотермани бевосита ясаётганимизда ишонч ҳосил қилдик. Учинчи қийматига, яъни учинчи экстремумга келганда шуни айтиш керакки, у $V < b$ соҳада ётади ва физикавий маънога эга эмас.

Энди температуранинг бирор $T = T_к$ қийматида изотерманинг максимум ва минимуми бирлашиб кетишини ва уларнинг бирлашган нуқтасида эгри чизиқнинг букилиш нуқтаси бўлишини, яъни бу нуқтада иккинчи ҳосила ҳам нолга айланишини кўрсатайлик.

Бунинг учун биринчи ҳосила нолга тенг бўлган нуқталарда иккинчи ҳосила $\frac{\partial^2 p}{\partial V^2}$ нинг қийматларини топайлик. p дан V бўйича олинган иккинчи ҳосила қуйидагига тенг бўлади:

$$\frac{\partial^2 p}{\partial V^2} = \frac{2RT}{(V-b)^3} - \frac{6a}{V^4}. \tag{67.6}$$

$\frac{\partial p}{\partial V} = 0$ бўлган нуқталарда (67.5) шарт бажарилади. Энди (67.6) га T нинг (67.5) даги қийматини қўямиз. У ҳолда қуйидагини ҳосил қиламиз:

$$\left(\frac{\partial^2 p}{\partial V^2}\right)_{\frac{RT}{2a}=\frac{(V-b)^2}{V^3}} = \frac{2a(3b-V)}{V^4(V-b)}. \qquad (67.6)$$

Бундан $V = 3b = V_к$ бўлганда $\frac{\partial^2 p}{\partial V^2} = 0$ бўлиши келиб чиқади.

Агар V нинг бу қийматини (67.5) га қўйсак, у ҳолда букилиш нуқтасида T учун шундай тенгликни оламиз: $T = \frac{8a}{27Rb} = T_к$. Шундай қилиб,

$$T = T_к = \frac{8a}{27Rb} \quad \text{ва} \quad V = V_к = 3b$$

бўлганда Ван-дер-Ваальс изотермаси букилишга эга бўлар экан, бу нуқтада

$$\frac{\partial p}{\partial V} = 0 \quad \text{ва} \quad \frac{\partial^2 p}{\partial V^2} = 0$$

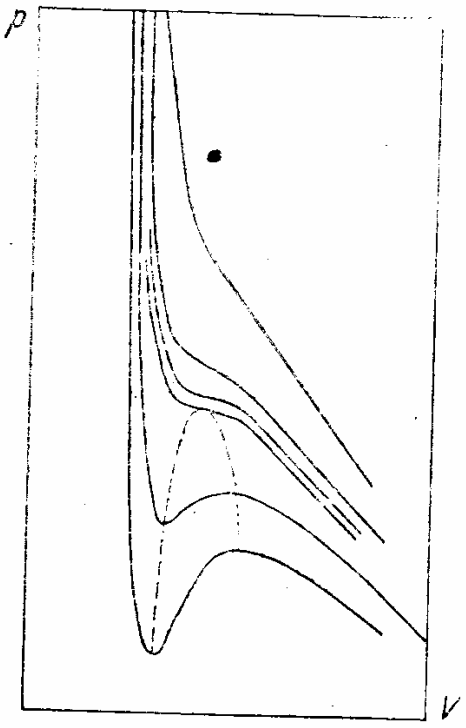
бўлади.

$T_к = 8a/27\,Rb$ критик температуранинг ўзидир.

(67.4) тенгламадан $T > T_к$ да $\frac{\partial p}{\partial V}$ ҳосиланинг ҳамма шароитларда ҳам $\frac{\partial p}{\partial V} < 0$ бўлиши келиб чиқади, чунки $T = T_к$ бўлганда (67.4) нинг ўнг қисмидаги қавс ичидаги ифода нолга тенг бўлади. Бундан $T_к$ критик температурадан юқори температураларда изотерма монотон камаювчи эгри чизиқ экан (ҳосила ҳамма вақт манфий) деган хулоса чиқади.

Критик $p_к$ босимнинг қийматини Ван-дер-Ваальс тенгламасидан чиқариш учун бу тенгламага $T_к$ ва $V_к$ нинг топилган қийматларини қўйиш кифоя:

$$p_к = \frac{a}{27b^2}.$$



89 расм.

Шундай қилиб, биз бошқача йўл билан критик параметрлар учун (67.2) формулани келтириб чиқардик.

Шундай йўл билан бир изотермадан иккинчи изотермага ўтишда максимум ва минимум орасидаги масофанинг ўзгаришини ҳам топиш мумкин. Бунинг учун изотермаларнинг максимумлари ва минимумлари орқали ўтган эгри чизиқнинг тенгламасини топиш етарли. Бу эгри чизиқ 89- расмда пунктир чизиқ билан тасвирланган (бу эгри чизиқ икки фазали ҳолатлар соҳаларини ажратишини биз юқорида кўрган эдик).

Бу эгри чизиқнинг нуқталари айни бир вақтда Ван-дер-Ваальс тенгламаси

$$p = \frac{RT}{V-b} - \frac{a}{V^2}$$

ни ва (67.5) тенгламани қаноатлантириши равшан. Бу икки тенгламадан T ни йўқотиб, бизни қизиқтирган тенгламани ҳосил қиламиз:

$$p = \frac{a(V-2b)}{V^3}.$$

Бу тенглама изотермаларнинг максимумлари ва минимумлари орқали ўтувчи эгри чизиқнинг тенгламасидир. Агар V бўйича ҳосила олиб, уни нолга тенгласак бу эгри чизиқнинг максимумини топамиз:

$$\frac{\partial p}{\partial V} = \frac{2a(3b-V)}{V^4} = 0. \qquad (67.8)$$

Бундан

$$V = 3b = V_к,$$

яъни пунктир чизиқнинг максимуми критик изотерманинг бурилиш нуқтаси билан устма-уст тушар экан, бу нуқтанинг $V_к = 3b$ қийматга тўғри келишини биламиз.

Критик нуқтада моддaнинг сиқилувчанлиги чексизликка тенг бўлишини қайд қилиб ўтиш керак. Ҳақиқатан ҳам, сиқилувчанлик

$$\chi = \frac{1}{V}\frac{\partial V}{\partial p}.$$

Бироқ критик нуқтада $\frac{\partial p}{\partial V} = 0$ бўлгани учун $\frac{\partial V}{\partial p} = \infty$, бинобарин, χ ҳам ∞ га тенг бўлади.

68- §. Ван-дер-Ваальс тенгламаси константаларини экспериментал аниқлаш

a ва b константаларнинг қийматлари бу константаларни критик параметрлар билан боғловчи (67.2) тенглама ёрдамида ҳисобланиши мумкин, критик параметрлар эса ўз навбатида 64-§ да тавсифланган тажрибалар воситасида аниқланади. Бу усул унчалик аниқ усул эмас, чунки хусусан критик температура яқинида Ван-дер-Ваальс тенгламаси етарлича аниқликда бажарилмайди.

a ва b константаларнинг аниқроқ топиш йўли ўзгармас ҳажмда босимнинг температурага боғланишини ўлчашдан иборат. Бунинг учун текширилаётган газнинг ҳажми V_0 аввалдан аниқ бўлган ва манометр билан таъминланган ёпиқ идишга солиш ва бу газнинг босимини турли температураларда ўлчаш етарли. Бу тажрибалардан $p = f(T)$ эгри чизиқни топиб, унга тегишли бўлган

$$\left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_V$$

катталикни аниқлаймиз. (Хусусий ҳосиладаги V индекс газнинг ҳажми ўзгармаслигини билдиради.) Ван-дер-Ваальс тенгламасидан

$$\left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_V = \frac{R}{V-b}$$

бўлиши келиб чиқади (бу ерда R — универсал газ доимийси). Бундан

$$b = V - \frac{R}{\left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_V}. \qquad (68.1)$$

a константани эса Ван-дер-Ваальс тенгламасидан бу тенгламага b нинг (68.1) дан олинган қийматини келтириб қўйиш билан топилади:

$$a = V^2\left[T\left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_V - p\right]. \qquad (68.2)$$

Бу формулаларда V катталик моляр ҳажмни билдиради:

$$V = V_0\mu/м,$$

бу ерда V_0 — идишнинг ҳажми, M — идишга солинган газнинг массаси бўлиб, бу массани тортиш йўли билан аниқланади, μ — унинг молекуляр оғирлиги.

Кўрсатилган тажриба етарлича юқори газ босимида ўтказилиши керак, ана шундагина Гей-Люссак қонунига мувофиқ

$$\frac{\partial p}{\partial T} = \frac{R}{V}$$

боғланишдан сезиларли четга чиқиш кузатилади.

Бошқача айтганда, тажрибани шундай шароитларда ўтказиш керакки, бу шароитларда b катталик V нинг сезиларли улушини ташкил қилсин.

69- §. Ван-дер-Ваальс тенгламасини тажриба маълумотлари билан таққослаш

Ван-дер-Ваальс тенгламаси босим ва температура ўзгарганида газлар зичлигининг ўзгариши билан боғлиқ бўлган асосий ҳодисаларни, суюқлик ва газнинг ўзаро ўтишларини тўғри баён қилишига қарамай, бу тенгламадан анча муҳим четланишлар ҳам мавжуддир. Бу, аввало, назарияни тажриба билан миқдорий таққослашга тегишлидир.

Аввал, Ван-дер-Ваальс тенгламасига кирувчи a ва b константалар мутлақо константалар эмас экан. Бундан аввалги параграфда баён қилинган тажрибага кўра a ва b температурага боғлиқ бўлар экан: бу масалан, аргон учун тузилган 14- жадвалдан ҳам кўриниб турибди. Ҳолбуки Ван-дер-Ваальс тенгламасининг маъносига кўра a ва b айни берилган модда учун характерли ўзгармас катталиклар бўлиши керак.

Тажрибада олинган изотермаларнинг Ван-дер-Ваальс тенгламасига кўра ҳисобланган изотермалардан фарқи ҳам шунга боғлиқдир. Албатта, a ва b ни шундай танлаш мумкинки, температуранинг бирор қийматида назарий ва тажрибавий изотермалар устма-уст тушадиган бўлсин. Бироқ бундай температуранинг қолган ҳамма қийматлари учун изотермалар устма-уст тушмайди.

Назарий тенглама билан тажриба орасидаги иккинчи миқдорий фарқ критик параметрлар $p_к$, $V_к$ ва $T_к$ нинг қийматлари билан боғлиқдир. (67.2) формулалардан бу катталиклар орасида моддaнинг табиатига боғлиқ бўлмаган универсал муносабат мавжуд эканлиги келиб чиқади:

$$\frac{RT_к}{p_кV_к} = \frac{8}{3} = 2{,}67.$$

Тажриба эса $RT_к/p_кT_к$ катталик кўпчилик моддалар учун тахминан ўзгармас бўлса-да, бироқ 2,67 га эмас, балки тахминан 3,7 га тенг бўлишини кўрсатади.

Ниҳоят, Ван-дер-Ваальс тенгламасидан келиб чиқувчи $V_к = 3b$ муносабат ўрнига $V_к = 2b$ тенгликнинг анча яхшироқ бажарилишини тажриба кўрсатади.

Биз бу ерда Ван-дер-Ваальс тенгламасининг бошқа камчиликлари ҳақида тўхталиб ўтирмаймиз. Келтирилган мисолларнинг ўзиданоқ, бу тенгламанинг тақрибан тўғри эканлиги ва унинг реал модда ҳолатини белгиловчи параметрлар орасидаги муносабатларни фақат қўпол миқдорий жиҳатдангина баҳолаш учун яроқли экани етарлича равшан кўриниб турибди.

Биз бу ерда шунингдек ҳолат тенгламасининг янада аниқроқ кўп сонли кўринишларини ҳам келтириб ўтирмаймиз. Улар тажриба маълумотлари билан яхшироқ мос тушиши бу тенгламаларга кўп сонли ўзгармаслар киритиш ҳисобига эришилади (Ван-дер-Ваальс тенгламасида бундай ўзгармаслар сони иккита), бироқ бу киритилган ўзгармасларнинг физикавий маъноси Ван-дер-Ваальс тенгламаси ўзгармаслари сингари равшан эмас.

14-жадвал

Аргон учун a ва b константаларнинг температурага боғлиқлиги

Температура, К	a, кг·м⁵/сек²	$b\cdot10^6$, м³/моль	Температура, К	a, кг·м⁵/сек²	$b\cdot10^6$, м³/моль
424	0,192	61,0	466	0,169	51,0
430	0,187	59,5	486	0,160	48,0
436	0,184	58,0	506	0,153	45,0
446	0,179	55,5	526	0,147	43,0
456	0,174	53,0	546	0,142	41,0

Ҳозирги вақтда реал газ ҳолатини қатор кўринишидаги янада умумийроқ тенглама билан тавсифлаш қабул қилинган:

$$pV = RT + \frac{B}{V} + \frac{C}{V^2} + \ldots \qquad (69.1)$$

(бу тенглама босим ифодасининг $\frac{1}{V}$ нинг даражалари бўйича, яъни зичлик даражалари бўйича ёйилган қаторидан иборат). $B, C, \ldots$, коэффициентлар тажрибадан аниқланади ва *вириал коэффициентлар* деб аталади. Улар, умуман айтганда, температурага боғлиқ бўлади.

Агар (69.1) да биринчи икки ҳад билан чегараланилса, у ҳолда $B = b - \frac{a}{RT}$ ва $\frac{b}{V} \ll 1$ бўлган шартда (69.1) тенглама Ван-дер-Ваальс тенгламасига айланади.

70- §. Ван-дер-Ваальснинг келтирилган тенгламаси. Мос ҳолатлар қонуни

Айни бир температурада турли газлар учун ясалган изотермалар турлича кўринишга эга бўлади, албатта, чунки a ва b константалар ва улар билан боғлиқ бўлган $p_к V_к$ ва $T_к$ критик катталиклар турли газлар учун турлича бўлади. Идеал газларнинг изотермалари газларнинг индивидуал хоссаларига боғлиқ бўлмаслигини (агар изотермалар бир моль учун ясалган бўлса) эслатиб ўтамиз.

Бироқ ноидеал (реал) газлар учун ҳам изотерма тенгламасини газ табиатига боғлиқ бўлмайдиган қилиб, яъни универсал қилиб ёзиш мумкин. Бунинг учун газ ҳолатининг параметрлари мос критик параметрлар билан бирдай нисбатларда бўлиши керак. Бошқача айтганда, бирдай нисбатли (ёки бошқача айтганда, мос нисбатли) ихтиёрий газлар идентик тенгламалар билан тавсифланади:

$$\frac{T}{T_к} = \theta, \quad \frac{p}{p_к} = \pi \text{ ва } \frac{V}{V_к} = \omega.$$

θ, π ва ω ўлчамсиз параметрлар *келтирилган параметрлар* дейилади.

Ван-дер-Ваальс тенгламаси

$$\left(p + \frac{a}{V^2}\right)(V - b) = RT$$

даги p, V ва T лар ўрнига мос равишда $\pi p_к$, $\omega V_к$ ва $\theta T_к$ ларни қўйсак, $p_к V_к$ ва $T_к$ ларни (67.2) тенгламалар бўйича ифодаласак, қуйидагини ҳосил қиламиз:

$$\left(\pi + \frac{3}{\omega^2}\right)\left(\omega - \frac{1}{3}\right) = \frac{8}{3}\theta. \qquad (70.1)$$

Бу тенгламада алоҳида моддани характерлайдиган константалар йўқ. Шунинг учун бу тенглама барча моддалар учун ўринли бўлган универсал тенгламадир.

(70.1) тенглама *келтирилган ҳолат тенгламаси* деб аталади. Бу тенгламадан шу нарса келиб чиқадики, агар моддаларда бу уч келтирилган параметрдан *иккитаси* бирдай бўлса, у ҳолда бу моддаларнинг *учинчи* келтирилган параметрлари ҳам бирдай бўлади. Бу қонун *мос ҳолатлар қонуни* деб аталади. Бу қонун шундай далилни ифодалайди: модданинг ҳолатини характерловчи уч катталикда *иккитаси* ўлчанадиган (масалан, p ва V) масштабни ўзгартириш йўли билан, яъни келтирилган параметрлардан фойдаланиш йўли билан барча моддаларнинг изотермаларини устма-уст тушириш мумкин.

Мос ҳолатлар қонуни ҳам тақрибий қонун бўлиб, унинг аниқлиги Ван-дер-Ваальс тенгламасининг ўзининг аниқлигидан бирмунча юқорироқдир, чунки бу қонун ҳолат тенгламасининг конкрет кўринишига боғлиқ бўлмайди.

Мос ҳолатлар қонуни ёрдамида турли газларнинг номаълум изотермаларини ҳисоблаш мумкин, бунинг учун уларнинг критик параметрлари маълум бўлиши ва бошқа газларнинг изотермалари ўлчанган бўлиши керак.

71-§. Реал газда молекулалар орасидаги ўзаро таъсир кучлари

Идеал газ ҳолатларини ўрганишда унинг зарралари ўзаро таъсирда бўлмайди деб ҳисобладик. Бироқ идеал газларда ҳам бўладиган тўқнашувларда аслида шундай ўзаро таъсир мавжуд бўлади. Идеал газда бундай ўзаро таъсир муайян характерга эга бўлади: молекулалар орасида жуда кичик масофаларда итаришиш кучлари таъсир қилади ва зарраларнинг диаметрлари шу кучлар билан аниқланади. Молекулалар марказларининг бир-биридан узоқлиги диаметрдан салгина бўлса ҳам катта масофада бўлганида, бу кучлар амалда намоён бўлмайди ва молекулалар эркин югуриш йўли узунлиги давомида, яъни келгуси тўқнашувгача эркин (тўғри чизиқли ва текис) ҳаракатланади.

Биз бир неча марта фойдаланган молекулаларнинг қаттиқ шарчалар эканлиги ҳақидаги тасаввурдан шу нарса келиб чиқадики, молекулалар марказлари орасидаги масофалар диаметрга тенг бўлган вақтда итаришиш кучлари чексизликка тенг бўлади, молекулалар орасидаги масофа уларнинг диаметридан катта бўлганида идеал газ зарралари орасида умуман ҳеч қандай кучлар таъсир қилмайди. Демак, идеал газда зарралар орасидаги ўзаро таъсир фақат кичик масофалардаги итаришиш кучларидан иборат бўлади.

Реал газда бу итаришиш кучлари молекулалар ораларидаги масофа кичик бўлганда, албатта, таъсир қилади, бироқ реал газ молекулалари орасида бу кучлардан ташқари тортишиш кучлари ҳам таъсир қилади ва биз бу тортишиш кучларини ҳолат тенгламасидаги босимга тузатма киритиш йўли билан ҳисобга олдик. Реал газлар тўғрисида уларнинг молекулалари бундай газда эга бўлиши мумкин бўлган ҳар қандай масофаларда ҳам ўзаро таъсир қилади деб айтиш мумкин. Реал газ идеал газдан ана шу билан фарқ қилади.

Молекулалар орасидаги ўзаро таъсир кучлари ўзларининг табиатига кўра электр кучлар бўлиб, улар атомлар, бинобарин, молекулаларнинг таркибида электрик зарядланган зарралар — электронлар ва ядроларнинг мавжудлигига боғлиқдир. Бир хил ишорали зарядлар бир-биридан итаришишлари ва турли ишорали зарядлар бир-бирига тортишишлари туфайли молекулалар орасида тортишиш ва итаришиш кучларининг мавжудлигини тушунтириш осон.

Бироқ молекулалар орасидаги ўзаро таъсир кучлари зарядларнинг ўзаро таъсирлашиш электростатик қонунлари асосида тавсифланиши ва ҳисобланиши мумкин эмас. Молекулаларнинг кичик масофаларда итаришишининг масофа катталашганида тортишиш билан алмашинишини фақат шартли равишдагина икки тур кучларнинг айни бир вақтда мавжудлиги натижаси деб тушунтириш мумкин. Молекулалар орасидаги ўзаро таъсир кучларининг ва аввало, бу кучларнинг молекулалар ораларидаги масофага боғлиқлигини ҳисоблашни фақат квант механикаси асосидагина амалга ошириш мумкин.

Бу кучлар турли моддалар учун турличадир. Шунинг учун ҳам Ван-дер-Ваальс тенгламасидаги a ва b константалар ҳамда улар билан боғлиқ бўлган критик параметрлар, айниқса критик температуралар шунчалик катта фарқ қилади. Масалан, модданинг зарралари орасидаги тортишиш кучлари энг кичик бўлган моддалар (водород ва гелий) нинг критик температуралари энг паст бўлади.

Назария ва тажрибанинг кўрсатишича, тортишиш ва итаришиш кучлари молекулалар марказлари орасидаги масофага жуда кучли боғлиқ бўлади. Тақрибан тортишиш кучлари ҳам, итаришиш кучлари ҳам молекулалар орасидаги R масофанинг қандайдир бирор даражасига тескари пропорционал бўлади дейиш мумкин:

$$F \sim \frac{1}{R^m}.$$

Тортишиш ва итаришиш кучлари орасидаги фарқ ишорасидан ташқари, R нинг даражасидаги кўрсаткичга ҳам боғлиқ бўлади.

Тортишиш кучлари (Ван-дер-Ваальс кучлари) учун $m \approx 7$ бўлади, яъни $F \sim 1/R^7$ бўлади.

Итаришиш кучлари учун m нинг қиймати 9 дан 15 гача бўлади. Тортишиш кучлари ҳам, итаришиш кучлари ҳам молекулалар орасидаги масофа ортиши билан камаяди, бироқ итаришиш кучлари тезроқ камаяди. Демак, итаришиш кучлари молекулалар бевосита яқинлашганларидагина роль ўйнашлари мумкин. Ана шунинг учун ҳам қаттиқ шарлар модели тақрибан тўғри натижалар беради.

72- §. Реал (ноидеал) газларнинг иссиқлик сиғими

Биз 24 ва 25- параграфларда *идеал* газлар учун моляр (ёки солиштирма) иссиқлик сиғими газнинг температурасига ҳам, унинг эгаллаган ҳажмига ҳам боғлиқ эмаслигини кўрдик. Бунинг сабаби идеал газнинг ички U энергияси бу газнинг моли (ёки масса бирлиги) эгаллаган ҳажмга боғлиқ бўлмаслигида, яъни газнинг зичлигига боғлиқ бўлмаслигида, фақат унинг температураси билан аниқланишидадир. Бу фақат идеал газ учунгина тўғридир. Реал газ учун ёки умуман ҳар қандай жисм учун U ички энергия фақат температурага эмас, шу газ массаси эгаллаган ҳажмга ҳам боғлиқ бўлади (VI бобдаги 85- § га қ.). Бу шунга боғлиқки, реал газларда ички энергия молекулаларнинг температурага боғлиқ бўлган кинетик энергияси ва молекулалар орасидаги масофага, яъни зичликка албатта боғлиқ бўлган потенциал энергияларнинг йиғиндисидан иборат бўлади.

Бинобарин, реал газлар учун бир моль газнинг U ички энергияси T температуранинг ва унинг эгаллаган V ҳажмининг функцияси бўлади:

$$U = f(T, V).$$

Бу ҳолда моляр иссиқлик сиғими

$$C = \frac{dQ}{dT},$$

энди (25.2), (25.3) ёки (27.2), (27.3) оддий формулалар билан ифодаланмайди.

Реал газнинг иссиқлик сиғимини ҳисоблашга ҳаракат қилиб кўрайлик. (24.1) даги dQ ўрнига унинг термодинамиканинг биринчи асосий қонунига мувофиқ ёзилган $dQ = dU + dA$ қийматини қўямиз, у ҳолда

$$C = \frac{dU + pdV}{dT}.$$

Бироқ энди dU ички энергия ўзгариши икки қисмдан иборат бўлади: 1) ўзгармас ҳажмда фақат температуранинг ўзгаришига боғ-

лиқ бўлган қисми — биз уни $(dU)_V$ билан белгилаймиз ва 2) ўзгармас температурада фақат ҳажмнинг ўзгаришига боғлиқ бўлган қисми— биз уни $(dU)_T$ билан белгилаймиз.

Равшанки,

$$(dU)_V = \left(\frac{\partial U}{\partial V}\right)_V dT,$$

бу ерда $\left(\frac{\partial U}{\partial T}\right)_V$ — ички энергиянинг ўзгармас ҳажмда температура ўзгаришининг бир бирлигига тўғри келадиган ўзгариши. Худди шунингдек,

$$(dU)_T = \left(\frac{dU}{\partial V}\right)_T dV.$$

Бинобарин,

$$dU = \left(\frac{\partial U}{\partial T}\right)_V dT + \left(\frac{\partial U}{\partial V}\right)_T dV.$$

Шунга мос ҳолда C иссиқлик сиғими

$$C = \left(\frac{\partial U}{\partial T}\right)_V + \left[\left(\frac{\partial U}{\partial V}\right)_T + p\right]\frac{dV}{dT}. \qquad (72.1)$$

Иссиқлик сиғимининг (72.1) ифодаси барча изотроп жисмлар учун яроқли бўлган *умумий* ифодадир. Бу ифода идеал газлар иссиқлик сиғими учун ҳосил қилинган (25.2) ифодадан шуниси билан фарқ қиладики, унга $\left(\frac{\partial U}{\partial V}\right)_T \frac{dV}{dT}$ катталик қўшилувчи ҳад бўлиб киради, ҳолбуки идеал газлар учун у нолга тенг эди, чунки $\left(\frac{\partial U}{\partial V}\right)_T = 0$. Ўзгармас ҳажмдаги иссиқлик сиғими C_V учун (72.1) дан бизга маълум бўлган ифода келиб чиқади:

$$C_V = \left(\frac{\partial U}{\partial T}\right)_V (dV = 0). \qquad (72.2)$$

Ўзгармас ҳажмдаги иссиқлик сиғими эса қуйидагига тенг бўлади:

$$C_P = \left(\frac{\partial U}{\partial T}\right)_V + \left[p + \left(\frac{\partial U}{\partial V}\right)_T\right]\left(\frac{\partial V}{\partial T}\right)_p = C_V + \left[p + \left(\frac{\partial U}{\partial V}\right)_T\right]\left(\frac{\partial V}{\partial T}\right)_p. \qquad (72.3)$$

(72.3) нинг ўнг қисмига кирувчи барча катталиклар тажрибада ўлчаниши мумкин, фақат $\left(\frac{\partial U}{\partial V}\right)_T$ катталиккина тажрибада ўлчанмайди.

Бироқ ички энергиянинг ҳажм (зичлик) ўзгаришига мувофиқ ўзгаришини характерловчи $\left(\frac{\partial U}{\partial V}\right)_T$ катталик газнинг ўзгармас ҳажмда исиши туфайли унинг босимининг ўзгариши билан содда муносабат

орқали боғлиқ эканини кўрсатиш мумкин, босимнинг ўзгаришини эса осон ўлчанади. Маълум бўлишича,

$$\left(\frac{\partial U}{\partial V}\right)_T = T\left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_V - p.$$

Бу ифодани (72.3) га қўямиз ва қуйидагини ҳосил қиламиз:

$$C_p = C_V + T\left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_V\left(\frac{\partial V}{\partial T}\right)_p. \qquad (72.4)$$

Шунга мувофиқ

$$C_p - C_V = T\left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_V\left(\frac{\partial V}{\partial T}\right)_p.$$

Табиий равишда кутилганидек идеал газ учун

$$T\left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_V\left(\frac{\partial V}{\partial T}\right)_p = R,$$

шундай бўлиши $pV = RT$ тенгламадан бевосита келиб чиқади. Ноидеал газлар учун иссиқлик сиғимларининг $C_p - C_V$ фарқи R дан катта фарқ қилиши мумкин.

VI боб

ТЕРМОДИНАМИКА ЭЛЕМЕНТЛАРИ

73- §. Мувозанат ҳолатлар

Газларнинг кинетик назарияси—молекулалари орасидаги ўзаро таъсир кучлари камлиги туфайли бу молекулаларни эркин деб ҳисоблаш мумкин бўлган идеал газлардаги кўплаб ҳодисаларни осон тушунтиради. Ўзаро таъсир кучларини, масалан, реал газлардаги сингари назарга олмаслик мумкин бўлмаган ҳолларда назария уларда бўладиган ҳодисаларни унчалик аниқ тавсифламайди. Бунинг сабаби шуки, кўп ҳолларда молекулага таъсир қилувчи барча кучларни назарга олиш мумкин бўлмагани учун молекуляр ҳаракатнинг батафсил манзараси номаълум бўлади. Ҳар қандай молекуляр система ҳам бир-бири билан ўзаро таъсирлашувчи, узлуксиз ҳаракатланувчи ва ўзларининг ўзаро жойлашишини ўзгартириб турувчи кўп сонли зарралардан ташкил топган. Бундай шароитларда вақтнинг исталган моментида молекулаларга таъсир қилувчи кучларни аниқ билиш ва демак, уларнинг ҳаракатини билишнинг иложи бўлмайди. Шунинг учун молекуляр ҳаракатлар ва модданинг хоссалари орасидаги алоқани назарий аниқлаш мумкин эмас.

Шунга қарамай, модданинг қатор хоссаларини, ундаги кўплаб ҳодисаларни, молекуляр ҳаракатлар механизмини батафсил билмасдан туриб ҳам ўрганиш мумкин, бунинг учун макроскопик катталикларданги на, яъни моддани бутунича характерлайдиган, бироқ алоҳида зарраларга нисбатан қўллаш маъносиз бўлган катталиклардан фойдаланиш керак. Бундай катталиклар қаторига аввало босим ва температура киради. Аввал кўрганимиздек, бу катталиклар фақат кўп сонли зарралар тўпламига нисбатангина ишлатилганда маънога эга. Ягона бир молекуланинг босими ва температураси ҳақида гапириш мумкин эмас. Бу нарса ҳар икки катталикнинг зарраларнинг ўртача кинетик энергияси билан аниқланишиданоқ келиб чиқади.

Бунга ўхшаш ҳол билан биз механикада дуч келган эдик. Соф механикавий ҳаракатга тегишли қатор масалаларни ечишда бу ҳаракатни характерлайдиган асосий параметрларни, яъни система алоҳида жисмларининг вақтнинг ихтиёрий пайтидаги

координаталари ва импульсларини аниқлаш қийин бўлади. Бундай ҳолларда бутун системага тегишли бўлган умумий қонунлар ёрдам беради. Бундай қонунлар энергиянинг ва импульснинг сақланиш қонунларидир. Бу қонунлардан жисмлар ўзаро таъсирининг характери ва уларнинг ҳаракатини билмаган ҳолда фойдаланиш мумкин, чунки улар ихтиёрий ҳаракатлар ва ихтиёрий ўзаро таъсирлар учун ўринлидир.

Шунга ўхшаш модда зарраларининг иссиқлик ҳаракатлари билан боғлиқ бўлган хоссаларини ўрганишда ҳамда молекулаларнинг ҳаракатлари характерига боғлиқ бўлмаган, улар орасидаги ўзаро таъсирга, модданинг структурасига боғлиқ бўлмаган баъзи умумий қонунлардан фойдаланилади. Бу умумий қонунлар энергияга, унинг ўзгаришлари ва унга боғлиқ бўлган катталикларга тегишлидир.

Физиканинг модданинг мувозанат шароитларидаги иссиқлик ҳаракати билан боғлиқ бўлган умумий хоссаларини ўрганувчи қисми *термодинамика* деб аталади.

Физикада термодинамиканинг алоҳида ўрни шу нарса билан боғлиқки, қуйида баён қилинадиган сабабларга кўра энергиянинг ихтиёрий шакли унинг ўзаро айланишларида, пировардида, иссиқлик ҳаракати энергиясига ўтади. Агар, масалан, механикавий ҳаракат процессида жисм ёки жисмлар системасининг энергияси ишқаланиш кучларининг таъсирида камайса, бунинг сабаби бу энергиянинг иссиқликка ўтиши—ишқаланувчи жисмларнинг исишига сарф бўлишидир. Электр токининг энергияси, ёруғлик энергияси, химиявий реакциялар энергияси ва ҳоказо бошқа энергиялар ҳам иссиқликка айланиши мумкин. Энергиянинг ҳар бир тури бир турдан иккинчи турга айланишларда энергиянинг турли шаклларига айланиши мумкин, бироқ бу барча айланишларнинг ниҳоясида натижа иссиқлик энергияси бўлади.

Механикавий энергиянинг иссиқлик энергиясига айланиши ва аксинча иссиқлик энергияси ҳисобига механикавий иш бажариш энг катта амалий аҳамиятга эга. Бу масалани биз батафсил кўриб чиқамиз.

Бироқ бу масалага киришишдан ва термодинамика қонунларини ифодалашдан аввал *мувозанат* ҳақидаги муҳим масалага, яъни худди механикада киритилгани сингари термодинамикага киритиладиган тушунчага бирмунча аҳамият берайлик.

Механикада жисмларнинг тинч тургандаги ҳолати (албатта, қандайдир координаталар системасига нисбатан) мувозанат ҳолати деб аталади. Термодинамикада мувозанат тушунчаси бирмунча кенгроқ.

Агар системанинг ҳолатини белгиловчи макроскопик катталиклар ўзгармас бўлса (ўзининг ўртача қийматига тенглигича қолса), *система термодинамик мувозанатда бўлади.* Биринчи

навбатда бу босим ва температурага тегишлидир. Шунинг учун мувозанат ҳолатида иссиқлик ўтказувчанлик, диффузия, химиявий реакциялар, фазавий ўтишлар сингари ҳодисалар содир бўлмайди.

Бироқ термодинамик мувозанат (уни баъзида *статистик мувозанат* деб ҳам юритилади) механикавий мувозанатдан шундай муҳим томони билан фарқ қиладики, унда системани характерловчи макроскопик катталиклар ўзгармай қолса-да, системани ташкил қилган зарралар (атомлар, молекулалар) ўзларининг мураккаб ҳаракатларини тўхтатмайди. Зарраларнинг бундай ҳаракатлари системанинг ўзгаришсиз қолишига халал бермаслигига сабаб бу зарралар сонининг кўплигидир.

Масалан, бирдай температурали икки жисмни бир-бирига тегизилса, кундалик турмуш тажрибасидан маълумки, иссиқлик бир жисмдан иккинчи жисмга ўтмайди ва бир-бирига тегиб турган жисмларнинг температураси ўзгармайди, жисмлар мувозанатда қолади. Шу билан бирга, бу жисмларнинг қандайдир алоҳида тегиш нуқталарида улардан бирининг зарралари бошқасининг зарраларидан катта кинетик энергияга эга бўлиши мумкин. Бу нуқталарда иссиқликнинг бир жисмдан иккинчи жисмга ўтиши рўй беради, албатта. Бироқ иссиқликнинг бу ўтиши энергиянинг фарқи тескари ишорали бўлган бошқа нуқтадаги тескари ўтиши билан компенсация қилинади.

Умуман олганда, бир хил температурали жисмлар бўлганда иссиқлик энергияси бир жисмдан иккинчи жисмга ўтмайди ва бунинг сабаби гарчи тегишиш сирти бўйлаб зарраларнинг «индивидуал» энергиялари турли-туман бўлса-да, уларнинг ўртача энергиялари қийматлари иккала жисм учун бирдай бўлади.

Худди шу ҳол газнинг мувозанат ҳолатида бутун идиш ҳажми бўйлаб тенг тақсимланиши ва унинг зичлиги идишнинг ҳамма қисмларида бирдай бўлишидан иборат яхши маълум бўлган далилга ҳам тегишлидир. Буларнинг ҳаммаси газ молекулалари сонининг ҳаддан ташқари кўп сонли эканига боғлиқ. Агар идишда бор-йўғи юзта молекула бўлса, молекулалар ҳаракати ҳар қандай хаотик бўлганда ҳам идишнинг ҳар иккала қисмида вақтнинг исталган пайтида аниқ 50 тадан молекула бўлишини кутишимиз мумкин эмас эди. Бироқ зарралар сони ҳаддан ташқари кўп бўлганида ҳам идишнинг баъзи қисмларида молекулаларнинг бутун ҳажм бўйича ўртача текис тақсимланишидан четланишлар бўлиши мумкин. Бутун ҳажм бўйлаб газнинг ўртача зичлигигина бирдай ва ўзгармасдир.

Берк идишда суюқлик ва буғ орасидаги мувозанатнинг қарор топишида ҳам худди шу ҳолга дуч келамиз. Суюқлик устида буғланиш процесси — суюқликнинг катта тезликка эга бўлган молекулаларининг суюқлик сиртини тарк этиш процесси

натижасида буғ ҳосил бўлади. Бироқ суюқликни тарк этган молекулаларнинг бир қисми ўзининг хаотик ҳаракати туфайли суюқликка яна қайтиши мумкин ва буғ қанча кўп ҳосил бўлган бўлса, шунча кўп молекулалар қайтиши рўй беради. Суюқликни вақт бирлиги ичида тарк этган молекулалар сони буғдан суюқликка қайтган молекулалар сонига тенг бўлганда суюқлик ва унинг буғи орасида мувозанат вужудга келади. Буғ тўйинади ва бундан кейин системада ҳеч қандай макроскопик ўзгаришлар бўлмайди — босим ва температура ўзгармай қолади. Бироқ молекулаларнинг суюқликдан чиқиши ва уларнинг буғдан қайтиши мувозанат қарор топгандан кейин ҳам давом этади. Бу ҳолда ҳам, мувозанат ҳолатида буғ ҳажмининг алоҳида қисмларида буғнинг зичлиги унинг ўртача қийматидан, яъни тўйинган буғ зичлигидан бирмунча фарқ қилиши мумкин.

Бу мисоллар мувозанат ҳолатининг икки хусусиятини кўрсатади. Биринчидан, термодинамик мувозанат тушунчаси маълум даражада идеаллаштиришдир, чунки қатъий айтганда, мувозанат ҳолатида ҳолат параметрлари ўзгармас бўлади, улар ўзларининг мувозанат (ўртача) қийматлари яқинида кичик четлашишларга эга бўлади. Бундай четлашишлар юқорида айтиб ўтганимиздек (7- §) *флуктуациялар* дейилади. Иккинчидан, термодинамик мувозанат тўғрисида фақат системани ташкил қилган зарралар сони жуда кўп бўлгандагина гапириш мумкин.

Бу бобда биз баён қиладиган термодинамика қонунлари ҳам зарралар кўп сонли зарралардан ташкил топган системаларгагина тегишли эканини қайд қилиб ўтамиз.

74- §. Қайтар ва қайтмас процесслар

Агар система бирор сабабга кўра мувозанат ҳолатида бўлмаса ёки мувозанат ҳолатидан чиқарилиб, сўнгра ўз-ўзича қолдирилган бўлса (яъни ҳеч қандай ташқи кучлар таъсирида бўлмаса), у ҳолда система ўз-ўзидан мувозанат ҳолатига ўтишини тажриба кўрсатади. Ҳатто шундай таъриф бериш ҳам мумкин: мувозанат ҳолати — ҳар қандай молекуляр системанинг унга ташқи кучлар таъсир қилмаганда ўтадиган ҳолатидир. Мувозанат ҳолатига ўтиш процесси *релаксация,* бунинг учун керак бўлган вақт эса *релаксация вақти* деб аталади.

Бироқ мувозанат қарор топгандан сўнг, тажрибанинг кўрсатишича, система ўз-ўзидан дастлабки мувозанатсиз ҳолатига қайта олмас экан. Бошқача айтганда, системанинг мувозанат ҳолатга ўтишдаги ҳолат ўзгаришлари ташқи таъсирсиз тескари йўналишда рўй бериши мумкин эмас экан.

Масалан, бир-бирига тегиб турган икки жисмнинг дастлаб температуралари турлича бўлган ва улар ўз ҳолига қўйилган

бўлса, у ҳолда, ниҳоят, уларнинг температуралари тенглашади. Бироқ тескари процесс — улар орасидаги температура фарқининг ортиши — ташқи таъсирсиз рўй бериши мумкин эмас.

Газ ўз-ўзидан бутун идиш ҳажми бўйлаб тарқалади ва бундай ҳолат мувозанат ҳолатга мос келади. Бироқ ташқи кучлар таъсирисиз газ ҳеч вақт идишнинг бир қисмида унинг бошқа қисмидагига нисбатан катта миқдорда (катта зичлик билан) тўпланмайди.

Худди шунингдек, агар идишга икки хил газ қамалса, у ҳолда улар ўзаро диффузия туфайли аралашиб кетади ва аралашманинг таркиби ҳамма жойда бирдай бўлади. Бу мувозанат ҳолат бўлади. Бироқ бу газларни қайтадан ажратиш учун ташқаридан анча катта куч талаб қилинади.

Келтирилган мисоллар молекуляр системаларда рўй берадиган процессларнинг муҳим хусусиятини — уларнинг *қайтмас* процесслар эканини кўрсатади. Бу молекуляр процесслар қатъий *қайтиш* характерига эга бўлган соф механикавий системалардан шу жиҳати билан фарқ қилади.

Қайтар процесс деб система (ёки алоҳида бир жисм) *ҳолатининг шундай ўзгаришига айтиладики, бу процесс тескари йўналишда амалга оширилганда система худди тўғри процессда ўтган оралиқ ҳолатлари орқали тескари кетма-кетликда ўтиб, ўзининг дастлабки ҳолатига қайтсин, бироқ системадан ташқаридаги жисмларнинг ҳолати эса ўзгармай қолсин.*

Механикада кўриладиган барча ҳаракатлар *қайтар* процесслар бўлиб, бундан фақат ишқаланиш кучлари иштирок этадиган ҳаракатларгина мустаснодир (чунки ишқаланиш кучлари таъсирида иссиқлик ажралади ва бунда процесс соф механикавий процесс бўлмай қолади).

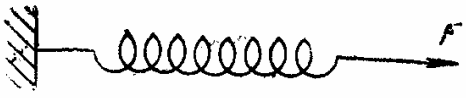
Масалан, тамоман эластик шар қаттиқ сиртга тушаётган бўлса, у ҳолда шарнинг потенциал энергияси кинетик энергияга айланади, шунинг учун шар тушаётган сиртга урилган пайтда, агар шар пастга ҳаракатланаётганда унинг ҳавога ишқаланиш кучлари бўлмаса, унинг кинетик энергияси дастлабки потенциал энергиясига аниқ тенг бўлади. Шар сиртга урилган вақтда улардаги деформация туфайли эластиклик кучлари юзага келади, агар процесс тўхтатилмаса, бу кучлар шарни юқорига қараб тескари ҳаракатланишга мажбур қилади. Бунда яна потенциал энергия, энди бунда деформация энергияси, шар ҳаракатининг кинетик энергиясига айланади, шар ўзи тушишни бошлаган баландликка кўтарилади. Бу процесс кўп марта такрорланиши мумкин. Равшанки, шарнинг юқорига кўтарилиши унинг тушишига тескари процесс ва шар кўтарилаётганда худди унинг тушишидаги координаталари ва тезликлари билан белгиланадиган оралиқ ҳолатлари орқали тескари тартибда ўтади. Бинобарин, бу соф механикавий процесс қайтар процессдир.

Тўғри, процесс худди ҳозир биз баён қилгандек бориши учун ҳавога ишқаланиш кучлари бўлмаслиги, шар тамоман эластик бўлиши, шар уриладиган сирт ҳам эластик бўлиши керак. Бу шартларнинг ҳаммаси қайтар процесснинг ҳатто биз кўраётган механикавий мисолда ҳам қандайдир идеаллаштириш эканини кўрсатади, чунки аслида, тамоман эластик жисмлар мавжуд эмас, ишқаланиш кучларини бутунлай йўқотиш мумкин эмас ва ҳоказо. Бироқ механикавий ҳаракатлар, жуда бўлмаганда принцип жиҳатидан, қайтар процесслардир.

Юқорида келтирилган шартларни қаноатлантирмайдиган процесслар *қайтмас процесслар* деб аталади.

Ўзгаришлар ёки процессларнинг қайтар ёки қайтмаслиги ҳақидаги тушунчани аниқлашга имкон берадиган мисол келтирайлик.

Айтайлик, бир учи маҳкамланган пружина унинг иккинчи учига қўйилган F куч билан деформацияланаётган (чўзилаётган) бўлсин (90- расм). Пружина F куч томонидан бажариладиган иш ҳисобига чўзилиб ўзининг потенциал энергиясини орттиради. Агар пружина маълум узунликка чўзилгандан сўнг кучнинг таъсири тўхтатилса, у ҳолда пружина дастлабки ҳолатига қайтиб, ўзининг потенциал энергиясини мос равишда камайтиради.



90- расм.

Пружинанинг бундай чўзилиш процессини қайтар процесс дейиш мумкинми?

Агар пружинани тез чўзиб («тез» деган сўзнинг маъносини қуйида кўрамиз), кучнинг таъсирини дарҳол тўхтатсак, у ҳолда процесс қайтмас процесс бўлади.

Ҳақиқатан ҳам, F куч пружинани чўза бошлаган вақтда пружинанинг бевосита куч қўйилган қисми, яъни аввал унинг маҳкамланмаган учидаги қисми чўзила бошлайди. Секин-аста деформация пружинанинг қолган қисмларига узатилади ва энг охирида унинг маҳкамланган учига туташган қисмлари деформацияланади.

Куч таъсири тўхтатилгандан сўнг пружина сиқила бошлайди. Бироқ энди деформация, бу гал сиқилиш деформацияси, пружинанинг дастлаб куч қўйилган нуқтасига туташувчи қисмида рўй беради, чунки бу қисм биринчи бўлиб кучнинг таъсир қилмай қўйганини «сезади». Бу қисмдан деформация тобора бутун пружина бўйлаб у дастлабки ҳолатига қайтгунича узатилади.

Шундай қилиб, гарчи сиқилиш процесси тескари йўналишда бўлса-да, бироқ пружина бунда оралиқ ҳолатларни тескари тартибда ўтмайди: тўғри процессда дастлаб пружинанинг маҳкамланган учига туташувчи қисми деформацияланди ва ундан деформация пружинанинг қолган қисмларига тарқалди; пружи-

на сиқилишда ҳам тескари тартибда эмас, балки худди шу тартибда деформацияланди, шунинг учун баён қилинган тажрибада пружинанинг чўзилиш процессини қайтар процесс деб ҳисоблаш мумкин эмас. Процесснинг қайтмаслиги шундаки, куч таъсири тез тўхтатилганда пружина тебранма ҳаракатга келади, тебранма ҳаракат эса қайтар процесс эмас: ишқаланиш кучи туфайли тебранишлар сўнади ва тебранишлар энергияси иссиқликка айланади.

Худди шу сабабли газни тез сиқиш ёки кенгайтириш изотермик бўлганда ҳам, адиабатик бўлганда ҳам қайтар процесс бўлмайди. Пружина мисолидаги сингари, бу ерда ҳам, процесснинг қайтмас бўлишига сабаб шундаки, тўғри процессда ҳам, тескари процессда ҳам оралиқ ҳолатларнинг навбатлашиши бирдай бўлади.

Қайтмас процессларга газнинг ташқи кучлар билан мувозанатлашмаган бўшлиққа кенгайиши ҳам мисол бўла олади. Барча кўчиш ҳодисалари — иссиқлик ўтказувчанлик, диффузия ва ички ишқаланиш ҳам қайтмас процессдир.

75- §. Квазистатик процесслар

Қайтар ва қайтмас процесслар тушунчаси муносабати билан II бобда гапирилган квазистатик процесслар ҳақида (104- бетга қ.) эслатиб ўтамиз.

Баъзи ҳолларда бир хил шароитда қайтмас бўлган процесслар иккинчи хил шароитда қайтар процесс бўлиши мумкин. Масалан, биз баён қилган пружинанинг чўзилиш процесси қайтар процесс шаклида амалга оширилиши ҳам мумкин. Бунинг учун пружинани чўзувчи ташқи куч пружина чўзилган сари узлуксиз ортиб бориши ва ҳар бир берилган пайтда у пружинанинг ўзининг эластиклик кучига қарама-қарши бўлиши керак. Бошқача айтганда, пружина ҳар бир берилган пайтда мувозанат ҳолатида бўлиши керак. Бунинг учун пружинани шунчалик секин чўзиш керакки, деформация пружинанинг бутун узунлиги бўйлаб узатилишига улгурсин ва ҳамма нуқталарда бирдай бўлсин. Ана шунда пружина вақтнинг ихтиёрий пайтида мувозанатда бўлади. Принцип жиҳатидан процесс чексиз секин амалга оширилиши керак. Амалда чўзиш вақти релаксация вақтига нисбатан катта бўлиши керак. Агар процесснинг давомийлиги релаксация вақтидан кичик бўлса, у ҳолда мувозанат қарор топишга улгурмайди, процесс қайтар процесс бўлолмайдиган даражада тез бўлади.

Бутун процесс давомида система мувозанат ҳолатида қоладиган процесслар квазистатик процесслар деб аталишини эслатиб ўтамиз. Бундай процессларда барча оралиқ ҳолатлар муво-

занат ҳолатлари бўлгани учун уларнинг қайтар процесс бўлиши тушунарли.

Юқорида келтирилган пружинани чўзиш ва сиқиш ёки газни кенгайтириш ва сиқиш мисолларида релаксация вақти — товушнинг тарқалиш вақтидир, чунки товуш тўлқинлари жисмда тарқалаётган кенгайишлар ва сиқилишлардир.

Масалан, газни поршень ёрдамида кенгайтириш ёки сиқиш квазистатик бўлиши учун поршеннинг тезлиги газда товушнинг тарқалиш тезлигидан анча кичик бўлиши керак, чунки шу шартдагина босим газнинг бутун ҳажми бўйлаб тенглашишга улгуради. Бу ҳолда газнинг кенгайиш иши максимал бўлишини кўрган эдик (105- бетга қ.).

Квазистатик процессларнинг босимнинг ҳажмга боғлиқлигини ифодаловчи эгри чизиқ сифатида, ёки масалан, босимнинг температурага боғланиш эгри чизиғи тарзида тасвирланиши мумкин эканини яна бир бор эслатиб ўтамиз. Қайтмас процесс эса бундай эгри чизиқ тарзида ифодаланиши мумкин эмас. Маълумки, агар процесс мувозанатсиз (ноквазистатик) бўлса, ҳажмнинг берилган қийматига мос келувчи аниқ босим ёки аниқ температура ҳақида гапириш мумкин эмас. Табиий рўй берадиган барча процесслар, масалан, иссиқроқ жисмдан совуқроқ жисмга иссиқликнинг узатилиши, газ аралашмаларида концентрацияларнинг тенглашиши ва ҳоказолар ҳамма вақт қайтмас ва албатта, ноквазистатик процесслардир.

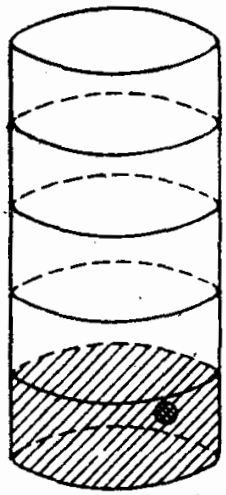
76- §. Қайтмаслик ва эҳтимоллик

Шундай қилиб, молекулаларнинг иссиқлик ҳаракатлари билан боғлиқ бўлган процессларнинг механикавий ҳаракатлардан ўзининг қайтмас бўлиши билан фарқланишини кўрдик.

Шунга қарамай, молекулалар ҳаракатининг ўзи ҳеч бўлмаганда биринчи яқинлашишда механика қонунларига бўйсунади ва идеал газлар кинетик назариясининг асосий тенгламаларини чиқаришда биз шу қонунлардан фойдаландик. Шундай табиий савол туғилади: ҳар бири алоҳида равишда механика қонунларига бўйсунадиган ва демак, ҳаракатлари қайтар процесс бўлган зарралар тўплами фақат қайтмас ўзгаришларга эга бўлиши мумкин. (Бундан квазистатик процесслар мустасно, чунки улар ўз-ўзидан маълумки, рўй бермайди.)

Бунинг сабаби зарралар сонининг улкан бўлиши ва улар ҳаракатларининг тамомила хаотик эканини биз ҳозир кўрамиз. Зарралар сонининг миқдорий ўзгариши туфайли содир бўладиган бундай сифатий фарқининг сабабини тушунтириш учун ушбу мисолни кўрайлик.

Ҳажми V бўлган идиш ҳаво билан тўлдирилган бўлсин. Фикран идишнинг ҳажмини ҳар бирининг ҳажми V' бўлган, айтайлик, беш



91- расм.

қисмга бўламиз ва улардан бирига, масалан, штрихланган энг пасткисига (91- расм) битта бегона молекула, айтайлик, эфир молекуласини киритамиз. Ҳаво зарралари билан биргаликда тартибсиз иссиқлик ҳаракатларида қатнашиб, бизнинг молекуламиз тезда ажратилган ҳажмни тарк этади ва ўзининг келгуси ҳаракати давомида идишнинг ҳамма беш қисмига, жумладан, ўзи ҳозиргина тарк этган қисмига ҳам тушади:

Агар биз эфир молекуласининг штрихланган V' ҳажмидан штрихланмаган ҳажмга ўтиши қайтар процесс бўладими, деб савол қўйсак, у ҳолда бу саволга тасдиқ жавоби беришимиз мумкин, чунки ҳеч қандай ташқи таъсирсиз бизнинг молекула жуда тез вақт ичида идиш ҳажмининг ўзи тарк этган қисмига қайтиши мумкин. Агар биз унинг ҳар бир секунддаги тутган ўрнини кузатиб турсак, унинг тахминан барча кузатилган вақтнинг бешдан бирида V' ҳажмда учратишимизга шубҳа йўқ. Биз аввал киритилган (57- бетга қ.) эҳтимоллик тушунчасига кўра, молекулани V' ҳажмда топиш эҳтимоллиги 1/5 га тенг дейишимиз мумкин. Бундай эҳтимоллик қаралаётган процессни қайтар процесс, яъни ҳар икки йўналишда содир бўлиши мумкин деб қараш учун етарлича каттадир.

Агар биз энди эфирнинг битта эмас, иккита молекуласини киритсак, у ҳолда бу молекулаларнинг V' ҳажмда бир вақтда бўлиш эҳтимоллиги эҳтимолликларни кўпайтириш теоремасига кўра $(1/5)^2$ га тенг (ҳар икки молекула бир-биридан мустақил ҳаракатлангани учун бу ерда худди шу теорема ишлатилиши керак). Бу эҳтимоллик энди анча кичик ва иккала молекуланинг V дан V' га ўтиш процессини қайтар процесс деб ҳисоблаш ҳуқуқи камроқ бўлади. Агар биз 3, 4, 5, ... эфир молекуласини киритсак, у ҳолда бу молекулаларни яна дастлабки ҳажмда топиш эҳтимоллиги мос равишда

$$(1/5)^3;\ (1/5)^4;\ (1/5)^5;\ \ldots$$

га тенг бўлади.

Дастлаб V' ҳажмга киритилган эфир зарралари сони ортган сари уларни қайтадан бу ҳажмда топиш эҳтимоллиги камайиб боради. Демак, эфир ва ҳаво зарраларининг табиий аралашиш процесси шунча қайтмас бўлиб боради.

Агар биз бу нарсани вақтга нисбатан кўрадиган бўлсак, шундай эканлиги янада равшан бўлади. Айтайлик, V' ҳажмни тарк этган битта молекула бу ҳажмга 2 секунддан сўнг қайтади. Бир эмас икки молекулани шу ҳажмга қайтишини кутиш учун 2^2 сек, учтасининг қайтиши учун 2^3 сек ва ҳоказо вақт керак бўлади. Бироқ эфир молекулалари сони 100 та бўлса, у ҳолда барча 100 молеку-

ланинг V' ҳажмга қайтишини кузатиш учун энди 2^{100} сек вақт керак бўлади, бу сон ўттиздан ортиқ рақамли сон бўлиб, бу муддат Ернинг ёшидан миллионлаб марта каттадир. Бироқ табиатда зарралар сони 100 ва ҳатто 1000 эмас, миллиард, ўнлаб, юзлаб, минглаб миллиардлар бўлади. Бир газнинг иккинчи газга диффузияланиш процессини тамомила қайтмас процесс деб ҳисоблаш мумкин, лекин принцип жиҳатидан газнинг ўз-ўзидан тескари ўтиш процессини ҳам кутиш мумкин. Бироқ унинг эҳтимоллиги шунчалик камки, амалда мутлақо бўлмайди деб ҳисоблаш мумкин. Ҳозиргина келтирилган мисолни умумлаштириб шундай дейиш мумкин, агар V ҳажмдан унинг $1/m$ қисмига тенг бўлган V' ҳажмни ажратсак, у ҳолда

$$V' = V/m$$

бўлади, бунда N та зарранинг ана шу ажратилган қисмда бўлиш эҳтимоллиги $W = \left(\frac{1}{m}\right)^N$ га тенг бўлади, агар N катта бўлса, W эҳтимоллик жуда кичик бўлади.

Энди бўш, яъни гази бўлмаган V ҳажмли идишда ҳажмнинг бошқа қисмларидан тўсиқ билан тўсилган $V' = V/m$ ҳажмни ажратдик, дейлик. Газнинг N молекуласини V ҳажмга киритиб, сўнгра тўсиқни олиб ташлаймиз. Тўсиқ олингандан сўнг газнинг барча зарралари бутун V ҳажмни эгаллаши равшан. Агар температура ўзгармас сақланса, у ҳолда бундай кенгайиш газнинг V' ҳажмдан V ҳажмга изотермик кенгайиши бўлади. Бундай кенгайиш газ ҳолатининг ўзгаришидир ва энди биз бундай *ҳолатнинг эҳтимоллиги* катта ёки кичиклиги ҳақида гапиришимиз мумкин.

Биз кўраётган ҳолда гап газнинг V' ҳажмга тўпланган ҳолатидан (V' ҳолат) унинг V ҳажмни эгаллаган ҳолатига ўтиши (V ҳолат) тўғрисида боряпти. Бу ҳолатлардан биринчисининг W эҳтимоллиги юқорида кўрганимиздек, $(1/m)^N$ га тенг, ёки $m = \frac{V}{V'}$ бўлгани учун

$$W = \left(\frac{V'}{V}\right)^N. \qquad (76.1)$$

V ҳолатга келганда эса шуни айтиш керакки, бунда газ V ҳажмдан бошқа ҳажмда бўлиши мумкин эмас (V' ҳажм ҳам V ҳажмнинг бир қисми), шунинг учун бу ҳолатнинг эҳтимоллиги бирга тенг. Шундай эканлиги (76.1) формулада ҳам, агар унда $V' = V$ қўйилса яққол кўриниб туради.

N нинг қиймати катта бўлганида модда зарраларининг сони (N эса амалда ҳамма вақт катта бўлади), ҳатто V' ҳажм V дан жуда кам фарқ қилганида ҳам, газнинг ҳажмни тамомила эгалламай, унинг бир қисмида тўпланган ҳолатлари эҳтимоллиги ҳаддан ташқари кичик бўлади.

Мисол учун газнинг атмосфера босими ва хона температурасида ($T = 300$ К) ҳажми $V = 1$ см^3 бўлган идишни унинг ҳажмининг

миллиарддан бир улушидан бўлак ҳаммасини тўлдириш эҳтимоллигини ҳисоблайлик. Бу деган сўз,

$$\frac{V-V'}{V}=1-\frac{V'}{V}=\alpha=10^{-9}$$

демакдир.

Молекулалар сони

$$N=\frac{P}{kT}\approx 2{,}4\cdot 10^{19}$$

га тенг, у ҳолда (76.1) га мувофиқ

$$W=(V'/V)^N=(1-\alpha)^N. \qquad (76.2)$$

α нинг кичик қийматлари учун қўлланиладиган илгаридан маълум бўлган формуладан фойдаланамиз (бизда $\alpha=10^{-9}$):

$$\lim_{\alpha\to 0}(1-\alpha)^{-1/\alpha}=e=10^{\lg e}=10^{0,43}$$

(бу ерда e — натурал логарифмларнинг асоси), у ҳолда (76.2) ни шундай ўзгартириш мумкин:

$$W=\left(\frac{V'}{V}\right)^N=(1-\alpha)^N=\frac{1}{(1-\alpha)^{-\frac{1}{\alpha}N\alpha}}\approx\frac{1}{10^{0,43\cdot 2,4\cdot 10^{19}\cdot 10^{-9}}}\approx\frac{1}{10^{10^{10}}}.$$

Бу касрнинг махражидаги сон — бирдан сўнг ўн миллиард ноли бўлган сондир. Молекулаларнинг идиш ҳажмининг кичик бўлагини ташкил қилувчи ҳажмда тўпланиш эҳтимоллиги эса яна ҳам кичикдир. Табиий ўтувчи процессларнинг қайтмас эканлигига сабаб шудир. Агар газ ўз-ўзидан идишнинг бутун ҳажми бўйлаб тарқалса-ю, бу ҳажмнинг бир қисмида ҳеч қачон тўпланмаса, бу процессларнинг иккинчиси мутлақо амалга ошмайди. Аксинча, механиканинг молекулалар бўйсунадиган қонунлари бу процесснинг ҳар иккала йўналишда амалга ошишига йўл қўяди, бироқ зарралар сони жуда катта бўлгани учун бир йўналишдаги процесснинг эҳтимоллиги шунчалик камки, уни амалда кузатиш мумкин эмас.

Бу фикрлар зарраларнинг ҳажмда тақсимланишига оид хусусий ҳолга тегишли эди. Бироқ уларни кўп сондаги зарралар иштирок этадиган ҳар қандай бошқа процессга ҳам татбиқ қилиш мумкин. Молекулаларнинг идиш ҳажмининг кичик бўлагида ўз-ўзидан концентрацияланиши худди совуқ жисмдан иссиқ жисмга иссиқликнинг ўз-ўзидан ўтиши ёки газ аралашмаси компоненталарининг ўз-ўзидан ажралиши сингари кам эҳтимоллидир. Бунга ўхшаш барча ҳолларда ўз-ўзидан мувозанат ҳолатига ўтилади, бундай ўтишнинг эҳтимоллиги катта бўлади. Бироқ мувозанатсиз ҳолатига қайтиб ўтиш ҳеч вақт амалга ошмайди, чунки бундай ҳолатнинг эҳтимоллиги жуда кичик.

Бинобарин, зарраларининг ҳар бири механикавий қонунларга бўйсунадиган, яъни ҳаракати қайтувчан бўлган кўплаб зарралардан тузилган молекуляр системалардаги процессларнинг қайтмаслиги фақат бу зарралар сонининг кўп бўлиши билан тушунтирилар экан. Зарралар сони кўп бўлмаганда эди, система ҳеч қандай қайтмас процессларни билмаган бўлар эди.

Квазистатик процессларга келганда шуни айтиш керакки, бу ҳолларда мувозанат ҳолатига ўтиш оралиқ мувозанат ҳолатлари орқали амалга ошгани учун, бу процесслар ихтиёрий йўналишда бирдай эҳтимоллик билан рўй бериши мумкин.

77-§. Механикавий ва иссиқлик энергияларининг ўзаро айланиши

Процессларнинг қайтувчанлиги ва қайтмаслиги, мувозанат ҳақидаги тушунчалар умумий тушунчалардир ва табиатда бўладиган ҳамма процессларга тегишлидир.

Бирор системанинг мувозанатга ўтишида табиатда рўй берадиган процесслардан бири механикавий энергиянинг иссиқликка айланишидир. Бундай айланишга ишқаланишда иссиқлик ажралиши мисол бўла олади. Бу ерда ва бундан кейин механикавий энергия деб макроскопик энергияни, яъни жисмлар ҳаракатининг кинетик энергияси ва бу жисмларга таъсир этувчи кучлар туфайли юзага келадиган потенциал энергиясини тушунамиз. Бунга қарама-қарши равишда молекулалар иссиқлик ҳаракатининг кинетик энергияси ва уларнинг ўзаро таъсирининг потенциал энергияси ички энергия деб аталади. Бинобарин, механикавий энергия ҳисобига иссиқликнинг ажралиши — бу макроскопик энергиянинг микроскопик иссиқлик ҳаракатлари энергиясига айланиш процессидир.

Бунга тескари процесс — бу иссиқликнинг механикавий энергияга айланиши ёки худди шунинг ўзи, иссиқлик ҳисобига механикавий энергия ҳосил қилишдир. Ўз вақтида иссиқлик ҳисобига механикавий иш бажариш методларининг кашф қилиниши цивилизация тарихида янги даврнинг бошланиши бўлган эди. Бизнинг давримиз ядро энергиясидан иш бажариш учун фойдаланиш бошланган яна ҳам муҳим аҳамиятлироқ даврдир. Бироқ ядро энергияси ҳам ҳозирги вақтда бевосита механикавий ишга айлантирилмайди, ядро энергиясининг механикавий ишга айланишида яна иссиқлик оралиқ воситадир. Механикавий ва иссиқлик энергияларининг ўзаро айланиш процессларини бошқарувчи умумий қонунларни ўрганишнинг муҳимлиги шундан келиб чиқади.

Тарихий жиҳатдан термодинамика физиканинг механикавий ва иссиқлик энергиялар орасидаги боғланишни ўрганувчи бўлими сифатида пайдо бўлди. Ўзининг келгуси тараққиётида

термодинамика иссиқлик энергияси ва бошқа тур энергиялар — химиявий, электр, нур энергиялари ва ҳоказо — ораларидаги боғланишни ўрганувчи фан бўлиб қолди.

Келгуси параграфларда биз иссиқлик ва механикавий энергияларни боғловчи умумий қонунларни қараш билан чекланамиз.

78- §. Термодинамиканинг биринчи бош қонуни

Механикавий ва иссиқлик энергияларини боғловчи биринчи қонун энергиянинг сақланиш қонунидир, бу қонунни идеал газга нисбатан биз батафсил кўрдик (100- бетга қ.). Бу қонун термодинамиканинг биринчи бош қонуни деб аталади. Бу ерда шу қонуннинг мазмунини эслатиб ўтамиз.

Агар системанинг ҳолати унга бирор dQ иссиқлик миқдорини бериш туфайли ўзгарса ва бунда системанинг ҳолати ўзгариши натижасида у dA иш бажарса, у ҳолда энергиянинг сақланиш қонуни шундай ифодаланади: берилган иссиқлик миқдори бажарилган иш билан система ички энергияси ўзгаришининг йиғиндисига тенг. Энергиянинг сақланиш қонунининг математик ифодаси қуйидаги шаклда бўлади:

$$dQ = dU + dA. \tag{78.1}$$

Кўрганимиздек,

$$dA = pdV.$$

(78.1) формулани яна шундай ёзиш мумкин:

$$dU = dQ - dA.$$

Агар гап ҳолатнинг кичик ўзгариши эмас, балки макроскопик ўзгариши устида бораётган бўлса, у ҳолда ҳамма dQ ва ҳамма dA ларни қўшиш керак ва системанинг ўтишида, масалан, 1 ҳолатдан 2 ҳолатга ўтишида ички энергиянинг ўзгаришини ҳисоблаш мумкин:

$$\int_1^2 dU = \int_1^2 dQ - \int_1^2 dA.$$

Бу ерда шуни қайд қилиб ўтиш керакки, берилган иссиқлик миқдори ва шунингдек система бажарган (ёки унинг устида бажарилган) иш миқдори 1 ҳолатдан 2 ҳолатга система қандай йўл билан ўтганига боғлиқ бўлади. Энергиянинг ўзгариши dU эса, равшанки, ўтиш йўлига эмас, фақат бошланғич ва охирги ҳолатларга боғлиқ бўлади. Шунинг учун шундай ёзиш мумкин:

$$\int_1^2 dU = U_2 - U_1 = \int_1^2 dQ - \int_1^2 dA,$$

бироқ қуйидагича кўринишда ёзиш мумкин эмас:

$$\int_1^2 dQ = Q_2 - Q_1 \text{ ёки } \int_1^2 dA = A_2 - A_1.$$

Бу деган сўз, ҳар бир ҳолатда система аниқ ички энергия U қийматига эга бўлади демакдир, бироқ система аниқ иссиқлик миқдори ёки ишга эга деб бўлмайди. Шунинг учун ички энергияни *ҳолат функцияси* деб юритилади. Бироқ Q ва A ҳолат функциялари эмас, балки ҳолат ўзгариш *процессининг* функцияларидир[1].

Система қатор ҳолатлардан ўтиб ўзининг дастлабки ҳолатига қайтадиган *циклик* процесслар (ёки *айланма* процесслар) алоҳида аҳамиятга моликдир. Бу ҳолда $\oint dU = 0$ бўлади. Бироқ бу Q ва A ҳам нолга тенг деган гап эмас. Циклик процессда жисм бирор миқдор иссиқлик олиши ёки бериши мумкин, жисм иш бажариши ёки унинг устида иш бажарилиши мумкин, бироқ ички энергиянинг ўзгариши нолга тенг бўлади.

Бундай ҳолда термодинамиканинг биринчи бош қонуни қуйидагича ёзилади:

$$\oint dQ = \oint dA,$$

бу ерда $\oint$ белги берк контур бўйича интеграллашни билдиради.

Термодинамиканинг биринчи бош қонуни мувозанатли процессларга ҳам, номувозанат процессларга ҳам бирдай тегишли. Номувозанат процесслар гарчи эгри чизиқ шаклида ифодаланиши мумкин бўлмаса-да, бироқ системанинг бошланғич ва охирги ҳолатлари бу ҳолда ҳам тамомила аниқдир.

Термодинамиканинг биринчи бош қонунини идеал газга татбиқ қилиб ҳосил қилинган асосий муносабатларни эслатиб ўтамиз.

1. Бир моль идеал газнинг унинг V_1 ҳажмдан V_2 ҳажмгача изотермик кенгайганида бажарган иши қуйидагига тенг:

$$A = RT \ln \frac{V_2}{V_1}. \tag{78.2}$$

2. Адиабатик кенгайишда агар газнинг температураси T_1 дан T_2 гача пасайган бўлса, бир моль газнинг бажарган иши қуйидагига тенг:

$$A = \frac{R(T_1 - T_2)}{\gamma - 1}.$$

Бу ерда $\gamma = \frac{C_p}{C_V}$ ўзгармас босимдаги иссиқлик сиғимининг ўзгармас ҳажмдаги иссиқлик сиғимига нисбати. Шуни эслатиб ўтиш ке-

[1] Математик жиҳатдан бу dU дан фарқли равишда dA ва dQ катталикларнинг тўлиқ дифференциали эмаслигини билдиради.

ракки, келтирилган формулалар газнинг ҳолати квазистатик ўзгарган ҳолига, яъни қайтувчанлик йўли билан рўй берган ҳолига тегишлидир.

Термодинамиканинг биринчи бош қонуни ҳолат ўзгариши процессларининг қайси йўналишда амалга ошаётганини кўрсатмаслигини қайд қилиб ўтиш керак. Биринчи қонун нуқтаи назаридан, масалан, иссиқлик иссиқ жисмдан совуқ жисмга ва совуқ жисмдан иссиқ жисмга ҳам ўтиши мумкин. Бунда фақат бир жисм томонидан берилган энергия бошқа жисмнинг олган энергиясига тенг бўлиши керак. Бинобарин, табиатда процессларнинг қайтмаслиги термодинамиканинг биринчи бош қонунидан келиб чиқмайди.

Юқорида келтирилган муносабатлар механикавий иш бажариш натижасида ажраладиган иссиқлик миқдорини ҳисоблашга имкон беради. Маълумки, механикавий иш бажариш натижаси сифатида маълум ҳолларда шу ишга тенг бўлган иссиқлик миқдори пайдо бўлиши мумкин. Бу деган сўз, макроскопик ҳаракатнинг энергияси бутунлай модда молекулаларининг микроскопик ҳаракатлари энергиясига ўтади, демакдир.

Иссиқликнинг механикавий ишга айланишидан иборат тескари процессни қуйида кўрамиз.

79- §. Иссиқликни механикавий ишга айлантириш

Маълумки, иссиқлик деб юқорироқ температурали жисмдан пастроқ температурали жисмга, масалан, бу икки жисмнинг тегишиши натижасида, узатиладиган энергияга айтилади. Ўз-ўзидан бундай энергия узатишда иш бажарилмайди, чунки бунда ҳеч қандай жисм ҳаракатланмайди. Энергия узатишда фақат иссиқлик берилаётган жисмнинг ички энергиясининг ортишига ва температураларнинг тенглашишига олиб келади, шундан сўнг иссиқлик узатиш процессининг ўзи ҳам тўхтайди. Бироқ агар иссиқлик кенгайиши мумкин бўлган жисмга узатилаётган бўлса, бу иссиқлик иш бажариши мумкин. Энергиянинг сақланиш қонунига мувофиқ бу иш қуйидагига тенг:

$$dA = dQ - dU,$$

бу ерда dU — ички энергиянинг ўзгариши. Изотермик процессда, яъни ички энергия ўзгармаганда энг кўп иш бажарилади, яъни

$$dA = dQ.$$

Бундан катта иш бажарилиши мумкин эмас, албатта. Бинобарин, берилган иссиқлик миқдорига тенг максимал иш бажариш учун иссиқликни кенгаяётган жисмга шундай узатиш керакки, бу жисм билан иссиқлик манбаи орасида температуралар фарқи

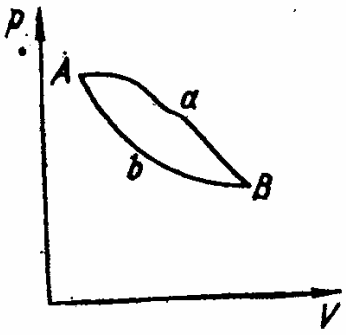
бўлмасин, чунки яна қайд қилиб ўтамизки, иссиқлик узатишнинг қайтмас процесси иссиқликнинг ишга айланиши учун фойдасиздир ва у фақат жисмнинг ички энергиясини орттириб, иш бажарилишига зиён келтиради. Тўғри, иссиқлик манбаи билан иссиқлик узатилаётган жисм орасида мутлақо температура фарқи бўлмаса, иссиқлик узатилмайди. Бироқ иссиқлик берилиши учун амалда тўла изотермикликдан фарқ қилмайдиган чексиз кичик температуралар фарқининг бўлиши ҳам етарли. Бундай шароитларда иссиқликнинг узатилиш процесси чексиз секин боради ва шунинг учун қайтувчан бўлади.

Айтилганларнинг ҳаммаси иш бажараётган жисмга иссиқлик беришнинг *бир каррали* актига тегишли, холос. Яна такрор айтамизки, бу ҳолда жисм манбадан олган иссиқликка тенг иш бажариши мумкин. Масалан, агар идеал газнинг бир моли иссиқлик олиб, V_1 ҳажмдан V_2 ҳажмгача изотермик кенгайса, у ҳолда $R\ln(V_2/V_1)$ га тенг иш бажарилади.

Бироқ техника учун иссиқликнинг механикавий ишга айланишининг бундай саноқли актлари аҳамиятли эмас. Иссиқликни ишга айлантирувчи реал мавжуд бўлган қурилмалар (буғ машиналари, ички ёнув двигателлари ва ҳоказо) маълумки, *циклик* равишда ишлайди, яъни уларда иссиқликни узатиш (бериш) ва уни ишга айлантириш процесслари даврий такрорланиб туради. Бунинг учун иш бажараётган жисм манбадан иссиқлик олгандан сўнг, яна худди шундай процессни қайтадан бошлаш учун ўзининг дастлабки ҳолатига қайтиши керак. Бошқача айтганда бу жисм *айланма процессларни* бажариши керак.

Аввалги ҳолатни қайта тикловчи ҳолат ўзгаришлари тўплами *цикл* деб аталади.

Агар жисмнинг ҳолати унинг босими ва ҳажми орқали характерланса, у ҳолда бу ҳолат график равишда $p-V$ диаграммадаги нуқта билан ифодаланади. Ҳолатнинг ўзгариши бундай диаграммада чизиқ билан, масалан, 92-расмдаги AaB чизиқ билан ифодаланади. Айланма процесс (цикл) ёпиқ эгри чизиқ, масалан, $AaBbA$ эгри чизиқ билан ифодаланади. Бу цикл давомида бажарилган иш бу ёпиқ эгри чизиқ билан чегаралланган юзага тенг бўлади (103- бетдаги 33- расмга қ.).



92- расм.

Кельвин принципи. Шундай савол туғилади: циклик процессда ҳам манбадан олинган иссиқликка тенг миқдорда иш бажариш мумкинми? Биринчи қарашда бунга ҳеч нарса халал бермайдигандек туюлади. Чунки цикл натижасида иш бажарган жисм ўзининг дастлабки ҳолатига қайтади, унинг ички энергияси ўзгаришсиз қолади ва бажарилган иш ютилган иссиқликка тенг бўлиши керак. Бироқ, тажрибаларда тўпланган маълумот-

лар бу саволга салбий жавоб беришга мажбур қилади. Бу жавоб ўтган асрдаёқ (1854 й) В. Томсон (Келвин) томонидан қуйидаги умумий принцип тарзида ифодаланган эди:

Бирор жисмдан олинган иссиқликни бошқа қандайдир жисм ёки жисмларда ҳеч қандай ўзгариш вужудга келтирмай, ягона механикавий ишга айлантириб берувчи циклик процессни амалга ошириш мумкин эмас.

Бу принципга (у иссиқлик машиналарининг ишлашига тегишли кўп сонли тажриба маълумотларига асосланган) мувофиқ, иссиқлик манбаидан олинган иссиқликнинг циклик процессда ишга айланишининг ягона шарти шуки, бундай айланишда албатта бирор бошқа жисм ёки жисмларнинг ҳолати ўзгариши керак. Бинобарин, иссиқликнинг ишга айланиш процессида иссиқлик олинаётган манба ва иссиқлик бевосита берилаётган ҳамда иш бажараётган жисмдан ташқари қандайдир учинчи жисм (ёки жисмлар) ҳам қатнашиши керак. Бу «сирли» жисм нима ва унинг иссиқликни ишга айланиш процессидаги роли қандай?

Бизга маълумки, иссиқликни ишга айлантириш учун иссиқликни манбадан «олиш» ва уни температураси пастроқ бўлган бошқа жисмга бериш керак. Бироқ бундай иссиқлик бериш ўз ҳолича ҳеч қандай иш билан боғланмаган. Шунинг учун иссиқликни бундай узатиш бевосита эмас, бошқа учинчи жисм, яъни кенгайиб, «йўл-йўлакай» механикавий иш бажарадиган ва дастлабки ҳолатига қайтадиган жисм орқали амалга оширилади. Бу жисм — *ишчи жисм,* иссиқлик манбаи эса — *иситкич,* иссиқлик узатилаётган пастроқ температурали жисм эса — *совиткич* деб аталади. Келвин принципида гап борган учинчи «бошқа жисм» ана шу совиткичдир. Бу жисм ҳеч қандай иш бажармайди, бироқ у зарурдир, чунки ишчи жисм унга иссиқлик бериши керак.

Циклик машинада иш бажариш учун турли температурали икки жисм қатнашиши шарт деган тасдиқ *Карно принципи* деб аталади.

Бироқ нима учун иссиқликнинг механикавий ишга айланишининг ягона акти тўғрисида гапирганимизда бундай иссиқлик олувчи, бироқ иш бажармайдиган қўшимча жисм зарурати бўлмагани ҳолда, циклик процесс тўғрисида гап борганда бундай жисм зарур бўлиб қолди?

Гап шундаки, циклик, айланма процессда ишчи жисм кенгайиб, иситкичдан олган иссиқлик ҳисобига иш бажаргандан кейин, дастлабки ҳолатига қайтган бўлиши керак. Агар, масалан, ишчи жисм кенгайиб ва иш бажара бориб, *AaB* эгри чизиқ (92-расм) бўйлаб қатор ҳолатлардан ўтса, у ҳолда бу жисм дастлабки ҳолатига қайтиши учун уни сиқиш керак. Бунинг учун ишчи жисм устида иш бажариш зарур. Бироқ бу иш ишчи

жисмнинг кенгайишда бажарган ишидан кам бўлиши керак. Акс ҳолда бизнинг циклда мақсадга эришмаймиз. Сиқишдаги иш кенгайиш ишидан кичик бўлиши учун эса ишчи жисм кенгайиш эгри чизиғидан пастда ётувчи эгри чизиқда, масалан, 92- расмдаги *BbA* эгри чизиқда ётувчи қатор ҳолатлардан ўтиши керак. Бироқ $p - V$ диаграммадаги пастроқдаги эгри чизиқ пастроқ температурага мос келади. Демак, сиқиш олдидан ишчи жисмни совитиш, ундан бирор миқдор иссиқлик олиниб, бу иссиқлик совиткичга берилиши керак. Ана шунинг учун ҳам ҳеч қандай иссиқлик машинаси (циклик машина) фақат иссиқлик манбаи ва ишчи жисм билан қаноатланиб қола олмайди.

Агар фақат ишчи жисм ва иссиқлик манбаи билангина қаноатланиб қолиш мумкин бўлганда эди, у ҳолда иш бажариш учун денгиз ва океанларнинг сувлари, Ер қобиғи, Ер атмосфераси сингари амалда чексиз иссиқлик миқдори олиш мумкин бўлган «манбалардан» фойдаланиш мумкин бўлар эди. Бундай манбаларнинг иссиқлиги ҳисобига ишлайдиган ва ҳеч қандай ёқилғи талаб қилмайдиган машина «абадий двигатель» сингари аҳамиятга эга бўлар эди (ана шундай тасаввур қилинадиган машина иккинчи тур абадий двигатель деб аталади). Бироқ бундай машинани энергиянинг сақланиш қонуни «тақиқламайди» — бунда иш иссиқлик ҳисобига бажарилади. Бироқ тажриба бундай машинанинг ясалиши мумкин эмаслигини кўрсатади. Циклик иссиқлик машинасининг ишлаши учун совиткич — температураси иссиқлик манбаининг температурасидан паст бўлган жисм керак бўлади. Одатда, атмосферанинг ўзи совиткич бўлиб хизмат қилади.

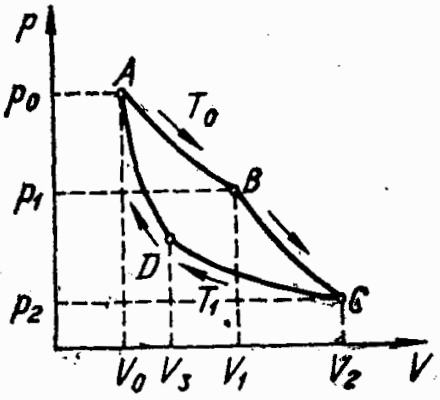
80- §. Карно цикли

Энди шундай айланма процессни кўрайликки, унинг ёрдамида бирор жисмдан олинган иссиқликни ишга айлантириш ва шу билан бирга энг фойдали тарзда ишга айлантириш мумкин бўлсин, яъни олинган иш максимал мумкин бўлган иш бўлсин.

Бундай процессни амалга ошириш учун биламизки, учта жисм: иссиқлик олинаётган иссиқлик манбаи (иситкич), иссиқлик бериладиган совуқроқ жисм (совиткич) ва иссиқликнинг берилиши ва ишнинг бажарилишида воситачи бўлган ишчи жисм бўлиши керак. Мулоҳазаларимизнинг содда бўлиши учун яна иситкич ва совиткичнинг иссиқлик сиғимлари шунча каттаки, биринчисидан иссиқлик миқдори олиб иккинчисига беришдан уларнинг температуралари ўзгармайди деб фараз қилайлик. Бундай шароитларда ишчи жисмнинг иситкич берган иссиқлик ҳисобига ҳақиқатда қандай қилиб иш бажаришини кўрайлик.

Ишчи жисмда амалга ошадиган айланма процессни бу жисм-

нинг бирор босимгача сиқилиб, иситкич билан контактда бўлган пайтидан, яъни демак, унинг T_0 га тенг температурага эга бўлган пайтидан бошлаймиз (93-расмдаги A нуқта). Температуралар фарқи бўлмагани учун бунда иссиқлик ўтказувчанлик процесси бўлмайди. Бинобарин, иш бажарилмасдан иссиқлик бериш процесси ҳам бўлмайди. Бизнинг мақсадимиз максимал иш олиш бўлгани учун циклда бундай процесслар бўлишига йўл қўймаслигимиз керак.



93-расм.

Энди ишчи жисмга иситкич билан контактни узмагани ҳолда кенгайиши ва бирор жисмни, масалан поршенни, силжитиши учун имкон берамиз. Демак, кенгайиш изотермик кенгайиш бўлади (93-расмдаги AB эгри чизиқ). Бунда иш бажарилади. Бу иш иситкичдан олинган иссиқлик ҳисобига бажарилади, бироқ иситкичнинг иссиқлик сиғими катта бўлгани учун у ўз температурасини ўзгартирмайди.

Энди ишчи жисм олган иссиқликни совиткичга бериш керак. Совиткичга бу иссиқликни ишчи жисмни бевосита совиткич билан тегизиб амалга ошириб бўлмайди, чунки изотермик кенгайган ишчи жисмнинг температураси совиткичнинг температурасидан баланд бўлади ва бевосита контактда иссиқлик узатилганда фойдали иш бажарилмайди. Шунинг учун дастлаб ишчи жисмни совиткич температурасигача совитиш ва сўнгра унга тегизиш керак. Ишчи жисмни совитиш учун эса у иситкичдан изоляция қилиниши ва сўнгра совиткич температурасига тенглашгунча адиабатик кенгайишга (93-расмдаги BC эгри чизиққа қаранг) имкон бериш керак (адиабатик кенгайишда жисмлар совийди). Бу иккинчи босқичда жисм кенгайиб ва масалан поршенни силжитиб, қўшимча механикавий иш бажаради. Шундай йўл билан ишчи жисм совитилгандан кейин у совиткичга тегизилади. Шу билан циклнинг биринчи ярми тамом бўлади, бунда жисм иситкичдан олган иссиқлик ҳисобига фойдали иш бажаради.

Энди ишчи жисмни дастлабки ҳолатига қайтариш, яъни дастлабки босим ва температурани тиклаш керак. Демак, ишчи жисм сиқилиши ва қайтадан иситкич билан контактда бўлиши керак. Бундай контактни ҳам аввалгидек ишчи жисмнинг температураси иситкичнинг температурасидан паст бўлганда амалга оширмаслик керак. Шунинг учун дастлабки ҳолатга қайтариш ҳам икки босқичда бажарилади. Дастлаб ишчи жисмни унинг совиткич билан контактини узмаган ҳолда, яъни изотермик сиқилади (93-расмдаги CD эгри чизиққа қаранг). Сўнгра ишчи жисмни совиткичдан изоляциялаб, у иситкич температурасигача қизигунча қўшимча адиабатик сиқилади (93-расмдаги DA эгри

чизиққа қаранг). Адиабатик сиқишда жисм унинг устида бажарилаётган ташқи иш ҳисобига қизийди. Адиабатик сиқиш процессида ишчи жисмнинг температураси иситкичнинг температурасига тенглашгандан кейин улар бир-бирига тегизилади, цикл шу билан тугалланади: ишчи жисм дастлабки ҳолатида бўлади ва процесс қайтадан бошланиши мумкин.

Шундай қилиб, баён қилинган айланма процесс икки изотермик ва икки адиабатик кенгайиш ва сиқилишлардан иборат бўлади. Кенгайишларда ишчи жисм фойдали иш бажаради: сиқилишлар эса, аксинча, ташқи кучларнинг жисм устида бажарган иши ҳисобига бўлади.

Биз кўрган айланма процесснинг барча босқичларида ҳеч қаерда турли температурали икки жисмнинг бир-бирига тегишига йўл қўйилмайди ва шундай қилиб, иссиқлик ўтказувчанликнинг қайтмас процесси пайдо бўлиши бартараф қилинади. Бинобарин, бутун цикл қайтувчанлик йўли билан амалга оширилади (тўла қайтувчанлик бўлиши учун кенгайиш ва сиқишни жуда секин, принцип жиҳатидан чексиз секин олиб бориш керакки, бу процесслар квазистатик процесслар бўлсин).

Ишчи жисмнинг биз баён қилган цикли биринчи марта шундай циклни ўрганган француз олимининг номи билан *Карно цикли* деб аталади.

Карно айланма процесси натижасида бирор миқдордаги иссиқлик ишчи жисм воситасида иситкичдан совиткичга узатилади. Процесс давомида ишчи жисм, бундан ташқари, бирор иш ҳам бажаради. Ўз навбатида ишчи жисм устида ташқи кучлар иш бажаради. Бунда фойдали механикавий иш бажариладими, яъни бутун процесснинг мақсади амалга ошадими?

Биринчи қарашда ишчи жисмнинг циклнинг биринчи икки босқичида кенгайишда бажарган иши ташқи кучлар томонидан келгуси икки босқичда бажарилган иш билан компенсациялангандек, яъни охир натижада фойдали иш нолга тенгдек кўринади. Лекин аслида жисмнинг унинг кенгайишида бажарган мусбат иши сиқилишда унинг устида бажарилган манфий ишдан катта эканлигига ишонч ҳосил қилиш қийин эмас, бинобарин, иситкичдан олинган иссиқликнинг бир қисми ҳақиқатан ҳам механикавий ишга айланади.

Ишчи жисм сифатида идеал газ олинган ҳолда бунга ишонч ҳосил қилиш ҳаммадан осон, чунки идеал газ учун кенгайиш ва сиқилиш ишларини аниқ ҳисоблаш мумкин. Бунда ҳосил қили-

Ишчи жисм 1 моль идеал газ бўлсин ва бошланғич ҳолати p_0 босим ва V_0 ҳажм билан, яъни 93- расмдаги A нуқта билан характерлансин. Газнинг температураси $T_0 = p_0V_0/R$ шартимизга мувофиқ иситкич температурасига тенг. Совиткичнинг температурасини T_1 билан белгилаймиз. Бинобарин, $T_0 > T_1$.

Бошланғич ҳолатда ишчи жисмни иситкичга тегизилади (контактлаштирилади). Газнинг амалга оширадиган айланма процессининг биринчи босқичи — унинг V_1 ҳажмгача изотермик кенгайишидир (иситкич билан контакт сақланади). Шунга мувофиқ равишда босим изотерма бўйлаб p_1 қийматгача камаяди (93- расмдаги B нуқта).

Газнинг кенгайишда бажарган мусбат иши

$$A_1 = RT_0 \ln \frac{V_1}{V_0} = Q_0 \qquad (80.1)$$

[illegible]

(80.2)

[illegible] мумкин. V_2 ҳажм

(80.3)

[illegible] бўйлаб p_2 қиймат-
[illegible]инг бу иккинчи бос-
[illegible]лади (125- бетга қ.):

$$\frac{-T_1)}{-1} \qquad (80.4)$$

[illegible]овиткичнинг T_1 тем-
[illegible] V_3 ҳажмгача изотер-
[illegible]иш қуйидагига тенг

$$Q_1. \qquad (80.5)$$

[illegible] газ контактда бўл-
[illegible]учун дуч келадиган
[illegible]

[illegible] тенглик ўриллы экаллигини назарда тутиб топи
[illegible]й, демак, қуйидаги

$$\left(\frac{V_2}{V_1}\right)^{\gamma-1} = \frac{T_0}{T_1}$$

тенгликдан топиш мумкин. Бунда босим адиаба
гача ўзгаради (93- расмдаги C нуқта). Процесс
қичида газнинг бажарган иши қуйидагига тенг б

$$A_2 = \frac{RT_0}{\gamma - 1}\left[1 - \left(\frac{V_1}{V_2}\right)^{\gamma-1}\right] = \frac{R(T_0-}{\gamma}$$

Циклик процесснинг учинчи босқичида газ с
пературасида ташқи кучлар томонидан V_2 дан
мик сиқилади. Бунда *газ устида* бажарилган
бўлади:

$$A_3 = RT_1 \ln \frac{V_3}{V_2} = -RT_1 \ln \frac{V_2}{V_3} =$$

Бу иш ҳисобига Q_1 иссиқлик ажралиб чиқади в
ган совиткичга берилади.

Ниҳоят, газ бошланғич ҳолатига қайтиши
охирги ўзгариши — унинг бошланғич V_0 ҳажм

X

иссиқлик миқдоридан

$$Q_1 = RT_1 \ln \frac{V_3}{V_2}$$

га тенг бўлган бир қисми газнинг V_2 ҳажмдан V_3 ҳажмгача изотермик сиқишда совиткичга берилган эди (газ бу вақтда совиткич билан контактда эди). Шундай қилиб, олинган иссиқликнинг

$$Q_0 - Q_1 = R(T_0 - T_1) \ln r = A \qquad (80.10)$$

га тенг бўлган қисминигина фойдали ишга айлантиришга муваффо-

[illegible]

назарга олиб, шундай

(80.11)

[illegible]

Карно циклида фойдали иш коэффиц
циклининг биз юқорида келтирган анализ
чиқадики, бу процесс воситасида иситкичд
ни батамом механикавий энергияга айлант
иссиқликнинг бир қисми совиткичга — исит
пастроқ температурали жисмга берилиши.

Агар ишчи жисмнинг иситкичдан олган и
тенг бўлса ва бу иссиқликнинг ишга айлант
га тенг бўлса, у ҳолда

[illegible]

ент. Карно айланма
дан шу нарса келиб
ан олинган иссиқлик-
риб бўлмас экан. Бу
кич температурасидан
парт.
сиқлик миқдори Q_0 га
рилган қисми $Q_0 - Q_1$

нидек, Карно циклининг фойдали иш коэффициенти η қуйидаги тенглик билан аниқланади:

$$\eta = \frac{Q_0 - Q_1}{Q_0} = 1 - \frac{Q_1}{Q_0} = 1 - \frac{T_1}{T_0}. \qquad (80.12)$$

Фойдали иш коэффициенти (ф. и. к.), бинобарин, ҳамма вақт бирдан кичик ва иситкич ҳамда совиткич температуралари орасидаги муносабатга боғлиқ бўлади.

Биз кўрган Карно цикли ўзининг барча босқичларида шундай ўтказилдики, ҳеч қаерда турли температурали жисмлар бир-бирига теккани йўқ, бу нарса иссиқлик ўтказувчанликка доир қайтмас процессларнинг бўлишига йўл қўймайди. Ишчи жисм ҳажмининг ўзгаришлари ҳам қайтувчанлик йўли билан амалга оширилди, бунинг эса максимум иш бажарилишини таъминлашини биламиз (23-§ га қ.). Демак, иссиқлик энергиясидан фойдаланиш учун энг яхши шароит вужудга келтирилди. Шунинг учун (80.12) формулада келтирилганидан юқорироқ фойдали иш коэффициентига эришиш принцип жиҳатдан мумкин эмас.

Иситкич ва совиткичнинг берилган температуралар қийматларида ишлайдиган иссиқлик машинаси иситкич ва совиткичнинг шу температура қийматларида Карно қайтувчи цикли бўйича ишлайдиган машина фойдали иш коэффициентидан юқори фойдали иш коэффициентига эга бўлиши мумкин эмас. (Бу таъриф баъзан *Карнонинг биринчи теоремаси* деб юритилади.)

(80.12) формуладан кўриниб турибдики, *Карно циклининг фойдали иш коэффициенти ишчи жисмнинг турига боғлиқ бўлмайди,* фақат иситкич ва совиткичнинг температураларига боғлиқ бўлади (бу таъриф *Карнонинг иккинчи теоремаси* мазмунини ташкил қилади).

Ҳисоблашда ишчи жисм сифатида идеал газ олганимизнинг бирдан-бир сабаби шуки, унинг учун ҳолат тенгламаси аниқ маълум ва бу бизга фойдали иш коэффициентини осон ҳисоблашга имкон берди.

Карно цикли бўйича ишлаётган машина фойдали иш коэффициентининг максимал бўлишига сабаб (биз буни кўрдик ва қуйида яна батафсил кўрамиз), бу айланма процесснинг тўла равишда қайтувчан бўлишидир. Қуйида Карнонинг ҳар иккала теоремасининг умумий исботлари келтирилади.

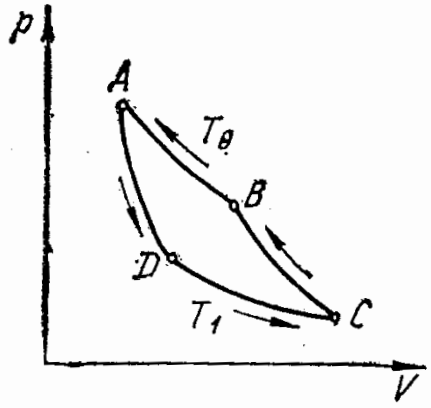
81-§. Совиткич машина

Юқорида кўрсатиб ўтилганидек, қайтар процесс шу билан характерланадики, агар уни тескари йўналишда олиб борилса, процессда қатнашаётган жисм худди шу ҳолатлардан, бироқ тескари тартибда ўтади. Карно циклига қўллаганда бу шуни

билдирадики, иссиқлик иситкичдан совиткичга эмас, аксинча — совиткичдан иситкичга берилади.

Тескари қайтарилган Карно цикли шундан бошланадики, масалан, *A* нуқтага (94-расм) мос келувчи ҳолатдаги ишчи жисм *D* нуқтага мос келувчи ҳолатгача адиабатик кенгаяди (тўғри циклда процесс изотермик кенгайишдан бошланади). Сўнгра *C* ҳолатгача изотермик кенгайиш бўлади. Циклнинг бу биринчи икки босқичида ишчи жисм кенгайиб, иш бажаради. Циклнинг иккинчи ярмида — *CB* адиабата ва *BA* изотерма бўйлаб ишчи жисм сиқилади ва сиқиш иши жисм устида ташқи энергия манбаи томонидан бажарилади. Ҳозиргина кўрсатиб ўтилганидек, бу иш циклнинг биринчи ярмида жисмнинг ўзи бажарган ишдан катта бўлади. Шунинг учун Карно тескари циклининг натижаси ташқи фойдали иш бўлмай, балки иссиқликнинг совиткичдан иситкичга, яъни камроқ қизиган жисмдан кўпроқ қизиган жисмга ўтиши бўлади.

Карно тескари процессида ишчи жисмнинг тўғри циклдаги оралиқ ҳолатлар орқали ўтганини, бироқ тескари тартибда ўтганини кўриш қийин эмас.



94-расм.

Карно тўғри цикли бўйича ишлайдиган қурилма иссиқликни механикавий ишга айлантириш учун хизмат қилса, яъни *иссиқлик двигатели* бўлса, Карно тескари цикли бўйича ишлайдиган машина иссиқликни камроқ қизиган жисмдан кўпроқ қизиган жисмга бериш учун ишлатилади, яъни *совиткич машина* бўлиб хизмат қилади. Бу машина ёрдамида ташқи механикавий иш ҳисобига иссиқлик совуқроқ жисмдан юқорироқ температурали жисмга узатилади.

82-§. Карно теоремаларининг исботи

Энди *Карно биринчи теоремасининг* қатъийроқ исботини келтириш мумкин (275-бетга қ.). Бу теоремани шундай ифодалаш мумкин: *иситкич ва совиткичнинг температураларининг берилган қийматларида ишлаётган иссиқлик машинасининг фойдали иш коэффициенти иситкич ва совиткичнинг температураларининг худди шу қийматларида Карно қайтувчан цикли бўйича ишлаётган машинанинг фойдали иш коэффициентидан катта бўлиши мумкин эмас.*

Умумий иситкич ва совиткичларда ишлаётган икки иссиқлик машинаси: Карно тескари цикли бўйича ишлаётган *I* машина ва *I* машинадан ёки процессларнинг қайтмаслиги ёки ишчи модданинг тури жиҳатидан фарқ қилувчи *II* машина бўлсин.

Дастлаб *II* машинанинг фойдали иш коэффициенти η_2 *I* машинанинг фойдали иш коэффициенти η_1 дан фарқ қилади деб фараз қилайлик:

$$\eta_2 > \eta_1.$$

Бу икки машинани уларнинг бири иккинчиси ҳаракатга келтира оладиган қилиб бирлаштирамиз (умумий вал, тасма ва шунга ўхшаш усулда). *II* машина тўғри цикл бўйича ишлаётган бўлсин, яъни иситкичдан Q иссиқлик олиб A_2 ишни бажараётган ва совиткичга

$$Q - A_2$$

га тенг иссиқлик миқдори бераётган бўлсин.

Бунда бу машина *I* машинани шундай ҳаракатга келтирадики, у тескари циклни бажаради, яъни совиткич машина сифатида ишлайди. Бинобарин, *I* машина унинг устида *II* машинанинг иш бажариши ҳисобига иссиқликни совиткичдан иситгичга ўтказади. Айтайлик, *I* машина ҳар бир циклда иситкичга Q иссиқлик миқдори, яъни бир цикл давомида *II* машина қанча иссиқлик ютса, шунга тенг иссиқлик миқдори узатаётган бўлсин. Бунинг учун зарур бўлган иш A_1 га тенг бўлсин. *I* машинанинг совиткичдан олган иссиқлиги, бинобарин,

$$Q - A_1$$

га тенг бўлади.

Бир циклдан кейин *I—II* комбинацияланган машинада биз қуйидаги натижани оламиз.

1) иситкич ҳеч қандай иссиқлик йўқотмади, чунки *II* машина қанча иссиқлик олган бўлса, *I* машина шунча иссиқлик берди.

2) машиналарнинг ҳар биридаги ишчи жисм айланма процессни бажариб, ўзининг дастлабки ҳолатига қайтди, яъни у ҳам ҳеч қандай ўзгаришга дуч келмади.

3) совиткич *II* машинадан $Q - A$ иссиқлик олди, *I* машина эса совиткичдан $Q - A_1$ иссиқлик олди ва фаразимизга мувофиқ $\eta_2 > \eta_1$ бўлгани учун $A_2 > A_1$ бўлади ва

$$Q - A_1 > Q - A_2$$

бўлади.

Демак, бутун циклнинг ягона натижаси совиткичдан $A_2 - A_1$ га тенг иссиқлик миқдорини олиб, уни ишга айлантириш бўлди. Бироқ бу Томсон принципига зиддир. Демак, η_2 фойдали иш коэффициенти Карно тескари машинасининг фойдали иш коэффициенти η_1 дан катта бўла олмас экан.

Энди Карно иккинчи теоремаси, яъни Карно тескари машинаси фойдали иш коэффиентининг ишчи жисм турига боғлиқ бўлмаслиги ҳақидаги теореманинг тўғрилигини исбот қиламиз (275- бетга қ.). Яна бир-бири билан боғланган ва умумий иситкич

ва совиткичли
ҳар иккала ма
гина фарқ қи
бўлсин. Ҳар ик
η_1 ва η_2 бирдай
цикл, *I* машин
Дастлаб иккал
турлича деб фа

бўлсин.

Тўғри циклни
миқдори олади,
валент иш бажар
дан *Q* иссиқлик
кавий иш ҳисоби
циентлари η_1—η_2

$Q - Q_2$ иссиқлик
иситкич ҳеч канд
шинадан қанча и
иссиқлик беради.
улар ҳам ўзгариш
совиткичдан (Q —
ришдан иборат бў
рин, $\eta_1 < \eta_2$ деб

Энди машинал
шина тўғри циклн
биз худди шундай
ҳам мумкин эмас,
конинят қолади, яъ

Машиналардан
мумкин бўлгани уч
бўлгани учун (бу
нинг температурала
учун фойдали иш
келиб чиқади. *Қай*

бўладн. Бунда

эканини эслатиб ўтамиз, бу ерда Q_1—иситкичнинг берган (ишчи жисмга) иссиқлик миқдори, Q_2 эса совиткичнинг олган (ишчи жисмдан) иссиқлик миқдори.

Бироқ агар бизнинг процессни *ишчи жисмнинг ўзида* бўладиган ўзгаришлар нуқтаи назаридан қарайдиган бўлсак, у ҳолда Q_1 ва Q_2—мос равишда ишчи жисмнинг *олган* ва *берган* иссиқлик миқдорлари. Бу Q_1 ва Q_2 катталикларни *қарама-қарши ишоралар* билан белгилаш керак эканлиги равшан.

Жисмнинг олган Q_1 иссиқлик миқдорини мусбат деб оламиз; у ҳолда Q_2 манфий бўлади.

Бинобарин, (82.1) тенгсизлик қуйидаги кўринишда ёзилади:

$$\frac{Q_1+Q_2}{Q_1}<\frac{T_1-T_2}{T_1}$$

ёки

$$\frac{Q_1}{T_1}+\frac{Q_2}{T_2}<0. \qquad (82.2)$$

Равшанки, [(80.11) га қ.], агар жисм қайтувчан процессни амалга ошираётган бўлса, у ҳолда

$$\frac{Q_1}{T_1}+\frac{Q_2}{T_2}=0. \qquad (82.3)$$

Келгусида (82.2) ва (82.3) муносабатлар умумлаштирилади. Юқорида айтилганлардан иссиқлик машинасининг фойдали иш коэффициенти баланд бўлиши учун нима қилиш керак эканлиги равшан. Биринчидан, машинада иложи борича қайтмас процесслар бўлмаслигига, машинанинг цикли иложи борича қайтар процессга яқин бўлишига интилиш керак.

Иккинчидан, иложи борича иситкичнинг температурасини кўтариш ва совиткичнинг температурасини пасайтириш керак [(80.12) формулага қ.].

Ишчи жисмни танлашга келганда, бу нарсада техникавий ва иқтисодий мақсадлар кўзда тутилади. Ҳозирги иссиқлик машиналарида сув буғидан фойдаланиш, асосан, сувнинг бемалоллиги ва уни ишлатишнинг осонлиги билан боғлиқдир.

Техникада буғ-куч қурилмаларининг прогресси иситкич температурасини орттириш йўли билан эришилади (совиткич сифатида одатда атроф ҳаво олинади). Бироқ буғ-куч машиналари билан ички ёнув двигателлари муваффақиятли беллашиб келмоқда, уларда ишчи жисм ҳавонинг тегишли ёнилғи билан аралашмаси бўлади. Бу ҳолда юқорироқ температурага эришилади ва шунинг учун бундай машиналарнинг фойдали иш коэффициенти юқори бўлади. Бунинг устига бундай двигателларда ўчоқдан иссиқликни узатишнинг қайтмас процесси бартараф қилинган, бу ҳам фойдали иш коэффициентини оширади, Бироқ шуни назарда тутиш керакки, қайтувчи процесс идеал

процессдир ва амалда тўла қайтувчанликни таъминлаш мумкин эмас. Шунинг учун иссиқлик машинаси фойдали иш коэффициентининг (80.12) формулада берилган қиймати амалда эришиб бўлмайдиган юқори чегарасидир, бироқ бу қийматга принцип жиҳатидан ҳар қанча яқин келиш мумкин.

83- §. Эркин энергия

Карно циклида ишчи жисм циклнинг биринчи ярмида — дастлаб изотермик, сўнгра эса адиабатик кенгайиш процессларидагина иш бажаради.

Адиабатик процессда иш, маълумки, ички энергия ҳисобига бажарилади ва бу иш ички энергиянинг камайишига тенг:

$$dA = -dU.$$

[illegible]

ички энергиясидан фойдаланиб бўлмайди. Агар биз системанинг адиабатик процессда бажариши мумкин бўлган иш билан қизиқсак, у ҳолда ички энергия система ҳолатини характерлаши мумкин. Аниқ қилиб айтганда, адиабатик процессда бажарилган иш ички энергиянинг ўзгаришига (камайишига) тенг. Эркин энергия эса системани унинг ҳолати *изотермик* ўзгаргандаги (ҳажми ўзгаргандаги) «иш бажара олиш қобилияти» нуқтаи назаридан характерлаши керак.

Ҳар бир ҳолат учун эркин энергиянинг аниқ сон қийматини ёзиш учун механикада потенциал энергияни аниқлашдаги сингари, қандайдир ҳолатни ҳисоб боши деб қабул қилиш керак. Эркин энергия абсолют қийматининг бундай ноаниқлиги ҳеч қандай қийинчиликка олиб келмайди, чунки биз учун система эркин энергиясининг қийматининг ўзи эмас, балки бу энергиянинг бажарилган ишни аниқлайдиган *ўзгариши* аҳамиятлидир. Яна шуни эслатиб ўтайликки, кенгаяётган ёки сиқилаётган жисмнинг иши аниқ қийматга эга бўлиши учун бу процесс мувозанат тарзида, яъни квазистатик амалга ошиши керак.

Шундай қилиб, *системанинг эркин энергияси системанинг (масалан, идеал газнинг) ўз ҳолатини айни вақтда ўзи турган ҳолатдан биз бошланғич ҳолат деб танлаган, яъни эркин энергия нолга тенг деб қабул қилинган ҳолатгача (яъни ҳисоб боши) изотермик ва қайтувчан ўзгартиришда бажарган иши билан ўлчанади.*

Агар системанинг эркин энергиясини F билан белгиласак, у ҳолда системанинг қайтувчан изотермик процессда бажарган чексиз кичик dA иши қуйидагига тенг бўлади:

$$dA = -dF. \tag{83.1}$$

Агар, масалан, система ҳолатининг ўзгариши жисмнинг изотермик кенгайишидан (унинг ҳажмининг ортишидан) иборат бўлса, яъни бажарилган иш мусбат бўлса, у ҳолда минус ишора эркин энергиянинг камайишини билдиради. Аксинча, жисмни сиқишда (иш манфий) эркин энергия жисмни (газни) сиқаётган ташқи кучлар ҳисобига ортади. Хусусан, идеал газ учун уни V_1 ҳажмдан V_2 ҳажмгача изотермик кенгайишда бажарилган иш қуйидаги тенглама билан ифодаланади (бир моль газ учун):

$$A = RT \ln \frac{V_2}{V_1}. \tag{83.2}$$

(83.2) нинг ўнг қисми бундай кенгайишда 1 моль газнинг эркин энергиясининг камайишини билдиради. Демак, берилган температурада берилган массали газнинг эгаллаган ҳажми қанча кам, яъни газ қанча кўп сиқилган бўлса, унинг эркин энергияси шунча кўп бўлади.

Идеал газнинг *ички* энергияси унинг эгаллаган ҳажмига *боғлиқ эмаслигини* эслатиб ўтамиз; баллондаги сиқилган бир моль газнинг ички энергияси худди шу температурадаги сиқилмаган газнинг ички энергиясига тенг бўлади. Бироқ сиқилган газнинг *эркин энергияси* катта бўлишига сабаб шуки, у изотермик кенгайишда катта иш бажариши мумкин.

Бу сиқилган газ изотермик кенгайиб, ҳақиқатан иш бажараётган (масалан, юкли поршенни кўтараётган) бўлса, у ҳолда бу иш газга термостатдан ёки иссиқлик сиғими катта бўлган бошқа жисмдан берилаётган иссиқлик ҳисобига бажарилади (чунки акс ҳолда газ совиб қолади ва процесс изотермик процесс бўлмай қолади). Бироқ шунга қарамасдан, биз *газнинг* эркин энергияси ҳақида гапирамиз ва бу билан ишнинг бажарилишига имкон берган жисм ана шу газ эканлигини таъкидлаймиз.

Агар ҳажмнинг изотермик ўзгариш процесси қайтмас бўлиб амалга ошса, у ҳолда бажариладиган иш қайтувчан процессдагидан кичик бўлади (103-бетга қ.), бунда эркин энергиянинг ўзгариши бажарилган ишдан катта бўлади ҳамда бунда (83.1) формулани қуйидаги кўринишда ёзиш керак бўлади:

$$dA \leqslant dF.$$

Тенгсизлик ишораси қайтмас процессга, тенглик ишораси эса қайтар процессга тегишли бўлади.

Шундай ҳоллар бўлиши ҳам мумкинки, бунда эркин энергиянинг ўзгаришида ҳеч қандай иш бажарилмайди.

Хусусан, агар идеал газ бўшлиққа кенгаяётган бўлса, бунда ҳеч қандай иш бажарилмайди. Газнинг температураси, бинобарин, ички энергияси ҳам ўзгаришсиз қолади. Ҳолбуки, газнинг эркин энергияси *камайди,* чунки газнинг бажариши мумкин бўлган иши камайди. Бунинг сабаби шуки, газнинг бўшлиққа кенгайиш процесси гарчи изотермик процесс бўлса ҳам, у батамом қайтмас процессдир.

Шу параграфнинг бошида эркин энергия жисмнинг *ҳолатини* характерлайди дейилган эди. Энди биз эркин энергиянинг ҳақиқатан ҳам ҳолат функцияси эканини исботлаш, яъни жисм бир ҳолатдан иккинчи ҳолатга изотермик ва қайтувчан ўтганида жисмнинг бу ҳолатлардаги эркин энергиялари фарқига тенг бўлган бажарилган иш ўтиш йўлига боғлиқ бўлмаслигини исботлашимиз керак. Бу бевосита изотермик қайтувчан *айланма* процессда ишнинг нолга тенг эканидан келиб чиқади.

Ҳақиқатан ҳам, айтайлик, жисм *1* ҳолатдан *2* ҳолатга турли икки (изотермик) йўллар билан ўтиши мумкин ва шу билан бирга, биринчи йўл билан ўтганда A_1 ва иккинчи йўл билан ўтганда A_2 иш бажаради. Бироқ бундай ҳолда биз жисмни *1* ҳолатдан *2* ҳолатга бир йўл бўйлаб ўтказишимиз ва бошқа

йўл билан айланма процесс қилиб орқага қайтаришимиз мумкин. Бунда бажарилган умумий иш $A_1 - A_2 = 0$, бинобарин,

$$A_1 = A_2.$$

Бундан жисмнинг бажарган иши жисмнинг бошланғич ва охирги ҳолатларигагина боғлиқ экан деган хулоса чиқади. Демак, эркин энергия ҳолат функцияси экан.

Қуйида эркин энергиянинг умумий формуласини келтирамиз.

84-§. Энтропия

Юқорида кўрилган Карно айланма процессига қайтайлик ва энди *ишчи жисмнинг* бу процессда дуч келган ҳолат ўзгаришларига диққат билан аҳамият берайлик.

Эслатиб ўтайлик, ишчи жисм p_0 босим ва T_0 температура билан характерланадиган бошланғич A ҳолатдан кетма-кет амалга ошириладиган изотермик ва адиабатик кенгайтиришлар натижасида C ҳолатга ўтди, бу ҳолатда жисм совиткич температурасига эга бўлди. Ҳолатнинг бу ўзгариши ишчи жисмга иситкич томонидан берилган Q_0 иссиқлик ҳисобига амалга ошди. Ишчи жисмнинг C ҳолатдан бошланғич A ҳолатга тескари ўтиши жисмни кетма-кет иккита изотермик ва адиабатик сиқишлар орқали амалга оширилди. Бошланғич ҳолатга бундай қайтишда ажралган иссиқлик миқдори Q_1 га тенг, шу билан бирга $Q_1 < Q_0$ эканлигини кўрган эдик. Шундай қилиб, айни бир жисмнинг A ҳолатдан C ҳолатга ўтиши ва C ҳолатдан A ҳолатга тескари ўтишида ютилган ва ажралган иссиқлик миқдорлари бирдай эмас экан. Бунинг сабаби, бу иккала ўтишнинг турли йўллар билан амалга оширилишида бўлиши равшан: бир ҳолда (A дан C га) кенгайиш процесси бошқа ҳолдаги (C дан A га ўтишдаги) сиқиш процессларидан юқорироқ босимда амалга ошди. Равшанки, агар биз C дан A га ўтишни ҳам худди тўғри ўтишдаги йўл билан, яъни CDA эгри чизиғи бўйлаб эмас, CBA эгри чизиғи бўйлаб амалга оширганимизда эди (93-расмга қ.), у ҳолда тўғри ўтишдаги сарфланган иссиқлик миқдори тескари ўтишдаги ажралган иссиқлик миқдорига аниқ тенг бўлар эди.

Бундан биз китобхонларнинг эътиборини жалб қилган шундай муҳим хулоса чиқади: жисмнинг бир ҳолатдан иккинчи ҳолатга ўтиши учун жисмга берилган ёки ундан олинган иссиқлик миқдори бошланғич ва охирги ҳолатлар билан бир қийматли аниқланмайди, балки бу ўтишнинг қандай амалга оширилганига боғлиқ бўлади. Бошқача айтганда, иссиқлик миқдори Q жисмнинг, масалан, U ички энергияси (ёки F эркин энергияси) сингари ҳолат функцияси бўлмайди. Шундай эканлиги, термодинамиканинг биринчи бош қонуни тенгламаси

$$dQ = dU + dA$$

дан ҳам келиб чиқади, чунки жисмнинг бажарган (ёки жисм устида бажарилган) dA иш унинг қандай йўл билан бажарилганига боғлиқ бўлади, ҳолбуки ички энергиянинг ўзгариши dU ҳолатнинг қандай йўл билан ўзгаришига боғлиқ бўлмайди.

Бироқ агар T_0 температурада иситкичдан олинган Q_0 иссиқлик миқдори ва T_1 температурада унинг совиткичга берган иссиқлик миқдори Q_1 ўзаро тенг бўлмаса, у ҳолда биз кўрганимиздек ((80.11) формулага қ.), бу иссиқлик миқдорларининг улар ютилган ёки ажратиб чиқарилган температураларга нисбатлари сон жиҳатидан бир-бирига тенг бўлади (бироқ ишоралари қарама-қарши бўлади):

$$\left|\frac{Q_0}{T_0}\right| = \left|\frac{Q_1}{T_1}\right|.$$

$\frac{Q}{T}$ нисбатни баъзида, Лоренц атаганидек, келтирилган иссиқлик деб юритилади, бинобарин, охирги тенглама ишчи жисмнинг айланма процессда олган ва берган келтирилган иссиқликларининг тенглигини билдиради.

Иссиқликнинг бу хусусияти алоҳида термодинамик катталик — *энтропияни* киритишга имкон беради, бу катталик физикада фундаментал аҳамиятга эга. Бу катталикнинг муҳимлиги шундаки, у ҳолат функциясидир ва табиатдаги барча процесслларда, жумладан, иссиқликнинг ишга айланиш процессида ниҳоятда катта роль ўйнайди[1], биз буни кўрсатамиз.

Жисм ёки жисмлар системаси ҳолатининг ҳар қандай ўзгаришини умумий ҳолда чексиз кўп сондаги чексиз кичик ўзгаришларнинг натижаси деб қараш мумкин. Система ҳолатининг ҳар бир чексиз кичик ўзгаришида у чексиз кичик dQ иссиқлик миқдорини ютади ёки ажратиб чиқаради (агар процесс адиабатик бўлмаса). Система иссиқлик ютганда dQ ни мусбат деб, иссиқлик ажратиб чиқарганда эса манфий деб ҳисоблашга шартлашамиз.

Шуни кўрсатиш мумкинки, агар система қандайдир ҳолат ўзгаришлари натижасида қайтувчан йўл билан A ҳолатдан B ҳолатга ўтса, у ҳолда келтирилган иссиқлик миқдорларининг йиғиндиси, яъни

$$\int_A^B \frac{dQ}{T}$$

катталик A дан B га ўтиш амалга ошадиган йўлга боғлиқ бўлмайди. Бунинг учун бошланғич ва охирги ҳолатлар устма-уст

---

[1] Энтропия сўзининг ўзи грекча εντρεπιν — ўзгартирмоқ, айлантирмоқ феълидан келиб чиққан ва термодинамиканинг асосчиларидан бири — Клаузиус томонидан таклиф қилинган эди.

тушадиган айланма процессда бу интегралнинг нолга тенг эканини кўрсатиш кифоя:

$$\oint \frac{dQ}{T} = 0.$$

Аввал ҳар қандай айланма процессда ҳам

$$\oint \frac{dQ}{T} \tag{84.1}$$

интеграл мусбат катталик бўлмаслигини исбот қиламиз.

Айтайлик, қандайдир M жисм ҳолатининг қандайдир ўзгаришлари натижасида бошланғич ҳолатига қайтсин, яъни айланма процессни амалга оширсин. Процесс давомида жисм иссиқлик ажратиб чиқарди ва ютди. M жисм ажратиб чиқарган иссиқлик температураси T_0 га тенг бўлган бирор иссиқлик резервуарига (иссиқлик сиғими катта бўлган жисмга) бериляпти деб фараз қилайлик. Иссиқликни бундай беришни қайтар (қайтувчан, тескари) йўл билан амалга ошириш мумкин, бунинг учун Карно айланма процессини амалга ошираётган бирор оралиқ жисмдан фойдаланилади, бу оралиқ жисм учун M жисм иситкич, резервуар эса совиткич бўлиб хизмат қилади.

Карно циклини кўрганимизда кўрсатиб ўтилганидек, T температурада M жисмдан олинган dQ иссиқлик миқдори ва T_0 температурада резервуарга берилган dQ' иссиқлик миқдори бир-бирига тенг эмас, бироқ $\frac{dQ}{T}$ ва $\frac{dQ'}{T_0}$ нисбатлар тенгдир. Бундан қуйидаги тенглик келиб чиқади:

$$dQ' = \frac{T_0}{T} dQ. \tag{84.2}$$

Агар $T_0 < T$ бўлса, резервуар совиткич ролини ва M жисм иситкич ролини ўйнайди. Агар аксинча $T_0 > T$ бўлса, резервуар иситкич ҳамда M жисм совиткич бўлади.

M жисм айланма процессни тамом қилгандан сўнг жисмнинг йўқотган умумий иссиқлик миқдори (84.2) дан кўриниб турганидек

$$\oint T_0 \frac{dQ}{T}$$

га тенг бўлиши керак ёки резервуарнинг иссиқлик сиғими катта бўлгани ва унинг температураси ўзгаришсиз қолгани учун бу катталик қуйидагига тенг бўлади:

$$T_0 \oint \frac{dQ}{T}.$$

Жисм амалга ошираётган процесс — айланма процессдир. Шунинг учун жисм пировардида ўзгаришсиз қолади. Оралиқ жисм ҳам

айланма процессни амалга оширди. Демак, унда ҳам ҳеч қандай ўзгариш бўлгани йўқ.

Агар (84.1) интеграл мусбат бўлганда эди, бундан жисм томонидан йўқотилган $T_0 \oint \frac{dQ}{T}$ га тенг бўлган иссиқлик миқдори бутунлай ишга айланди деган хулоса чиқар эди, ҳолбуки, M жисм ҳам, оралиқ жисм ҳам ўз ҳолатларини ўзгартиргани йўқ. Бироқ Томсон принципига кўра бундай бўлиши мумкин эмас. Демак, $\oint \frac{dQ}{T} > 0$ деб қилган фаразимиз нотўғри.

(84.1) интеграл манфий бўлиши ҳам мумкин эмаслигини кўриш осон. Ҳақиқатан ҳам, агар ҳамма ҳолат ўзгаришларини тескари йўналишда амалга оширсак, у ҳолда ҳар бир иссиқлик миқдори ўз ишорасини ўзгартиради ва агар тўғри процессда $\oint \frac{dQ}{T} < 0$ бўлса, бу ҳолда тескари процессда бу интеграл мусбат бўлиб қолади, бундай бўлиши мумкин эмаслигини биз ҳозиргина кўрдик. Демак, бу интеграл манфий бўлиши ҳам мумкин эмас. Бироқ бу интеграл мусбат ҳам, манфий ҳам бўлиши мумкин бўлмаса, бундан чиқадики, биз бу ерда кўраётган *қайтувчан айланма* процесслар учун интеграл

$$\oint \frac{dQ}{T} = 0 \tag{84.3}$$

бўлар экан. (Бу тенгламанинг хусусий ҳоли (82.3) тенгламадир.)

Бу ўз навбатида шуни билдирадики, ҳар қандай *қайтувчан айланма бўлмаган* процессда $\oint \frac{dQ}{T}$ қиймат процесс содир бўладиган *йўлга боғлиқ бўлмас* экан.

Бу нарса бизга шундай ҳукм чиқаришга имкон беради: системанинг *ҳолат функцияси* бўлган қандайдир катталик мавжуд — биз уни S билан белгилаймиз, бу катталикнинг система A ҳолатдан B тескари (қайтувчан) ўтишида ўзгариши $S_B - S_A$ қуйидагига тенг бўлади:

$$S_B - S_A = \int_A^B \frac{dQ}{T}. \tag{84.4}$$

(84.4) тенглик функциянинг шу ҳолатга мос келувчи абсолют қийматини эмас, фақат унинг бир ҳолатдан иккинчи ҳолатга ўтишдаги ўзгаришини билдиради. Бироқ шунга ўхшаш барча ҳолларда қилингани сингари, бирор шундай ҳолатни танлаш мумкинки, бу ҳолатга S нинг нолга тенг қийматини бериш ҳамда қолган ҳолатларни ана шу ҳолат билан таққослаш мумкин бўлсин. Шунинг учун келгусида худди шу S функция (84.1) интегралга тенг деб қабул қиламиз:

$$S = \int \frac{dQ}{T}. \qquad (84.5)$$

Шу йўл билан аниқланган S катталик *энтропия* деб аталади.

Амалда ҳамма вақт S катталикнинг ўзини эмас, фақат система ҳолати ўзгарганида бу катталикнинг ўзгаришини билиш керак бўлади. Шунинг учун қандай ҳолатга ноль энтропия тегишли деб олиш фарқсиз. Абсолют ноль температурада энтропия нолга тенг деб олиш қабул қилинган ва бунинг етарли асоси бор.

Демак, системанинг берилган ҳолатидаги энтропияни аниқлаш учун (буни фақат фикрангина аниқлаш мумкин) системани қандайдир қайтувчан йўл билан (қандай йўл билан эканлигининг аҳамияти йўқ) ноль ҳолатга ўтказиш керак ва сўнгра бу йўл бўйлаб $\int \frac{dQ}{T}$ нинг қийматини аниқлаш керак. Равшанки, системанинг энтропияси ана шундай қайтувчан процесс аслида амалга ошадими ёки йўқми — бунга боғлиқ бўлмайди.

Бу нарса энтропиянинг ўзгаришига ҳам тегишли. (84.4) га мувофиқ, системанинг икки A ва B (мувозанат) ҳолатларидаги энтропияси қийматларининг фарқини аниқлаш учун системани *қандайдир қайтувчан* процесс билан A ҳолатдан B ҳолатга ўтказиш керак ва сўнгра бундай процесс учун $\int_A^B \frac{dQ}{T}$ нинг қийматини ҳисоблаш керак.

Чексиз кичиқ dQ иссиқлик миқдори берилган системанинг энтропияси ўзгаришини қуйидаги

$$dS = \frac{dQ}{T} \qquad (84.6)$$

муносабат орқали аниқланиши равшан.

Математик жиҳатдан бу тенглик шуниси билан қизиқки, Q ҳолат функцияси бўлмагани учун dQ катталик тўлиқ дифференциал бўлмайди (264- бетдаги изоҳга қ.), лекин у T га бўлингандан кейин тўлиқ дифференциал бўлиб қолади. Шундай қилиб, $1/T$ катталик dQ учун интегралловчи кўпайтувчи бўлади. Расман математик жиҳатдан температурага тескари қиймати dQ учун интегралловчи кўпайтувчи бўлган катталик деб таъриф бериш ҳам мумкин.

(84.6) тенгламадан фойдаланиб ва $dQ = dU + dA$ (термодинамиканинг биринчи бош қонуни) эканини эсга олиб қуйидагини ҳосил қиламиз:

$$TdS = dU + dA. \qquad (84.7)$$

Бу тенглама *термодинамик айният* деб аталади. Уни кўпинча *қайтар процесслар* учун термодинамиканинг иккинчи бош қонуни деб ҳам юритилади.

Аслини олганда, қайтар процесслар учун термодинамиканинг иккинчи бош қонуни шундан иборатки, система (84.6) ёки (84.7)

тенгламалар билан аниқланадиган ҳолат функцияси — энтропия билан характерланиши мумкин. Бу функциянинг чуқур физикавий маъноси қуйида аниқланади.

Агар системада амалга ошаётган айланма процесс *қайтмас* бўлса, у ҳолда

$$\oint \frac{dQ}{T} < 0. \qquad (84.8)$$

Бу тенгсизлик *Клаузиус тенгсизлиги* деб аталади.

Карно қайтмас циклидан иборат хусусий ҳол учун [(82.2) га қ.] келтирилган иссиқликлар йиғиндиси

$$\frac{Q_1}{T_1} + \frac{Q_2}{T_2} < 0$$

бўлишига ишонч ҳосил қилдик. (84.8) тенгсизлик ана шуни ихтиёрий система учун умумлаштиришдан иборатдир. Бу тенгсизликнинг қатъий исботи билан қизиққан ўқувчи махсус термодинамика курсларидан қараб олиши мумкин.

Худди шунингдек, (84.3) тенглама (82.3) тенгламанинг умумлаштирилганидир.

85- §. Баъзи термодинамик муносабатлар

Жисм ёки жисмлар системасининг ҳолат функцияси бўлган энтропия жисм ҳолатининг (масалан, газнинг) бизга маълум бўлган бошқа катталиклар температура T, босим p ва ҳажм V катталиклар каби ҳолат параметрларидан бири бўлиб хизмат қилиши мумкин.

Бу катталиклардан ихтиёрий биттаси қолган иккитасининг функцияси бўлгани сингари, энтропия ҳам p, V ва T параметрдан ихтиёрий иккитаси орқали ифодаланиши мумкин. Буни қандай ифодалаш мумкин эканлигини кўрсатамиз. Энтропия, масалан, температура, босим ёки ҳажмга ўхшаш бевосита ўлчаниши мумкин бўлмагани учун бундай ифодалаш яна ҳам катта аҳамият касб этади.

(84.7) тенгламани $dA = p\,dV$ эканини назарга олиб, қайта ёзамиз ва қуйидагини ҳосил қиламиз:

$$dS = \frac{dU + p\,dU}{T}$$

ёки

$$dU = TdS - p\,dV. \qquad (85.1)$$

Бу тенгламага кирувчи T, S, p ва V тўртта катталикнинг ихтиёрий иккитасини эркин ўзгарувчи сифатида қабул қилиш мумкин ва бошқаларини улар орқали ифодалаш мумкин.

Анализ курсидан маълумки, агар x ва y бирор $U(x, y)$ функциянинг эркин ўзгарувчилари ва dU эса тўлиқ дифференциал бўлса, у ҳолда

$$dU = \frac{\partial U}{\partial x} dx + \frac{\partial U}{\partial y} dy \quad \text{ва} \quad \frac{\partial^2 U}{\partial x \partial y} = \frac{\partial^2 U}{\partial y \partial x}.$$

(85.1) ни икки марта дифференциаллаб қуйидагини ҳосил қиламиз:

$$\frac{\partial T}{\partial x}\frac{\partial S}{\partial y} - \frac{\partial T}{\partial y}\frac{\partial S}{\partial x} = \frac{\partial p}{\partial x}\frac{\partial V}{\partial y} - \frac{\partial p}{\partial y}\frac{\partial V}{\partial x}. \tag{85.2}$$

Бу тенгликдаги x ва y ўрнига тўртта T, S, p ва V катталикдан исталган иккитасини қўйиш мумкин. Айтайлик, системанинг ҳолати ҳажмнинг dV ўзгариши ва температуранинг dT ўзгариши натижасида ўзгарган бўлсин; ана шу ўзгариш туфайли энтропиянинг dS ўзгаришини ҳисоблаймиз.

Демак, (85.2) тенгликда x ва y нинг ўрнига мос равишда $x = V$ ва $y = T$ ни қўйишимиз керак, яъни

$$\frac{\partial T}{\partial V}\frac{\partial S}{\partial T} - \frac{\partial T}{\partial T}\frac{\partial S}{\partial V} = \frac{\partial p}{\partial V}\frac{\partial V}{\partial T} - \frac{\partial p}{\partial T}\frac{\partial V}{\partial V},$$

бироқ агар T ва V — эркин ўзгарувчилар бўлса, у ҳолда $\frac{\partial T}{\partial V} = \frac{\partial V}{\partial T} = 0$, бинобарин, биз қуйидагига эга бўламиз:

$$\left(\frac{\partial S}{\partial V}\right)_T = \left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_V. \tag{85.3}$$

Бундан ташқари dS нинг тўлиқ дифференциал эканини назарга оламиз:

$$dS = \left(\frac{\partial S}{\partial T}\right)_V dT + \left(\frac{\partial S}{\partial V}\right)_T dV. \tag{85.4}$$

Охирги тенглик шуни билдирадики, энтропиянинг тўлиқ ортиши унинг температура кўтарилиши туфайли ортиши билан ҳажмнинг кенгайиши туфайли ортиши йиғиндисига тенг экан. (85.3) ва (85.4) дан шу нарса келиб чиқади:

$$dS = \left(\frac{\partial S}{\partial T}\right)_V dT + \left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_V dV. \tag{85.5}$$

(85.5) нинг ўнг қисмининг биринчи ҳади энтропиянинг ўзгаришини, яъни ўзгармас ҳажм ($dV = 0$) да фақат температурасининг ўзгариши туфайли ўзгаришидан иборат. Таърифга кўра [(84.6) га қ.]

$$(dS)_V = \frac{(dQ)_V}{T},$$

бу ерда $(dQ)_V$ — жисмга ўзгармас ҳажмда унинг ҳолатини ўзгартириш учун берилган иссиқлик миқдори, яъни

$$(dQ)_V = C_V dT,$$

бу ерда C_V — жисмнинг ўзгармас ҳажмдаги иссиқлик сиғими; бинобарин,

$$\left(\frac{\partial S}{\partial T}\right)_V dT = \frac{C_V}{T} dT,$$

ва ниҳоят,

$$dS = \frac{C_V}{T} dT + \left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_V dV. \qquad (85.6)$$

Шундай қилиб, биз dS ни тажрибада ўлчаш мумкин бўлган p, V, T ва C_V орқали ифодаладик.

Худди шундай йўл билан энтропиянинг dS ўзгаришини температуранинг dT ўзгариши ва босимнинг dp ўзгариши орқали ифодалаш, яъни эркин ўзгарувчилар сифатида T ва p ни олган ҳолда ифодалаш ҳам мумкин. Бунинг учун (85.2) тенгламада x ва y ўрнига T ва p ни қўйиш керак. У ҳолда қуйидагини оламиз:

$$\frac{\partial T}{\partial T}\frac{\partial S}{\partial p} - \frac{\partial T}{\partial p}\frac{\partial S}{\partial T} = \frac{\partial p}{\partial T}\frac{\partial V}{\partial p} - \frac{\partial p}{\partial p}\frac{\partial V}{\partial T}.$$

Бироқ $\frac{\partial T}{\partial p} = \frac{\partial p}{\partial T} = 0$, чунки T ва p эркин ўзгарувчилардир. Натижада (85.3) га ўхшаш тенглама ҳосил бўлади:

$$\left(\frac{\partial S}{\partial p}\right)_T = -\left(\frac{\partial V}{\partial T}\right)_p, \qquad (85.7)$$

ва шунга мос равишда (85.6) га ўхшатиб шундай ёзиш мумкин:

$$dS = \frac{C_p}{T} dT - \left(\frac{\partial V}{\partial T}\right)_p dp. \qquad (85.8)$$

(85.6) ва (85.8) ни интеграллаб, берилган массали (масалан, 1 моль) моддани нинг V ҳажмнинг ва T температуранинг берилган қийматларидаги энтропияси $S(V, T)$ ни, ёки агар V_0 ва T_0 ёки p_0 ва T_0 параметрларнинг қандайдир бошқа қийматларида энтропиянинг $S(V_0, T_0)$ ва $S(p_0, T_0)$ қийматлари маълум бўлса, унинг p босим ва T температуранинг берилган қийматларидаги қиймати $S(p,T)$ ни ҳисоблаш мумкин. Равшанки,

$$S(V, T) - S(V_0, T_0) = \int_{T_0, V_0}^{T, V_0} \frac{C_V\, dT}{T} + \int_{T, V_0}^{T, V} \left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_V dV$$

ва

$$S(p, T) - S(p_0, T_0) = \int_{p_0, T_0}^{p_0, T} \frac{C_p\, dT}{T} \int_{p_0, T}^{p, T} \left(\frac{\partial V}{\partial T}\right)_p dp.$$

Хусусан, 1 моль идеал газ учун

$$\int_{T_0}^{T} \frac{C_V\,dT}{T} = C_V \ln \frac{T}{T_0},$$

$$\int_{V_0}^{V} \left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_V dV = R \ln \frac{V}{V_0}, \quad \text{чунки} \quad \left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_V = \frac{R}{V};$$

бундан:

$$\Delta S = S(V, T) - S(V_0, T_0) = C_V \ln \frac{T}{T_0} + R \ln \frac{V}{V_0}.$$

Охирги ифодадан, жумладан, энтропиянинг газ ҳажмининг ортиши билан ҳам, температуранинг ортиши билан ҳам ортиши кўриниб турибди. Агар идеал газ изотермик кенгайса, яъни $T = T_0$ бўлса, у ҳолда энтропиянинг ўзгариши қуйидагидан иборат бўлади:

$$\Delta S = R \ln \frac{V}{V_0}. \tag{85.9}$$

Ички энергиянинг ҳажмга боғлиқлиги. Биз ноидеал газларда U ички энергия фақат газнинг температураси T га эмас, унинг ҳажми V га (зичликка) ҳам боғлиқ бўлишига эътиборни жалб қилган эдик (72-§ га қ.):

$$U = f(T, V).$$

Ўша ернинг ўзида ўзгармас температурада газ ҳажмининг ўзгариши туфайли ички энергиянинг ўзгариши қуйидаги тенглама билан аниқланишини ҳам кўрсатиб ўтган эдик:

$$\left(\frac{\partial U}{\partial V}\right)_T = T\left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_V - p.$$

Энди келтириб чиқарилган термодинамик муносабатлардан фойдаланиб, бу муҳим тенгламани чиқаришимиз мумкин. Бунинг учун қайтадан (84.7) термодинамик айниятни шундай кўринишда ёзамиз:

$$dS = \frac{dU + p\,dV}{T} = \frac{1}{T}\,dU + \frac{1}{T}\,p\,dV.$$

dU нинг тўлиқ дифференциал эканидан қуйидаги келиб чиқади:

$$dU = \left(\frac{\partial U}{\partial V}\right)_T dV + \left(\frac{\partial U}{\partial T}\right)_V dT,$$

яъни система ички энергиясининг тўлиқ ўзгариши унинг алоҳида ҳажм ўзгариши туфайли $\left(\frac{\partial U}{\partial V}\right)_T dV$ ва температура ўзгариши туфай-

ли $\left(\frac{\partial U}{\partial T}\right)_V dT$ ўзгаришлари йиғиндисидан иборат бўлади. Бундан ўз навбатида шундай тенглик келиб чиқади:

$$dS = \frac{1}{T}\left[\left(\frac{\partial U}{\partial V}\right)_T + p\right]dV + \frac{1}{T}\left(\frac{\partial U}{\partial T}\right)_V dT.$$

Бу тенглик билан юқорида олинган (85.5) тенгликни солиштирамиз:

$$dS = \left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_V dV + \left(\frac{\partial S}{\partial T}\right)_V dT.$$

Ҳар иккала тенгликдаги dV олдидаги коэффициентларни таққослашдан

$$\frac{1}{T}\left[\left(\frac{\partial U}{\partial V}\right)_T + p\right] = \left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_V$$

эканлиги ўз-ўзидан келиб чиқади ва бундан бизни қизиқтирган ифодани келтириб чиқарамиз:

$$\left(\frac{\partial U}{\partial V}\right)_T = T\left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_V - p. \qquad (85.10)$$

Шу нарсани қайд қилиб ўтиш фойдалики, $T\left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_V$ ифода худди $\frac{dQ}{dV}$ нинг ўзидир, яъни жисмга унинг температураси ўзгармас қолгани ҳолда ҳажми ортиши учун ҳар бир ҳажм ўзгариши бирлигига берилиши керак бўлган иссиқлик миқдоридир.

Идеал газ учун $T\left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_V = p$ ва шунинг учун $\left(\frac{\partial U}{\partial V}\right)_T = 0$.

(85.10) ни ҳолати Ван-дер-Ваальс тенгламаси

$$p = \frac{RT}{V-b} - \frac{a}{V^2}$$

билан ифодаланадиган газнинг ички энергиясини ҳисоблаш учун қўллаймиз. Бу ҳолда

$$T\left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_V = \frac{RT}{V-b} \text{ ва } \left(\frac{\partial U}{\partial V}\right)_T = \frac{a}{V^2}$$

бўлишини осон кўриш мумкин.

Бундан

$$dU = \left(\frac{\partial U}{\partial T}\right)_V dT + \left(\frac{\partial U}{\partial V}\right)_T dV = C_V dT + \frac{a}{V^2}dV,$$

бинобарин,

$$U = \int C_V dT + \int \frac{a}{V^2}dV = C_V T - \frac{a}{V} + B,$$

бу ерда B — интеграллаш доимийси. Бу доимийнинг қийматини шундай шартдан аниқлаш мумкин: $V \to \infty$ бўлганда, яъни газ чексиз сийрак бўлганда у *идеал* газ хоссаларига эга бўлиб қолади ва унинг учун

$$U = C_V T = \frac{i}{2} RT$$

бўлади (бу ерда i — газ молекуласининг эркинлик даражалари сони). Бироқ, бу деган сўз

$$B = 0$$

демакдир ва Ван-дер-Ваальс қонунига бўйсунадиган газнинг ички энергияси

$$U = C_V T - \frac{a}{V} \tag{85.11}$$

га тенг бўлади.

Бундан шундай хулоса чиқади, Ван-дер-Ваальс газининг ички энергияси молекулаларнинг температура билан аниқланадиган кинетик энергияси $C_V T$ ҳамда молекулаларнинг ўзаро таъсир кучлари билан аниқланадиган $\left(-\frac{a}{V}\right)$ потенциал энергиясининг йиғиндисидан иборат бўлади. Потенциал энергия сон қиймати жиҳатидан молекулалараро масофа ортиб боргани сари, яъни газнинг эгаллаган ҳажми ортгани сари камайиб бориши (чунки бунда ўзаро таъсир кучлари камаяди) тушунарли.

86- §. Берк системадаги қайтувчан процессларда энтропия

Агар қандайдир системада адиабатик процесс содир бўлаётган бўлса, демак, бу система берк системадир. Берк деганининг маъноси шуки, бу системанинг унга иссиқлик берувчи ва шунингдек ундан иссиқлик олувчи ташқи иссиқлик манбаларидан изоляциялангандир. Агар бундай системада ҳолатнинг ўзгариш процесси қайтувчан бўлса, у ҳолда

$$dS = \frac{dQ}{T}$$

тенгликдаги dQ катталик нолга тенг бўлгани учун энтропиянинг ўзгариши ҳам нолга тенг бўлади. *Берк системанинг ҳолати адиабатик ўзгарганда унинг энтропияси ўзгаришсиз қолади.*

Тўғри, бундай система устида унга нисбатан ташқи бўлган жисмлар иш бажариши ёки системанинг ўзи ташқи жисмлар устида иш бажариши мумкин. Бу маънода система берк бўл-

майди. Бироқ агар биз бу жисмларни бизнинг системамизга киритсак, у ҳолда бундай, энди тамомила берк системада энтропиянинг ўзгариши аввалгидек нолга тенг бўлиб қолади; чунки иш бажараётган жисмлар ҳолатининг ёки устиларида иш бажарилаётган жисмлар ҳолатининг ўзгаришларида энтропия ўзгармайди — бу жисмлар бизнинг системанинг соф механикавий қисмлари, холос.

Бироқ берк система ҳолатининг *ҳар қандай исталган қайтувчан* ўзгаришида энтропия ўзгармаслигини кўрсатиш мумкин.

Ҳақиқатан ҳам, айтайлик, кенгайиши ёки сиқилиши мумкин бўлган бирор жисм иссиқлик манбалари билан иссиқлик алмашинаётган, яъни бир иссиқлик манбаларидан иссиқлик олиб бошқаларига бераётган бўлсин. Айтайлик, жисм иш бажараётган ёки жисм устида иш бажарилаётган бўлсин. Иш бажараётган ёки улар устида иш бажарилаётган жисмларни иш манбалари деб атаймиз. Жисм ҳам, иссиқлик манбаларини ҳам, иш манбаларини ҳам ўз ичига олган берк системани кўрайлик.

Жисмнинг ҳолати бу жисмнинг иссиқлик манбалари билан иссиқлик алмашиниши туфайли ва ўзининг иш бажариши ёки унинг устида иш бажарилиши туфайли *қайтувчан* ўзгараётган бўлсин. Ҳар қандай ишорали иш бажарилиши, юқорида кўрганимиздек, энтропиянинг бирор ўзгаришига олиб келмайди. Энтропия фақат жисм ва иссиқлик манбалари орасида иссиқлик алмашингандагина ўзгаради. Агар жисм, масалан, иссиқлик манбаидан биз $dQ_ж$ деб белгилайдиган иссиқлик олган бўлса, у ҳолда унинг энтропияси $\frac{dQ_ж}{T}$ катталикка ўзгаради, бу ерда T—жисмнинг температураси. Бироқ бунда иссиқлик манбаи худди шунча миқдорда иссиқлик йўқотади. Агар манбанинг йўқотган иссиқлик миқдорини $dQ_ж$ билан белгиласак, у ҳолда равшанки, $dQ_ж = -dQ_м$. Бунда иссиқлик манбаининг энтропияси — $\frac{dQ_м}{T}$ га ўзгаради, бу ерда T— иссиқлик манбаининг температураси. Иссиқлик алмашиниш процесси қайтувчан бўлгани учун жисмнинг температураси иссиқлик манбаининг температурасига тенг бўлиши керак. Акс ҳолда қайтмас иссиқлик ўтказувчанлик процесси содир бўлар эди. Шунинг учун қуйидагича бўлиши ўз-ўзидан равшан:

$$\frac{dQ_ж}{T} = -\frac{dQ_м}{T}, \text{ ёки } dS_ж = -dS_м.$$

Бутун берк система энтропиясининг умумий ўзгариши dS нолга тенг:

$$dS = dS_ж + dS_м = 0.$$

Бинобарин, *берк системадаги ҳар қандай қайтувчан процессда система энтропияси ўзгаришсиз қолади.*

87-§. Берк системадаги қайтмас процессларда энтропия. Энтропиянинг ортиш қонуни

Энтропиянинг қайтмас процесслардаги табиати унинг муҳим хусусиятидир.

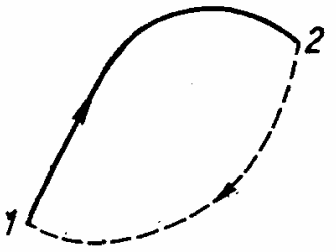
84-§ да қайтмас айланма процесс учун

$$\oint \frac{dQ}{T} < 0$$

муносабат ўринли эканини кўрдик. Бу муносабат хусусий тенглама

$$\frac{Q_1}{T_1} + \frac{Q_2}{T_2} < 0$$

нинг умумлашмасидир ва ўз навбатида бу тенгламанинг ўзи Карно биринчи теоремасининг натижасидир.



93 - расм.

Системанинг қайтмас тарзда *1* мувозанат ҳолатдан *2* мувозанат ҳолатга ўтишидан иборат процессни кўрайлик (95-расмда бу процессни туташ чизиқ билан белгилаймиз). Ўтишнинг қайтмаслиги оралиқ ҳолатларнинг номувозанат ҳолатлар эканини кўрсатади. Бундай ўтишда системанинг энтропияси қандай ўзгаради? Буни аниқлаш учун системани қандайдир *қайтувчан* йўл билан, масалан, 95-расмда пунктир чизиқ билан кўрсатилган йўл билан бошланғич ҳолатига қайтарайлик. Ҳосил бўлган айланма процесс қайтмас процессдир, чунки унинг бир қисми қайтмас. Шунинг учун унга қуйидаги тенглама ўринли бўлади:

$$\oint \frac{dQ}{T} < 0.$$

Бироқ

$$\oint \frac{dQ}{T} = \oint_1^2 \frac{dQ}{T} + \int_2^1 \frac{dQ}{T}.$$

Бу икки интегралдан иккинчиси қайтар процессга тегишли бўлгани учун қуйидагига тенг бўлади:

$$\int_2^1 \frac{dQ}{T} = S_1 - S_2.$$

Бинобарин,

$$\int_1^2 \frac{dQ}{T} + S_1 - S_2 < 0 \text{ ёки } S_2 - S_1 > \int_1^2 \frac{dQ}{T}.$$

Агар система берк, яъни иссиқлик манбаларидан изоляцияланган бўлса, у ҳолда $dQ = 0$ ва

$$S_2 - S_1 > 0 \text{ ёки } S_2 > S_1.$$

Бундан *берк (яъни адиабатик изоляцияланган) системанинг энтропияси қайтмас процессда ортар экан,* деган хулоса чиқади.

Бундан аввалги параграфда айтилганларни назарда тутиб, берк системанинг энтропияси ёки ўзгармай қолади, ёки ортади деб айтиш мумкин экан.

Қайтмас процессларда энтропиянинг ортиши ҳақидаги биз ҳосил қилган қонун энтропия катталигининг энг муҳим хусусиятларидан биридир. Қайтар процесс ҳақидаги тушунча идеаллаштириш бўлгани учун бу қонун яна ҳам муҳим аҳамият касб этади. Чунки қайтар процессда система унинг ихтиёрий босқичида термодинамик мувозанат ҳолатида бўлиши керак. Мувозанатга эришиш учун эса вақт керак ва шунинг учун процесс унинг тўла қайтувчан бўлиши учун чексиз секин амалга ошиши керак, аслида ҳеч вақт бундай бўлмайди.

Қайтмас процесслар учун эса берк системаларда энтропия ҳамма вақт ортишини тажриба ва назария кўрсатади ва энтропиянинг бу хоссаси, худди берк системалардаги ҳар қандай процессларда энергиянинг сақланиш хоссаси сингари ўзгармас хоссадир.

Энергия ана шундай берк системада сақланиш хоссасига эга бўлгани учун ҳам у бундай системада процессларнинг қандай йўналишда кетишини кўрсатувчи функция бўлиб хизмат қила олмайди; чунки ҳолатнинг ҳар қандай ўзгаришида энергия процесснинг боши ва охирида бирдай бўлади ва шунинг учун бошланғич ва охирги ҳолатларни бир-биридан ажратишга имкон бермайди. Энтропия эса табиий процессларда ҳамма вақт ортувчан бўлади ва шунинг учун процесснинг қайси йўналишда мумкин, қайси йўналишда мумкин эмаслигини, қайси ҳолат бошланғич ва қайси ҳолат охирги эканини билишга имкон беради.

Масалан, агар биз турли температурали икки сув массасини аралаштирсак, ҳар иккала массанинг аралашгунча бўлган энтропияларининг йиғиндиси оралиқ температурага эга бўлган аралашма энтропиясидан кичик бўлишига ишонч ҳосил қилиш осон. Равшанки, массаларнинг аралашиш процесси ўз-ўзидан кетиши мумкин, бироқ аралашган массалар ўз-ўзидан ажралишидан иборат тескари процесс мумкин эмас, чунки бундай процессда энтропия камайган бўлар эди.

Ҳар қандай процессда энтропиянинг ортиши чексиз бўлмайди, балки шу система учун характерли бўлган аниқ максимал қийматгача мумкиндир. Энтропиянинг бу максимал қиймати *мувозанат* ҳолатга мос келади ва бу ҳолатга эришилгандан кейин ташқи таъсир бўлмаса, ҳеч қандай ҳолат ўзгаришлари бўлмайди.

Шундай қилиб, энтропия ҳолат функцияси сифатида энергиядан катта фарқ қилади. Энергия пайдо бўлиши ҳам, йўқ

қилиниши ҳам мумкин бўлмагани ҳолда энтропия пайдо бўлиши мумкин ва энтропия ҳамма вақт ҳар қандай мувозанатга ўтиш процессида пайдо бўлади. Бироқ энтропия бир марта пайдо бўлгандан сўнг йўқотилиши мумкин эмас: энтропия камайиши билан рўй берадиган тескари процесс амалга ошмайди.

Қайтмас процесслардан *энтропиянинг ортиш* қонунини кўпинча *термодинамиканинг иккинчи бош қонуни* дейилади. Бу қонунни яққол тасвирловчи бир неча мисоллар келтирамиз.

Иссиқлик узатишда энтропиянинг ортиши. Температуралари мос равишда T_A ва T_B бўлган иккита A ва B жисмлар бир-бирига тегизилса, у ҳолда иссиқлик иссиқроқ жисмдан совуқроқ жисмга ўтади ва бунинг натижасида ҳар икки жисмнинг температуралари тенглашади.

$T_A > T_B$ бўлсин. Бу қайтмас процессда энтропиянинг ўзгаришини ҳисоблайлик.

A жисмнинг ҳолати бунда унинг бирор dQ иссиқлик миқдори йўқотиши ҳисобига ўзгаради; мос равишда B жисм худди шундай dQ иссиқлик миқдори олгани сабабли ўз ҳолатини ўзгартиради.

Иккала жисмдан иборат системанинг энтропия ўзгаришини аниқлаш учун система ҳолатини худди шундай ўзгаришига олиб келувчи қандайдир *қайтувчан* процесс учун $\frac{dQ}{T} = dS$ қийматни ҳисоблаш керак (286-бетга қ.). Бундай процесс бўлиб, масалан, A жисмдан B жисмга учинчи *ишчи* жисм ёрдамида иссиқлик бериш (узатиш) процесси хизмат қилиши мумкин; Карно процессини ўрганишда шундай қилинган эди, маълумки, бу процесс барча босқичларда қайтувчан бўлиб амалга ошади. У ҳолда A жисм учун ва мос равишда B жисм учун қуйидагиларни ёзиш мумкин:

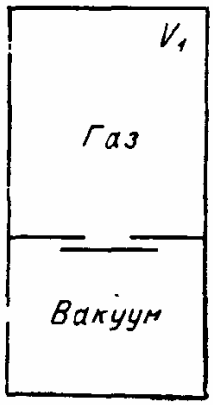
$$dS_A = -\frac{dQ}{T_A}, \qquad dS_B = \frac{dQ}{T_B}.$$

Ҳар иккала жисмнинг умумий энтропия ўзгариши қуйидагига тенг бўлади:

$$dS = \left(\frac{1}{T_B} - \frac{1}{T_A}\right)dQ. \qquad (87.1)$$

$T_A > T_B$ бўлгани учун $dS > 0$ бўлади, яъни *системанинг энтропияси ортади.*

Бу мулоҳазалар A жисмдан B жисмга иссиқликнинг ўтиши қандай процесс воситасида — иссиқлик ўтказувчанлик ёки нурланиш йўли билан амалга оширилганига боғлиқ бўлмайди. Бу ерда иккала жисмнинг температураси турлича бўлгани аҳамиятлидир.



96- расм.

Идеал газнинг бўшлиққа адиабатик кенгайишида энтропиянинг ортиши. Газнинг бўшлиққа кенгайиши қайтмас процесс эканлигини қайд қилиб ўтган эдик. Энди бу процесснинг энтропия ортиши билан содир бўлишини кўрсатамиз.

Деворлари иссиқликни изоляцияловчи ва ўртасида тиқин тиқилган тешиги бўлган тўсиқ билан икки қисмга ажратилган идишни кўз олдимизга келтирайлик (96- расм). Идишнинг ҳажми V_1 бўлган бир қисми 1 моль идеал газ билан тўлдирилган, иккинчи қисми эса газдан ҳоли бўлсин. Агар тиқин очилса, газ адиабатик кенгаяди ва идишнинг V ҳажмини тўлдиради. Маълумки, бунда газнинг температураси ўзгармайди (33- § даги Жоуль тажрибасига қаранг).

Биринчи қарашда газнинг бундай кенгайишида энтропия ўзгармаслиги керакдек туюлади, чунки ундан иссиқлик олингани ҳам, иссиқлик берилгани ҳам йўқ. Бироқ бундай эмас. Баён қилинган тажрибада кенгайиш процесси қайтмас процесс ва унга $dS = \frac{dQ}{T}$ муносабатни қўллаб бўлмайди. Қайтмас процессда $\frac{dQ}{T}$ катталик бирор ҳолат функциясининг дифференциали бўлмайди. Жумладан, $\int\frac{dQ}{T}$ интеграл энтропиянинг ўзгаришига тенг эмас.

Аслида, газнинг бўшлиққа адиабатик кенгайишида унинг энтропияси ўзгаради. Бу ўзгаришни топиш учун ҳолатнинг худди шундай ўзгаришига олиб келувчи қандайдир қайтар процессда энтропия ўзгаришини ҳисоблаш керак. Бундай процесс сифатида, масалан, газнинг худди шундай температурада қайтувчан изотермик кенгайишини олиш мумкин. 85- § да биз бундай ҳисоблашни бажарган эдик, бундай ҳисоблаш 1 моль газнинг бўшлиққа қайтувчан изотермик кенгайишида энтропиянинг ΔS ўзгариши

$$\Delta S = R \ln \frac{V}{V_1}$$

га тенг бўлишини кўрсатган эди [(85.9) формулага қ.]. $V > V_1$ бўлгани учун $\Delta S > 0$ бўлади, яъни газнинг кенгайишида энтропия ортади.

Газларнинг ўзаро диффузиясида энтропиянинг ортиши. Агар икки турли газни бир-бирига тегизилса, улар ўз-ўзидан, ташқи ҳеч қандай таъсирсиз ўзаро диффузия туфайли аралашиб кетади. Тескари процесс, яъни газ аралашмасининг унинг компоненталарига ажралиши ўз-ўзидан амалга ошмайди ва фақат маълум ташқи таъсир туфайли бўлиши мумкин. Газларнинг аралашиши қайтмас процесс ва шунинг учун бу процессда энтропия ортиши рўй беради.

Ҳақиқатан ҳам, V_1 ҳажмли идишда бирор идеал газнинг 1 моли солинган деб фараз қилайлик. Ҳажми V_2 бўлган иккинчи идишда бошқа газнинг 1 моли солинган бўлсин. Иккала идишни туташтирайлик. Бунда газлар аралашиб кетади ва ҳосил бўлган аралашма $V = V_1 + V_2$ ҳажмни эгаллайди. Бу процессни газлардан ҳар бирининг кенгайиши деб қараш мумкин: биринчи газ V_1 ҳажмдан V ҳажмгача кенгайди, иккинчи газ эса V_2 дан V гача кенгайди. Бунда ҳозиргина кўрганимиздек, биринчи газнинг энтропияси $R\ln(V/V_1)$ катталикка, иккинчи газнинг энтропияси $R\ln(V/V_2)$ катталикка ўзгаради. Энтропиянинг умумий ўзгариши ΔS эса қуйидаги тенглик билан ифодаланади:

$$\Delta S = R\left(\ln\frac{V}{V_1} + \ln\frac{V}{V_2}\right).$$

V_1 ва V_2 ҳажмлар V дан кичик бўлгани учун, $\Delta S > 0$, яъни энтропия ортади.

88- §. Термодинамиканинг иккинчи бош қонуни ва иссиқликнинг ишга айланиши

Механикавий энергия иссиқликка айланишида бу процесс жуда содда тарзда рўй беради: механикавий энергиянинг ҳаммаси иссиқликка айланади ва бундай айланишда қанча калория ҳосил бўлишини билиш учун жоуллар сонини 0,239 га кўпайтириш кифоя (механикавий ишнинг иссиқлик эквиваленти). Бунда фойдаланиш коэффициенти ҳамма вақт бирга тенг.

Биз иссиқлик ҳисобига механикавий иш ҳосил қилиш, яъни тескари процессни амалга ошириш мураккаброқ эканини 80- § да кўрдик.

Бу параграфда баён қилинган Карно цикли бўйича ишловчи иссиқлик машинасини мумкин бўлган иссиқлик машиналари ичида энг яхшиси деб таърифлаган ва бошқа ҳеч қандай машина шу температура шароитларида бундан катта иш миқдори бериши мумкин эмас деган эдик. Шунга қарамасдан, ҳатто ана шу энг яхши машинанинг фойдали иш коэффициенти ҳамма вақт бирдан кичик ва кўп ҳолларда у ажабланарли даражада кичик бўлади. Агар, масалан, иситкичнинг T_0 температураси 373 К (сувнинг қайнаш температураси) га, совиткичнинг температураси $T_1 = 293$ К (хона температураси) га тенг бўлса, у ҳолда Карно идеал машинасининг фойдали иш коэффициенти

$$\eta = 1 - \frac{T_1}{T_0}$$

бор-йўғи 22% га тенг бўлади. Реал машиналарда, масалан, паровозларга ўрнатиладиган машиналарда бу коэффициентнинг қиймати кам ҳолларда 10% дан ортар эди.

Шундай қилиб, иссиқлик ҳисобига узлуксиз (циклик) иш ҳосил қилиш имкониятлари шу маънода чекланганки, манбадан олинган иссиқлик батамом ишга айлантириши мумкин эмас. Иссиқлик ҳисобига иш ҳосил қилиш, умуман айтганда, совиткичга бериладиган фойдасиз йўқотиладиган иссиқлик тарзида жуда қимматга тушади.

Бундай чекланишлар худди термодинамиканинг иккинчи бош қонуни томонидан қўйилишига осон ишонч ҳосил қилиш мумкин.

Идеал газ солинган идиш берилган деб фараз қилайлик. Дастлаб термодинамиканинг иккинчи бош қонуни таъсир қилмайди деб олайлик. Демак, газ молекулалари идишнинг бутун ҳажми бўйлаб тарқалиши ҳам мумкин ва идишнинг қандайдир кичик қисмида тўпланиши ҳам мумкин (механика қонунлари ҳам, термодинамиканинг биринчи бош қонуни ҳам бунга тўсқинлик қилмайди).

Газнинг идиш ҳажмининг бир қисмини эгаллаган ва шундай қилиб сиқилган пайтини топиб, бу қисмни идишнинг бошқа қисмидан поршень кўринишидаги тўсиқ билан ажратишимиз мумкин. Сўнгра газнинг кенгайишига имкон бериб, уни поршенни суриш бўйича иш бажаришига мажбур қилишимиз мумкин. Бунда газ совимаслиги учун, биз уни муҳит билан иссиқлик жиҳатидан контактда бўлиб туришини таъминлаймиз, у ташқи муҳитдан иссиқлик олиб туради (демак, кенгайиш изотермик бўлади).

Газ биринчи марта иш бажариб бўлгандан кейин, унинг яна қайтадан идишнинг бир қисмига тўпланишини кутиш мумкин (биз фараз қилганимиздек термодинамиканинг иккинчи бош қонуни таъсир қилмаса, биз бундай бўлишини кутишга ҳақлимиз) ва тўплангандан кейин, унинг яна кенгайишига ва иш бажаришига имкон бериш мумкин. Бундай циклларни хоҳлаганча такрорлаш мумкин.

Демак, бу принцип асосида циклик ишлайдиган машина ясаш мумкин, бундай машина ишлашининг ягона натижаси иссиқлик резервуарининг совиши ҳисобига иш ҳосил қилиш (бажариш) бўлар эди, яъни машина моҳияти жиҳатидан «абадий двигатель» бўлар эди. Бироқ бу двигатель энергиянинг сақланиш қонунига зид келмайди. Чунки бу ерда иш «ҳеч нарса»дан пайдо бўлаётгани йўқ, балки газнинг атроф муҳитдан олган иссиқлиги ҳисобига бажариляпти. Атмосферада, денгиз ва океанларнинг сувларида, Ер қобиғида энергия запасларини бениҳоя бўлгани учун бундай машина амалда абадий двигателдан фарқ қилмаган бўлар эди.

Баён қилинган бундай гипотетик машинани, яъни ишлаши фақат унинг олган иссиқлиги ҳисобига механикавий иш бажаришдан иборат бўлган машинани энергиянинг сақланиш қо-

нуни бузилиб сарф қилинган энергиядан кўп миқдорда иш бажарувчи биринчи тур абадий двигателларидан фарқли равишда, иккинчи тур абадий двигатель деб аталади. Идеал газнинг изотермик кенгайиш процессида $dA = dQ$ бўлгани учун бундай машинанинг фойдали иш коэффициенти бирга тенг бўлар эди.

Бироқ ҳақиқатда бундай машина ишлаши мумкин эмас, чунки бизнинг газ молекулалари ўз-ўзидан идиш ҳажмининг бир қисмига тўпланади деб кутишимиз бекор: молекулаларнинг бундай ўз-ўзидан концентрацияланишида энтропиянинг камайиши рўй беради ва шунинг учун бундай ўз-ўзидан концентрацияланиш мумкин эмас. Бу ерда гап ҳамма вақт иссиқликни ишга айланиш процессини такрорловчи *циклик* машинанинг бўлиши мумкин эмаслиги тўғрисида бораётганини қайд қилиш керак. Бу шунинг учун муҳимки, иссиқликнинг ишга айланишидан иборат процесс бир мартагина бўлиши мумкин—у термодинамиканинг биринчи бош қонунига ҳам, иккинчи қонунига ҳам зид бўлмайди.

Баъзан термодинамиканинг иккинчи бош қонунини ҳам, худди унинг биринчи қонунини биринчи тур абадий двигатель бўлиши мумкин эмас деб таърифлангани сингари, иккинчи тур абадий двигатели бўлиши мумкин эмас деб таърифланади.

Термодинамиканинг иккинчи бош қонуни циклик иссиқлик машинаси *ишлаши учун* нима талаб қилинади, деган саволга ҳам жавоб беради.

Биз ишчи жисм ёрдамида манбадан (иситкичдан) иссиқликни осонгина олиб, бу иссиқликни ишга айлантира олмаймиз, чунки бундай процесс иситкич энтропиясининг камайишига олиб келади (ишчи жисм айланма процессни бажаргани учун унинг энтропияси ўзгаришсиз қолади). Бинобарин, бизнинг системамиз— иситкич ва ишчи жисмдан иборат икки жисмдан эмас, балки уч жисмдан иборат бўлиши керак, шу билан бирга учинчи жисмнинг вазифаси, иссиқлик олишимиз натижасида иситкичнинг энтропияси қанчага камайган бўлса, энтропияни (ўз энтропиясини) лоақал шундай катталикка орттириш бўлади $\left(dS = \frac{dQ}{T}\right)$. Учинчи жисмнинг энтропияси ортиши учун унга иситкичдан олинган иссиқликнинг бир қисмини бериш керак. Бу учинчи жисм—совиткичдир. Унинг температураси паст бўлгани учун унга иситкичдан олинган иссиқликдан камроқ иссиқлик бериш мумкин, бунда бу иссиқликнинг бир қисмини ишга айлантириш мумкин бўлади. Бу шароитларда «иситкич — ишчи жисм —совиткич» системасининг энтропияси ўзгаришсиз қолади, бундай процесс термодинамиканинг иккинчи бош қонунига кўра мумкин, чунки бу қонун фақат энтропия камаядиган процессларгагина йўл қўймайди.

Бундан циклик ишлайдиган машина ёрдамида ишчи жисмнинг иситкичдан олган барча иссиқлигини ишга айлантириш

принцип жиҳатидан мумкин эмаслиги келиб чиқади. Иссиқликнинг бир қисмидан биз албатта совиткичга беришимиз керак. Ана шу берилган иссиқлик олган иссиқлигимизнинг ишга айланган қисми учун тўлаган ҳақимиз бўлади.

Биз бу ерда иситкичнинг энтропияси қанчага камайган бўлса, совиткичга унинг энтропиясини худди шунчага оширувчи иссиқлик миқдори берилган ҳолни кўрдик. Шу нарса равшанки, бу иссиқлик миқдори машинанинг умуман ишлаши учун зарур бўлган минимал иссиқлик миқдоридир. Бунда энтропия ўзгармас бўлади, ишга эса иситкичдан олинган иссиқлик миқдорининг максимал миқдори айланади, демак, машинанинг фойдали иш коэффициенти максимал бўлади. Энтропиянинг ўзгармаслиги қайтувчан процессга мувофиқ келишини биз биламиз. Ана шунинг учун ҳам фойдали иш коэффициенти максимал бўлган идеал машина қайтувчан бўлиши керак. Шунинг учун Карно циклини баён қилишда цикл бажарилаётганда иссиқлик ўтказувчанликнинг қайтмас процесслари бўлмайди, кенгайтириш ва сиқиш эса қайтувчан йўл билан амалга оширилади деб таъкидлаган эдик.

Аслида реал машинада циклнинг барча босқичларида тамоман қайтар процесслар бўлишини таъминлаб бўлмайди. Шунинг учун энтропия ўзгармас бўлолмайди, ортиб боради. Бу ўз навбатида шуни билдирадики, реал машинада совиткичга бериладиган иссиқлик миқдори $\frac{Q_0}{T_0}=\frac{Q_1}{T_1}$ тенглик билан аниқланадиган иссиқлик миқдоридан кўпроқ бўлади.

Бинобарин, бу ҳолда иситкичдан олинган иссиқлик миқдорининг ишга айлантирилмай қоладиган қисми қайтувчан машинадагидан кўпроқ бўлиб қолади, яъни машинанинг фойдали иш коэффициенти Карно қайтувчан цикли учун ҳисобланган фойдали иш коэффициентидан кам бўлади.

Энтропиянинг ортиши, умуман, иссиқликнинг *механикавий ишга айлантиришнинг қийинроқ бўлиб бораётганини билдиради.* Буни қуйидаги ҳисобдан кўриш осон.

Температураси T_1 бўлган ва ишчи жисмга Q иссиқлик миқдори бераётган иссиқлик манбаини кўз олдимизга келтирайлик. Агар совиткичнинг температураси T_0 бўлса, у ҳолда совиткичга берилаётган Q_0 иссиқлик миқдори $\frac{Q}{T_1}=\frac{Q_0}{T_0}$ тенгликдан аниқланади, бундан

$$Q_0 = Q\frac{T_0}{T_1}.$$

Бу ҳолда ишга айланиши мумкин бўлган иссиқлик миқдори қуйидагига тенг бўлади:

$$Q - Q_0 = Q\left(1 - \frac{T_0}{T_1}\right).$$

Агар T_2 температурали бошқа иситкич олиб, ундан ҳам худди шундай Q иссиқлик миқдори олинса, у ҳолда совиткичга (аввалги T_0 температурали) $\frac{Q}{T_2} = \frac{Q_0'}{T_0}$ тенглик билан аниқланадиган бошқа Q_0' иссиқлик миқдори беришга тўғри келади, бундан

$$Q'_0 = Q\frac{T_0}{T_2},$$

бу ҳолда ишга айланадиган иссиқлик миқдори қуйидагига тенг бўлади:

$$Q - Q_0' = Q\left(1 - \frac{T_0}{T_2}\right).$$

Бундан шу нарса келиб чиқади: агар Q иссиқлик миқдори T_1 температурали жисмдан T_2 температурали жисмга ўтса, у ҳолда иссиқликнинг «иш бажара олиш қобилияти» (яъни иссиқликнинг ишга айланиши мумкин бўлган қисми) қуйидаги катталикка ўзгаради:

$$Q\left(1 - \frac{T_0}{T_2}\right) - Q\left(1 - \frac{T_0}{T_1}\right) = Q\left(\frac{1}{T_1} - \frac{1}{T_2}\right)T_0. \qquad (88.1).$$

(87.1) формулага мувофиқ $Q\left(\frac{1}{T_1} - \frac{1}{T_2}\right)$ ифода иссиқликнинг T_1 температурали жисмдан T_2 температурали жисмга ўтганида ($T_1 > T_2$) энтропия *ортишининг* тескари ишора билан олинганига тенг. Бинобарин, иссиқликнинг бир жисмдан иккинчи жисмга ўтганида «иш бажара олиш қобилиятининг» ўзгариши бундай ўтишда *энтропия ўзгариши* билан аниқланар экан. (88.1) формуладан кўриниб турибдики, энтропиянинг *ортиши* иссиқликни ишга айлантириш имконини *камайтирар* экан. Энтропиянинг ортиши гўё иссиқлик энергиясининг қиймати пасайишига, унинг ҳисобига иш бажариш имкониятининг камайишига олиб келади. Бу нуқтаи назардан термодинамиканинг иккинчи бош қонунини шундай таърифлаш мумкин: ҳар қандай берк системада ҳар қандай (қайтмас) процесс шундай амалга ошадики, бунда ишга айланиши мумкин бўлган энергия миқдори камайиб, мувозанат ҳолатида нолга интилади.

Шунинг учун биз аввалроқ киритган эркин энергия, яъни энергиянинг изотермик процесс ($dT = 0$) да механикавий ишга айланиши мумкин бўлган қисми ҳам энтропия билан боғлангандир.

Энергиянинг сақланиш қонуни тенгламасини ёзамиз:

$$dQ = dU + dA.$$

$dS = \frac{dQ}{T}$ бўлгани учун $dQ = TdS$ ва бизнинг тенгламамиз шундай кўринишга келади:

$$dU = TdS - dA. \qquad (88.2)$$

(88.2) тенгликдан шу нарса келиб чиқади:

$$-dA = dU - TdS = d(U - TS) \text{ ёки } dA = -d(U - TS)$$

(чунки $T = \text{const}$ бўлгани учун $SdT = 0$).

Охирги тенглама изотермик процессдаги dA иш қандайдир $U-TS$ функциянинг ўзгаришига тенг эканини кўрсатади (281-бетга қ.). Бу функция системанинг эркин энергияси F эканлиги равшан:

$$F = U - TS.$$

Эркин энергия, яъни механикавий иш бажариши мумкин бўлган энергия, демак, U ички энергиядан TS катталикни олинганига тенг экан. Шу нарса ҳам равшанки, TS энергиянинг ишга айланиши мумкин бўлмаган қисмини билдиради ва энтропия қанча катта бўлса, энергиянинг бу қисми ҳам шунча катта бўлади. Шунинг учун TS катталикни баъзида *боғланган энергия* деб аталади.

(88.1) тенгламанинг ўнг қисмида турган катталик боғланган энергиянинг $T_0\Delta S$ *ўзгаришидир*. Бу ўзгариш иссиқлик энергияси «иш бажара олиш қобилияти» нинг *ўзгаришига тенг*.

89-§. Энтропиянинг физикавий маъноси. Энтропия ва эҳтимоллик

Термодинамиканинг иккинчи бош қонунининг кўрсатишича, қайтмас процесслар (амалда барча иссиқлик процесслари, жуда бўлмаганда, табиий рўй берадиган барча процесслар) шундай рўй берадики, бунда процессда иштирок этадиган жисмлар системасининг энтропияси максимал қийматга интилган ҳолда ортиб боради. Система мувозанат ҳолатига келганда энтропия максимал қийматга эришади.

Шу билан бирга биз 76-§ да кўрдикки, иссиқлик процессларининг қайтмаслиги мувозанат ҳолатига ўтишнинг бошқа ҳолатларга ўтишдан кўра анча кўп эҳтимолликка эга эканлиги билан боғлиқдир. Шунинг учун ҳам системанинг кам эҳтимолликдаги ҳолатидан кўп эҳтимоликка эга бўлган ҳолатига ўтишдаги ўзгаришларигина кузатилади. Ҳар иккала катталик —энтропия ва эҳтимоллик орасида қандайдир ўхшашлик бор эканлиги кўзга ташланади: бу катталикларнинг ҳар иккаласи ҳам мувозанат ҳолатига ўтишда ортади. Шунинг учун системанинг бирор ҳолатидаги энтропиясини бу ҳолатнинг эҳтимоллиги билан боғлаш табиийдир. Бундай боғланишни Л. Больцман топган эди.

Аввало ҳолат эҳтимоллиги тушунчасини аниқроқ таърифлаш керак. Буни яна 76-§ да кўрилгани сингари газ зарраларининг идиш ҳажмида тақсимланиши мисол ёрдамида қилиш мумкин.

Шундай фараз қилайлик: икки қисмга бўлинган идишда олтита молекула бор, бу молекулаларни бир-биридан «фарқ қи-

лиш» учун уларнинг ҳар бирини фикран номерлаб қўямиз. Оддий ҳисоблаш йўли билан бу молекулалар идишнинг ҳар иккала ярмида 64 хил усул билан жойлашиши мумкин эканлигини аниқлаш мумкин. Бундай жойлашишларнинг ҳар бирига системанинг муайян ҳолати мос келади. Масалан, идишнинг чап қисмида 1 та молекула, ўнг қисмида эса 5 та молекула бўлгандаги ҳолат, идишнинг чап қисмида 2 та молекула ва ўнг қисмида 4 та молекула бўлгандаги ҳолатдан фарқ қилади. Системанинг ҳар бир ҳолати молекулалар жойлашишининг умумий сонидан нечтаси билан амалга ошишини кўрайлик. Масалан, системанинг идишнинг чап қисмида бирорта ҳам молекула бўлмайдиган ҳолати фақат биттагина бўлиши мумкин эканлигини ҳисоблаш қийин эмас. «Чапда 1, ўнгда 5» молекула бўладиган ҳолат олти усул билан, «чапда 2, ўнгда 4» молекула бўладиган ҳолат ўн беш хил усул билан амалга ошади. Молекулаларнинг чапда ва ўнгда учтадан, яъни идишнинг ҳар икки қисмида тенг сонда бўлиб жойлашишдан иборат ҳолат энг кўп амалга ошади.

Умуман, агар идишда N та молекула бўлиб, улар номерланган бўлса, у ҳолда бу молекулаларни 2^N усул билан тақсимлаш мумкин. Бу турли жойлашишлар умумий сонидан идишнинг бир ярмида (масалан, чап ярмида) n та молекула, бошқа ярмида эса $N-n$ та молекула бўладиган Z ўринлаштириш шундай тенглик билан аниқланади:

$$Z = \frac{N!}{n!(N-n)!}$$

(бунда 0! сони 1 га тенг деб ҳисобланади). N нинг ҳар қандай қийматида $n = \frac{N}{2}$ бўлганда Z нинг қиймати энг катта бўлади, яъни молекулаларнинг идиш ҳажмида тенг тақсимланадиган ҳолати энг кўп сонли усуллар билан амалга ошади.

Равшанки, агар идиш иккига эмас, балки ихтиёрий сондаги қисмларга бўлинса ҳам шундай натижа олинади.

Бундан зарраларнинг идишнинг ҳар икки ярми орасида қандай тақсимланиш эҳтимоллигига келиш қийин эмас. Агар биз кўрган мисолимизда олти молекула бўлганида уларнинг умумий ўринлаштиришлари сони 64 га тенг бўлиб, улардан 6 таси идишнинг чап қисмида 1 молекула бўладиган ҳолатга олиб келса, демак, бу ҳолатнинг эҳтимоллиги 6/64 га тенг бўлиши равшан. Тенг тақсимланиш эҳтимоллиги эса 20/64 га тенг. Умуман идишнинг чап қисмида N та заррадан n таси бўлиш эҳтимоллиги W

$$W = \frac{N!}{n!(N-n)!\,2^N}$$

га тенг. W эҳтимоллик ҳам $n = N/2$ бўлганда максимум бўлиши тушунарли.

Зарралар сони N жуда катта бўлганда зарраларнинг идиш ҳажмида тенг тақсимланадиган усуллари сони нотекис тақсимланадиган ҳар қандай бошқа усулларига нисбатан жуда кўп бўлади. Молекулаларнинг узлуксиз хаотик иссиқлик ҳаракати туфайли газ биз ўйлаган ҳар қандай ҳолатда бўлиши мумкин, бироқ энг кўп ҳолда биз газни энг кўп жойлашишлар билан амалга ошадиган ҳолатда, яъни тенг тақсимланиш ҳолатида кўрамиз. Ана шу ҳолат мувозанат ҳолат бўлади. Агар газ бирор сабабга кўра мувозанатда бўлмаса, у шаксиз шундай ҳолатга ўтади.

Шундай қилиб, системанинг ҳар бир ҳолатини фақат бу ҳолатнинг

$$W = (V'/V)^N$$

тенглик билан аниқланадиган W математик эҳтимоллиги билангина (биз буни 76- § да келтирган эдик) эмас, шу билан бирга, ана шу ҳолат амалга ошадиган усуллар сони билан ҳам характерлаш мумкин экан. Ҳолат амалга ошадиган усуллар сони *термодинамик эҳтимоллик* деб аталади.

Бу иккала эҳтимоллик бир-бири билан боғлиқ бўлиши тушунарли. Бироқ ҳамма вақт бирдан кичик бўладиган W дан фарқ қилиб, термодинамик эҳтимоллик катта сонлар билан ифодаланади (биз уни w билан белгилаймиз).

Термодинамик эҳтимоллик катталиги энтропия билан боғланган, чунки уларнинг ҳар иккаласи ҳам мувозанат ҳолатида максимал қийматга эга бўлади, ҳар қандай системанинг мувозанатга ўтиши эса энтропиянинг ҳам, термодинамик эҳтимолликнинг ҳам ортиши билан амалга ошади.

Асосли сабабларга кўра (биз бу сабабларни бу ерда баён қилиб ўтирмаймиз) Больцман S энтропияни ва w термодинамик эҳтимолликни

$$S = k \ln \frac{w}{w_0}$$

муносабат орқали боғлади, бу ерда k — бизга маълум бўлган Больцман доимийси.

(89.1) формулани қуйидагича ҳам ёзиш мумкин:

$$S = k \ln w - k \ln w_0 = k \ln w - S_0.$$

Бундаги

$$S_0 = k \ln w_0$$

катталикни энтропиянинг ҳисоб боши учун қабул қилиш мумкин. У ҳолда бу ҳисоб бошидан ҳисобланган энтропия қуйидаги тенглик билан ифодаланади:

$$S = k \ln w. \qquad (89.2)$$

Баъзида системанинг берилган ҳолатда бўлиш термодинамик эҳтимоллигини бошқа усул билан аниқланади, бу усулнинг ғоясини қуйидаги мисол билан тушунтириш мумкин.

N та заррадан иборат газнинг идиш ҳажмининг $V' = V/m$ қисмига тўпланган ҳолатда бўлиш эҳтимоллиги

$$W = \left(\frac{1}{m}\right)^N = \frac{1}{(V/V')^N} = \left(\frac{V'}{V}\right)^N$$

га тенг бўлишини 76-§ да кўрдик. Бу катталикка тескари катталикни киритайлик:

$$w = \frac{1}{W} = \left(\frac{V}{V'}\right)^N \tag{89.3}$$

Бу катталик W эҳтимолликнинг газнинг идиш ҳажмини тўла эгаллаш эҳтимоллигидан қанча марта кичик эканлигини кўрсатади (газнинг идиш ҳажмини тўла эгаллаш эҳтимоллиги бирга тенг, чунки V' ҳажм V нинг бир қисми).

Агар молекуляр система ҳолатининг W математик эҳтимоллиги қиймати (N нинг катта қийматларида) ҳамма вақт жуда кичик бўлса, термодинамик эҳтимоллик w нинг қиймати, аксинча, жуда катта бўлади. w нинг минимал қиймати бизнинг мисолда бирга тенг бўлади ($V' = V$ бўлганда), ҳолбуки W учун бир — унинг максимал қиймати бўлади (бу ҳам $V' = V$ бўлганда).

(89.3) тенглама билан аниқланадиган w катталик термодинамик эҳтимоллик деб аталади. Равшанки, термодинамик эҳтимолликнинг ҳар иккала берилган таърифи бир-бирига зид эмас.

Бир моль модда учун (89.3) ифодани ёзамиз:

$$w = \left(\frac{V}{V'}\right)^{N_0}.$$

Бу ерда N_0 — Авогадро сони. $N_0 = R/k$ бўлгани учун

$$w = \left(\frac{V}{V'}\right)^{R/k}.$$

Бу тенгликни логарифмлаб, шундай ифодани оламиз: $\ln w = \frac{R}{k} \ln \frac{V}{V'}$ ёки

$$k \ln w = R \ln \frac{V}{V'}.$$

Бу тенгликнинг чап томонида турган катталик Больцман формуласига мувофиқ энтропияни билдиради:

$$S = k \ln w.$$

Газнинг бир моли $V' = V_1$ ҳажмдан $V' = V_2$ ҳажмгача изотермик кенгайди, дейлик. Газнинг кенгайгунча ва кенгайгандан кейинги энтропияси учун энтропия ифодасини ёзамиз:

$$S_1 = k \ln w_1 = R(\ln V - \ln V_1),$$
$$S_2 = k \ln w_2 = R(\ln V - \ln V_2).$$

Бир тенгламани иккинчисидан айириб, кенгайиш натижасида энтропиянинг ўзгариш катталигини ҳосил қиламиз:

$$|\Delta S| = |S_2 - S_1| = k \ln \frac{w_1}{w_2} = R \ln \frac{V_2}{V_1}. \qquad (89.4)$$

Бундай формулани илгари ҳам олган эдик [(85.9)га қ.].

Маълумки, изотермик процессдаги кенгайиш иши қуйидагига тенг:

$$A = R\,T \ln \frac{V_2}{V_1}.$$

Бу ифодани (89.4) билан таққосласак, шундай натижани оламиз:

$$\Delta S = \frac{A}{T}.$$

Иккинчи томондан, энергиянинг сақланиш қонунига асосан изотермик процессда $A = \Delta Q$, бундан

$$\Delta S = \frac{\Delta Q}{T}.$$

Шундай қилиб, биз ΔS учун Карно циклини анализ қилишда қандай ифода ҳосил қилган бўлсак, ўша ифодани олдик.

Энтропия билан эҳтимоллик орасидаги боғланиш термодинамиканинг иккинчи бош қонунини бирмунча бошқачароқ талқин қилишга имкон беради. Бу қонун энди шундай ифодаланади: табиатда ҳар қандай процесс шундай амалга ошадики, бунда система эҳтимоллиги катта бўлган ҳолатга ўтади. Шу билан бирга иккинчи қонундаги қатъийлик ўз кучини йўқотади. Чунки маълумки, ўз-ўзидан борувчи процесснинг эҳтимоллиги катта бўлган ҳолатга олиб келишидан иборат бўлган далил процесснинг бошқа йўналишда бўлишини истисно қилмайди. Аввал қайд қилиб ўтганимиздек, бу далил мувозанатга ўтишнинг ана шундай мувозанат ҳолатидан ўз-ўзидан узоқлашишидан кўра эҳтимоллиги катта эканини билдиради, холос. Шунинг учун иккинчи бош қонунни аслида шундай тушуниш керак: агар система берилган (муайян) энтропияли бирор ҳолатда турган бўл-

са, унинг энтропияси катта бўлган бошқа ҳолатга ўтиш эҳтимоллиги катта бўлади, яъни *энтропиянинг энг катта эҳтимолликли ўзгариши унинг ўсишидир.* Принцип жиҳатидан энтропия камайиши рўй берадиган процесслар ҳам бўлиши мумкин.

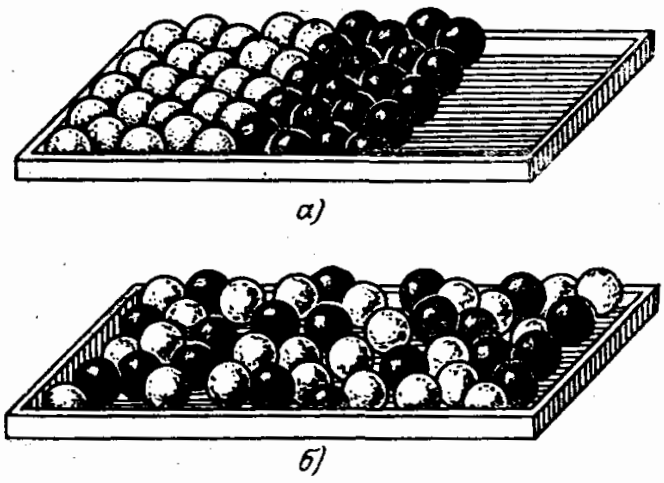
Бу ерда шуни эслатиб ўтиш керакки, биз бир неча марта гапириб ўтган флуктуациялар — энтропиянинг (шунингдек, эҳтимолликнинг ҳам) камайиши билан рўй берадиган ҳолат ўзгаришларидир. Мувозанат ҳолатидан бундай кичик четга чиқишлар термодинамиканинг иккинчи бош қонунига зид келмайди. Улар энтропиянинг эҳтимоллик характерда эканлигидан келиб чиқадиган шаксиз натижасидир.

90- §. Энтропия ва тартибсизлик

Жисмнинг иссиқлик энергияси — жисм молекулаларининг хаотик, тартибсиз ҳаракати энергиясидир. Шундай хаотиклиги билан молекулаларнинг иссиқлик ҳаракати жисмларнинг макроскопик механикавий ҳаракатидан фарқ қилади, бундай ҳаракатда жисмни ташкил қилган молекулалар тартибли ҳаракат қилади. Масалан, жисмнинг илгариланма ҳаракатида унинг барча молекулалари айни бир тезлик билан ҳаракатланади, бу тезлик уларнинг хаотик иссиқлик ҳаракати тезлигига қўшилади. Иссиқлик энергиясининг механикавий энергияга айланиши, бинобарин, хаотик иссиқлик ҳаракатининг тартибли ҳаракатга айланишидир.

Аксинча, механикавий энергияни иссиқлик энергиясига айлантириш — бу тартибли ҳаракат энергиясини тартибсиз ҳаракат энергиясига келтириш демакдир. Бу бир-бирига қарши икки процесснинг тенг ҳуқуқли эмаслигини тушуниш осон: тартибли ҳаракатни хаотик ҳаракатга айлантириш, хаотик ҳаракатни тартибли ҳаракатга айлантиришдан кўра анча осон.

Буни шундай осон мисол билан тушунтириш мумкин. Оқ ва қора шарчалар солинган яшикни кўз олдимизга келтирайлик, бу яшикнинг ҳар бир ярмида бир хил рангдаги шарчалар жойлашган бўлсин (97- *а* расм). Шарчаларнинг аралашиб, тамомила тартибсиз жойлашиши учун яшикни бир неча марта силкитишнинг ўзи кифоя (97- *б* расм). Оддий силкитишдан



97- расм.

шарчаларнинг тартибли жойлашиши тартибсиз бўлиб қолди.

Бироқ худди шундай силкитишлар туфайли яшикнинг ҳар бир ярмида бир рангли шарчалар жойлашадиган қилиб тартибли ҳолатга келтириш мумкин эмас. Қатъий қилиб айтганда, кўплаб марта силкитилганда принцип жиҳатидан бирор навбатдаги турткининг тартиб ўрнатиши (тартибга олиб келиши) мумкин. Бироқ бундай тасодифий воқеанинг бўлиш эҳтимоли жуда ҳам кам. Ҳар қандай даврий силкитиш тартибсизликка олиб келади, кўплаб силкитишларнинг биригина системани тартибга олиб келади.

Бундай ўзига хос қайтмаслик молекулалар сони яшикдаги шарчалар сонидан ҳисобсиз кўп бўлган молекуляр системада яна ҳам кучлироқ намоён бўлиши керак. Молекулалараро тўқнашувлар системани «силкитади» ва системани, мабодо қисқа пайт ичида тартиб ҳукмрон бўлгани ҳолда ҳам, тартибсизликка олиб келади.

Агар жисмнинг икки қисми турли температураларда бўлса, бунда жисмнинг ҳолати шу жисм температураси унинг барча қисми бўйлаб иссиқлик ўтказувчанлик туфайли тенглашгандаги ҳолатидан тартиблироқ бўлади. Худди шунингдек, агар тўсиқ билан иккига ажратилган идишда икки турли газ бўлса, у ҳолда системанинг бундай ҳолати бу газларнинг аралашмаси бўлгандагидан тартиблироқ бўлади. Ҳар қандай табиий процесс шундай борадики, бунда система катта тартибсизлик бўлган ҳолатга ўтади: жисмларнинг температуралари ўз-ўзидан тенглашади, газлар ўз-ўзидан аралашади ва ҳоказо.

Системанинг тартибсизлик даражаси билан унинг энтропияси орасида ўхшашлик бор эканлиги равшан. Шунинг учун энтропияни система тартибсизлигининг ўлчови деб ҳисоблаш мумкин. Ҳолатнинг энтропияси ва эҳтимоллиги орасидаги боғланишни назарда тутиб шундай дейиш мумкин: катта тартибсизлик билан характерланадиган ҳолат тартиблашганроқ ҳолатга нисбатан катта термодинамик эҳтимоллик билан характерланади.

Иссиқлик процессларининг қайтмаслиги ҳам шу билан боғлиқ: иссиқлик процесслари шундай ўтадики, бунда системадаги тартибсизлик кучаяди. Иссиқлик процессларининг қайтмаслиги — бу тартиб ва тартибсизликнинг қайтмаслигидир. Ҳар қандай тур энергиянинг охир натижада иссиқликка айланишининг сабаби ҳам шу билан боғлиқ, чунки энергиянинг барча турлари тартиблироқ ҳаракат билан боғлиқ бўлгани ҳолда, иссиқлик энергияси — тартибсиз ҳаракатлар энергиясидир.

Энтропия ҳақида юқорида айтилганларни якунлаб унинг асосий хоссаларини яна таърифлаб чиқамиз:

Энтропия системанинг ҳолат функциясидир.

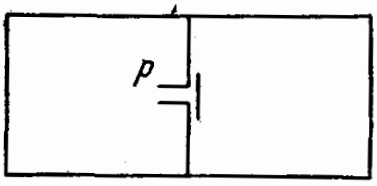
Системанинг мазкур ҳолатдаги энтропиясини нолинчи деб олинган ҳолатига нисбатан ҳисоблаш учун системани шу ҳолатдан но-

линчи ҳолатга олиб келувчи қандайдир *қайтар* процессдаги $\int \frac{dQ}{T}$ нинг қийматини ҳисоблаш керак. Агар системада *қайтувчан* ҳолат ўзгаришлари рўй бераётган бўлса, берк системанинг энтропияси ўзгаришсиз қолади. Ўз ҳолатини *қайтмас* ўзгартираётган берк системанинг энтропияси ортади. Энтропиянинг максимал қиймати системанинг мувозанатига мувофиқ келади. Энтропия бевосита ҳолатнинг эҳтимоллиги билан боғланган. Система ҳолатининг қайтмас ўзгаришида унинг энтропиясининг ортиши, системанинг кам эҳтимолликли ҳолатдан каттароқ эҳтимолликли ҳолатга ўтишини билдиради. Энтропия системанинг тартибсизлик ўлчовидир.

Қайтмас процессда энтропиянинг ортиши система эга бўлган энергиянинг механикавий ишга айлантириш қийинроқ бўлиб қолганини билдиради. Энтропия максимал қийматга эришадиган мувозанат ҳолатида системанинг энергиясини ишга айлантириш мутлақо мумкин эмас.

91-§. Максвелл «демони»

Максвелл қуйидаги биринчи қарашда термодинамиканинг иккинчи бош қонунига зид келадиган хаёлий тажриба ғоясини илгари сурди. Алоҳида молекулаларни «сезиш» қобилиятига эга бўлган бирор қурилмани кўз олдимизга келтирамиз ва уни газ солинган идишни икки қисмга ажратувчи P девор тешигига жойлаштирамиз (98-расм). Дастлаб газнинг босими ва температураси идишнинг ҳар икки қисмида бирдай бўлсин. Шунга қарамай, молекулалар ўзларининг хаотик иссиқлик ҳаракатлари туфайли тешик орқали чапдан ўнгга ҳам, ўнгдан чапга ҳам ўтади, шу билан бирга, тешик орқали вақт бирлигида ҳар икки йўналишда ўтган зарраларнинг ўртача сони бирдай бўлади, демак, идишнинг ҳар икки қисмида босим ва температура ўзгармайди.



98-расм.

Энди Максвелл «демон» деб атаган юқоридаги қурилма шундай ишлай бошлайдики, бир томонга фақат тез молекулаларни, иккинчи томонга фақат секин молекулаларни ўтказади дейлик. Натижада бирмунча вақтдан кейин идишнинг бир томонида, яъни «демон» тез зарраларни ўтказган томонидан, молекулаларнинг ўртача тезлиги бошқа томонидагидан юқори бўлади. Демак, идишнинг бир ярмида газнинг температураси юқорироқ бўлиб қолади.

Шундай қилиб, ҳеч қандай ташқи иш бажарилмагани ҳолда температуралар фарқи юзага келади, бу термодинамиканинг иккинчи бош қонунига мутлақо зид, чунки иккинчи қонун мавжуд бўлган темпера-

туралар фарқининг тенглашишига «рухсат беради», бироқ бундай температуралар фарқининг ўз-ўзидан юзага келишини «тақиқлайди».

Ҳақиқатда эса бу ерда зиддият йўқ. Термодинамиканинг иккинчи бош қонуни зарралар сони жуда катта бўлган макроскопик жисмларгагина тегишлидир. Бу энтропия билан эҳтимоллик орасидаги мавжуд бўлган боғланишдан кўриниб турибди, агар зарралар сони катта бўлмаса, бундай боғланиш ҳақида гапириб бўлмайди. Максвелл «демони» учун эса газ макроскопик жисм бўлиб хизмат қила олмайди, чунки у молекулаларни, яъни термодинамиканинг иккинчи бош қонуни тегишли бўлмаган зарраларни саралаш қобилиятига эга.

Ҳодисанинг механизми нуқтаи назаридан Максвелл парадокси қуйидагича ечилади. Албатта, тешик оғзида ўрнашиб олиб гўё термодинамиканинг иккинчи бош қонунини бузмоқчи бўлган «демон» дан воз кечишимиз, бироқ унинг ўрнига бирор қурилмани кўзда тутишимиз керак. Бу қурилма молекулаларнинг зарбалари (ҳатто тез молекулаларнинг) таъсирида ишлайдиган бўлгани учун унинг ўлчамлари ҳам молекула ўлчамларига тенг бўлиши керак. Бу қурилманинг деталлари шунинг учун молекуляр иссиқликлар ҳаракатида (броун ҳаракатига ўхшаган ҳаракатларда) иштирок этади. Бироқ бу ҳаракатлар тамомила тартибсиз, статистик ҳаракатлардир. Шу сабабли тешик тасодифий қонунга кўра очилади ва ундан фақат тез молекулалар эмас, секин молекулалар ҳам ўтади, натижада кутилган температуралар фарқининг юзага келиши рўй бермайди, бу термодинамиканинг иккинчи бош қонунига тўла мос келади.

92- §. Температураларнинг термодинамик шкаласи

Қитобнинг I бобида температуранинг ўлчаш усулларини кўраётганимизда бундай ўлчашларда жиддий қийинчиликларга дуч келинишини айтиб ўтган эдик. Бу қийинчилик шундан иборатки, турли термометрик жисмлар ёрдамида аниқланадиган температура шкалалари бир-бирига мос тушмайди.

Бироқ биз ҳозир танишган хосса моддaнинг турига мутлақо боғлиқ бўлмайди ва шунинг учун бу хосса температура шкаласини аниқлаш учун нуқсонсиз термометрик хосса бўлиб хизмат қилиши мумкин. Бу хосса шундан иборатки, қайтувчан иссиқлик машинасида ишчи жисм сифатида ишлатиладиган ҳар қандай модда айни бирдай фойдали иш коэффициентини берар экан (албатта, иситкич ва совиткичнинг айни бир температураларида).

Агар, қандай бўлмасин, ишчи жисм T_0 температурада Q_0 иссиқликни ютиб, T_1 температурада совиткичга Q_1 иссиқлик берса, у ҳолда қуйидаги муносабат ўринли бўлади:

$$\frac{Q_0}{T_0}=\frac{Q_1}{T_1} \quad \text{ёки} \quad \frac{Q_0}{Q_1}=\frac{T_0}{T_1}. \qquad (92.1)$$

Ҳар қандай модда учун ўринли бўлган бу муносабат Карно машинасини ўзига хос термометр сифатида фойдаланишга имкон беради. Шуниси борки, бу «термометр» температураларнинг ўзини эмас, балки бу икки T_0 ва T_1 температураларнинг нисбатини аниқлашга имкон беради. Бироқ бу температураларнинг бирига маълум сон қиймат бериб, унинг учун бирор йўл билан градус ўлчовини танласа, у ҳолда изланаётган температурани ҳам аниқлаш мумкин[1].

Шундай йўл билан модданинг турига боғлиқ бўлмаган температура шкаласи, яъни физикавий нуқсонсиз бўлган шкала аниқланади.

Бундай одатдан ташқари «термометр» билан температурани ўлчаш усулини мисол билан тушунтирайлик. Бирор жисмнинг T температурасини аниқлаш керак, бироқ бизнинг ихтиёримизда Карно машинасидан бошқа ҳеч қандай термометр йўқ.

Карно машинасида иситкич сифатида сувнинг қайнаш температурасидаги иссиқлик резервуарини, совиткич сифатида эса эриётган муз температурасидаги иссиқлик резервуарини олайлик (бу температураларни ўлчамаслигимиз маълум, чунки бу мақсад учун бизда термометр йўқ). Яна иситкич ва совиткич орасидаги температуралар фарқини 100 қисмга (градусларга) бўламиз деб шартлашамиз: биз ихтиёрий бошқа сонга бўлишимиз, шунингдек, бошқа ихтиёрий иссиқлик резервуарларини олишимиз мумкин эди. Карно машинасидан ташқари бизга яна Q_0 ва Q_1 иссиқликларни ўлчаш учун калориметр ҳам керак бўлади. Чунки Карно «термометрида» термометрик масала калориметрик масалага айланиб қолиши ўз-ўзидан равшан.

Энди ихтиёрий ишчи жисмдан фойдаланиб (чунки ишчи жисмнинг танланиши ҳеч нарсага таъсир қилмайди) танланган иситкич ва совиткич орасида Карно қайтувчан циклини амалга оширамиз ва иситкичдан олинган $Q_{\text{исит.}}$ иссиқлик миқдорини ҳамда совиткичга берилган $Q_{\text{совит.}}$ иссиқлик миқдорини ўлчаймиз. Ҳозирча номаълум бўлган $T_{\text{исит.}}$, $T_{\text{совит.}}$ ва T орқали қайнаётган сув, эриётган муз температуралари ва ўрганилаётган жисм температурасини белгилаймиз. У ҳолда шундай ёзиш мумкин:

$$\frac{Q_{\text{исит.}}}{Q_{\text{совит.}}}=\frac{T_{\text{исит.}}}{T_{\text{совит.}}}. \qquad (92.2)$$

---

[1] 1954 йили ўлчов ва тарозиларга бағишланган X Бош конференция термодинамик температура шкаласини сувнинг учланма нуқтасини асосий репер нуқта сифатида олиш орқали белгилашга қарор қилди. (IX бобга қ.) Учланма нуқтанинг қиймати 273, 16 К га тенг.

Сўнгра яна Карно циклини амалга оширамиз, бироқ энди аввалги иситкични олган ҳолда ўрганилаётган жисмни совиткич сифатида оламиз, ёки аксинча, аввалги совиткични олган ҳолда ўрганилаётган жисмни иситкич сифатида оламиз. Яна иситкичдан олинган иссиқлик $Q_{исит.}$ ни (бу иссиқлик биринчи тажрибадагидек қолади) ва совиткичга берилган $Q_{совит.}$ иссиқликни ўлчаб, биз қуйидаги муносабатни ёзишимиз мумкин:

$$\frac{Q_{исит.}}{Q_{совит.}} = \frac{T_{исит.}}{T}. \qquad (92.3)$$

Шундай қилиб, биз учта катталик $T_{исит.}$, $T_{совит.}$ ва T ларни аниқлаш учун (92. 2) ва (92. 3) дан иборат икки тенгламага эга бўламиз. Бироқ биз градус ўлчамини аниқлайдиган учинчи тенгламани ҳам ёзишимиз мумкин:

$$T_{исит.} - T_{совит.} = 100.$$

Изланаётган T температура ва $T_{исит.}$ ҳамда $T_{совит.}$ катталикларни аниқлаш учун шу уч тенгламанинг ўзи етарлидир.

Шу нарсани қўшимча қилиш мумкинки, биз иссиқлик машинасини тескари йўналишда, яъни машина совиткич бўлиб ишлайдиган қилиб ҳам ишлатишимиз мумкин эди. У ҳолда биз совиткичдан иситкичга берилган иссиқлик миқдорини ва бунинг учун сарф қилинган ташқи ишни ўлчашимиз керак бўлар эди.

Албатта, ҳеч ким температурани ҳеч қачон бундай одатдан ташқари, шунингдек техникавий жиҳатдан амалга ошириш мумкин бўлмаган усул билан ўлчаган эмас. Бундай ўлчашга эҳтиёж ҳам йўқ, чунки Карно машинаси воситасида аниқланган температура шкаласини хоссалари яхши маълум бўлган бирор конкрет моддадан фойдаланиб олиш мумкин. Идеал газ ана шундай модда бўлиб хизмат қилиши мумкин, унинг учун аниқ ҳолат тенгламаси маълум. Карно машинасида ишчи жисм сифатида идеал газдан фойдаланилганда (92.1) формуланинг ҳосил бўлиши кўрсатиб ўтилган эди. Шу нарсани кўрсатиш мумкинки, температура

$$T = pV/R$$

формулага асосан олинадиган газ термометри шкаласи бўйича ўлчанган температуранинг юқорида биз баён қилган тажрибадаги ўлчанган температурага аниқ мос келади.

Карно қайтувчан (тескари) машинасининг хоссаларига асосланиб ҳосил қилинган температура шкаласи *температураларнинг термодинамик шкаласи* деб аталишини қайд қилиб ўтамиз. Бу шкалани Кельвин тавсия қилган эди ва шунинг учун бу шкала бўйича ифодаланган температуралар кельвинларда ўлчанади.

Термодинамик шкаланинг ноли тўғрисида шуни айтиш керакки, бу шкаланинг ноли $Q_1=0$ бўлгандаги температура эканлиги (80.12) формуладан кўриниб турибди. Бу ҳолда Карно машинасининг фойдали иш коэффициенти бирга тенг бўлади, бинобарин, бундан ҳам паст температуранинг бўлиши мумкин эмас, чунки фойдали иш коэффициенти бирдан катта бўла олмайди.

Температураларнинг термодинамик шкаласи идеал газ шкаласи билан мос келгани учун Кельвин шкаласининг ноли биз аввал аниқлаган температуранинг абсолют нолига мос келади. Шу нарсани қайд қилиш керакки, иссиқлик машинасининг фойдали иш коэффициенти термодинамиканинг иккинчи бош қонунига кўра ҳеч қачон бирга тенг бўлмайди: иситкичдан олинган иссиқлик миқдори ҳеч вақт тамомила механикавий ишга айланмайди. Шунинг учун абсолют ноль температурага ҳам эришиш мумкин эмас.

93- §. Термодинамиканинг учинчи бош қонуни

Кўп сонли тажрибалар шуни кўрсатадики, ҳар қандай системада температура пасайганда тобора кўпроқ даражада тартиблашишга мойиллик кузатилади. Жисмларнинг тузилишини ўрганиш, уларнинг магнитлик хоссалари ва кўпгина бошқа маълумотлар буни тасдиқлайди. Системанинг тартиблашган ҳолати жисмни ташкил қилган зарраларнинг кам энергиясига тааллуқлидир, бироқ юқори температураларда тартиб ўрнатилишига иссиқлик ҳаракати тўсқинлик қилади деб фараз қилиш мумкин. Агар жисмни абсолют нолгача совитиш мумкин бўлганда эди, у ҳолда иссиқлик ҳаракатлари тартиб ўрнатилишига тўсқинлик қила олмас, шунинг учун системада хаёл қилинган максимал тартиб ўрнатилган бўлар ва системанинг бу ҳолатига минимал энтропия мувофиқ келар эди.

Бироқ шундай савол туғилади: агар жисм устида ташқи иш бажарилса (масалан, унга босим берилганда) абсолют нолда бу жисм ўзини қандай тутар эди? Абсолют нолда бўлган жисмнинг энтропияси ўзгариши мумкинми?

Паст температураларда ўтказилган тажрибалар асосида шундай ифодаланадиган муҳим хулоса чиқариш мумкин: *температурада ҳар қандай ҳолат ўзгаришларида абсолют ноль энтропия ўзгармайди.*

Бу хулосани 1906 йилда Нернст чиқарган, уни *Нерст теоремаси* деб юритилади. Баъзида бу теоремани *термодинамиканинг учинчи бош қонуни* билан тенглаштирилади.

Юқорида кўрганимиздек, энтропия тушунчасини эҳтимоллик ёрдамида таҳлил қилишдан абсолют ноль температурада энтро-

пия нолга тенг бўлади деган хулоса келиб чиқади, бу хулоса Нернст теоремасига зид келмайди, албатта.

$T=0$ бўлганда энтропия ҳам нолга тенг эканлигидан абсолют нолга эришиш мумкин эмас деган принципиал хулоса келиб чиқади, чунки агар температураси нолга тенг бўлган жисм мавжуд бўлса, иккинчи тур двигатель қуриш мумкин эканлигини кўрсатиш қийин бўлмасди, термодинамиканинг иккинчи бош қонунига кўра бу мумкин эмас. Баъзида термодинамиканинг учинчи бош қонунини *абсолют ноль температурага эришиб бўлмаслик принципи* деб ифодаланилади.

Термодинамиканинг учинчи бош қонунидан (биз ҳам шундай деб атаймиз) паст температураларда моддаларнинг [illegible]

[illegible]

34-§. Манфий температуралар

[illegible]ратуранинг шу китоб бошида берилган таърифи[illegible]лса, яъни температура зарраларнинг ўртача ки[illegible]нига пропорционал деб олинса, у ҳолда мазкур [illegible]нин маъноси бўлмас эди: кинетик энергия [illegible]лмайди. Энергияси фақат зарралар ҳаракатининг [illegible]иясидан иборат бўлган атом системалари учун [illegible]ратура ҳақиқатан ҳам маънога эга бўлмайди [illegible]ратуранинг молекуляр — кинетик таърифидан [illegible]бсбда температура зарраларнинг энергия бўйича [illegible]никловчи катталик эканини ҳам таъкидлаганиз[illegible]йлик (53-бетга қ.). Агар температура тўғрисида[illegible]ушунчадан фойдаланса, у ҳолда лоақал принцип [illegible]фий температуралар ҳам бўлиши мумкин экан[illegible]из.

[illegible]кўрган Больцман формуласи

$$\frac{n}{n_0}=e^{-U/kT}$$

фақат мусбат эмас, манфий қийматлар олишига ҳам [illegible]ради.

Агар темп[illegible]
дан келиб чиқ[illegible]
нетик энергия[illegible]
паэатраф ном[illegible]
манфий бўла[illegible]
кинетик энерг[illegible]
манфий темпе[illegible]

Бироқ тем[illegible]
ташқари биз I [illegible]
тақеимотини а[illegible]
мизни эса ола[illegible]
ги бу умумий т[illegible]
жиҳатидан ма[illegible]
лиига ишонам[illegible]

Биз (9.2) да[illegible]

температуранинг [illegible]
расман «имкон» [illegible]

Ҳақиқатан ҳам, бу формуладаги n/n_0 — зарраларнинг U энергияга эга бўлган ҳолатдаги қисми n_0 — зарраларнинг U энергия ҳисобланa бошланадиган бирор бошланғич энергияли ҳолатдаги сони.

Формуладан кўриниб турибдики, U қанча юқори бўлса, бундай энергияга эга бўлган n/n_0 зарралар улуши шунча кам бўлади. Масалан, $U = kT$ бўлганда, n катталик n_0 дан e марта кичик бўлади ($e = 2{,}71\ldots$ — натурал логарифм асоси). $U = 2kT$ энергияга эга бўлган зарралар сони эса яна ҳам камроқ бўлади: бу ерда n катталик n_0 дан e^2 марта кичик бўлади. Больцман қонуни ифодаланадиган мувозанат ҳолатида n ҳамма вақт n_0 дан кичик бўлади.

(9.2) тенгликни логарифмлаб қуйидагини оламиз:

$$\ln\frac{n}{n_0} = -\frac{U}{kT},$$

бундан

$$T = -\frac{T}{k\ln(n/n_0)}. \qquad (94.1)$$

T нинг бу ифодасидан кўриниб турибдики, $n<n_0$ бўлганда $T>0$ бўлади.

Бироқ агар шундай атом системаси мавжуд бўлсаки, унда n катталик n_0 дан *катта* бўлса, у ҳолда температура манфий қийматлар қабул қилиши мумкин дейиш мумкин эди, чунки $n>n_0$ бўлганда T манфий бўлиб қолади.

Агар биз классик системани эмас (бундай системада манфий температура амалга ошиши мумкин эмас), квант системани кўраётган бўлсак, у ҳолда бундан ташқари, системадаги тартибсизлик даражасини аниқловчи катталик бўлган энтропиядан ҳам фойдаланамиз.

Система унинг энергетик сатҳлари схемаси тарзида тасвирланган бўлсин (1-расмга қаранг). Температуранинг абсолют ноль қийматида системамизнинг барча зарралари ўзларининг энг қуйи сатҳларида ётади, қолган барча сатҳлар бўш бўлади. Бундай шароитларда система максимал даражада тартибланган бўлиб, унинг энтропияси нолга тенг (унинг иссиқлик сиғими ҳам нолга тенг).

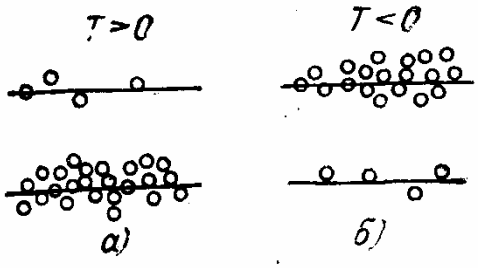
Энди системага энергия бериш йўли билан унинг температураси кўтарилса, у ҳолда зарралар юқорироқ энергетик сатҳларга ўтади ва шундай қилиб, бу сатҳлар ҳам қисман эгалланади, шу билан бирга, температура қанча юқори бўлса, шунча юқорироқ энергетик сатҳлар эгаллана боради. Зарраларнинг энергетик сатҳлар бўйлаб тақсимланиши Больцман қонуни билан ифодаланади. Бу тақсимот шундай бўладики, юқори сатҳларда пастки сатҳлардагига қараганда камроқ зарралар бўлади. Зарраларнинг кўплаб сатҳлар бўйича «кўчиб ўтиши» албатта системадаги тартибсизликни орттиради ва системанинг

энтропияси температура ортиши билан ортиб боради. Системада энг катта тартибсизлик бўлиши, яъни энтропия максимуми бўлиши учун зарраларнинг энергия бўйича тақсимоти шундай бўлиши керакки, зарралар барча энергетик сатҳлар бўйлаб баравар тақсимланган бўлсин. Бундай тақсимланиш (94.1) формулада $n=n_0$ бўлганда, яъни $T=\infty$ эканини билдиради. Демак, зарраларнинг энергия бўйича баравар тақсимланиши чексиз катта температурага ва максимал энтропияга тўғри келар экан.

Бироқ биз бу ерда гапираётган квант системасида бундай тақсимланиш мумкин эмас, чунки сатҳлар сони чексиз кўп, зарралар сони эса чекли. Шунинг учун бундай системада энтропия максимум орқали ўтмайди, балки температура ортиши билан монотон ортиб боради. Чексиз юқори температурада энтропия ҳам чексиз катта бўлади.

Энди шундай система бор деб фараз қилайликки, бу системада ички энергиянинг бирор юқори чегараси мавжуд, энергетик сатҳлари сони эса чекли бўлсин. Фақат энергияси зарралар ҳаракатининг кинетик энергиясидан иборат бўлмаган системадагина шундай бўлиши мумкин.

Бундай системада абсолют ноль температурада зарралар фақат энг паст энергетик сатҳларнигина эгаллайди, энтропия эса бунда нолга тенг бўлади. Температура ортиши билан зарралар юқорироқ сатҳларга ҳам кўчиб ўта бошлайди ва энтропиянинг тегишли ортишига олиб келади. 99-*а* расмда икки энергетик сатҳи бўлган система кўрсатилган. Бироқ системадаги энергетик сатҳлар сони, шунингдек, ундаги зарралар сони ҳам энди чекли бўлгани учун, пировардида шундай ҳолатга эришиладики, бу ҳолатда зарралар энергетик сатҳлар бўйлаб текис тақсимланади. Ҳозир кўрганимиздек, бу ҳолатга чексиз юқори температура ва максимал энтропия мос келади. Бунда системанинг энергияси бирор максимал қийматда бўлади, бироқ бу қиймат чексиз катта бўлмайди, шунинг учун бизнинг температура зарраларнинг ўртача энергиясидир, деган аввалги таърифимиз бу ерда ўринли бўлмайди.



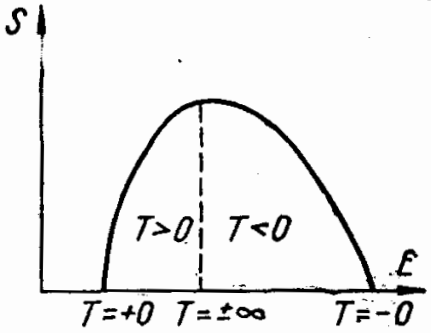
99- расм.

Энди чексиз юқори температурада бўлган системага бирор тарзда қўшимча энергия берсак, у ҳолда зарралар юқорироқ энергетик сатҳга ўтишда давом этади, бунинг натижасида бу юқори сатҳнинг зарралар билан «эгалланиши» пастки сатҳдагидан кўп бўлиб қолади (99-*б* расм). Равшанки, зарраларнинг юқори сатҳларда бундай кўплаб жойлашиши системанинг $T=\infty$ да мавжуд бўлган тўла тартибсиз ҳолатидан бирор даражада тартибланган ҳолатга келганини билдиради, яъни зарраларнинг энергия бўйича текис тақсимланишини

билдиради, $T = \infty$ да максимумга эришган энтропия бундан кейин энергия бериш натижасида камайиб боради. Бироқ энергия ортиши билан энтропия ортмаётган, балки камаяётган бўлса, демак, температура мусбат эмас, манфий экан.

Системага қанча кўп энергия берилса, шунча кўп сонли зарралар энг юқори энергетик сатҳда жойлашади. Ниҳоят, шундай ҳолатни кўз олдимизга келтиришимиз мумкинки, бунда барча зарралар энг юқори сатҳларда жойлашган бўлади. Бундай ҳолат ҳам тамомила тартибланган ҳолат бўлиши равшан. Бу ҳолат барча зарралар энг қуйи энергетик сатҳларни эгаллаган ҳолатдан ҳеч қайси жиҳатдан «ёмон» бўлмайди: у ҳолда ҳам, бу ҳолда ҳам система тамомила тартибланган бўлади, энтропия нолга тенг бўлади. Шунинг учун биз иккинчи ҳолда қарор топган тамомила тартибланган ҳолатга — 0 температура тўғри келади деб белгилашимиз ва бу жиҳатдан у «одатдаги» абсолют ноль (+0) дан фарқ қилади дейишимиз мумкин. Бу икки «ноллар» орасидаги фарқ шундан иборатки, минус нолга биз манфий температуралар томонидан, плюс нолга эса мусбат температуралар томонидан келамиз.

Шундай қилиб, системанинг фикран олинган температураси абсолют нолдан чексизликкача бўлган интервал билан чекланмайди, балки + 0 дан + ∞, — ∞ орқали — 0 гача боради, шу билан бирга ± ∞ билан — ∞ бир-бири билан уст-ма-уст тушади. 100-расмда энтропиянинг система энергиясига боғлиқлик эгри чизиғи кўрсатилган. Эгри чизиқнинг максимумдан чап томондаги қисми мусбат температураларга, ундан ўнг томондаги қисми эса манфий температураларга тегишли. Максимум нуқтасида температура қиймати ± ∞ га тенг бўлади.



100-расм.

Тартибланганлик, бинобарин, энтропия нуқта и назаридан учта чекка ҳолат бўлиши мумкин:

1. Тўла тартибланиш — зарралар энг қуйи энергетик сатҳларда тўпланган. Бу ҳолат «одатдаги» абсолют нолга (+0) тўғри келади.

2. Тўла тартибсизлик — зарралар барча энергетик сатҳлар бўйича текис тақсимланган. Бу ҳолатга ± ∞ температура мос келади.

3. Яна қайтадан тўла тартибланиш — зарралар фақат энг юқори энергетик сатҳларда жойлашган. Бу ҳолатга мувофиқ келадиган температурага — 0 қиймат берилади.

Бу ерда биз парадоксал вазиятга дуч келамиз: манфий температураларга келиш учун биз системани абсолют нолдан паст температураларгача совитишга эмас (бундай қилиш мумкин

эмас), балки аксинча, системанинг энергиясини орттиришга тўғри келди; манфий температура ($T<0$) чексиз юқори температурадан баланд бўлиб чиқди.

Биз ҳозиргина эслатиб ўтган икки тўла тартиблашган ҳолатлар, яъни $+0$ ва -0 температурали ҳолатлар орасида жуда муҳим фарқ бор.

«Одатдаги» абсолют ноль ҳолати — агар системада бу ҳолатга эришиш мумкин бўлса — чексиз муддат сақланиши мумкин бўлар эди, фақат бунинг учун система атроф муҳитдан тамомила изоляцияланган бўлиши, яъни бу муҳитдан системага энергия берилмаслик шарти бажарилиши керак. Бу ҳолат барқарор мувозанат ҳолати бўлиб, бу ҳолатдан система ташқаридан таъсир кўрсатилмагани ҳолда ўз-ўзидан чиқа олмайди. Бунинг сабаби шуки, бу ҳолатда система минимал энергияга эга бўлади.

Иккинчи томондан, манфий абсолют ноль ҳолати системанинг энг мувозанатсиз ҳолатидир, чунки бунда системанинг энергияси максимал бўлади. Агар системани бу ҳолатга олиб келиш ва сўнгра ўз-ўзига қўйиш мумкин бўлганда эди, у ҳолда система дарҳол бу мувозанатсиз, беқарор ҳолатдан чиққан бўлар эди. Бундай ҳолатни фақат системага узлуксиз энергия олиб келиш билангина сақлаш мумкин бўлар эди. Бундай энергия бериб турилмаса, юқори энергетик ҳолатда бўлган зарралар албатта паст энергетик сатҳларига «қулаб тушади».

Ҳар иккала ноль қийматларнинг умумий хоссалари уларга эришиб бўлмасликдир: уларга эришиш учун чексиз катта энергия сарфлаш керак.

Шу билан бирга, фақат — 0 температурага мос келувчи ҳолатгина эмас, балки манфий температурали барча ҳолатлар шундай беқарор, мувозанатсиз ҳолатлардир. Уларнинг барчасида ҳам $n>n_0$ қиймат мос келади, мувозанат учун эса n ва n_0 орасида тескари муносабат, яъни $n<n_0$ бўлиши керак.

Манфий температураларнинг мусбат температураларга нисбатан пастроқ температуралар эканини айтиб ўтган эдик. Шунинг учун манфий температураларгача қиздирилган (совитилган дейиш мумкин эмас) жисмни температураси мусбат бўлган жисмга тегизилса, у ҳолда энергия биринчисидан иккинчисига (манфий температуралидан мусбат температуралига) ўтади, аксинча эмас. Бинобарин, биринчи жисмнинг температураси гарчи манфий бўлса ҳам, иккинчисидан юқори. Иккита манфий температурали жисм бир-бирига текканида энергия температуранинг абсолют қиймати кичик бўлган жисмдан температуранинг сон қимйати катта бўлган жисмга ўтади.

Манфий температурагача қиздирилган жисм ҳаддан ташқари мувозанатсиз ҳолатда бўлгани учун энергияни осонлик билан беради. Шу сабабли ана шундай ҳолат яратилиши учун система

бошқа жисмлардан жуда ишончли изоляцияланган бўлиши керак (ҳеч бўлмаганда система ўзига ўхшаш бўлмаган, яъни энергетик сатҳлари сони чекли бўлмаган системалардан изоляция қилиниши керак)[1].

Шу билан бирга, манфий температурали система шу даражада мувозанатсиз ҳолатда бўладики, ҳатто бу ҳолатда бўлган система изоляцияланган ҳамда унинг энергия берадиган қўшнилари бўлмаганда ҳам, бу система мусбат температурали (мувозанат) ҳолатга ўтмагунча жуда бўлмаганда нурланиш йўли билан ўз энергиясини бериши мумкин.

Қўшимча қилиб, шу нарсани айтиш керакки, чекли энергетик сатҳлар тўплами бўлган атом системалари, яъни кўрганимиздек манфий температурали ҳолатларни амалга ошириш мумкин бўлган атом системалари фақат назарий системалар эмас. Бу системалар реал мавжуд ва уларда ҳақиқатан ҳам манфий температураларга эришиш мумкин. Манфий температурали ҳолатдан одатдаги температурали ҳолатга ўтишда ҳосил бўладиган нурланишлар махсус асбобларда фойдаланилади: молекуляр генераторлар ва кучайтиргичлар — мазерлар ва лазерларда шу нурланиш қўлланилади. Бироқ бу ерда биз бу масалани батафсил баён қилиш имконига эга эмасмиз.

---

[1] Температура тушунчасининг мувозанат тушунчаси билан органик боғланган эканини аввал кўрсатиб ўтган эдик. Шунинг учун қаралаётган ҳолда температура тўғрисида фақат расмангина гапириш мумкин. Больцман тенгламасининг ҳам зарраларнинг энергия бўйича мувозанат тақсимотини беришини эслатиб ўтайлик.

VII боб

СУЮҚЛИКЛАРНИНГ ХОССАЛАРИ

Газларни идеал деб ҳисоблаб бўлмайдиган юқори босимлардаги хоссаларини ўрганиш бизларни суюқликларнинг хоссалари ҳам ана шу газларнинг хоссаларидан унчалик фарқ қилмаслиги керак деган хулосага олиб келади. Бундай хулоса суюқлик билан унинг буғи орасидаги фарқ йўқоладиган критик температуранинг мавжуд эканлигидан ва шу туфайли газсимон ҳолатдан узлуксиз равишда суюқ ҳолатга ўтиш имкониятининг мавжудлигидан келиб чиқади. Реал газларнинг ҳолат тенгламаси эса ўз маъносига кўра газсимон ҳолатни ҳам, суюқ ҳолатни ҳам, шунингдек бу ҳолатларнинг биридан-бирига ўтишини ҳам ифодалайди. Буларнинг ҳаммаси, бинобарин, суюқлик ва газ орасида фақат уларнинг зичликларидаги миқдорий фарқ бор эканлигини кўрсатади.

Маълум даражада бу ҳам тўғри. Бироқ суюқлик ва газ орасидаги миқдорий фарқ шунчалик каттаки, суюқликлар ва газларнинг табиати сифат жиҳатидан ҳам фарқ қилади (критик температурадан узоқ температураларда бу икки ҳолат зичликлари жиҳатидан деярли минг марта фарқ қилади).

Суюқликнинг асосий хусусиятлари унинг ўз ҳажмини сақлаш қобилияти (газлардан фарқли ўлароқ, суюқликларнинг ҳажми улар эгаллаган идиш ҳажми билан аниқланмайди) ва суюқликларда эркин сиртнинг мавжуд эканлигидир.

Биламизки, Ван-дер-Ваальс тенгламаси тахминий тенглама бўлиб, уни худди идеал газларда Клапейрон тенгламаси ёрдамида олиб борилган ҳисоблашлар каби турли ҳодисаларнинг аниқ ҳисоби учун фойдаланиб бўлмайди. Бироқ суюқликларнинг баъзи хоссаларини, жуда бўлмаганда сифат жиҳатидан, ҳолат тенгламаси асосида ҳисоблаш мумкин. Суюқликларнинг бундай хоссаларига, масалан, уларнинг иссиқликдан кенгайиши ва сиқилувчанлиги киради. Суюқликларнинг хоссаларини биз уларнинг ана шундай ҳажмий хоссаларидан бошлаб ўрганамиз. Сўнгра биз суюқликларнинг бошқа ҳажмий хоссаларини ўрганамиз ва уларни газларнинг тегишли хоссалари билан таққос-

лаймиз. Шундан сўнг сиртий ҳодисалар, яъни суюқликнинг эркин сирти мавжудлиги билан боғлиқ бўлган ҳодисаларни ўрганамиз.

95- §. Суюқликларнинг ҳажмий хоссалари

Дастлаб суюқликларнинг бевосита ҳолат тенгламасидан ўрганилиши мумкин бўлган хоссаларини; уларнинг сиқилувчанлиги ва иссиқликдан кенгайишини қараймиз.

Суюқликларнинг сиқилувчанлиги. Маълумки, p босим бир бирликка ўзгарганида ҳажмнинг dV нисбий ўзгариши жисмнинг χ сиқилувчанлик коэффициенти деб аталади, яъни

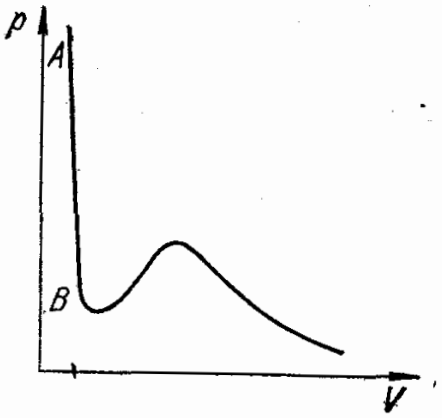
$$\chi = \frac{1}{V}\frac{dV}{dp}. \qquad (95.1)$$

Идеал газлар учун I бобда кўрсатилганидек бу катталик

$$\chi = -1/p$$

га тенг бўлади (34- бетга қ.), масалан, $p=1$ атм бўлганда $\chi=-1$ атм$^{-1}$ га тенг: босим бир атмосферадан икки атмосферага ортганида газнинг ҳажми икки марта камаяди.

Газлардан фарқли ўлароқ, суюқликларнинг сиқилувчанлиги жуда кичик бўлади. Бундай эканлиги Ван-дер-Ваальс тенгламаси эгри чизиғидан (101- расм) яққол кўриниб турибди, бу эгри чизиқда суюқ ҳолатга AB қисми мувофиқ келади. Бу қисмнинг тиклиги $\frac{dV}{dp}$ ҳосиланинг, демак, сиқилувчанликнинг жуда кичик эканлигидан дарак беради: ҳажмнинг жуда кичик ўзгариши учун босимнинг жуда катта ўзгариши керак бўлади.



101- расм.

Тажриба шуни кўрсатадики, суюқликларнинг сиқилувчанлик коэффициенти ҳақиқатан жуда кичик ва уларнинг кўпчилиги учун 10^{-4}—10^{-5} атм$^{-1}$ чегарасида ётади. Бинобарин, у газлардаги қийматидан ўнлаб ва юзлаб минг марта кичик. Барча суюқликлар ичида суюқ гелийнинг сиқилувчанлиги энг каттадир, бир неча атмосфера босимида суюқ гелийнинг χ коэффициенти $8\cdot10^{-3}$ атм$^{-1}$ га тенг. Сувнинг сиқилувчанлик коэффициенти $4{,}53\cdot10^{-5}$, симобники $3{,}95\cdot10^{-6}$ атм$^{-1}$ га тенг.

Сиқилувчанлик коэффициенти босимга боғлиқ бўлади, босим ортиши билан коэффициент кичрайиб боради. Бу табиий, чунки суюқлик сиқилган сари унинг зарралари орасидаги масофа камаяди ва уларнинг ўзаро итаришиш кучлари ортади, бу равшанки, зарраларнинг янада яқинлашишини қийинлаштиради. Шу нарсани қайд қилиш керакки, агар одатдаги босимларда

турли суюқликларнинг сиқилувчанликлари бир-биридан катта фарқ қилиши мумкин бўлса, жуда юқори босимларда барча суюқликларнинг сиқилиш коэффициентлари деярли бирдай бўлади.

Суюқликнинг сиқилувчанлик коэффициенти температурага боғлиқдир. Чунки исиганда иссиқликдан кенгайиш туфайли суюқликнинг ҳажми ортади ва молекулалар орасидаги масофа катталашади. Шунинг учун зарралар орасидаги итаришиш кучлари камаяди ва суюқликнинг сиқилиши осонлашади. Шунинг учун температура ортиши билан сиқилиш коэффициенти катталашади. Шундай қилиб, температуранинг ортиши босимнинг ортиши туфайли бўладиган таъсирга нисбатан қарама-қарши таъсир кўрсатади (шу билан бирга, бу фақат суюқликларгагина ва фақат сиқилувчанлик хоссасигагина тегишли эмас).

Сиқилувчанлик ҳодисасининг ҳозиргина баён қилинган хусусияти бевосита Ван-дер-Ваальс тенгламасидан келтириб чиқарилиши ҳам мумкин. Бу тенглама босим, ҳажм ва температурани боғлайдиган тенглама бўлгани учун ундан равшанки, сиқилувчанлик коэффициентини ифодаловчи $\frac{1}{V}\frac{dV}{dp}$ катталикни ҳисоблаб чиқариш мумкин [(95.1) формулага қ.]. Ҳисоблашда фақат ҳолат тенгламасига кирувчи a ва b ўзгармасларнинг аслида ўзгармас эмас эканлигини, балки температурага боғлиқ (ўзгармас b бундан ташқари, модданинг солиштирма ҳажмига ҳам боғлиқ) эканини назарда тутиш, бу боғланишнинг кўринишини фақат тажрибадангина аниқлаш мумкин эканлигини ҳисобга олиш керак. Тажрибадан олинган маълумотлар тўплами суюқликнинг сиқилувчанлик коэффициенти учун қуйидаги эмпирик формулани чиқаришга имкон берди:

$$\chi = \frac{A}{V(p+p_T)}, \qquad (95.2)$$

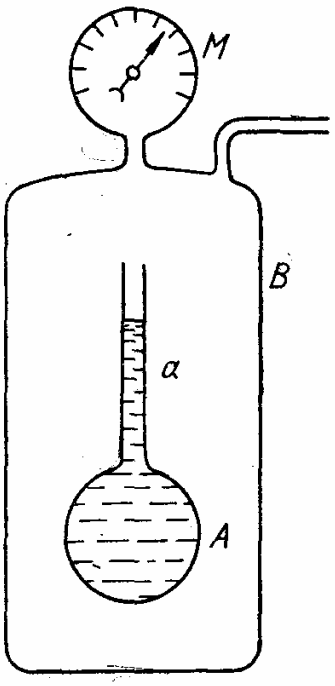
бу ерда A—температура ортиши билан ортиб борувчи бирор функция, p—ташқи босим ва p_T—Ван-дер-Ваальс кучлари билан (T температурадаги) боғлиқ бўлган босимдир. (95.2) формула сиқилувчанлик коэффициентининг ҳақиқатан ҳам температура ортиши билан катталашишини, босим ортиши билан эса кичиклашишини кўрсатади.

(95.2) формула, албатта, босимнинг унча катта бўлмаган соҳаси учун яроқли бўлган тақрибий формуладир.

Суюқликнинг сиқилувчанлигини тажрибада аниқлаш. Сиқилувчанликни ўлчашга хизмат қиладиган асбоб ва қурилмалар *пьезометрлар* деб аталади. Унча катта бўлмаган босимларда суюқликнинг сиқилувчанлик коэффициентини ўлчаш учун яроқли бўлган энг содда пьезометрлардан бири 102-расмда схематик равишда кўрсатилган. Ўрганилаётган суюқлик A идишга ундаги ингичка найча (a капилляр)га кўтариладиган қилиб тўлдирилади. Бу идишнинг ўзи ўз навбатида M манометр билан

ўлчанадиган юқори босимли B камерага жойлаштирилади. Суюқликли A идишнинг деворларига ташқаридан ва ичкаридан бирдай босим таъсир қилгани учун идишнинг ҳажми ташқи таъсир қилаётган босим туфайли ўзгармайди (сиқилувчанликни ўлчашда бунга тегишли чора кўриш керак).

Таъсир қилаётган босим таъсирида A идишдаги суюқлик ҳажми бир оз камаяди ва бу камайиш a капиллярдаги сатҳнинг пасайишидан сезиларли бўлиб қолади. Суюқликнинг сиқилувчанлик коэффициентининг кичиклиги туфайли ҳажмнинг ўзгаришини капиллярсиз идишда сезиш мумкин бўлмас эди.



102-расм.

Агар капиллярнинг кўндаланг кесим юзи S га, унда суюқлик сатҳининг пасайиш катталиги Δh га тенг бўлса, у ҳолда ҳажмнинг ўзгариши $S\cdot\Delta h$ га тенг бўлади. Суюқликнинг бошланғич ҳажмини билган ҳолда ва манометрдан босимнинг ўзгаришини ҳисоблаб, сиқилувчанлик коэффициентини (95.1) формулага кўра ҳисоблаш мумкин.

Суюқликнинг иссиқликдан кенгайиши. Моддaнинг иссиқликдан кенгайиши маълумки, ҳажмий кенгайиш коэффициенти

$$\alpha = \frac{1}{V}\frac{dV}{dT} \qquad (95.3)$$

билан, яъни T температура 1 К га ўзгарганида V ҳажмнинг нисбий ўзгариши билан характерланади.

I бобда идеал газлар учун $\alpha=1/T$ эканлиги кўрсатиб ўтилган эди. Музнинг эриш температураси ($T=273$ К) да $\alpha=1/273$ ($3{,}66\times10^{-3}$К$^{-1}$) бўлади. Суюқликларда ҳажмий кенгайиш коэффициенти ўзининг миқдорий қиймати жиҳатидан кичикроқ ва унинг температурага боғлиқлиги ҳам бирмунча заифроқ бўлади.

15-жадвалда. хона температурасида баъзи суюқликлар учун α нинг қийматлари берилган.

15-жадвал

Баъзи суюқликларнинг хона температурасидаги ҳажмий кенгайиш коэффициентлари

Модда	α, К$^{-1}$	Модда	α, К$^{-1}$
Этил спирти	$1{,}1\cdot10^{-1}$	Зайтун мойи	$7{,}2\cdot10^{-4}$
Эфир	$1{,}63\cdot10^{-3}$	Сув (15°С да)	$1{,}5\cdot10^{-4}$
Глицерин	$5{,}3\cdot10^{-4}$	Сув (90°С да)	$7{,}0\cdot10^{-4}$
Симоб	$1{,}8\cdot10^{-4}$		

Босим ва температуранинг коэффициентга таъсири ҳақида биз юқорида айтиб ўтган гапларимиздан шу нарса келиб чиқадики, иссиқликдан ҳажмий кенгайиш коэффициенти босимнинг ортиши билан камайиши (бу, албатта, кенгайишга тўсқинлик қилади) ва температура кўтарилиши билан ортиши керак.

Иссиқликдан кенгайиш ҳодисаси, худди сиқилувчанлик сингари Ван-дер-Ваальс ҳолат тенгламаси асосида қаралиши, бу тенгламадан α коэффициентни аниқловчи $\frac{dV}{dT}$ катталикнинг қийматини келтириб чиқариш мумкин (VIII бобга қ.).

Бу ерда шуни қайд қилиш керакки, мос ҳолатлар қонунидан барча суюқликлар учун бирдай келтирилган температураларда иссиқликдан кенгайиш коэффициенти бир хил бўлади. Сиқилувчанлик коэффициенти ҳақида ҳам шундай дейиш мумкин. Тажриба бу хулосани жуда яхши (Ван-дер-Ваальс тенгламасидан келиб чиқадиган бошқа натижаларга кўра яхшироқ) тасдиқлайди.

Сиқилувчанлик коэффициенти ва иссиқликдан ҳажмий кенгайиш коэффициенти орасидаги муносабат. Жуда умумий мулоҳазалардан, ҳатто моддaнинг ҳолат тенгламасини билмаган ҳолда ҳам, қуйидаги катталиклар орасидаги муносабатларни аниқлаш мумкин:

1) $\left(\frac{\partial V}{\partial T}\right)_P$ — ўзгармас босимда температуранинг ўзгариш бирлигига тўғри келувчи жисм ҳажмининг ўзгариши (иссиқликдан кенгайиш);

2) $\left(\frac{\partial V}{\partial p}\right)_T$ — ўзгармас температурада жисмга таъсир қилаётган босимнинг ўзгариш бирлигига тўғри келувчи жисм ҳажмининг ўзгариши (сиқилувчанлик);

3) $\left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_V$ — ўзгармас ҳажмда температуранинг ўзгариш бирлигига тўғри келган босим ўзгариши (иссиқлик кучланиши).

Бу катталиклар орасида боғланиш бор эканлиги ҳақидаги хулоса қуйидаги мулоҳазалардан келиб чиқади. Агар жисмни қиздирганда у кенгайса, яъни ўзининг V ҳажмини орттирса, у ҳолда p ташқи босимни орттириш йўли билан жисмни яна бошланғич ҳажмигача сиқиш мумкин. Бинобарин, температура ва босимни бир пайтда орттириш йўли билан ҳажмни ўзгармас сақлаш мумкин. Температуранинг ортиш бирлигига тўғри келувчи босим ортиши, яъни температуранинг ана шу ўзгариши вужудга келтирган ҳажм ортишини компенсация қилишга керак бўладиган босим ортиши $\frac{\partial p}{\partial T}$, жисмнинг иссиқликдан кенгайиши $\frac{\partial V}{\partial T}$ ва унинг сиқилувчанлиги $\frac{\partial V}{\partial p}$ га қуйидагича боғланган эканини тушуниш осон: жисмнинг иссиқликдан кенгайиши қанча катта ва сиқилувчанлиги қанча кичик бўлса, босимнинг орти-

ши шунча катта бўлади. Кўрсатилган учала катталик орасидаги боғланиш шу шарт билан белгиланади.

Бу боғланишни миқдорий жиҳатдан аниқлашга уриниб кўрамиз. Босим, ҳажм ва температура орасидаги муносабат ҳолат тенгламаси билан аниқланади:

$$p = f(V, T). \tag{95.4}$$

(95.4) боғланишнинг кўриниши қандай бўлишидан қатъи назар шундай дейиш мумкин: агар жисмни V ва T қийматлар билан аниқланадиган ҳолатдан унга чексиз яқин бўлган ҳажм ва температуранинг $V+dV$ ва $T+dT$ қийматлари билан аниқланадиган ҳолатга ўтказилса, у ҳолда бундай ўтиш туфайли босимнинг dp ўзгариши бу ҳолат ўзгаришининг қандай йўл билан эришилганига боғлиқ бўлмайди. Бунинг маъноси шуки, қуйидаги

$$dp = \left(\frac{\partial p}{\partial V}\right)_T dV + \left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_V dT \tag{95.5}$$

ифода тўлиқ дифференциалдир, яъни босимнинг тўла ўзгариши унинг ҳажмнинг ўзгариши туфайли ва температуранинг ўзгариши туфайли алоҳида ўзгаришлари йиғиндисига тенг.

Яна бир бор эслатиб ўтамизки, ўзгармас температурада ($dT=0$) босимнинг ўзгариши ишораси жиҳатидан ҳажмнинг ўзгаришига тескари бўлади. Агар ҳажм ўзгармас сақланса ($dV=0$), у ҳолда босимнинг ўзгариш ишораси температуранинг ўзгариш ишорасига мос келади.

Агар ҳажм ўзгариши dV нинг температура ўзгариши dT га нисбатини шундай танлансаки, унда босим ўзгармасдан қолса, яъни $dp=0$ бўлса, у ҳолда хусусий ҳосиланинг таърифига кўра, бу нисбатни $\left(\frac{\partial V}{\partial T}\right)_p$ кўринишида ёзиш мумкин. У ҳолда (95.5) тенгламадан айний равишда $dp = 0$ бўлганда қуйидаги келиб чиқади:

$$\left(\frac{\partial V}{\partial T}\right)_p = -\frac{\left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_V}{\left(\frac{\partial p}{\partial V}\right)_T}, \tag{95.6}$$

ёки

$$\left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_V = \frac{1}{\left(\frac{\partial T}{\partial p}\right)_V}$$

эканини назарга олиб, шундай симметрик айниятни оламиз:

$$\left(\frac{\partial V}{\partial T}\right)_p \left(\frac{\partial p}{\partial V}\right)_T \left(\frac{\partial T}{\partial p}\right)_V = -1, \tag{95.7}$$

бу айният бизни қизиқтирган катталиклар орасидаги алоқанинг миқдорий ифодасидир.

Бу муносабатнинг барча жисмлар учун ўринли эканлиги равшандир.

(95.7) тенгламани унга тажрибада ўлчанадиган ҳажмий кенгайиш коэффициенти α ва (изотермик) сиқилиш коэффициенти χ кирадиган шаклда қайта ёзамиз:

$$\alpha = \frac{1}{V}\left(\frac{\partial V}{\partial T}\right)_p, \qquad \chi = \frac{1}{V}\left(\frac{\partial V}{\partial T}\right)_T.$$

У ҳолда шундай ифода ҳосил қиламиз:

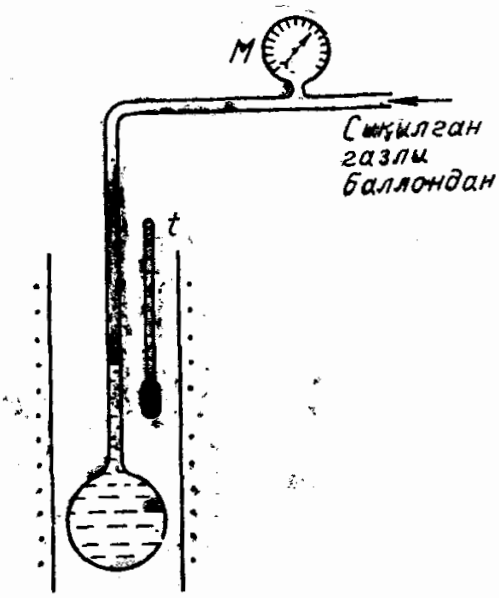
$$\alpha V \frac{1}{\chi V}\left(\frac{\partial T}{\partial p}\right)_V = -1$$

ёки

$$\left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_V = -\frac{\alpha}{\chi}. \qquad (95.8)$$

(95.8) тенглама шуни кўрсатадики, агар суюқликнинг температурасини (ҳар қандай моддaнинг температурасини ҳам) ўзгармас ҳажмда ўзгартирсак, у ҳолда температуранинг бир градус ўзгариши билан юзага келадиган босим ўзгариши иссиқликдан ҳажмий кенгайиш ва сиқилиш коэффициентларининг нисбатига тенг бўлади.

Агар, масалан, уни кавшарланган найча симоб билан тамоман тўлдирилган бўлса, у ҳолда температуранинг 1 К га ўзгаришида босимнинг Δp га ўзгариши $\frac{\alpha}{\chi}$ га тенг бўлади (найча қаттиқ материалининг иссиқликдан кенгайиш коэффициенти симобнинг иссиқликдан кенгайиш коэффициентидан анча кичик, шунинг учун найча ҳажмининг ўзгаришини назарга олмаслик мумкин). Симоб учун $\alpha = 1{,}8 \cdot 10^{-4}$, $\chi = -3{,}9 \cdot 10^{-6}$. Демак, $\Delta p = 46{,}5$ атм, яъни бунда анчагина катта босим вужудга келади. Бундан хусусан, нима учун симобли термометрни симоб кенгайиб, капиллярнинг бутун ҳажмини тўлдирадиган даражада ўта қиздириш мумкин эмаслиги келиб чиқади; температуранинг бундан кейин бир оз ортиши билан капилляр ёрилади.



103- расм.

(95.8) дан агар суюқликнинг иссиқликдан кенгайиш коэффициенти маълум бўлса, у ҳолда сиқилиш коэффициентини ҳам аниқлаш мумкин эканлиги келиб чиқади. Бунинг учун, масалан, схемаси 103- расмда кўрсатилган асбобдан фойдаланиш мумкин. Ингичка найча ўрнатилган идиш ўрганилаётган суюқлик билан тўлдирилади ва уни иситкичга жойлаштирилади, иситкич ёрдамида суюқликнинг температурасини ўзгартириш мумкин. Найни сиқилган газ (суюқликда химиявий ўзгаришлар бўлмаслига учун азот ва аргон) тўлдирилган баллон билан бирлаштирилади. Термометр билан суюқ

ликнинг t температураси ўзгаришини ва M манометр билан найчадаги суюқлик сатҳини ўзгаришсиз сақлаб турувчи босим ўзгаришини ўлчаб, (95.8) тенгламадан фойдаланиб сиқилувчанлик коэффициентини ҳисоблаш мумкин.

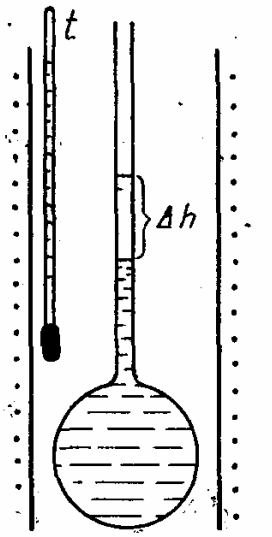
Суюқликнинг иссиқликдан ҳажмий кенгайиш коэффициентини тажрибада аниқлаш. Жисмларнинг иссиқликдан кенгайиш коэффициентини ўлчашга мўлжалланган асбоблар *дилатометрлар* дейилади. Дилатометрияда ишлатиладиган энг оддий методлардан бири қуйидагидан иборат.

Ўрганилаётган суюқликни термометрик найчаси бўлган идишга шундай сатҳда солинадики, бунда суюқлик найчанинг ҳам бир қисмини тўлдирсин. Агар идиш жойлаштирилган исткиич ёрдамида (104-расмга қ.) суюқликнинг температурасини орттирилса, у ҳолда суюқликнинг сатҳи иссиқликдан кенгайиш туфайли Δh баландликка кўтарилади. t термометр билан температуранинг Δt ўзгаришини ўлчаб ва суюқликнинг бошланғич ҳажми V_0 ни билган ҳолда ҳажмий кенгайиш коэффициентини қуйидаги формулага мувофиқ ҳисоблаш мумкин:

$$\alpha = \frac{1}{V_0}\frac{\Delta V}{\Delta t} = \frac{S\Delta h}{V_0 \Delta t}, \qquad (95.9)$$

бу ерда S—найчанинг кесим юзи. Суюқликнинг бошланғич ҳажми V_0, унинг M массаси ва ρ зичлиги орқали осон аниқланиши мумкин:

$$V_0 = \frac{M}{\rho}.$$

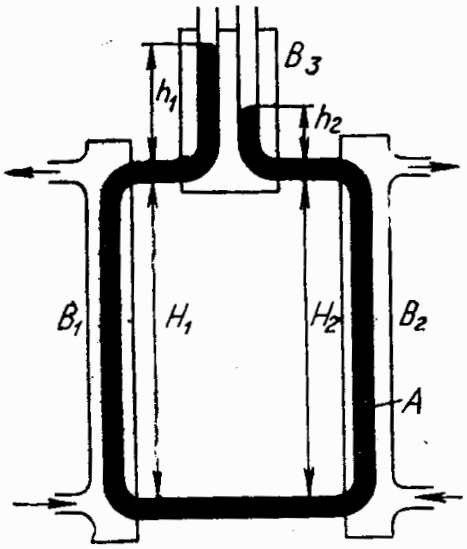


104-расм.

Найчанинг кесим юзи ҳам найчанинг l узунликдаги маълум қисмини тўлдириб турган аниқ маълум зичликли суюқлик массасидан аниқланиши мумкин:

$$S = \frac{M}{\rho l}.$$

Баён қилинган метод унчалик аниқ эмас, бунинг биринчи сабаби шуки, бунда суюқлик турган идиш ҳажмининг ўзгариши назарга олинмайди. Шунинг учун бу методдан фойдаланганда тегишли тузатма киритиш керак. Ҳажмий кенгайиш коэффициентини аниқлашнинг бенуқсон бўлган ва биринчи марта Дюлонг ва Пти томонидан тавсия қилинган ҳамда Реньо мукаммалаштирган бошқа — классик методи ҳам бор. Бу метод туташ идишларнинг икки устунидаги суюқликларнинг температураси турлича бўлганида бу устундаги суюқликларнинг мувозанатидан фойдаланишга асосланган. Бундай ҳолда устунларнинг баландликлари улардаги суюқликларнинг зичликларга тескари пропорционал бўлади.



105- расм.

Асбобнинг схемаси 105- расмда кўрсатилган. Ўрганилаётган суюқлик расмда кўрсатилган шаклдаги A найчага тўлдирилади. Сатҳларнинг фарқини ҳисоблаш осон бўлиши учун найчаларнинг очиқ учлари ёнма-ён қилиб ишланган. Найчанинг иккала вертикал тирсаклари B_1 ва B_2 термостатларга жойлаштирилади, бу термостатлар ичидан берилган температурали сув ҳайдаб туриладиган идишлардан иборат. Бу сув ҳайдаладиган идиш — «кўйлаклар» ёрдамида найчанинг ҳар икки тирсагидаги суюқлик температурасининг керакли фарқи ҳосил қилинади. Шу температуралар фарқи туфайли улардаги суюқларнинг зичликлари ҳам турлича бўлади. Найчанинг учларини ҳам уларни совуқроқ тирсак температасида тутиб турувчи B_3 термостатга жойлаштирилади.

Бизнинг расмда ўнг тирсакниннг (B_2) чап тирсакдан кўра совуқроқ экани сатҳлар фарқидан кўриниб турибди. Осонлик учун ҳар икки тирсакнинг баландликлари бирдай, яъни $H_1=H_2=H$ деб оламиз.

Суюқлик устунининг босими суюқлик зичлигини эркин тушиш тезланиши g ва устун баландлигига кўпайтирилганига тенг эканини назарга олиб, биз вертикал тирсаклардаги босимлар фарқи $H(\rho_2-\rho_1)q$ га тенг деб ёзишимиз мумкин, бу ерда ρ_1 ва ρ_2—ўнг (совуқ) ва чап (иссиқ) тирсаклардаги суюқликлар зичликлари. Бу босимлар фарқи h_1-h_2 сатҳлар фарқи билан мувозанатлашади, бунинг натижасида $(h_1-h_2)q\rho_2$ босимлар фарқи вужудга келади. Бинобарин, шундай тенгликни ёзиш мумкин:

$$H(\rho_2-\rho_1)=(h_1-h_2)\rho_2. \qquad (95.10)$$

Бирор t температурада суюқликнинг ҳажми шу суюқликнинг бирор бошқа t_0 температурадаги ҳажми билан маълум муносабат орқали боғланган:

$$V_t=V_0(1+\alpha\Delta t),$$

бу ерда $\Delta t=t-t_0$ ва α—иссиқликдан кенгайиш коэффициенти. Биз кўраётган ҳол учун бу формула қуйидаги кўринишда бўлади:

$$V_{t_1}=V_{t_2}(1+\alpha\Delta t) \quad \text{ёки} \quad \frac{V_{t_1}}{V_{t_2}}=1+\alpha\Delta t,$$

бунда t_1 ва t_2—чап ва ўнг тирсаклар температуралари, $\Delta t=t_1-t_2$.

Ҳар иккала тирсаклардаги суюқликлар зичликларининг нисбати ҳажмлар нисбатига тескари пропорционал. Шунинг учун

$$\frac{\rho_1}{\rho_2}=\frac{1}{1+\alpha\Delta t} \text{ ёки } \rho_1=\frac{\rho_2}{1+\alpha\Delta t}.$$

ρ_1 нинг бу қийматини (95.10) формулага қўйиб, осонлик билан қуйидаги муносабатни оламиз:

$$H-\frac{H}{1+\alpha\Delta t}=h_1-h_2,$$

бундан α учун шундай ифода келиб чиқади:

$$\alpha=\frac{h_1-h_2}{[H-(h_1-h_2)]\Delta t}. \qquad (95.11)$$

Шундай қилиб, α ни аниқлаш учун сатҳлар фарқи h_1-h_2 устунлар баландлиги H ва температуралар фарқи Δt ни мукаммал ўлчаш керак экан. Ўлчаш вақтида ҳар иккала тирсакнинг баландлиги бир хил бўлишига эътибор бериш керак. Экспериментал қурилмаларда одатда H_1 ва H_2 баландликларнинг қийматини созлашга имкон берадиган махсус қурилма бўлади. Бироқ, найнинг вертикал қисмларининг баландликлари тенг бўлмаган ҳолларда ҳам ўлчашлар олиб бориш мумкин. Бундай ҳолда α нинг формуласи қуйидаги кўринишда бўлади:

$$\alpha=\frac{(H_1-H_2)-(h_1-h_2)}{[H_2+(h_1-h_2)]\Delta t}.$$

Суюқлик устунининг босими устуннинг баландлиги ва суюқликнинг зичлигига боғлиқ бўлиб, унинг диаметрига боғлиқ бўлмагани сабабли найча материалининг иссиқликдан кенгайишига тегишли тузатмани киритмаса ҳам бўлади.

Сув аномалияси. Суюқликларнинг кўпчилиги, бошқа жисмлар ҳам, температураси ортганида ўз ҳажмини орттириб, айни вақтда ўз зичлигини камайтиради. Сувнинг маълум аномалияси бор, бу аномалия шундан иборатки, 0° дан 4°С гача температуралар соҳасида температуранинг ортиши сувнинг ҳажмини катталаштирмайди, балки кичиклаштиради, 4°С да сув максимал зичликка эга бўлади.

Бу аномалиянинг сабаби сув молекулаларининг қисман ассоциацияланиши, яъни бир неча молекулалардан тўпланиб ўзига хос катта молекулалар ҳосил қилишидадир. Сув H_2O, $(H_2O)_2$ ва $(H_2O)_3$ формулаларга мос келувчи уч турли молекулалардан иборат, бу молекулаларнинг солиштирма ҳажми турлича. Турли температураларда бу группа молекулалар концентрацияларининг муносабати ҳам турличадир. Шу сабабли маълум температурада (4°С) сувнинг солиштирма ҳажми минимал қийматга эга бўлади.

Суюқ гелий ҳам худди шунга ўхшаш аномалияга эга, унинг зичлиги 2,186 К да максимал бўлади. Бироқ бу ерда аномалияга сабаб шуки, максимумга тўғри келадиган температурада суюқ гелий фаза ўзгаришига дуч келади, бу температурадан баланд ва паст температураларда биз суюқ гелийнинг икки турли фазаларига эга бўламиз, бу икки фаза He I ва He II деб аталади (VII бобга қ.), уларнинг хоссалари бир-биридан кескин фарқ қилишини қуйида кўрамиз. Шу нарсани қайд қилиш қизиқки, суюқ гелий фазавий ўтиш рўй берадиган табиатдаги ягона суюқликдир.

96- §. Суюқликларнинг иссиқлик сиғимлари

Кинетик назария тенгламаларидан идеал газларнинг иссиқлик сиғимлари учун чиқарилган юқоридаги содда қонуниятлар суюқликлар учун (шунингдек, реал газлар учун ҳам) ўринли бўла олмайди, чунки уларнинг ички энергиялари зарраларнинг фақат ички энергиялари билангина эмас, уларнинг ўзаро таъсир потенциал энергиялари билан ҳам аниқланади.

Тажрибанинг кўрсатишича, суюқликларнинг иссиқлик сиғимлари температурага боғлиқ экан, шу билан бирга боғланишнинг кўриниши турли суюқликларда турлича бўлади. Баъзи суюқликларда иссиқлик сиғими температура ортиши билан ортади (бундай суюқликлар кўпроқ), баъзиларида эса (симобда), аксинча, температура ортиши билан камаяди. Баъзи суюқликларда иссиқлик сиғими температура ортганида дастлаб камаяди, сўнгра, минимумдан ўтиб, ўса бошлайди. Сувнинг иссиқлик сиғими худди шундай ўзгаради (бу сувнинг кўп сонли аномалияларидан яна биридир).

Газлардагидек, суюқликларда ҳам ўзгармас ҳажмдаги иссиқлик сиғими ва ўзгармас босимдаги иссиқлик сиғимини фарқ қилиш керак. Моляр иссиқлик сиғимларининг $C_p - C_V$ фарқи, албатта, суюқлик молининг унинг бир градусга қизиганидаги кенгайиш ишига pdV га тенг (бу ерда p — молекуляр босим), шунинг учун бу айирманинг сон қиймати суюқликнинг ҳажмий иссиқликдан кенгайиш коэффициентининг қийматига боғлиқ бўлади. Идеал газлардан фарқли ўлароқ, суюқликларда $C_p - C_V$ нинг қиймати универсал доимий R га тенг эмас, балки ундан катта ёки кичик бўлиши мумкин, қандай бўлиши α нинг қийматига ва суюқлик зарраларининг ўзаро таъсир ички кучларининг катталигига, яъни кенгайиш ишини бажаришга мажбур қилган кучларга боғлиқдир (pdV ифодасидаги p босим худди шу кучлар билан боғлиқдир).

Масалан, суюқ аргонда 140 К да иссиқлик сиғими $C_p = 15{,}4$ кал/моль·К ва $C_V = 4{,}65$ кал/моль·К, бинобарин, иссиқлик сиғимла-

рининг фарқи $C_p - C_V = 10{,}75$ кал/моль·К. Сувда эса 0°С га яқин температурада иссиқлик сиғимлари $C_p = 18{,}1$ ва $C_V = 18{,}09$ кал/моль·К. Демак, $C_p - C_V = 0{,}01$ кал/моль·К.

Шундай қилиб, суюқликларнинг иссиқлик сиғимлари худди идеал газларнинг иссиқлик сиғимлари сингари содда формулалар билан ифодаланиши мумкин эмас. Иссиқлик сиғимларининг сон қийматлари жуда турли-туман бўлиши мумкин. Бундан фақат суюқ металларгина мустаснодир, уларда моляр иссиқлик сиғими одатда $3R \approx 6$ кал/моль. К қийматга яқин бўлади.

97-§. Суюқликларда кўчиш ҳодисалари

Суюқликларда ҳам, худди газлардаги сингари, диффузия, иссиқлик ўтказувчанлик ва қовушоқлик ҳодисалари кузатилади. Бироқ бу процессларнинг механизми суюқликларда газлардагидан бошқача бўлади.

Газларда кўчиш ҳодисалари молекулаларнинг эркин югуриш йўли узунлиги билан аниқланади. Шунинг учун барча кўчиш коэффициентларининг ифодаларида кўпайтувчи сифатида эркин югуриш йўли узунлиги мавжуд бўлади. Бироқ суюқликларда, шунингдек зич газларда ҳам, эркин югуриш йўли узунлиги тушунчаси ўз маъносини йўқотади. Суюқликларда молекулалар орасидаги ўртача масофа молекулаларнинг ўзларининг ўлчамлари тартибида бўлади, шунинг учун молекулалар «эркин» югурмайди. Суюқликларнинг молекулалари молекулалараро масофа чегарасида рўй берадиган кичик тебранишлар билангина чекланади.

Бироқ вақт-вақти билан тебранаётган молекула флуктуация натижасида қўшни молекулалардан бирор δ масофага сакраш учун етарли бўлган ортиқча энергия олиши мумкин. Янги жойда зарра бирмунча муддат тебранган ҳолда туради ва яна флуктуация натижасида сакраш учун етарли энергия олишни кутади; шундай энергия олгандан сўнг яна бир сакрайди ва ҳоказо. Сакрашлар билан алмашиниб турувчи бундай тебранишлар — суюқликлар молекулаларининг иссиқлик ҳаракатидан иборатдир.

Молекуляр сакрашлар кўплаб бўладими? Сакрашлар орасида қанча вақт ўтади? Бу нарса молекулаларнинг хоссаларига, улар ораларидаги ўзаро таъсир кучларига, суюқликнинг зичлигига боғлиқ бўлади. Молекулалар орасидаги ўзаро таъсир кучларининг характери жуда мураккаб, бироқ шунга қарамай зарраларнинг ҳаракати ва бу ҳаракатлар билан боғлиқ бўлган кўчиш ҳодисалари ҳақида баъзи мулоҳазаларни айтиш мумкин.

Суюқликдаги, шунингдек ихтиёрий ҳар қандай моддадаги *диффузия* учун ҳам Фик қонуни ўринли бўлади (151-бетга қ.).

Диффузия коэффициенти D нинг ифодасини эса қуйидаги мулоҳазалардан чиқариш мумкин.

Агар молекулаларнинг сакрашлари орасидаги вақтни (бу вақтни молекулаларнинг «ўтроқ» вақти дейиш мумкин) t билан белгиласак, у ҳолда δ/t катталик молекуларнинг тезлигини билдиради. Бундан биз $\overline{\delta}$ ни ўртача эркин югуриш йўли узунлиги билан, $\overline{\delta/t}$ ни эса молекулаларнинг ўртача тезлиги билан таққослаш имконига эга бўламиз. У ҳолда идеал газларда диффузия коэффициенти эркин югуриш йўли узунлигини молекулаларнинг ўртача тезлигига кўпайтмаси билан аниқлангани сингари [(42.1) формулага қ.] суюқлик учун ҳам диффузия (аниқроғи, ўз-ўзидан диффузия) коэффициенти учун шундай тенгламани ёзишимиз мумкин:

$$D = \frac{1}{6}\overline{\delta}\cdot\overline{\frac{\delta}{t}} = \frac{1}{6}\frac{\overline{\delta^2}}{\overline{t}}. \qquad (97.1)$$

Бу ердаги 1/6 кўпайтувчининг (1/3 эмас) пайдо бўлишига сабаб шуки, бу ерда молекулаларнинг ҳаракатлари тасодифий характерда бўлиб, бу ҳаракатлар учун олтита тенг имкониятли йўналишлар (учта координата ўқи ва бу ўқларнинг ҳар бири бўйлаб икки йўналиш) мавжуд, шунинг учун бирор танланган йўналиш бўйлаб барча молекулаларнинг 1/6 қисми ҳаракатланади. Броун ҳаракатини ўрганишда биз баён қилиб ўтган сабабларга кўра (42-бетга қ.) формулага ўртача қийматнинг квадрати $\overline{\delta}^2$ эмас, квадратнинг ўртача қиймати $\overline{\delta^2}$ киради.

Ўз-ўзидан диффузия коэффициенти D нинг температурага кучли боғлиқ бўлишининг биринчи сабаби шуки, температура ортиши билан молекулаларнинг «ўтроқ» ҳаётининг t муддати камаяди, бу эса температура ортиши билан D нинг кескин ортишига сабаб бўлади. Молекуланинг суюқликнинг мазкур жойида бўлиш муддати молекуланинг сакраши учун етарли бўлган w энергия олиш эҳтимоллиги билан аниқланади. Бу эҳтимоллик эса ҳамма вақт бундай ҳолларда бўлганидек, Больцман қонуни билан ифодаланади:

$$\frac{n}{n_0} = e^{-w/kT}.$$

Бу ерда n — ҳажм бирлигидаги энергияси w га тенг бўлган молекулалар сони, n_0 эса шу ҳажмдаги энергияси ўртача иссиқлик энергиясига, яъни kT га тенг бўлган молекулалар сони. Молекуланинг w энергия олиш эҳтимоллиги қанча катта бўлса, унинг «ўтроқ» лик вақти $\overline{t}$ шунча кам бўлади. Шунинг учун $\overline{t}$ ўртача вақт учун шундай ифодани ёзиш мумкин:

$$\overline{t} = Ae^{w/kT}.$$

A кўпайтувчининг аниқ физикавий маъноси бор. Чунки молекула сакрашни амалга оширгунича у бирор ν частота билан тўрана-

ди. Ҳар бир тебранишни молекуланинг сакрашни амалга ошираш учун «уриниши» деб қараш мумкин. Шунинг учун ν тебранишлар частотаси қанча катта бўлса, сакрашни амалга ошириш эҳтимоли шунча катта, молекуланинг «ўтроқ» лик вақти шунча кичик бўлади. A кўпайтувчи ана шу частота билан боғлиқдир: $A = \frac{1}{\nu}$. Бинобарин, A кўпайтувчи молекула тебранишларининг даври маъносига эга.

Агар $\bar{t}$ учун ҳозиргина ёзилган ифодани диффузия коэффициенти формуласига қўйсак, у ҳолда қуйидагини ҳосил қиламиз:

$$D = B\, e^{-w/kT}. \qquad (97.2)$$

Бу ерда $B = \frac{1}{6}\bar{\delta}^2 \nu$, w эса молекуланинг сакраши учун керак бўлган энергия бўлиб, молекуланинг *активланиш энергияси* деб аталади.

Суюқликларда диффузия коэффициентининг сон қиймати газлардагига нисбатан кўплаб марта кичик. Масалан, NaCl учун хона температурасида сувдаги диффузия коэффициенти $1{,}1 \cdot 10^{-9}$ *м/сек* га тенг, ҳолбуки аргоннинг гелийдаги диффузияси $7 \cdot 10^{-5}$ *м/сек* га тенг.

Суюқликларнинг *ички ишқаланиши (қовушоқлиги)*, газларники сингари, суюқликнинг ҳаракатида ҳаракат йўналишига перпендикуляр йўналишда импульс кўчиши туфайли юзага келади. Импульснинг бир қатламдан иккинчи қатламга кўчиши молекулаларнинг биз юқорида айтиб ўтган сакрашларида рўй беради. Ички ишқаланишнинг умумий қонуни — бу Ньютон қонунидир, бу қонун билан биз 178-бетда танишган эдик. Қовушқоқлик коэффициенти η эса биз гапириб ўтган молекулалар ҳаракати ҳақидаги мулоҳазалардан ҳосил қилиниши келтириб чиқарилиши мумкин. Равшанки, молекулаларнинг $\bar{t}$ «ўтроқ»лик муддати қанча кичик бўлса, яъни сакрашлар қанча кўп бўлса, суюқлик шунча оқувчан (қовушоқлиги шунча кам) бўлади. Бу мулоҳазалар қовушоқлик коэффициенти учун *Френкель — Андраде тенгламаси* деб аталган ифодага олиб келади:

$$\eta = C\, e^{w/kT}. \qquad (97.3)$$

Бу тенгламага кирувчи C кўпайтувчи сакрашнинг $\bar{\delta}$ узоқлигига ν тебранишлар частотасига ва температурага боғлиқ бўлади. Бироқ қовушоқликнинг температурага боғлиқлиги $e^{w/kT}$ кўпайтувчи билан аниқланади. Бу формуладан температура ортиши билан қовушоқликнинг дарҳол камайиши кўриниб турибди. Масалан, сувнинг қовушоқлиги температура 0°С дан 100°С гача ўзгарганида $1{,}8 \cdot 10^{-3}$ дан $2{,}8 \cdot 10^{-4}$ кг/м·сек га камаяди.

Хона температурасида суюқликларнинг қовушоқлик коэффициентининг сон қийматлари ҳақида 16-жадвалдан хулоса чиқариш мумкин.

16-жадвал

Баъзи суюқликларнинг қавушоқлик коэффицентлари

Модда	$\eta \cdot 10^3$ кг/м·сек	Модда	$\eta \cdot 10^3$, кг/м·сек
Сув	1	Сульфат кислота	22
Этил спирти	1,19	Глицерин	830
Қанакунжут мойи	986	Бензин	0,65
Эфир	0,23		

Суюқликларда *иссиқлик ўтказувчанлик,* худди газлардаги сингари, температура градиенти бўлган ҳолдагина мавжуд бўлади. Бироқ агар газларда энергия илгариланма ҳаракат қилаётган зарраларнинг тўқнашуви натижасида амалга ошса, суюқликларда тебранаётган зарраларнинг тўқнашуви процессида энергия узатилади. Қаттароқ энергияга эга бўлган зарралар каттароқ амплитуда билан тебраниб, бошқа зарралар билан тебранганида уларга энергия узатади ва гўё уларни тебратади. Энергиянинг бундай механизм воситасида узатилиши, худди газлардаги узатилиш механизми сингари, энергиянинг тез узатилишини таъминлай олмайди ва шунинг учун суюқликларнинг иссиқлик ўтказувчанлиги жуда кичик бўлади, лекин шунда ҳам газларнинг иссиқлик ўтказувчанлигидан бир неча марта катта бўлади.

Масалан, этил спиртининг иссиқлик ўтказувчанлик коэффициенти 1,76 Вт/м · К га, ҳавоники эса (1 атм да) худди шу бирликларда 0,23 га тенг. Суюқ металлар бундан мустаснодир, уларнинг иссиқлик ўтказувчанлик коэффициентлари қаттиқ металларнинг иссиқлик ўтказувчанлик коэффициенти қийматларига яқин бўлади. Бунинг сабаби шуки, суюқ металларда иссиқлик фақат бир заррадан иккинчи заррага тебранишлар узатилиши билангина эмас, балки металларда бўладиган ҳаракатчан электр зарядли зарралар — электронлар воситасида ҳам узатилади, ҳолбуки бошқа суюқликларда бундай электр зарядли зарралар бўлмайди.

Суюқликларнинг қовушоқлик коэффициентини тажрибада аниқлаш. Қовушоқлик коэффициентини ўлчаш учун ишлатиладиган асбоблар *вискозиметрлар* деб аталади. Тузилишлари жиҳатидан турли-туман вискозиметрлар мавжуд. Кўп ҳолларда вискозиметрларда ўлчаш суюқликнинг капилляр орқали оқиб ўтишини кузатишга асосланган, суюқликнинг капилляр орқали оқиш тезлиги қовушоқлик билан Пуазейль қонунига мувофиқ боғланган экани маълум:

$$V = \frac{\pi r^4}{8\eta} \frac{\Delta p}{l}, \qquad (97.4)$$

бу ерда V — Δp босим фарқи таъсирида r радиусли l узунликдаги капиллярдан вақт бирлиги ичида оқиб ўтган суюқлик ҳажми.

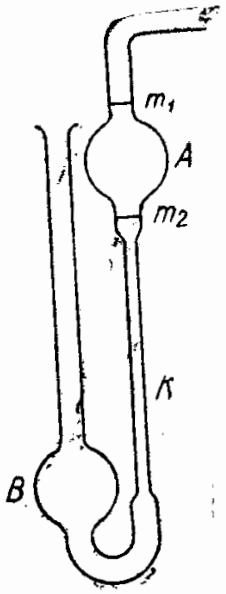
Баъзи вискозиметрларда η ни аниқлаш учун ўрганилаётган суюқликда шарчанинг тушиш тезлиги ўлчанади. Тушиш тезлиги v қовушоқлик коэффициенти η билан қуйидаги формула орқали боғланган

$$v = \frac{2}{9}\frac{\rho_1 - \rho_2}{\eta} g a^2. \qquad (97.5)$$

Бу ерда a — шарчанинг радиуси, ρ_1 — унинг зичлиги, ρ_2 — суюқликнинг зичлиги ва g—оғирлик кучи тезланиши. (97.5) формула Стокс формуласидан осон келиб чиқади (42-бетга қ.).

Ниҳоят, кўплаб вискозиметрларда қовушоқлик билан боғланган ҳодиса сифатида ўрганилаётган суюқликда диск ёки цилиндр тебранишларининг сўнишидан фойдаланилади.

Қовушоқлик ўрганиладиган барча ҳолларда суюқликнинг ўзининг ёки унга нисбатан ҳаракатланаётган жисмларнинг ҳаракат тезлиги унчалик катта бўлмаслиги керак, шундай бўлганда суюқликда уюрмалар ҳосил бўлмайди. Худди шу сабабли капиллярлар ишлатилади.



106-расм.

106-расмда кўпроқ қўлланиладиган капилляр вискозиметрнинг схемаси кўрсатилган. Бу вискозиметр U-симон найдан иборат бўлиб, бу найнинг тирсакларидан бирига юқори қисмида A резервуарга айланадиган K капилляр кавшарланган. Иккинчи тирсак паст қисми кенгайтирилган оддий (капиллярмас) найдан иборат. Тажрибадан олдин суюқлик B резервуарга қуйилади, сўнгра у A резервуарга сурилади. Шундан сўнг суюқликнинг ўз оғирлиги таъсирида оқишига имкон берилади ва суюқлик сатҳининг m_1 белгидан m_2 белгигача пасайган вақт оралиғи ўлчанади (106-расмга қ.). Суюқликнинг зичлиги ва вискозиметрнинг ўлчамларини билган ҳолда қовушоқликни аниқлаш мумкин.

Қовушоқликни нисбий аниқлаш усули жуда осон, бунда ўрганилаётган суюқлик қовушоқлиги аввалдан аниқ бўлган суюқлик билан таққосланади. Бу ҳолда фақат ҳар иккала суюқликнинг оқиб ўтиш вақтини ўлчаш керак бўлади.

98-§. Суюқлик чегарасида бўладиган ҳодисалар

Сирт таранглик коэффициенти. Суюқликнинг бошқа муҳит билан тегишиб турган сирти, масалан, шу суюқликнинг буғи, бирор бошқа суюқлик ёки қаттиқ жисм (хусусан суюқлик турган идишнинг деворлари) билан тегишиб турган сирти суюқликнинг қолган массасига нисбатан бошқача алоҳида шароитларда бўлади.

Бу алоҳида шароитларнинг пайдо бўлишига сабаб шуки, суюқликнинг чегара қатлами молекулалари, унинг ичидаги молекулаларидан фарқ қилиб, ҳамма томонларидан шу суюқликнинг молекулалари билан ўралган эмас. Сиртқи молекулаларнинг «қўшниларидан» бир қисми — шу суюқлик чегараланган иккинчи муҳитнинг зарраларидир. Бу муҳит эса суюқликдан табиати жиҳатидан ҳам, зарраларининг зичлиги жиҳатидан ҳам фарқ қилиши мумкин. Қўшнилари турлича бўлгани учун сиртқи қатлам молекулалари улар билан турлича ўзаро таъсирлашади. Шунинг учун бу қатламдаги ҳар бир молекулага таъсир қилаётган кучлар мувозанатлашмаган бўлади: суюқликнинг ҳажмига қараб ёки суюқлик чегараланган муҳит ҳажмига қараб йўналган қандайдир тенг таъсир этувчи куч мавжуд бўлади. Бунинг натижасида сиртқи қатламдан молекуланинг суюқлик ичига ёки суюқлик чегараланиб турган муҳит ичига силжишида иш бажарилади (суюқлик ичида ҳамма томонидан худди шундай зарралар билан ўралган молекулалар мувозанатда бўлади ва уларнинг силжишида иш бажариш талаб қилинмайди). Бу ишнинг катталиги ва ишораси сиртқи қатлам молекулаларининг «ўз» молекулалари билан ва иккинчи муҳит молекулалари билан ўзаро таъсир кучларининг муносабатига боғлиқ бўлади.

Агар суюқлик ўз буғи (тўйинган буғи) билан чегараланган бўлса, яъни биз *битта* модда билан иш кўраётган бўлсак, у ҳолда сиртқи қатламдаги молекулаларга суюқлик *ичига* қараб йўналган куч таъсир қилади. Бунинг сабаби шуки, суюқликда молекулаларнинг зичлиги суюқлик устидаги тўйинган буғ молекулалари зичлигидан анча катта бўлади (критик температурадан узоқда) ва шунинг учун сиртқи қатлам молекуласига суюқлик молекулалар томонидан таъсир қилаётган тортишиш кучи буғ молекулалари томонидан таъсир қилаётган тортишиш кучига қараганда катта бўлади.

Бундан шундай хулоса чиқади: молекула сиртқи қатламдан суюқлик ичига силжиганда *мусбат* иш бажаради. Аксинча, молекулаларнинг суюқлик ҳажмидан унинг сиртига ўтишида *манфий* иш бажарилади, яъни ташқи иш бажариш керак бўлади.

Бирор сабаб билан суюқлик сирти катталашмоқда (чўзилмоқда) деб фараз қилайлик. Демак, молекулаларнинг маълум сони суюқлик ҳажмидан сиртқи қатламга ўтади. Бунинг учун ҳозиргина кўрганимиздек ташқи иш сарфлаш керак. Бошқача айтганда, суюқлик сиртининг ортишида манфий иш бажарилади. Аксинча, сирт қисқарганида *мусбат* иш бажарилади.

Агар ўзгармас температурада қайтувчан йўл билан суюқликнинг сирти чексиз кичик dS катталикка ўзгартирилса, у ҳолда бунинг учун

$$dA = -\sigma\, dS \qquad (98.1)$$

ишни бажариш керак бўлади. Минус ишораси сиртининг катталашишида ($dS > 0$) манфий иш бажарилишини кўрсатади.

σ коэффициент суюқлик сиртининг хоссаларини характерловчи асосий катталик бўлиб, *сирт таранглик коэффициенти* деб аталади ($\sigma > 0$). Бинобарин, *сирт таранглик коэффициенти ўзгармас температурада суюқлик сирти юзини бир бирликка орттириш учун зарур бўлган иш билан ўлчанади.*

СИ системасида σ нинг ўлчамлиги Ж/м², СГС системасида эрг/см² бўлиши равшан.

Бу айтилганлардан суюқликнинг сиртқи қатлами молекулалари суюқликнинг ҳажмидаги молекулаларга қараганда ортиқча *потенциал энергияга* эга бўлади деган хулоса келиб чиқади. Бу ортиқча энергияни U_S билан белгилаймиз. Бу энергия, ҳар доимгидек, сирт молекулаларининг суюқлик ҳажмидаги молекулаларнинг тортишиш кучи таъсирида суюқлик ичига силжишида бажариши мумкин бўлга иш билан ўлчанади.

U_S энергиянинг пайдо бўлишига суюқликнинг *сирти* сабаб бўлгани учун бу энергия суюқлик сиртининг S юзига пропорционал бўлиши керак:

$$U_S = \sigma S. \tag{98.2}$$

У ҳолда сирт юзининг dS ўзгариши потенциал энергиянинг ҳам

$$dU_S = \sigma\, dS$$

ўзгаришига сабаб бўлади, бундай ўзгаришда эса (98.1) га тўла мувофиқ ҳолда қуйидаги иш бажарилади:

$$dA = -dU_S = -\sigma\, dS.$$

Агар, юқорида кўрсатиб ўтилганидек, S сиртнинг ўзгариши ўзгармас температурада, яъни изотермик (ва қайтувчан) рўй бераётган бўлса, у ҳолда равшанки (88-§ га қ.) бунинг учун керак бўладиган иш сиртнинг F эркин энергиясининг ўзгаришига тенг:

$$dA = -dF.$$

(Агар суюқлик сиртининг ўзгариши адиабатик амалга оширилса, у ҳолда суюқликнинг температураси ўзгаради. Масалан, суюқликнинг сирти ортганида у совийди.) Бинобарин, юқорида айтилган суюқлик сиртининг ортиқча потенциал энергияси сиртнинг *эркин энергияси* бўлади ва бинобарин,

$$\sigma = F/S, \tag{98.3}$$

яъни суюқликнинг сирт таранглик коэффициентини бу сиртнинг юз бирлигидаги эркин энергияси деб таърифлаш мумкин.

Энди суюқликнинг сирти эга бўладиган алоҳида шароитларнинг нимадан иборат эканлиги энди равшан бўлди. Улар шундан иборатки, суюқликнинг сирти суюқликнинг қолган масса-

сига нисбатан ортиқча потенциал (эркин) энергияга эга бўлар экан.

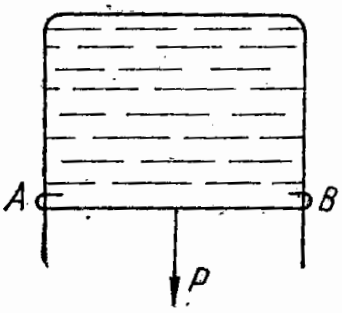
Бунинг нимага олиб келишини кўрайлик.

Маълумки, ҳар қандай система ҳам мувозанат ҳолатида ўзининг энергияси минимал қийматга эга бўладиган ҳолатларнинг бирида бўлади. Қараётган ҳолга қўллаганимизда бу шуни билдирадики, суюқлик мувозанат ҳолатида *мумкин бўлган минимал сиртга* эга бўлиши керак. Бу ўз навбатида суюқлик *сиртининг катталашишига тўсқинлик қиладиган,* яъни бу сиртни қисқартиришга интилувчи кучлар мавжуд эканлигини билдиради.

Равшанки, бу кучлар сиртнинг ўзи бўйлаб, сиртга *уринма* равишда йўналган бўлади. Суюқликка гўё унинг сиртига ўтказилган уринма бўйлаб бу сиртни қисқартирувчи (таранглов чи) куч таъсир қилади. Бу кучларни *сирт таранглик кучлари* деб аталади.

Бироқ шуни эсда тутиш керакки, сирт таранглик кучларининг келиб чиқишига биринчи сабаб сиртқи қатлам молекулаларига таъсир қилаётган суюқлик ичига қараб йўналган, баъзи ҳолларда эса суюқлик чегаралланган муҳит ичига қараб йўналган, яъни сиртга перпендикуляр йўналган кучлардир.

Сиртни узиш, ёки бошқача айтганда, сиртни ажратиш учун сиртга параллел ва ажратиш мўлжалланаётган чизиққа перпендикуляр ташқи кучлар билан таъсир қилиш керак.



107- расм.

Суюқликнинг юпқа пардалари билан ўтказиладиган тажрибаларда бу айниқса яққол кўринади. Баъзи суюқликлар, масалан, совунли сув, сапонин ва ҳоказолар юпқа пардалар ҳосил қилиш хоссасига эга. Агар бир томони қўзғаладиган сим рамкани (107- расм) совун эритмасига ботириб олинса, бу рамкани суюқлик пардаси қоплаб олади. Сирт таранглик кучлари пардани қисқаришга мажбур қилади ва *AB* қўзғалувчан сим томон парда ортидан юқорига қараб силжийди. Бу қўзғалувчан симни мувозанатда сақлаш учун унга бирор *P* юкча қўйиш керак бўлади (унинг ўз оғирлиги ҳам шу ҳисобга киради).

Шундай қилиб, пардада таъсир қилаётган сирт таранглик кучи айни ҳолда ажралиш чизиғи бўлган *AB* чизиққа перпендикулярдир. Рамканинг бошқа томонларига ҳам албатта шундай кучлар таъсир қилади. Бироқ бу томонларда улар суюқликнинг қаттиқ рамка моддасининг молекулалари тортишиш кучи билан мувозанатлашади.

Баён қилинган тажрибадан парда ҳосил қилган суюқликнинг сирт таранглик коэффициентининг сон қийматини аниқлашда фойдаланиш мумкин. Ҳақиқатан ҳам, агар парданинг икки сирти (чунки пар-

да ҳам суюқликнинг юпқа қатламидир) мавжудлиги назарда тутилса, f сирт таранглик кучи мувозанат ҳолида P юкнинг оғирлигига тенг:

$$2f = P \quad \text{ва} \quad f = \frac{P}{2}.$$

Агар бу куч таъсирида рамканинг қўзғалувчан томони пардага илашиб (тутиниб) AB вазиятдан dh масофага силжиган бўлса, у ҳолда бу кучнинг бажарган иши қуйидагига тенг бўлади:

$$dA = f\,dh.$$

Бу иш парданинг эркин энергиясининг камайишига, яъни биз (98.3) дан билганимиздек $dF = \sigma\,dS$ га тенг. Айни ҳолда $dS = l\,dh$, бу ерда l — рамканинг узунлиги. Бундан

$$dA = \sigma l dh = f dh = \frac{P}{2}\,dh$$

ва

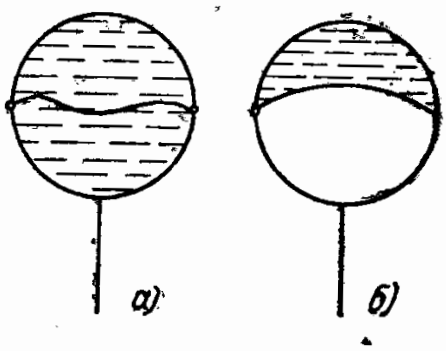
$$\sigma = \frac{P}{2l}. \qquad (98.4)$$

(98.4) дан сирт таранглик коэффициенти *суюқлик сиртига уринма бўйлаб таъсир қилувчи ва ажралиш чизиғининг узунлик бирлигига тўғри келувчи кучга тенг катталикдир* деб таърифлаш мумкин.

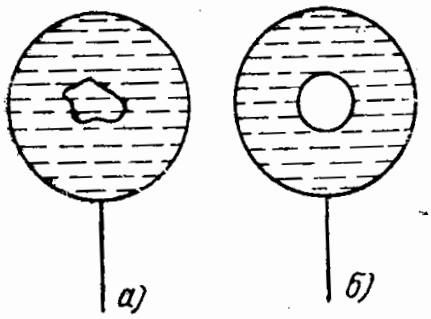
Шундай усул билан аниқланган сирт таранглик коэффициенти СИ системасида Н/м, СГС системасида эса дина/см ҳисобида ўлчанади.

Қуйидаги содда тажрибалар сирт таранглик кучларининг моҳиятини қўшимча равишда ойдинлаштириб беради.

Икки нуқтасига ип таранг бўлмаган ҳолда эркин тортилган сим ҳалқа (108-расм) совун эритмасига ботириб олинади. Бунда ҳалқа юпқа суюқлик пардаси билан қопланади ва ип тасодифий шаклни тутгани ҳолда мувозанатда бўлади. Агар пардага қизиган нина учини тегизиб парда бузилса, у ҳолда ип айлана ёйи шаклига келиб тарангланиб қолади. Ипнинг таранглашишига қисқараётган парда томонидан сирт таранглик кучининг таъсири сабаб бўлади, бу куч айни ҳолда ажралиш чизиғи бўлган ипга қўйилган бўлиб чиқади. Бу куч ҳамма нуқталарда ипга перпендикуляр бўлиши равшан. Бу куч ипга парда бузилгунча ҳам таъсир қилади, бироқ у ҳолда ипга икки томондан бирдай кучлар таъсир қилади. Парданинг бир қисми бузилгандан сўнг эса иккинчи қисми ўзининг сирт юзини камайтириш имконига эга бўлди ва таранглашган ипнинг шакли кўрсатиб турганидек, бу юз минимал юз бўлиб қолди.



108- расм.



109- расм.

Бу тажрибани қуйидаги бирмунча ўзгарган кўринишда қилиш ҳам мумкин (109- расм). Худди юқоридагидек ҳалқадаги совун пардасидаги юмшоқ ипдан сиртмоқ жойлаштирилади, бу сиртмоқ тасодифий шаклда бўлади. Энди сиртмоқ ичидаги пардани бузамиз. Энди пардани ng қолган қисми қисқариб, ипни айлана шаклига келтиради, бу ҳам сирт таранглик кучларининг ажралиш чизиғига перпендикуляр бўлишини кўрсатади.

Баён қилинган тажрибалар сирт таранглик кучлари суюқликнинг ўз сиртини, демак, сирт энергиясини камайтиришга интилишидан келиб чиқишини кўрсатади.

Бунга ўхшаш тажрибалар ўз молекулаларининг специфик тузилиши туфайли осон юпқа парда ҳосил қила оладиган суюқликлар билан ўтказилади. Шуни таъкидлаш керакки, бундай пардалар ҳосил қила олиш қобилияти сирт таранглик коэффициентининг катталиги билан эмас, балки молекулаларнинг шакли билан боғлиқдир. Сувнинг совунли эритмасида, масалан, сирт таранглик коэффициенти тоза сувникидан уч марта кичик, бироқ тоза сув барқарор парда ҳосил қила олмайди.

Бироқ сирт таранглиги фақат юпқа пардалар билан ўтказиладиган тажрибалардагина намоён бўлмайди. Сирт таранглик қатор бошқа ҳодисаларда ҳам намоён бўлади, улардан баъзиларини биз қуйида кўрамиз.

Плато тажрибаси. Сирт юзини қисқартиришга интилиш фақат юпқа пардалар учунгина эмас, балки суюқликнинг ихтиёрий ҳажми учун ҳам характерли эканлиги равшан. Агар сирт энергияси суюқликнинг табиатини белгилайдиган ягона энергия бўлганда эди, у ҳолда суюқликнинг ихтиёрий массаси ҳамма вақт шундай шаклни қабул қилар эдики, бу шаклда унинг сирти энг кичик бўлсин. Бундай шакл шар шаклидир, чунки шар берилган ҳажмда энг минимал сиртга эга бўлган шаклдир.

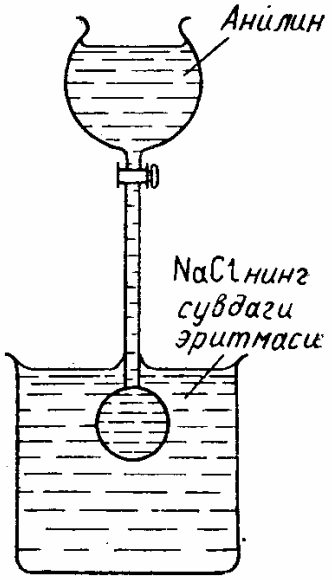
Бироқ зарралар орасидаги сирт таранглик кучлари пайдо қиладиган ички ўзаро таъсир кучларидан ташқари, суюқликка одатда яна ташқи кучлар ҳам таъсир қилади. Бу ташқи кучлар, биринчидан, оғирлик кучи, иккинчидан, суюқлик зарраларининг суюқлик турган идиш қаттиқ деворларининг зарралари билан ўзаро таъсир кучларидир. Шунинг учун суюқлик эгаллайдиган ҳақиқий шакл шу учта кучнинг муносабати билан аниқланади.

Дастлаб оғирлик кучининг таъсирини кўрайлик. Бу куч ҳажмий куч бўлиб, суюқликнинг бутун ҳажмига таъсир қилади. Суюқлик массасининг ўзгариши билан суюқликнинг ҳажми унинг сиртига қараганда тезроқ ўзгаргани учун, суюқлик массаси катта бўлганда сиртқи кучларнинг роли ҳажмий кучларнинг

ролига нисбатан жуда кичик бўлади; бу ҳолда сирт энергияси деярли ҳеч қандай роль ўйнамайди ва суюқликнинг шакли, асосан, оғирлик кучи туфайли мавжуд бўлган потенциал энергия билан белгиланади. Оғирлик кучи таъсирида суюқлик ёйилишга ва юпқа қатлам шаклини эгаллашга ҳаракат қилади — бу оғирлик кучи майдонидаги минимал потенциал энергияга мос келади.

Бироқ бирор йўл билан оғирлик кучи таъсири йўқотилса ёки анча камайтирилса, у ҳолда энди асосий ролни, кичик бўлишига қарамасдан, сирт таранглик кучлари ўйнай бошлайди. Плато тажрибасида оғирлик кучи таъсирини йўқотиш учун суюқлик у билан аралашмайдиган худди шундай зичликни бошқа суюқликка қуйилади. Бунда суюқликнинг оғирлиги Архимед кўтариш кучи билан мувозанатлашиб, сирт кучлари суюқлик эгаллаган геометрик шаклнинг ягона сабабчиси бўлиб қолади. Бундай ҳолларда суюқлик шар шаклини эгаллайди.

Плато тажрибаси қуйидагича бажарилади: ош тузининг сувдаги эритмаси солинган идишга бирор миқдорда NaCl эритмасида эримайдиган модда—анилин қуйилади (110-расм). Эритманинг концентрацияси шундай танланадики, унинг зичлиги анилиннинг зичлигига тенг бўлсин. Бунда анилин эритмада сузиб юрувчи шар каби тўпланиб қолади.



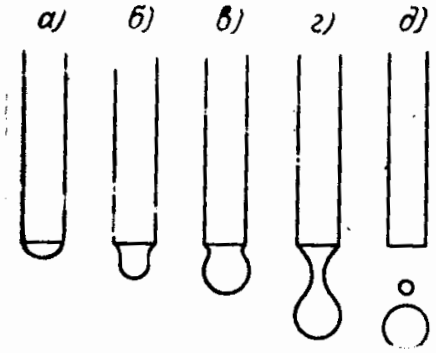
110-расм.

Бизнинг космонавтларимиз вазнсизлик вақтида идишдан ташқарида ҳам суюқликнинг шар шаклида бўлишини кузатганлар, бу сиртқи кучларининг жуда самарали намоён бўлишидир.

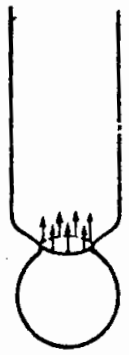
Суюқлик томчилари. Суюқлик фақат оғирлик кучини сунъий равишда йўқотилгандагина (Плато тажрибасида қилинганидек) сферик шаклга эга бўлмайди. Суюқликнинг кичик ҳажми ҳам ўз-ўзидан шарга яқин шаклни қабул қилади, чунки бунда суюқлик массасининг кичиклиги туфайли унга таъсир қилувчи оғирлик кучи ҳам кичик бўлади. Сирт энергияси бу ҳолда ҳам оғирлик кучи потенциал энергиясидан катта бўлади ва суюқликнинг шакли сирт энергиясининг ўзи билан белгиланади.

Суюқликнинг унча катта бўлмаган томчилари шарсимон шаклда бўлишининг сабаби шу. Симоб томчиларининг шарсимон шаклда бўлиши ҳаммага маълум, симобнинг сирт таранглик коэффициенти бошқа кўплаб эриган металлардаги сингари анча катта, масалан, 500 дина/см га яқин. Шу сабабли ингичка найчадан оқиб тушаётган суюқ томчиларининг қатъий шарсимон шаклда бўлади.

Найчадан чиқишда томчининг ўлчами тобора ортиб боради, бироқ унинг аниқ бир ўлчамга етгандан кейингина узилиши мумкин. Бунинг сабаби шуки, томчи етарлича катта бўлмаганида сирт таранглик кучлари оғирлик кучига қарши туриб, унинг узилмаслигини таъминлай олади. Томчининг оғирлиги уни тутиб



111- расм.



112- расм.

турган сирт таранглик кучига тенг бўлганидан томчи узилади. Бундан томчиларнинг узилишига доир кузатишлардан сирт таранглик коэффициентининг сон қийматини аниқлаш мумкин эканлиги келиб чиқади.

111-расмда томчининг ҳосил бўлиш процесси кўрсатилган. Томчи узилишдан олдин унинг радиуси найчанинг радиусидан анча кичик бўлган бўйни ҳосил бўлади. Шу бўйиннинг айланаси бўйлаб сирт таранглик кучи таъсир қилади (112-расм), томчининг узилиш пайтида бу куч оғирлик кучига тенг бўлади. Агар бўйиннинг радиуси r, суюқликнинг сирт таранглик коэффициенти эса σ бўлса, у ҳолда сирт таранглик кучи $2\pi r\sigma$ га тенг бўлиши равшан. Бинобарин, томчи

$$2\pi r\sigma = P$$

шарт бажарилган пайтда узилади.

Узилган томчининг оғирлиги P ва бўйиннинг узилиш пайтидаги радиусини ўлчаб, суюқликнинг сирт таранглик коэффициентини ҳисоблаш мумкин. Бўйин радиусини етарлича аниқликда белгилаш учун узилаётган томчи маълум катталаштириш билан экранга проекцияланади ва ундан диаметри ўлчанади. Узилаётган томчининг P оғирлиги аналитик тарозиларда ўлчанади. Одатда аниқликни ошириш учун маълум сондаги томчиларни санаб, сўнгра уларнинг умумий оғирлиги аниқланади.

Аслида томчининг узилиши юқорида баён қилингани сингари содир бўлмаса-да, сирт таранглик коэффициентини бундай экспериментал аниқлаш усули яхши натижалар беради. Аслида томчи унинг бўйнининг айланаси чизиғи бўйлаб узилмайди. Томчининг ўлчами (98.5) тенглик билан аниқланадиган қийматга етган пайтида 111-*г* расмда кўрсатилганидек бўйин тез

ингичкалаша бошлайди, шу билан бирга бу томчи билан бирга 111-*д* расмда кўрсатилганидек яна битта кичик томчи ҳосил бўлади.

Иккинчи муҳит таъсири. Суюқликнинг сирт энергияси фақат суюқликнинг хоссаларига эмас, шу суюқлик чегараланиб турган муҳитнинг хоссаларига ҳам боғлиқ бўлишини юқорида айтиб ўтдик. Шунга қарамай, биз фақат суюқликка тегишли бўлган сирт таранглик коэффициенти тушунчасини киритган бўлсак, бунда биз суюқликни ўз буғи билан чегараланган деб назарда тутдик. Шу билан бирга, сирт энергияси суюқлик кам босимли ихтиёрий газ билан чегараланиб турганида ҳам деярли ўзгармайди. Бунинг сабаби шуки, газнинг зичлиги кам бўлгани учун суюқлик молекулаларининг газ молекулалари билан ўзаро таъсири суюқликнинг ўзининг молекулалари орасидаги ўзаро таъсирдан заифроқ бўлади.

Агар суюқлик бошқа суюқлик билан, қаттиқ жисм билан ёки катта босим (бир неча юз атмосфера) остидаги газ билан чегараланиб турган бўлса, аҳвол бошқача бўлади. Бу ҳолда моддаларнинг зичликлари ўзаро таққосланарли даражада бўлади ва суюқлик зарраларининг унга тегиб турган муҳит зарралари билан ўзаро таъсирини назарга олмаслик мумкин эмас.

Шундай ўзаро таъсир туфайли суюқликнинг ўзининг буғи билан чегараланиб турганда ва бошқа зичроқ модда билан чегараланиб турган вақтдаги сирт таранглик коэффициентларининг қийматлари бир-биридан анча фарқ қилади. Шунинг учун сирт таранглик коэффициентини аниқлашда сиртнинг ҳар икки томонида турган моддаларнинг хоссаларини назарга олиш керак.

17-жадвалда бу ҳолатни тасвирловчи сирт таранглик коэффициентлари ҳақида маълумотлар келтирилган.

17-жадвал

Хона температурасида баъзи суюқликларнинг сирт таранглик коэффициентлари

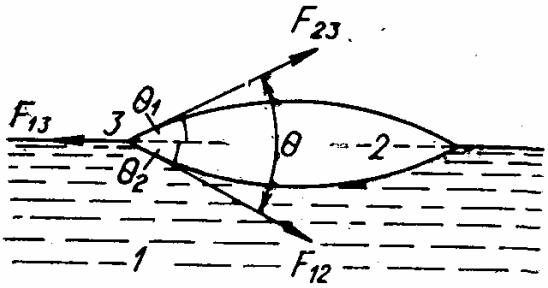
Модда	$\sigma \cdot 10^3$, Н/м	Модда	$\sigma \cdot 10^3$, Н/м
Сув — бензол	33,6	Симоб — спирт	399
Сув — эфир	12,2	Сув	73
Симоб — сув	427	Симоб	490

Бу жадвалдан кўриниб турибдики, икки суюқлик чегарасидаги сирт таранглик коэффициенти ҳамма вақт суюқлик сирти эркин бўлганидагидан кичик бўлар экан. Бу табиий, чунки сиртқи қатлам молекулаларининг чегараловчи муҳит билан ўзаро таъсир кучларини «ўз» молекулалари билан ўзаро таъсир кучлари қарама-қарши томонга йўналгандир.

99- §. Икки муҳит чегарасидаги мувозанат шартлари. Чегаравий бурчак

Бир-бири билан аралашмайдиган икки суюқликнинг тегишиш чегарасида юзага келадиган шароитларни янада батафсилроқ кўриб чиқайлик.

113- расмда кўрсатилганидек, *2* суюқликнинг томчиси *1* суюқликнинг сиртида жойлаштирилган (масалан, сув юзида ёғ томчиси) бўлсин. Томчининг оғирлиги суюқликни бир оз ёсмиқсимон эгилишга мажбур қилади.



113- расм.

Бироқ шу нарсани қайд қилиш керакки, ҳамма вақт ҳам бир суюқликнинг томчиси иккинчиси сиртида ёсмиқсимон эгилиш ҳосил қилавермайди. Масалан, бензин ва керосин томчилари сув юзида камалак рангида товланадиган доғ шаклидаги юпқа пардалар ҳосил қилади (камалак рангларининг ҳосил бўлишига қуёш нурларининг қайтиши билан боғлиқ бўлган интерференция ҳодисалари сабаб бўлади).

Қандай шароитда ёсмиқсимон шакл ва қандай шароитда юпқа пардалар ҳосил бўлишини кўрайлик.

113- расмдан кўриниб турибдики, биз кўраётган ҳолда қуйидаги муҳитлар бир-бири билан чегараланган: *1* суюқлик *2* суюқлик билан чегараланган; *1* ва *2* суюқликлар *3* муҳит билан чегараланган. *3* муҳит — бу *1* ва *2* суюқликлар буғларининг ҳаво билан аралашмаси (агар тажриба ҳавода ўтказилаётган бўлса). Биз газсимон муҳитнинг бўлиши унчалик роль ўйнамаслигини кўрсатиб ўтган эдик.

Уч муҳитнинг тегишиш чегараси ёсмиқсимон шаклни чегараловчи айланадир. Бу айлананинг dl узунлик элементига учта сирт таранглик кучи таъсир қилади.

$F_{12} = \sigma_{12} dl$ — *1* ва *2* суюқликлар орасидаги чегарадаги куч;

$F_{13} = \sigma_{13} dl$ — «*1* суюқлик — газ» чегарасидаги куч;

$F_{23} = \sigma_{23} dl$ — «*2* суюқлик — газ» чегарасидаги куч.

Бу кучларнинг ҳар бири тегишли икки муҳитнинг тегишиш сиртига уринма бўйлаб йўналган; σ_{12}, σ_{13} ва σ_{23} тегишли сирт таранглик коэффициентлари (амалда $\sigma_{13} = \sigma_1$ ва $\sigma_{23} = \sigma_2$ деб ҳисоблаш мумкин, чунки газсимон муҳит суюқликларнинг сирт энергияларига кам таъсир кўрсатади).

2 суюқлик мувозанатда бўлиши учун ҳар учала кучнинг координата ўқларига проекцияларининг йиғиндиси нолга тенг бўлиши керак, яъни (113- расмга қ.)

$$F_{13} = F_{23} \cos\theta_1 + F_{12} \cos\theta_2, \quad 0 = F_{23} \sin\theta_1 - F_{12} \sin\theta_2, \qquad (99.1)$$

ёки

$$\sigma_{13} = \sigma_{23}\cos\theta_1 + \sigma_{12}\cos\theta_2, \quad 0 = \sigma_{23}\sin\theta_1 - \sigma_{12}\sin\theta_2. \qquad (99.1a)$$

(99.1а) даги иккала тенгликни квадратга кўтариб ва уларни қўшиб, қуйидагача ёзамиз:

$$\sigma_{13}^2 = \sigma_{23}^2 + \sigma_{12}^2 + 2\sigma_{23}\sigma_{12}(\cos\theta_1\cos\theta_2 - \sin\theta_1\sin\theta_2),$$

ёки

$$\sigma_{13}^2 = \sigma_{23}^2 + \sigma_{12}^2 + 2\sigma_{23}\sigma_{12}\cos(\theta_1 + \theta_2).$$

Бунда $\theta_1 + \theta_1$ ни θ орқали белгилаб, қуйидагини ҳосил қиламиз:

$$\sigma_{13}^2 = \sigma_{23}^2 + \sigma_{12}^2 + 2\sigma_{23}\sigma_{12}\cos\theta. \qquad (99.2)$$

(99.1) ва (99.2) тенгламалардан θ_1, θ_2 ва $\theta = \theta_1 + \theta_2$ бурчаклар аниқланади. θ_1 ва θ_2 бурчаклар, яъни *2* суюқлик томчиси сирти ва унинг тегишаётган *1* суюқлик сиртига ўтказилган уринмалар ораларидаги бурчаклар *чегаравий бурчаклар* дейилади.

Чегаравий бурчаклар (мувозанатда) суюқликларнинг тегишиш чегараларидаги учта коэффициент σ_{12}, σ_{13} ва σ_{23} ларнинг муносабати, яъни ҳар бир суюқлик ичидаги ва суюқликлар орасидаги молекуляр кучларнинг муносабати билан аниқланади.

Хусусан σ_{12}, σ_{13} ва σ_{23} коэффициентлар орасидаги муносабат шундай бўлиши мумкинки, $\theta = 1$ ва демак, $\theta = 0$. Бу ҳолда *2* суюқлик *1* суюқлик сиртида юпқа қатлам тарзида ёйилиб кетади (масалан, бензиннинг сувдаги ёйилиши). Бундай ҳолда *1* суюқликни *2* суюқлик *тамомила ҳўллайди* (ёки аксинча) деб юритилади. Физикавий жиҳатдан бу F_{13} кучнинг катталик жиҳатидан $F_{12} + F_{23}$ кучларнинг тенг таъсир этувчисидан катта эканлигини билдиради:

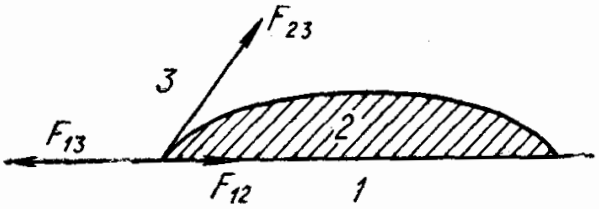
$$F_{13} \geqslant F_{12} + F_{23}. \qquad (99.3)$$

113- расмдан кўриниб турибдики, бунда натижавий куч томчини ёядиган йўналишда йўналган. Агар $F_{13} < F_{23} + F_{12}$ бўлса, у ҳолда суюқлик F_{13} куч $F_{23} + F_{12}$ га тенг бўлгунга қадар тортилади (сиқилади). Бу ёсмиқсимон шакл ҳосил бўлишининг шартидир:

$$F_{13} = F_{23} + F_{12}. \qquad (99.4)$$

Қанакунжут мойининг ҳеч қандай мазаси ёки ҳиди бўлмагани ҳолда одам оғзига тушганда ҳамма кишиларда ноҳуш сезгининг пайдо бўлишига сабаб мой билан сўлак орасида (99.3) шартнинг бажарилишидир. Шунинг учун канакунжут мойи сўлак билан тегишганда юпқа қатлам бўлиб ёйилиб кетади ва бутун оғиз бўшлиғини тўлдириб, одатда ташқи моддалар кира олмайдиган қулоқ олди бўшлиқларига ҳам тарқаб кетади. Бу нарса нохуш физиологик сезги уйғотади.

Суюқлик ва қаттиқ жисм чегараси. Суюқлик қаттиқ жисм билан тегишганда ҳам худди шунга ўхшаш ҳодисалар содир бўлади. Бундай ҳолда суюқликнинг қандай шаклга келиши суюқликка таъсир қилувчи учта куч: оғирлик кучи, суюқлик молекулаларининг ўзаро таъсир кучлари ва суюқлик зарралари суюқликнинг тегишиб турган қаттиқ жисм зарралари орасидаги ўзаро таъсир кучларининг муносабатига боғлиқ. Бу кучлар муносабати учун *чегаравий бурчак* θ, яъни суюқликнинг сиртига у билан қаттиқ жисм чегарасида ўтказилган уринма ҳамда қаттиқ жисм сирти ҳосил қилган бурчак характеристика бўла олади.



114- расм.

2 суюқлик (114-расмга қ.) 1 қаттиқ жисмнинг ясси сирти билан чегаралланган бўлсин. Юқорида кўрган ҳолдагидек, чекка бурчакнинг катталиги мувозанат шартидан аниқланади (учала муҳитнинг тегишиш чизиғи узунлигининг ихтиёрий элементига қўйилган кучлар проекцияларининг йиғиндиси нолга тенг бўлиши керак):

$$F_{13} = F_{23}\cos\theta + F_{12},$$

бундан

$$\cos\theta = \frac{F_{13}-F_{12}}{F_{23}} = \frac{\sigma_{13}-\sigma_{12}}{\sigma_{23}}, \qquad (99.5)$$

бу ерда σ_{12}, σ_{13}, σ_{23} — қаттиқ жисмлар ҳам эга бўлган тегишли сирт таранглик коэффициентлари. Агар

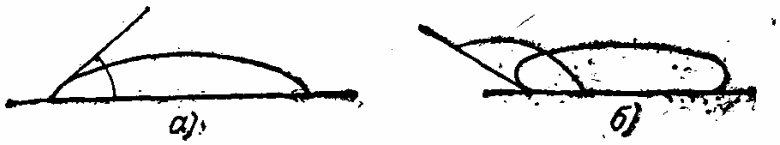
$$\sigma_{13} - \sigma_{12} = \sigma_{23}, \text{ яъни } \theta = 0$$

бўлса, у ҳолда суюқлик қаттиқ жисм сирти бўйлаб юпқа қатлам тарзида ёйилиб кетади. Бундай ҳол эса $\sigma_{13} - \sigma_{12} > \sigma_{23}$ бўлганда кузатилади.

Суюқликнинг тўла ёйилиб кетиш ҳодисаси *тўла ҳўллаш* деб аталади. Бундай ҳодиса, масалан, сувнинг тоза ойна устида ёйилиши учун характерлидир.

$\theta = \pi$ бўлган ҳол эса ($\sigma_{13} + \sigma_{23} = \sigma_{12}$ бўлганда) қаттиқ жисмнинг тўла ҳўлланмаслигига тегишлидир. Бундай ҳодиса, масалан, сув учун парафинда кузатилади.

Кўпинча 115-*а* расмда кўрсатилган *қисман ҳўллаш* $\left(\theta < \frac{\pi}{2}\right)$ ёки 115-*б* расмда кўрсатилган *қисман ҳўлламаслик* $\left(\theta > \frac{\pi}{2}\right)$ оралиқ ҳолатлари кузатилади.

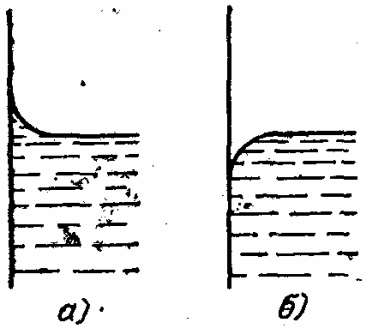


115-расм.

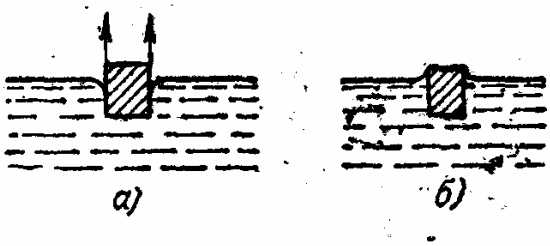
Суюқлик зарраларининг қаттиқ жисм зарралари билан ўзаро таъсири идишга қўйилган суюқлик сиртининг шаклига таъсир қилади. Агар кенг идишга кўп миқдор суюқлик қуйилган бўлса, у ҳолда суюқликнинг сирти оғирлик кучи билан аниқланади, оғирлик кучи эса, табиийки, текис ва горизонтал (кўзгу) сирт бўлишини таъминлайди.

Бироқ идишнинг деворлари яқинида суюқлик сирти ҳар ҳолда бир оз эгриланади ва ҳўлловчи суюқликларда ботиқ (116-*а* расм) ва ҳўлланмайдиган суюқликларда қаварик (116-*б* расм) *мениск* ҳосил қилади. Суюқлик сиртининг ҳўлланиш билан боғлиқ бўлган эгриланиши баъзан суюқлик сиртида зичликлари суюқлик зичлигидан катта бўлган ва шунинг учун бу суюқликда чўкадиган жисмларни чўктирмай ушлаб туришга имкон беради.

Бундай ўзига хос «сузиб юришни» 117-*а* расмдан фойдаланиб тушунтириш осон, бу расмда брусок материалини ҳўлла-



116-расм.



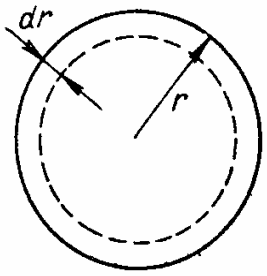
117-расм.

майдиган суюқлик сиртида кесими тўғри тўртбурчак шаклидаги брусокка таъсир қилувчи кучлар кўрсатилган. Агар брусокнинг чизма текислигига перпендикуляр йўналишдаги узунлиги l га тенг бўлса, у ҳолда кесимдаги сиртқи куч $2\delta l$ га тенг ва юқорига қараб йўналган. Бу куч брусок оғирлигидан Архимед кучининг айирилганига тенг бўлади. Агар брусокнинг оғирлиги кичик бўлса, у сиртда чўкмай туради. Агар брусокнинг материали, 117-*б* расмда кўрсатилганидек, суюқлик томонидан ҳўлланса, у ҳолда сирт таранглик кучи — ҳатто брусок моддасининг зичлиги суюқлик зичлигидан кичик бўлса ҳам — брусокни суюқликка ботишга мажбур қилади.

100- §. Суюқликнинг эгри сиртида юзага келувчи кучлар

Кўп ҳолларда суюқликнинг сирти эгриланган бўлишини кўрдик. Ҳатто шундай дейиш мумкинки, суюқлик учун нормал сирт — нотекис сиртдир, чунки суюқликнинг сирти ясси (текис) бўлиши учун ташқи кучнинг таъсири — оғирлик кучи ёки суюқлик билан чегарадош бўлган моддaнинг зарралари орасидаги ўзаро таъсир кучлари бўлиши керак (ҳўлланишда суюқликнинг ёйилиши).

Суюқлик сиртининг эгрилиги шу сирт остида турган суюқликка таъсир қилувчи кучларнинг пайдо бўлишига олиб келади. Қуйидаги оддий мулоҳазалардан бунга ишонч қилиш мумкин. Суюқликнинг r радиусли сферик томчисини кўз олдимизга келтирайлик (118-расм). Сфера радиуси ортганида унинг сиртининг юзи ва унга мос ҳолда сирт энергияси ҳам ортади. Равшанки, бунга иш сарф қилиш йўли билангина эришиш мумкин. Аксинча, томчи радиуси кичрайганида сирт энергияси ҳам камаяди. Демак, иш томчининг ўзида таъсир қилаётган кучлар томонидан бажарилади. Бундан шундай хулоса чиқади: сферик сирт остидаги суюқлик ҳажми ҳамма вақт бирмунча сиқилган бўлади, яъни радиал йўналган, ёки бошқача айтганда сиртга перпендикуляр йўналган қўшимча босим таъсирида бўлади. Бу мулоҳазалар сиртнинг эгрилиги билан боғлиқ бўлган ана шу қўшимча босим катталигини ҳам ҳисоблашга имкон беради.



118- расм.

Ҳақиқатан ҳам, бу босим таъсирида суюқ шар ўз ҳажмини 118-расмда кўрсатилганидек dV га камайтирган бўлсин. Суюқликни сиқиш иши сирт энергиясининг камайиши ҳисобига бажарилганлиги равшан[1]. Сиқиш иши dA, маълумки, $p\,dV$ га тенг, бу ерда p — босим, яъни

$$dA = p\,dV. \qquad (100.1)$$

Сирт энергиясининг камайиши эса

$$dF = \sigma\,dS \qquad (100.2)$$

га тенг, бу ерда dS — шар сиртининг унинг радиусининг dr га камайганига мос ҳолда камайиши. Шарнинг сирти ва ҳажми учун маълум формулалардан $S = 4\pi r^2$ ва $V = \frac{4}{3}\pi r^3$ қуйидаги ифодани оламиз:

$$dS = 8\pi r dr, \qquad dV = 4\pi r^2 dr.$$

[1] Сиқишда суюқликнинг ҳажмига боғлиқ бўлган эркин энергияси ҳам камаяди, бу камайиш суюқлик устидаги тўйинган буғ эркин энергиясининг ортиши билан компенсацияланади.

dS ва dV нинг бу қийматларини (100.1) ва (100.2) тенгламаларга қўйиб ҳамда $|dA| = |dF|$ эканини назарга олиб, қуйидагини келтириб чиқарамиз:

$$p \cdot 4\pi r^2 dr = \sigma \cdot 8\pi r dr,$$

бундан суюқликка унинг эгри сирти кўрсатаётган босими учун шундай ифода ҳосил қиламиз:

$$p = \frac{2\sigma}{r}. \qquad (100.3)$$

Агар суюқликнинг сирти сферик бўлмай, цилиндрик бўлса, у ҳолда эгрилик туфайли ҳосил бўладиган қўшимча босим қуйидаги формула билан аниқланади:

$$p = \frac{\sigma}{r}. \qquad (100.4)$$

Ҳақиқатан ҳам, r радиусли l узунликдаги цилиндр учун $V = \pi r^2 l$, $S = 2\pi r l$ ва шунга мос ҳолда

$$dV = 2\pi l r dr, \qquad dS = 2\pi l dr,$$

бундан

$$dA = p\,dV = 2\pi p l r\,dr, \quad dF = \sigma\,dS = 2\pi\sigma l\,dr.$$

$|dA| = |dF|$ шартдан бевосита (100.4) ифода келиб чиқади.

Умумий ҳолда ҳар қандай шаклдаги сирт (сферикмас ва цилиндрикмас) учун, сиртнинг эгрилиги билан боғлиқ бўлган босим *Лаплас тенгламаси* деб аталган тенглама билан ифодаланади:

$$p = \sigma\left(\frac{1}{r_1} + \frac{1}{r_2}\right), \qquad (100.5)$$

бу ерда r_1 ва r_2 — сиртнинг берилган нуқтасидаги ёки аниқроғи, сиртнинг шу берилган элементи учун асосий эгрилик радиуслари.

(100.3) ва (100.4) формулалар (100.5) тенгламанинг хусусий ҳоллари эканини кўриш осон. Сфера учун эгриликнинг ҳар иккала асосий радиуслари устма-уст тушади ва сфера радиусига тенг, яъни $r_1 = r_2 = r$ ва (100.5) тенглама (100.3) тенгламага айланади. Цилиндрда асосий эгрилик радиусларнинг бири ∞ га тенг, иккинчиси цилиндр радиусига тенг бўлади, уларни (100.5) га қўйиб (100.4) ни оламиз.

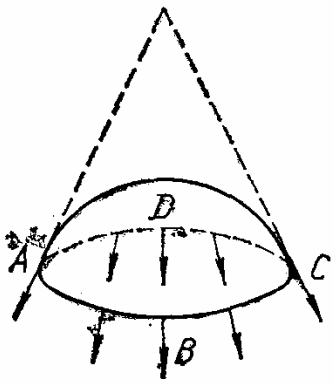
Лаплас формуласи билан аниқланадиган қўшимча босим сиртнинг эгрилик марказига қараб йўналган эканлиги равшан. Шунинг учун қаварик сирт бўлганида бу босим суюқликнинг ичига қараб йўналган ҳамда суюқликнинг нормал босимига қў-

шилади. Сирт ботиқ бўлганда сирт ясси бўлган ҳолдагига нисбатан суюқлик кичикроқ босим остида бўлади. Математик жиҳатдан бу шунга мос келадики, ботиқ сирт учун эгрилик маркази суюқликдан ташқарида бўлганида эгрилик радиуси манфий, қаварик сирт учун эса мусбат бўлади.

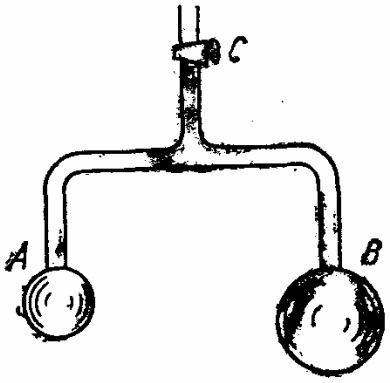
Сирт эгрилиги туфайли юзага келадиган ва (100.5) тенглама билан аниқланадиган қўшимча босимни сиртга уринма бўйлаб йўналадиган сиртқи кучлар билан тенглаштирмаслик керак, ҳолбуки қўшимча босим (Лаплас босими) сиртга перпендикуляр йўналган. Бу босим суюқлик сиртини эгриловчи сирт таранглик кучларининг таъсири натижасидагина юзага келади.

Дам берилаётган тўпнинг резина камераси ичидаги босимни ана шу қўшимча босимга ўхшатиш мумкин. Камера сиртига нормал йўналган босим қанча катта бўлса, камера қобиғи шунча кўп чўзилади. Бироқ босим камера сиртига перпендикуляр йўналган, қобиқни чўзувчи кучлар эса унга уринма бўйлаб таъсир қилади (фақат шундай кучларгина камера материалини чўзиши мумкин).

Қўшимча босимнинг пайдо бўлиши 119-расмдан айниқса яққол кўриниб турибди, бу расмда суюқлик сферик сиртининг бир қисми тасвирланган. *ABCD* айлана узунлигининг ихтиёрий элементига сфера сиртига уринма бўйлаб йўналган сирт таранглик кучлари қўйилган. Расмдан бу кучларнинг тенг таъсир этувчиси сфера марказига йўналганлиги кўриниб турибди. Сирт юзи бирлигига тўғри келувчи ана шу тенг таъсир этувчи куч эгриланган сирт остидаги суюқликка таъсир қилувчи ва Лаплас формуласи билан ифодаланувчи қўшимча босимдир. Оддийгина тажриба воситасида бу босимни осон кузатиш ва бу босимнинг эгрилик радиусига сифат жиҳатидан боғлиқлигини аниқлашга имкон беради. Уч ёққа тармоқланган шиша найнинг (120-расм) *A* ва *B* икки учи совунли сувга туширилади. Бу учларни совун пардаси қоплагандан кейин уни эритмадан чиқариб олинади ва *C* учи орқали пуфлаб иккита совун пуфаги ҳосил қилинади. Шубҳасиз бўладиган тасодифий шароитлар туфайли бу пуфаклар ҳамма вақт диаметри жиҳатидан бир-биридан бир оз фарқ қилади. *C* тешик ёпилгандан кейин пуфаклар мувозанатда бўлмайди. Катта радиусли пуфак кўпроқ шишади ва кичик радиусли пуфак эса шунга мувофиқ қисқаради. Бу эса эгрилик радиуси камайиши билан сирт эгрилиги туфайли юзага келган босимнинг ортишини бевосита кўрсатади.



119-расм.

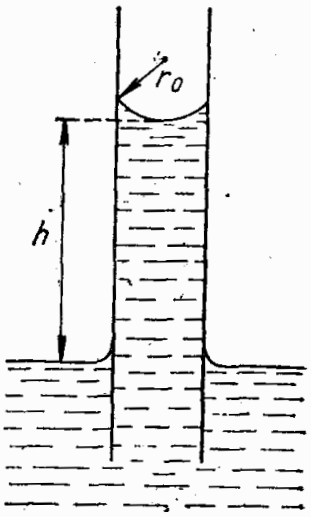


120-расм.

101-§. Капилляр ҳодисалар

Биз идишга қуйилган суюқлик сиртининг суюқлик билан идишнинг қаттиқ деворлари орасидаги чегара яқинида, яъни суюқлик молекулалари билан қаттиқ жисм молекулалари орасидаги ўзаро таъсир кучлари сезиларли роль ўйнайдиган жойда бирор эгриликка эга бўлишини кўрдик. Сиртнинг қолган қисмлари ясси бўлади, чунки бу қисмида оғирлик кучи молекуляр ўзаро таъсир кучларини енгади. Бироқ сиртнинг умумий катталиги унча катта бўлмаса, масалан, суюқлик тор идишга қуйилган бўлса, деворларнинг таъсири суюқликнинг бутун юзига ёйилади ва суюқлик ўзининг бутун сирти бўйлаб эгриланади (идиш тор деб ҳисобланиши учун унинг ўлчамлари шу идиш деворлари билан тегишиб турган суюқлик сиртининг эгрилик радиуси билан таққосланарли бўлиши керак).

Агар суюқлик қуйилган идишнинг ўлчамлари, ёки янада умумийроқ ҳолда суюқликни чегараловчи сиртлар орасидаги масофа суюқлик сиртининг эгрилик радиуси билан таққосланарли бўлса, у ҳолда бундай идишлар *капилляр* идишлар (қилдек ингичка найча) деб аталади. Бундай идишларда бўладиган ҳодисалар *капилляр ҳодисалар* дейилади.



121-расм.

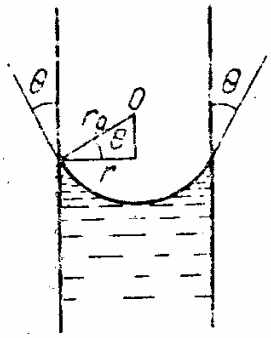
Капиллярлик билан боғлиқ бўлган энг характерли ҳодисаларни кўрайлик.

Капилляр идишлар учун аввало уларда суюқлик сиртининг эгри бўлиши характерли бўлгани учун, табиийки, бу ерда сиртнинг эгрилиги туфайли ҳосил бўлган қўшимча босимнинг (Лаплас босимининг) таъсири катта бўлади. Бундай қўшимча босимнинг бевосита натижаси *капилляр кўтарилиш* деб номланган ҳодисадир. 121-расмда суюқликли кенг идишга туширилган ингичка найча тасвирланган. Найчанинг деворлари суюқлик билан ҳўлланади деб фараз қилайлик. У ҳолда найчага кирган суюқлик ботиқ мениск ҳосил қилади. Найча шунчалик ингичкаки, унинг r радиуси менискнинг r_0 радиусига тенг бўлсин.

Сиртнинг эгрилигидан ҳосил бўлган босим туфайли найчани тўлдирган суюқлик менискнинг эгрилик марказига, яъни юқорига қараб йўналган p босим таъсирига дуч келади, бу босим $2\sigma/r_0$ га тенг бўлади, бу ерда r_0—мениск радиуси ва σ—суюқликнинг сирт таранглик коэффициенти. Бу босим таъсирида суюқлик най бўйлаб h сатҳга кўтарилади, бу сатҳда шу баландликдаги суюқлик устунининг ρgh гидростатик босими p босимни мувозанатлайди. Бинобарин, қуйидаги

$$\frac{2\sigma}{r_0} = \rho g h$$

тенглик мувозанат шарти бўлади, бу ерда ρ—суюқликнинг зичлиги, g—оғирлик кучининг тезланиши. Бу тенглик капиллярда суюқликнинг кўтарилиш баландлигини ифодалайди.



122- расм.

Кўтарилиш баландлиги h билан найчанинг радиуси r орасидаги боғланишни аниқлаш қийин эмас. Бунинг учун 122- расмга мурожаат қилайлик, бу расмда мениск ва капилляр йирик масштабда тасвирланган. Мениск бир қисмини ташкил қилган сферанинг маркази O нуқтада бўлади. Суюқликнинг капилляр деворлари билан тегишувчи чегаравий бурчаги θ га тенг. Чизмадан $r_0 = r/\cos\theta$ эканлиги бевосита келиб чиқади. Шунинг учун $2\sigma/r_0 = \rho g h$ тенглик қуйидаги кўринишда қайта ёзилади: $\frac{2\sigma\cos\theta}{r} = \rho g h$, бундан

$$h = \frac{2\sigma\cos\theta}{\rho g r}. \qquad (101.1)$$

Жумладан, капилляр деворини батамом ҳўллайдиган, бинобарин $\theta = 0$ ва $\cos\theta = 1$ бўлган суюқлик учун қуйидагига эга бўламиз:

$$h = \frac{2\sigma}{\rho g r}. \qquad (101.2$$

Кутилганидек, капиллярда суюқликнинг кўтарилиш баландлиги (капилляр кўтарилиш) капилляр радиусининг камайиши ва суюқликнинг сирт таранглик коэффициентининг катталашиши билан ортиб боради.

Агар суюқлик капиллярни ҳўлламаса, манзара аксинча бўлади. Чунки энди мениск қаварик бўлади, эгрилик радиуси эса суюқликдан ташқарида эмас, суюқликнинг ичида бўлади ва шунинг учун Лаплас босими пастга қараб йўналган бўлади. Энди капиллярдаги суюқлик сатҳи капилляр туширилган идишдаги суюқлик сатҳидан паст бўлади (манфий капилляр кўтарилиш).

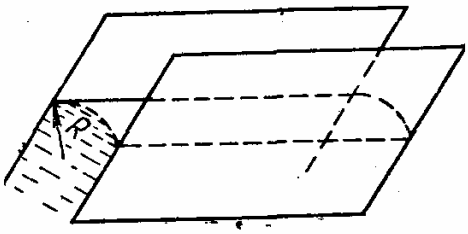
Бу ҳолда сатҳлар фарқи h (101.1) ёки (101.2) тенглама билан аниқланади.

Ҳаммага маълум бўлган бир қатор ҳодисалар: ингичка эгри-бугри шаклда ғоваклари бўлган босма қоғознинг суюқликни шимиб олиши; керосиннинг толалари ингичка капилляр ролини ўйнайдиган пилик орқали кўтарилиши ва ҳоказо шунга ўхшаш ҳодисалар капилляр кўтарилиш ҳодисаси орқали тушунтирилади. Капилляр кучлар сувнинг тупроқдан дарахт танаси бўйлаб кўтарилишини таъминлайди: ёғоч толалари жуда ингичка капиллярлар ролини ўтайди.

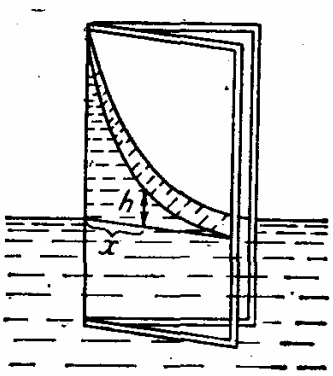
Капилляр кўтарилишни, албатта, цилиндрсимон капиллярлардан бошқа кўринишларда ҳам кузатиш мумкин. Суюқлик бир-бирига жуда яқин келтирилган икки пластинка орасида ҳам юқори кўтарилади (123-расм). Агар пластинкалар бир-бирига параллел бўлса, у ҳолда мениск цилиндрсимон шаклда бўлади. Бу ҳолда капилляр кўтарилишнинг баландлиги қўйидаги формула орқали аниқланади:

$$h = \frac{2\sigma \cos\theta}{\rho g d}, \qquad (101.3)$$

бу ерда d—пластинкалар орасидаги масофа. (101.3) формула худди (101.1) формуланинг ўзи бўлиб чиқади. Фақат цилиндрик сирт остида суюқликнинг σ/R га тенг босим таъсирида бўлишини назарда тутиш керак, бу ерда R мениск радиуси бўлиб (123-расмга қ.) пластинкалар орасидаги d масофа билан шундай муносабат орқали боғланган:



123-расм.



124-расм.

$$R = \frac{d}{2\cos}$$

(101.3) формула қуйидаги оддий демонстрацион тажриба билан кўрсатилади (124-расм). Иккита тозалаб ювилган шиша пластинкани понасимон шакл ҳосил қиладиган қилиб жойлаштирилади ва уни сувга туширилади. Сув тоза шишани ҳўллайдиган бўлгани учун юқорига кўтарилади, бироқ кўтарилиш баландлиги (101.3) формулага мувофиқ пластинкалар орасидаги масофа ортган сари камайиб боради. Пона қиррасидан ҳисобланган x масофа ортгани сари бу масофа ҳам ортиб боради. Агар φ—пластинкалар орасидаги бурчак бўлса, у ҳолда пластинкалар орасидаги масофа $d = \varphi x$ га тенг бўлади. Шунинг учун суюқлик сатҳининг h баландлиги x ўзгариши билан қуйидаги

$$h = \frac{2\sigma \cos\theta}{\rho g \varphi x} = \frac{c}{x} \qquad (101.4)$$

формулага мувофиқ ўзгаради, бу ерда $c = \frac{2\sigma \cos\theta}{\rho g \varphi}$ айни шу берилган «қаттиқ жисм—суюқлик» жуфти учун ва шу пона бурчаги учун

характерли бўлган ўзгармас катталик. (101.4) тенглама гипербола тенгламасидир. Суюқлик сирти ва пластинкаларнинг кесишиш чизиғи худди шундай шаклга эга бўлиши яхши кўриниб турибди.

Пона асосининг учида суюқлик сатҳининг жуда юқорига етмаслигига сабаб шуки, пластинкаларни батамом зич бирлаштириб бўлмайди. Уларнинг орасида ҳамма вақт оралиқ қолади, бу оралиқнинг кенглиги пона асосида ($x = 0$ да) сатҳнинг баландлигини белгилайди.

125- расм.

Ҳўлланадиган пластинкалар орасидаги тутиниш кучлари. Агар суюқлик билан ҳўлланган икки пластинкани устма-уст қўйилса, уларнинг ораларида суюқлик бўлгани сабабли пластинкалар бир-бирига ёпишиб қолади (125- расм). Бундай пластинкалар орасидаги тортишиш кучини ҳисоблаш қийин эмас. Суюқлик эркин сиртининг ихтиёрий элементи ҳўлланиш туфайли ботиқ цилиндр кўринишида бўлади. Сирт эгрилиги туфайли юзага келадиган босим бу ҳолда манфий бўлади. Бинобарин, суюқликдаги босим нормал босимдан $\frac{\sigma}{r}$ миқдорда кам бўлади [(100.4) га қ.]. Шунинг учун пластинкалар ташқи босимнинг $\frac{\sigma}{r}$ га тенг бўлган ортиқча таъсирида бўлади. Бу ортиқча босим пластинкаларни сиқади. Бинобарин, пластинкаларга таъсир қилаётган босим $\frac{\sigma}{r}$ га тенг бўлади.

Бунда ҳосил бўладиган кучлар катталиги ҳақида қуйидаги сонли мисолдан тасаввур ҳосил қилиш мумкин. Юзи 10 см² бўлган пластинкалар орасидаги сув қатламининг қалинлиги 10^{-4}см (1 микрон) га тенг бўлсин. Пластинкаларни сиқувчи босим қуйидагига тенг бўлади:

$$p = \frac{\sigma}{r} = \frac{70}{0{,}5 \cdot 10^{-4}} = 1{,}4 \cdot 10^6 \text{ дина/см}^2 \approx 1{,}4 \text{ атм}$$

(тўла ҳўллашда менискнинг радиуси $r = \frac{d}{2}$ га тенг бўлади, бу ерда d—суюқлик қатламининг қалинлиги). Пластинкалар юзи $S = 10$ см² бўлганда улар орасидаги тортишиш кучи

$$f = pS \approx 137 \text{ Н}$$

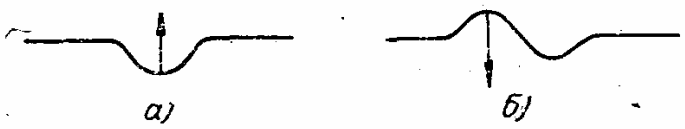
га тенг бўлади. Пластинкаларни бир-биридан ажратиш учун пластинкалар текислигига перпендикуляр йўналишда худди шундай куч билан таъсир қилиш керак.

Бироқ пластинкаларга параллел таъсир этувчи ҳатто кичик куч ҳам уларни осон сирпантиради.

102- §. Сирт таранглик коэффициентини ўлчашнинг баъзи методлари

Суюқликларнинг сирт таранглик коэффициентларини аниқлашнинг биз юқорида келтирган элементар методлари (суюқлик юпқа пардасини тутиб турувчи кучни ўлчаш; томчиларнинг узилиш методи) дан ташқари янада аниқроқ бўлган бошқа методлар ҳам мавжуд. Улардан баъзиларини кўриб ўтамиз.

Капилляр тўлқинлар методи. Капилляр тўлқинлар—бу ҳаммага маълум бўлган суюқлик юзидаги «жимирлашлар» нинг бошқача номидир. Бу тўлқинлар кичик тўлқинланишлар таъсирида юзага келади ва уларнинг пайдо бўлиши сирт таранглик кучларига боғлиқ. Капилляр тўлқинларнинг пайдо бўлиш механизми умумий ҳолда қуйидагича. Бирор ташқи таъсир натижасида суюқликнинг сирти айни шу жойда «босилиб», ботиқ шаклга киради (126-*а* расм). Бу ботиқ сирт остидаги суюқлик қатламларига бўладиган босим сирт ясси бўлган қўшни қатламлардаги босимдан $\frac{\sigma}{r}$ миқдорда кичик бўлиб қолади. Шундай йўл билан юзага келган босимлар фарқи суюқликни қўшни қатламлардан ботиқ сирт остига оқиб келишига мажбур қилади ва суюқлик дастлабки сатҳига яна кўтарилади, бироқ тўпланган кинетик энергия ҳисобига инерцияси туфайли дастлабки сатҳидан ҳам ўтиб кетади. Сирт шунинг учун қаварик бўлиб қолади ва сиртнинг эгрилиги туфайли пайдо бўладиган босим энди пастга йўналган бўлади (126-*б* расм).



126- расм.

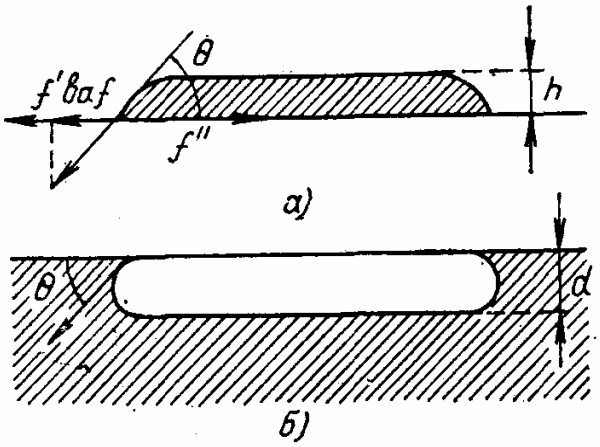
Равшанки, суюқликнинг бир жойдаги бундай тебранишлари қўшни нуқталарни ҳам шундай тебранишга мажбур қилади. Демак, ҳодисанинг тўлқин характерида эканини билдиради. Капилляр тўлқинларнинг амплитудаси кичик ва тўлқин узунлиги қисқа бўлади. Амплитуданинг кичиклиги туфайли оғирлик кучи таъсирини назарга олмаслик мумкин, бу куч ҳам худди шундай таъсирни юзага келтиради (тик денгиз тўлқинларининг юзага келишига оғирлик кучи сабаб бўлади).

Тўлқинларни капилляр тўлқинлар деб аталиши учун уларнинг юзага келишида фақат сирт таранглик кучларигина иштирок этиши ва улар тўлқиннинг чўққиси ва ўртасидаги катта эгрилик ҳисобига ҳосил бўлиши керак.

Ҳисоблашларнинг кўрсатишича, капилляр тўлқинларнинг параметрлари сирт таранглик коэффициенти билан қуйидаги тенгламага мувофиқ боғланган:

$$n^2\lambda^3\rho = 2\pi\sigma, \qquad (102.1)$$

бу ерда n—тўлқиндаги тебранишлар частотаси, λ—тўлқин узунлиги



127- расм.

ва ρ—суюқлик зичлиги. (102.1) формула зичлиги маълум бўлган суюқликнинг сирт таранглик коэффициентини аниқлаш учун фойдалаланиши мумкин. Бунинг учун тебранишлар частотаси ва тўлқин узунлигини ўлчаш зарур. Одатда тўлқинларнинг тарқалиш тезлиги ўлчанади, бу тезлик тебранишлар частотаси билан содда муносабат орқали боғланган.

Томчи ва пуфакча методи. Бу метод ясси сиртдаги йирик суюқлик томчиси ва шу суюқликдаги ҳаво пуфагини (у ҳам катта ўлчамли) кузатишга асосланган.

Горизонтал текисликда ўрганилаётган суюқликнинг катта томчиси ҳосил бўлган дейлик (127- *а* расм), бу томчи шунчалик каттаки, унинг сирти чеккаларидан бошқа ҳамма жойида ясси ва томчи чегарасидаги чегаравий бурчак θ га тенг дейлик. Томчининг мувозанат шарти ана шу томчини юпқа пардага айлантиришга интилаётган кучлар билан унга сферик шакл беришга интилаётган кучларнинг абсолют қийматларининг тенглигидан иборат. Биринчидан, оғирлик кучи, иккинчидан, суюқлик ва қаттиқ таглик чегарасидаги сирт таранглик кучи томчини юпқа пардага айлантиришга интилади. Томчига сферик шакл беришга интилувчи куч эса суюқлик сиртидаги сирт таранглик кучидир. Томчининг чизма текислигига перпендикуляр бўлган вертикал кесимини кўрайлик ва бу кесимда баландлиги h (томчининг баландлиги) ва узунлиги 1 см бўлган майдонни ажратайлик. Оғирлик кучи туфайли бу кесимда гидростатик босим мавжуд бўлади. Унинг ўртача қиймати $\rho g \frac{h}{2}$ га тенг бўлади, бу ерда ρ—суюқликнинг зичлиги ва g—эркин тушиш тезланиши. Бу босимнинг мавжудлигидан юзага келган f куч $\rho g \frac{h}{2} \cdot h = \frac{\rho g h^2}{2}$ га тенг (ажратилган майдоннинг юзи h га тенг). Бу кучнинг йўналиши 127- *а* расмда кўрсатилган.

Суюқлик билан таглик чегарасидаги сирт таранглик кучининг f' горизонтал ташкил этувчисининг узунлик бирлигига тўғри келадиган катталиги $\sigma \cos\theta$ га тенг. Бу ташкил этувчи кўч ҳам f куч каби йўналган бўлиб, у куч билан бирга томчини пардага айлантиришга интилади. Бу икки кучга суюқлик сиртидаги сирт таранглик кучи f'' қарши туради, бу куч уларга қарама-қарши йўналган ва σ га тенг.

Шундай қилиб, томчининг мувозанат шартини қуйидагича ёзиш мумкин:

$$\sigma = \sigma \cos\theta + \frac{\rho g h^2}{2},$$

ёки

$$\sigma(1 - \cos\theta) = \rho g \frac{h^2}{2}. \qquad (102.2)$$

Энди ўша суюқликдаги ҳаво пуфакчасини кўрайлик (127-*б* расм). Агар пуфакча унинг «туби» ясси бўладиган даражада етарлича катта бўлса, у ҳолда ҳозиргина қилинган мулоҳазаларга кўра пуфакчанинг мувозанат шарти учун қуйидаги тенгликни ёзиш мумкин:

$$\sigma(1 + \cos\theta) = \rho g \frac{d^2}{2}, \qquad (102.3)$$

бу ерда d — пуфакчанинг баландлиги. (102.2) ва (102.3) ларни ўзаро қўшамиз ва қуйидагини ҳосил қиламиз:

$$2\sigma = \frac{h^2 + d^2}{2} \rho g. \qquad (102.4)$$

Бинобарин, сирт таранглик коэффициентини аниқлаш учун томчининг ва пуфакчанинг баландлигини ўлчаш етарли экан.

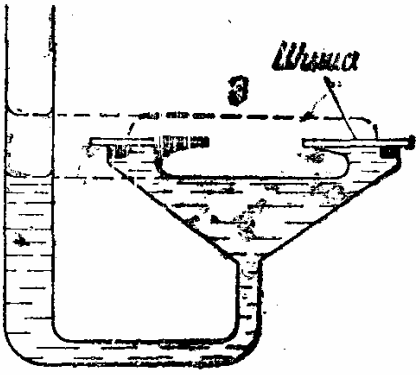
Шуниси қизиқарлики, θ чегаравий бурчакни ўлчаш учун ҳам ана шу тажрибадан фойдаланиш мумкин. Ҳақиқатан ҳам, агар (102.2) ни (102.3) дан айирилса, у ҳолда қуйидаги келиб чиқади:

$$2\sigma \cos\theta = \frac{d^2 - h^2}{2} \rho g.$$

Бироқ (102.4) тенгламадан $2\sigma = \frac{h^2 + d^2}{2} \rho g$, демак, θ учун

$$\cos\theta = \frac{d^2 - h^2}{d^2 + h^2}$$

тенглик келиб чиқади. Демак, θ на аниқлаш учун ҳам фақат d ва h ни ўлчаш етарли экан.



128- расм.

Экспериментда d ва h ни 128- расмда кўрсатилган махсус шаклдаги манометр ёрдамида ўлчанади. Яхшилаб тозаланганданкейин манометр ўрганилаётган суюқлик билан тўлдирилади, шундан сўнг унинг бир қисми етарлича ўлчамдаги пуфакча ҳосил бўладиган қилиб сўриб олинади. Шундан сўнг манометр бўйича пуфакча «туби» нинг вазияти аниқлаб олинади. Кейин асбобга унинг кенг тирсагини ёпиб турувчи шиша устида катта суюқлик томчиси ҳосил бўладиган қилиб қўшимча суюқлик қуйилади (128-расмда пунктир чизиқ билан кўрсатилган). Манометрдан аниқланган янги ҳисоб томчи асосининг вазиятини беради. Ниҳоят, махсус асбоб (сферометр) ёрдамида томчи баландлиги

h аниқланади. Шишанинг қалинлигини билган ҳолда манометр бўйича аниқланган икки ҳисоб бўйича d ни аниқлаш ва сирт таранглик коэффициентини ҳам, чегаравий бурчакни ҳам ҳисоблаб топиш мумкин.

103- §. Сирт таранглик коэффициентининг температурага боғлиқлиги

Умумий мулоҳазалардан температура ортиши билан сирт таранглик коэффициенти камайиши кераклигини билиш осон. Критик температурада бу коэффициент нолга тенг бўлиши керак, чунки бу температурада суюқлик ва унинг буғи орасидаги фарқ йўқолади, бинобарин, икки фазани ажратаётган сирт ҳам йўқ бўлади. Бироқ сирт таранглик коэффициентининг температурага боғлиқлигининг аниқ кўриниши назарий равишда аниқланиши мумкин эмас. Тахминий равишда сирт таранглик коэффициентининг температурага боғлиқлиги қуйидаги тенглик билан ифодаланади:

$$\sigma = B(T_к - T - \tau)\left(\frac{\rho}{\mu}\right)^{2/3}, \qquad (103.1)$$

бу ерда B — ўзгармас коэффициент, $T_к$ — критик температура, ρ — суюқликнинг зичлиги, μ — унинг молекуляр оғирлиги ва τ — температура ўлчамлигига эга бўлган кичкина катталик.

(103.1) формула критик нуқта яқинида ўринли бўлмайди, чунки $T = T_к$ бўлганда $\sigma = 0$ га тенг бўлиши керак, бу эса (103.1) формулага зид келади.

(103.1)дан шу нарса келиб чиқадики, сирт таранглигининг температурага боғлиқлиги, яъни унинг температура бир градусга ўзгарганидаги ўзгариши қуйидаги тенглик орқали ифодаланади:

$$\frac{d\sigma}{dT} = -B\left(\frac{\rho}{\mu}\right)^{2/3}. \qquad (103.2)$$

Бу формуладан кўринадики, суюқликнинг зичлиги қанча катта ва унинг молекуляр оғирлиги қанча кичик бўлса, сирт таранглик коэффициентининг температурага боғланиши шунча кучли бўлар экан.

(103.1) ва (103.2) тенгламаларнинг тақрибий бўлишига қарамай, улар тажрибада шундай тўғри натижалар берадики, улардан ҳатто суюқликларнинг молекуляр оғирлигини аниқлаш учун фойдаланиш мумкин. B коэффициент амалда барча суюқликлар учун бирдай бўлиб, 2,1 га тенг (СГС бирликлар системасида).

104- §. Суюқликларнинг буғланиши ва қайнаши

Ван-дер-Ваальс тенгламасини қараганимизда суюқлик ўз буғи билан мувозанатда бўлиши мумкинлигини кўрган эдик. Буғнинг суюқлик билан мувозанатга келиши суюқлик берк идишга солинганда ўз-ўзидан юзага келади (бундай ҳолда суюқлик буғи тўйинган буғ деб юритилади).

Бундай мувозанатнинг қарор топиш процесси қуйидагича.

Суюқликнинг сиртидан молекулаларнинг бир қисми учиб чиқиб, суюқлик устида буғ ҳосил қилади. Буғланувчи молекулалар суюқликдан ажралиб чиқиши учун қолган молекулаларнинг тортишиш кучини енгиши керак, яъни бу кучларга қарши иш бажариши керак. Бундан ташқари, яна ҳосил бўлган буғнинг ташқи p босимига қарши ҳам $p\Delta V$ га тенг иш бажарилиши керак, бу ерда ΔV — берилган миқдордаги молекулаларнинг суюқликдан буғга ўтишда ҳажмининг ўзгариши (молекулаларнинг буғсимон ҳолатга ўтишида катта ҳажм эгаллаши равшан). Маълумки, бу барча иш молекулалар иссиқлик ҳаракатининг кинетик энергияси ҳисобига бажарилиши мумкин.

Равшанки, бундай ишни бажаришга ҳамма молекулалар ҳам қодир бўлавермайди, уларнинг етарлича кинетик энергияга эга бўлган қисмигина бундай ишни бажариши мумкин. Шунинг учун молекулаларнинг бир қисми буғга айланиши суюқликда тез молекулалар сонининг камайишига, яъни унинг совишига олиб келади.

Бироқ ташқи иссиқлик манбаи ҳисобига суюқлик температурасини ўзгартирмасдан сақлаб турилса, у ҳолда суюқликни тарк этаётган молекулалар сони вақт ўтиши билан узлуксиз орта боради. Бироқ молекулаларнинг суюқлик ҳажмидан газ фазасига ўтиши билан бирга тескари процесс ҳам рўй беради: буғ молекулалари ҳаракатининг хаотиклиги туфайли суюқликни тарк этган молекулаларнинг бир қисми яна унга қайтади.

Молекулаларнинг суюқликдан буғга ўтиши *буғланиш* деб аталади. Молекулаларнинг буғдан аксинча суюқликка ўтиши *конденсация* деб аталади. Конденсацияланаётган молекулалар сони буғдаги молекулаларнинг зичлигига пропорционал бўлиши равшан. Шунинг учун идиш берк бўлганда, шундай пайт албатта келадики, бунда вақт бирлигида суюқликни тарк этаётган зарралар сони шу вақт ичида суюқликка қайтаётган зарралар сонига тенг бўлиб қолади. Бунда мувозанат юзага келади, яъни суюқлик ва буғнинг миқдори ўзгармай қолади.

Шундай йўл билан қарор топган буғнинг ўзгармас зичлиги тамомила аниқ бир босимга мос келади. Бу босимни *тўйинган буғнинг эластиклиги* деб аталишини биламиз.

Тўйинган буғнинг эластиклиги температура ортиши билан ортиб боришини кўриш қийин эмас. Температура қанча юқори

бўлса, суюқлик молекулаларининг шунча кўп қисми буғланиш учун етарли бўлган энергияга эга бўлади ва бинобарин, буғнинг зичлиги шунча катта бўлади, чунки конденсация буғланиш билан тенглашиши, яъни мувозанат қарор топиши керак.

Температура ортиши билан тўйинган буғ эластиклигининг ортиши ҳақидаги хулосага биз Ван-дер-Ваальс тенгламасининг анализи натижасида ҳам келган эдик.

Буғланишнинг яширин иссиқлиги. Суюқликнинг буғланиш процесси, аввал кўрсатиб ўтилганидек, суюқликнинг совишига олиб келади. Учувчан (тез буғланувчан) суюқлик, масалан, эфир билан ҳўлланган терининг тез совиш ҳисси ана шу эффектнинг натижасидир. Иккинчи томондан, масалан, стаканга солинган сувнинг буғланишида унинг температураси пасаяётганини сезмаймиз. Бундай ҳолларда суюқликнинг температураси атроф ҳаводан олинган иссиқлик ҳисобига ўзгармас сақлаб турилади. Бинобарин, суюқликнинг температураси ўзгармагани ҳолда буғланиши мумкин бўлсин учун унга иссиқлик бериш керак экан.

Маълум суюқлик миқдорини унинг температурасини ўзгартирмаган ҳолда (изотермик) унинг тўйинган буғлари эластиклигига тенг ташқи босимда буғлантириш учун керак бўлган иссиқлик миқдори суюқликнинг характеристикаси бўлиб хизмат қилади ва *буғланишнинг яширин иссиқлиги* дейилади. Одатда бу катталикни суюқликнинг ёки бир граммига, ёки бир молига нисбатан олинади. Бу иссиқликнинг «яширин» иссиқлик деб аталишига сабаб шуки, бу иссиқлик берилганда температуранинг ортишидан иборат «ошкор» эффект сезилмайди. Бир моль суюқликни изотермик буғлантириш учун керак бўлган иссиқлик миқдори *буғланишнинг моляр яширин иссиқлиги* деб аталади.

Буғланишнинг моляр иссиқлигини молекуляр оғирликка бўлиб, *буғланишнинг солиштирма яширин иссиқлигини* оламиз.

Буғланишга тескари процесс — конденсация иссиқликнинг ажралиши билан рўй беради. Конденсация яширин иссиқлиги буғланишнинг яширин иссиқлигига тенг бўлиши равшан.

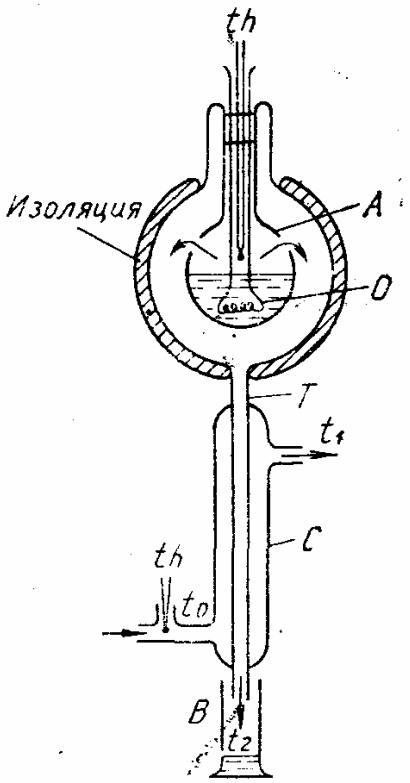
Суюқликнинг буғланиши фазавий ўтиш турларидан биридир. Шунинг учун буғланишнинг яширин иссиқлигини, кўпинча, ўтиш иссиқлиги деб аталади. Буғланишнинг яширин иссиқлиги суюқлик молекулалари орасидаги боғланиш кучларининг миқдорий характеристикаси эканлиги равшан. Бу кучлар қанча катта бўлса, буғланишнинг яширин иссиқлиги ҳам шунча катта бўлади.

Буғланишнинг яширин иссиқлигини ўлчаш. Суюқлик буғланишининг (ёки конденсациянинг) яширин иссиқлигини ўлчашнинг қатор методлари бор. Бу методларнинг кўпчилиги калориметрларнинг қўлланишига асосланган бўлиб, калориметрлар ёрдамида конденсацияда чиқарилган ёки буғланишда ютилган иссиқлик миқдори ўлчанади. Қуйида суюқлик тўйинган буғи

эластиклигининг температурага боғланишига кўра буғланишнинг яширин иссиқлигини ҳисоблаш методини баён қиламиз.

Суюқлик буғланишининг яширин иссиқлигини бевосита ўлчаш мумкин бўлган қурилмалардан бири 129- расмда кўрсатилган.

Ўрганилаётган суюқлик *A* идишга қуйилади ва *O* чулғами идиш ичига жойлаштирилган электр печи ёрдамида қизитилади.



129- расм.

Қизиш натижасида суюқлик қайнайди ва унинг буғлари вертикал *T* найчага тўпланади, бу найча ўзгармас тезлик билан сув оқиб турадиган *C* совиткич ғилоф билан қопланган. Сув оқимининг йўналиши расмда стрелкалар билан кўрсатилган. Буғ деворлари сув билан совитиладиган *T* найчада конденсацияланади ва *B* чиқиш тешиги орқали оқиб чиқади. Конденсацияда ажраладиган яширин иссиқлик ҳисобига оқаётган сув исийди. Шунинг учун совиткичдан чиқаётган сувнинг t_1 температураси унинг совиткичга киришдаги t_0 температурасидан юқори бўлади. Бундан ташқари, сув конденсацияланиб улгурган суюқликнинг совиши ҳисобига ҳам исийди.

Бутун процесснинг иссиқлик балансини тузиш учун қуйидаги катталикларни ўлчаш зарурлиги равшан: *T* найга кираётган сувнинг t_0 температураси; найдан чиқаётган сувнинг t_1 температураси (шунингдек, дифференциал қўшилган икки *th* термопара ёрдамида бу температураларнинг бевосита фарқини ўлчаш ҳам мумкин), суюқликнинг $t_к$ қайнаш температураси ва *B* тешик орқали оқиб чиқаётган суюқликнинг t_2 температураси. Бундан ташқари, вақт бирлиги ичида буғланган суюқлик *m* массасини ҳам ўлчаш зарур, бунинг учун маълум вақт ичида *B* дан чиқаётган суюқликни ва вақт бирлиги ичида оқиб ўтувчи совитувчи сувнинг *M* массасини тортилади.

Иссиқлик баланси тенгламаси қуйидаги кўринишда бўлади:

$$M(t_1 - t_0) = mL + mc(t_к - t_2), \qquad (104.1)$$

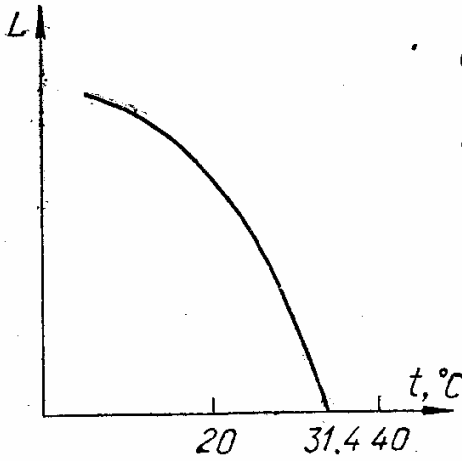
бу ерда *L* — ўрганилаётган суюқликнинг солиштирма буғланиш яширин иссиқлиги, *c* — унинг солиштирма иссиқлик сиғими. (104.1) тенгламанинг чап қисми совитувчи суюқликнинг вақт бирлигида ютган иссиқлик миқдоридан иборат. Ўнг қисмининг биринчи ҳади суюқликнинг конденсацияланишида ажралган яширин иссиқлик

миқдори. Ўнг қисмининг иккинчи ҳади конденсацияланган суюқликнинг $t_к$ қайнаш температурасидан унинг T найчаси чиқишдаги t_2 температурагача совиганда ажралган иссиқлик миқдорини билдиради.

(104.1) тенгламадан буғланишнинг яширин иссиқлиги L ни осон ҳисоблаш мумкин.

129-расмда тасвирланган асбоб L ни бирмунча бошқача усул билан аниқлашга имкон беради. Идиш иссиқликдан изоляция қилинган бўлгани учун O иситкичдан ажралган барча Q иссиқлик фақат суюқликнинг буғланишига сарф бўлади дейиш мумкин. Буғланган барча суюқлик T найчада конденсацияланиб, B тешик орқали оқиб чиққани учун қуйидагини ёзиш мумкин:

$$Q = mL,$$



130-расм.

бу ерда m — B тешик орқали оқиб ўтган суюқлиқ массаси. Бинобарин, L ни аниқлаш учун Q ва m ни ўлчаш керак. Агар иситкич орқали ўтган ток кучи ва унинг учларидаги потенциаллар фарқи ўлчанса, иссиқлик миқдорини ҳисоблаш мумкин.

Буғланишнинг яширин иссиқлиги кўп суюқликларда етарлича катта ва шунинг учун уларни ўлчаш анча осон.

Буғланишнинг яширин иссиқлиги билан температура орасидаги боғланиш. $T_к$ критик температурада буғ билан суюқликнинг фарқи қолмайди ва бунда буғланишнинг яширин иссиқлиги нолга тенг эканлиги равшан. Бундан температура ортиши билан буғланишнинг яширин иссиқлиги камайиши керак деган хулоса чиқади. 130-расмда карбонат ангидрид учун буғланишнинг яширин иссиқлиги билан температура орасидаги боғланишнинг тажрибада олинган эгри чизиғи тасвирланган. Эгри чизиқдан критик температурада (31,4°С) яширин иссиқликнинг нолга тенг эканлиги кўриниб турибди.

105-§. Тўйинган буғлар эластиклигининг температурага боғлиқлиги

Тўйинган буғларнинг эластиклиги температура ортиши билан жуда тез ортишини биламиз (масалан, Ван-дер-Ваальс тенгламасининг анализи шуни кўрсатади). Энди бу температуравий боғланишнинг кўринишини аниқлайлик. Тахминий равишда бундай боғланишни Больцман қонунидан фойдаланиб топиш мумкин (9-§ га қ.), бу қонунга мувофиқ мувозанат ҳолатида U потенциал энергияга

эга бўлган молекулалар сони n (ҳажм бирлигидаги) қуйидаги тенгликдан аниқланади:

$$n = n_0 e^{-\frac{U}{kT}}, \qquad (105.1)$$

бу ерда n_0 — молекулалар зичлиги, яъни U энергияга нисбатан ноль энергияга эга бўлган ҳажм бирлигидаги молекулалар сони, T — абсолют температура, k — Больцман доимийси. (105.1) тенгламани суюқлик ва у билан чегарадош тўйинган буғ орасидаги мувозанатдан иборат бўлган бизни қизиқтирган ҳолига татбиқ қилиш мумкин. Буғланишда суюқликни тарк этаётган молекулалар бошқа молекулалар томонидан тортишиш кучини енгиб иш бажаради ва уларнинг энергияси дастлабки энергияга нисбатан бажарилган иш катталигича ўзгаради. Суюқликдан чиққан молекуланинг ўртача энергияси суюқлик ичидаги молекула энергиясидан $\frac{L}{N_0}$ катталикка фарқ қилади, бу ерда L — буғланишнинг моляр яширин иссиқлиги ва N_0 — Авогадро сони. $\frac{L}{N_0}$ катталик (ундан ташқи босимга қарши бажарилган ишни айириб ташланганда) (105.1) формуладаги U энергиянинг ўзига тенг бўлади. Шунинг учун буғ молекулаларининг $n_з$ зичлиги қуйидаги тенглик билан аниқланади:

$$n_з = n_c e^{-\frac{L}{N_0 kT}},$$

бу ерда n_c — потенциал энергияси нолга тенг деб қабул қилинган суюқлик молекулаларининг зичлиги. Газлар кинетик назариясининг маълум формуласига мувофиқ (31-бетга қ.) буғ молекулаларининг зичлиги унинг босими билан қуйидаги тенглик орқали боғланган:

$$n_з = p/kT.$$

$n_з$ учун бу ифодани (105.2) га қўйиб, шундай ёзамиз:

$$p = n_з kT = n_c kT e^{-\frac{L}{N_0 kT}}. \qquad (105.3)$$

Бу тенглама тўйинган буғнинг эластиклиги температурага қандай боғланишини билдиради. Демак, тўйинган буғнинг эластиклиги температура ортиши билан экспоненциал ортади. (105.3) тенгламани қатъийроқ ўрганишда ундаги L ва n_c катталикларнинг ўзи температурага боғлиқ эканини назарда тутиш керак.

Амалда қўллаш қулай бўлиши учун (105.3) тенгламани қуйидаги кўринишда ёзиш маъқул ($N_0 k = R$ эканини назарга олиб):

$$\ln p = -\frac{L}{RT} + \ln T + \ln (kn_c)$$

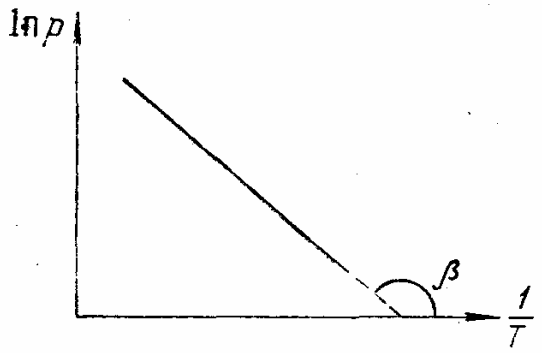
ёки

$$\ln p = -\frac{L}{RT} + \ln T + C, \qquad (105.4)$$

бу ерда $C = \ln(kn_c)$ — айни шу суюқлик учун характерли бўлган константа. (105.4) нинг ўнг қисмидаги иккинчи ҳади температуранинг секин ўзгарувчан функцияси бўлгани учун, биринчи яқинлашишда уни ўзгармас катталик деб ҳисоблаш ва уни C константага қўшиш мумкин. У ҳолда (105.4) шундай кўринишга келади:

$$\ln p = -\frac{L}{RT} + C. \qquad (105.5)$$

Бу функцияни график тасвирлашда абсциссалар ўқи бўйлаб T нинг эмас, балки $1/T$ нинг қийматларини қўйиш қулай бўлади. Бу ҳолда (105.5) функция тўғри чизиқ билан тасвирланади (131-расм). Тўйинган буғ эластиклигининг температурага боғлиқлиги жуда кўп моддалар учун ўрганилган ва бу тадқиқотларнинг натижалари (105.5) тенгламанинг ва унга мос 131-расмдаги графикнинг тўғрилигини тасдиқлайди. 131-расмдаги тўғри чизиқнинг β қиялик бурчагининг тангенси, маълумки, L/R га тенг. Демак, берилган модда тўйинган буғи эластиклигининг температурага боғлиқлигини ўлчашлардан 131-расмдан фойдаланиб, шу модда буғланиш (моляр) яширин иссиқлигининг қийматини аниқлаш мумкин. Бу буғланиш яширин иссиқлигини аниқлашда энг кўп ишлатиладиган методлардан биридир.

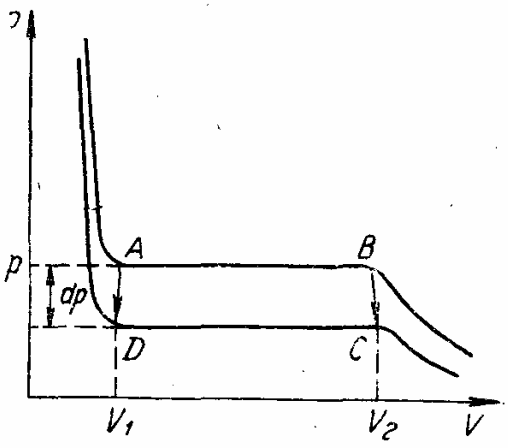


131-расм.

Тўйинган буғлар эластиклиги билан температура орасидаги боғланишнинг термодинамик исботи. (105.5) тенглама тақрибий характерга эга эканлигини кўрдик. (105.4) га ўхшаш ифодани бошқача йўл билан ҳам келтириб чиқариш мумкин. Фикран шундай қайтувчан Карно процессини ўтказайликки, унда бизни қизиқтираётган суюқлик ишчи модда бўлиб хизмат қилсин.

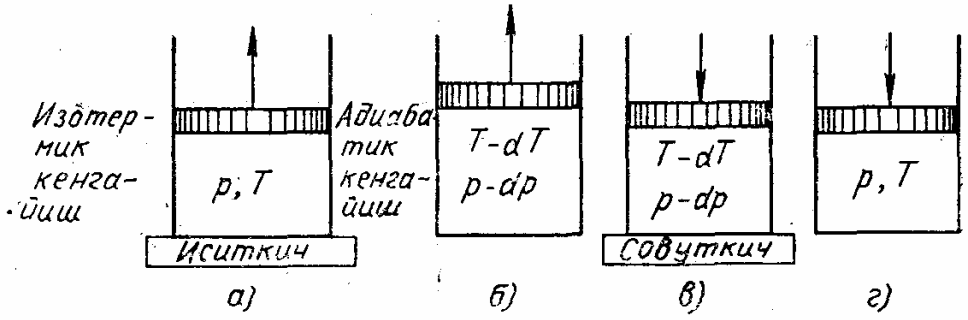
Бошланғич ҳолат T температурада ва p босим билан характерлансин, ҳамда бунда суюқлик идишнинг бутун ҳажмини эгаллайди деб олайлик (буғ фазаси йўқ). Моляр ҳажм V_1 га тенг. Бундай ҳолат реал газнинг T температурага мос келган изотерманинг горизонтал қисмидаги A нуқта билан ифодаланади деб олайлик (132-расмда абсциссалар ўқи бўйлаб моляр ҳажм қўйилган). Эксперимент нуқтаи назаридан бу биз текшираётган суюқлик поршенли идишга солинган бўлиб, температураси T га тенг бўлган иситкич билан контактда бўлади демакдир (133-расм). Иситкичнинг иссиқ-

лиги ҳисобига суюқлик буғлана бошлайди, бунинг натижасида поршень кўтарилади — буғ изотермик кенгаяди (133-*а* расмга қ.). Бунда босим аввалгидек p бўлиб қолаверади (чунки буғ тўйинган буғдир).



132-расм.

Процессни бир моль суюқлик буғлангунча давом эттирамиз. Бунинг учун L иситкичдан буғланишнинг моляр яширин иссиқлигига тенг Q_0 иссиқлик миқдори олиш керак. Натижада буғнинг ҳажми бир моль буғнинг p босим ва T температурада эгаллайдиган V_2 ҳажм қийматигача ортади. Бу график жиҳатидан 132-расмдаги B нуқтагача кенгайишга мос келади. Шундан сўнг системани иситкичдан ажратамиз (133-*б* расм) ва буғни қўшимча равишда шундай *адиабатик* кенгайтирамизки, унинг температураси dT га ва босими dp га камайсин. Циклнинг бу қисми 132-расмда BC участка билан тасвирланган. C нуқта буғнинг $p-dp$ босимдаги ва $T-dT$ температурадаги ҳолатини тасвирлайди.



133-расм.

Бу ҳолатда системамизни $T-dT$ температурали совиткич билан контактга келтирамиз (133-*в* расм) ва буғни $p-dp$ ўзгармас босимда унинг тўла конденсациялангунча изотермик сиқамиз, яъни буғни янги изотермадаги CD тўғри чизиқ бўйлаб D нуқтага мос келувчи ҳолатга ўтказамиз (132-расмга қ.), бунда иссиқликнинг Q_1 қисми совиткичга берилади. Ниҳоят, қўшимча адиабатик сиқиб (133-*г* расм), буғнинг босими ва температурасини дастлабки p ва T қийматларга кўтарамиз ва шундай қилиб, Карно циклини тугаллаймиз. Цикл давомида бажарилган dA иш тахминан $ABCD$ нинг юзига ёки бошқача айтганда, параллелограмм юзига тенг эканлиги равшан (132-расмга қ.):

$$dA = (V_2 - V_1)\,dp.$$

Иситкичдан олинган Q_0 иссиқлик миқдори кўрсатиб ўтилганидек L га тенг. Шунинг учун бажарилган циклнинг фойдали иш коэффициенти бажарилган ишнинг сарф қилинган иссиқлик миқдорига (яъни иситкичдан олинган иссиқлик миқдорига) нисбати билан аниқланади ва қуйидагига тенг бўлади:

$$\eta = \frac{V_2 - V_1}{L} dp.$$

Иккинчи томондан, Карно циклининг фойдали иш коэффициенти барча ҳолларда ҳам қуйидаги тенглик билан аниқланади:

$$\eta = \frac{T_1 - T_2}{T_1} = \frac{dT}{T}.$$

η нинг бу иккала ифодасини тенглаштириб, қуйидаги тенгликни оламиз:

$$\frac{V_2 - V_1}{L} dp = \frac{dT}{T}.$$

ёки

$$\frac{dp}{dT} = \frac{L}{T(V_2 - V_1)}. \qquad (105.6)$$

Тўйинган буғ эластиклигининг температурага боғланишининг қандай кўринишда эканлигини аниқловчи (105.6) тенглама *Клапейрон—Клаузиус* тенгламаси деб аталади. Бу тенглама фақат суюқлик — буғ ўтиши учунгина эмас, балки бошқа барча фазавий ўтишлар учун ҳам ўринлидир, у температура ўзгарганида фазалар мувозанатда бўладиган босимнинг ўзгаришини ифодалайди.

(105.6) тенгламани юқорида ҳосил қилинган (105.5) тенглама билан мослаштириш мумкин. Ҳақиқатан ҳам, (105.6) тенгламада V_2 ва V_1 буғ ва суюқликнинг моляр ҳажмлари. Маълумки, агар модда критик ҳолатдан узоқ ҳолатда бўлса, у ҳолда суюқликнинг моляр ҳажми буғнинг моляр ҳажмидан анча кам бўлади (222-бетга қ.). Шунинг учун (105.6) тенгламада V_2 га нисбатан V_1 катталикни назарга олмаслик мумкин. Агар бундан ташқари, тўйинган буғнинг унча катта бўлмаган босимларида (критик ҳолатдан узоқда) V_2 ҳажм босим орқали Клапейрон тенгламасига мувофиқ ифодаланиши мумкин:

$$V_2 = RT/p,$$

бу ҳолда (105.6) тенгламани шундай кўринишда ёзиш мумкин:

$$\frac{dp}{dT} = \frac{L}{T\frac{RT}{p}} \quad \text{ёки} \quad \frac{dp}{p} = \frac{L}{R}\frac{dT}{T^2}.$$

Охирги тенгламани L температурага боғлиқ бўлмайди деган фараз билан интегралласак, у ҳолда шундай ифода келиб чиқади:

$$\ln p = -\frac{L}{RT} + C,$$

бу ифода (105.5) билан мос тушади.

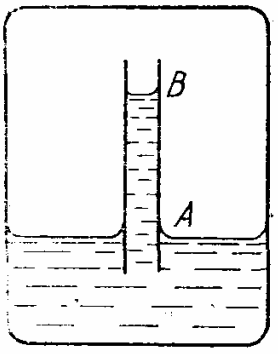
106- §. Суюқликнинг эгри сирти устидаги тўйинган буғнинг эластиклиги

Суюқликнинг буғланиши унинг сиртидан бошланади. Шунинг учун сиртқи қатлам хоссаларининг ўзгариши суюқлик ва унинг устидаги буғнинг мувозанат шартларини ҳам ўзгартириши керак. Хусусан, мувозанат шартларига ва демак, тўйинган буғнинг эластиклигига суюқлик сиртининг эгрилиги ҳам таъсир кўрсатиши керак. Демак, суюқликнинг эгри сирти устидаги тўйинган буғнинг эластиклиги унинг ясси сирти устидаги эластиклигидан фарқ қилиши керак. Энг умумий мулоҳазаларга кўра бунга ишонч ҳосил қилиш қийин эмас.

Ҳақиқатан ҳам, суюқликнинг ясси сиртдан буғланишида унинг сирт энергияси ўзгармайди, чунки унинг сирт юзи ўзгармайди. Бироқ суюқликнинг буғланаётган *сферик* томчисини кўз олдимизга келтирайлик. Буғланган сари томчининг радиуси ва у билан бирга унинг сирт юзи ҳам камаяди. Бинобарин, томчидаги суюқликнинг сирт энергияси ҳам камаяди.

Ҳар қандай системанинг унинг энергияси минимал бўладиган мувозанат ҳолатига ўтишга (тегишли иш бажариш билан) интилиши маълум. Шунинг учун бир берк идишда ясси сиртли суюқлик ва шу суюқликнинг сферик томчиси бўлса, у ҳолда томчи батамом буғлангандан ва ясси сиртда конденсациялангандан кейингина мувозанат қарор топади. Бу деган сўз, сферик томчи устидаги тўйинган буғларнинг эластиклиги қолган суюқликнинг ясси сирти устидаги эластиклигидан катта демакдир.

Бу фақат сферик томчигагина тегишли эмас, балки қаварик сиртли ҳар қандай суюқликда ҳам шундай бўлади. Аксинча, ботиқ сирт устида тўйинган буғларнинг эластиклиги ҳамма вақт ясси сирт устидагидан кам бўлади.



134- расм.

Эгри сирт устидаги ва ясси сирт устидаги тўйинган буғлар эластиклигининг бир-биридан қанча фарқ қилишини ҳисоблаш қийин эмас.

Суюқлик солинган берк идишни кўз олдимизга келтирайлик (134-расм), суюқликка батамом ҳўлланадиган капилляр найча қисман ботирилган дейлик. Капилляр кучлар таъсирида найчадаги (101.2) формула билан аниқланадиган суюқлик қуйидаги

$$h = 2\sigma/\rho g r$$

баландликка кўтарилади, бу ерда σ ва ρ — сирт таранглик коэффициенти ва зичлиги, r эса капиллярдаги ботиқ менискнинг эгрилик радиуси.

Идиш берк бўлгани учун мувозанат қарор топгандан кейин суюқликнинг капиллярдаги ботиқ сирти ва идишдаги ясси сирти устида тўйинган буғ бўлади. Бироқ суюқликнинг капиллярдаги ботиқ сирти устидаги тўйинган буғнинг босими ясси сирт устидагидан кам бўлиши керак. Ҳақиқатан ҳам, тўйинган буғнинг h баландликдаги (B нуқта олдидаги) p босими барометрик формулага мувофиқ

$$p = p_0 e^{-\frac{\mu g h}{RT}} \tag{106.1}$$

га тенг, бу ерда p_0 — идишдаги суюқлик сиртидаги (A нуқта олдидаги) босим.

Агар капиллярдаги ботиқ сирт устидаги тўйинган буғнинг босими ясси сирт устидаги тўйинган буғ босимидек бўлганида эди, у ҳолда бу босим буғнинг атроф фазодаги босимидан катта бўлган бўлар эди ва капиллярдан узлуксиз буғ оқими юзага келиб, бизнинг қурилмамизни абадий двигателга айлантириб қўяр эди, мувозанатда эса бундай бўлиши мумкин эмас. Бундан капиллярдаги мениск устида тўйинган буғнинг босими p_0 га эмас, p га тенг бўлиши керак деган хулоса чиқади.

(106.1) га h нинг (101.2) даги қийматини қўйсак, қуйидагини оламиз:

$$p = p_0 e^{-\frac{\mu}{\rho RT}\frac{2\sigma}{r}}$$

ёки

$$\ln\frac{p}{p_0} = -\frac{\mu}{\rho RT}\frac{2\sigma}{r}. \tag{106.2}$$

p ва p_0 орасидаги, яъни суюқликнинг ботиқ ва ясси сиртлари устидаги босимларининг қийматлари орасидаги (албатта, айни бир температурада) муносабатни янада қулайроқ, бироқ тахминий, $p - p_0$ нинг кичик қийматларидагина, аниқ қилиб айтганда $|p - p_0| \ll p_0$ қийматларидагина тўғри бўлган формула билан ифодалаш мумкин. Буғнинг A ва B нуқталари олдидаги босимлар фарқини тахминан h баландликли тўйинган буғ устунининг босимига тенг деб олиш мумкин:

$$p_A - p_B = p_0 - p = \rho_0 g h,$$

бу ерда ρ_0 — тўйинган буғнинг зичлиги. Бироқ $h = 2\sigma/\rho g r$, шунинг учун

$$p = p_0 - \frac{2\sigma}{r}\frac{\rho_0}{\rho}. \tag{106.3}$$

Шундай қилиб, ботиқ сирт устидаги тўйинган буғнинг босими ясси сирт устидаги босимидан қуйидаги катталикка кичик бўлишини кўрамиз: $\frac{2\sigma}{p}\frac{\rho_0}{\rho}$.

Маълумки, худди шундай йўл билан капиллярни ҳўлламайдиган суюқликка жойлаштириб суюқликнинг *қаварик* сирти устида тўйинган буғнинг босими ясси сирт устидаги босимидан худди шундай $\frac{2\sigma\rho_0}{r\rho}$ қийматга катта бўлишини кўрсатиш мумкин.

Тўйинган буғнинг ясси ва эгри сиртлар устидаги босимлари қийматларидаги фарқ фақат сиртнинг эгрилигига боғлиқдир. Бу ерда на оғирлик кучи ва на баландликлар фарқи роль ўйнайди. Шундай эканлиги (106.2) ва (106.3) формулаларга g катталик ҳам, h баландлик ҳам кирмаслиги, фақат сиртнинг эгрилик радиуси r киришидан ҳам кўриниб турибди. Шунинг учун бу формулалар фақат суюқликнинг сирти у капиллярда бўлгани учун эгри бўлган ҳол учунгина эмас, шунингдек суюқлик томчиси (қаварик сирт) ёки суюқликда газ пуфакчалари бўлган (суюқликнинг ботиқ сирти) ҳол учун ҳам тўғридир.

Суюқлик сирти эгрилигининг таъсирига доир мисол келтирамиз.

Атроф муҳит температураси 27°С (300 К) бўлганида сув сферик томчисининг унинг тўйинган буғи билан мувозанат шартини қарайлик. Бу температурада $\sigma = 7{,}3\cdot 10^{-2}$ Н/м (73 дина/см). Сувнинг зичлиги $\rho = 1000$ кг/м³ (1 г/см³) га тенг, бир молининг массаси $\mu = 18\cdot 10^{-3}$ кг/моль. У ҳолда (106.2) га мувофиқ қуйидагини топамиз:

$$\ln\frac{p}{p_0} = \frac{2\cdot 7{,}3\cdot 10^{-2}\cdot 18\cdot 10^{-3}}{8{,}31\cdot 300\cdot r} = \frac{1{,}05\cdot 10^{-2}}{r}.$$

Томчининг r радиуси, масалан, 10^{-5} м га тенг (туман томчиси) бўлганида

$$\frac{p}{p_0} = 1{,}01$$

бўлади, яъни тўйинган буғларнинг эластиклиги нормал ҳолатдан (ясси сиртдагидан) фақат бир процентгагина фарқ қилади. Бироқ томчи радиуси $r = 10^{-7}$ см бўлганидаёқ $p/p_0 = 3$ бўлади, яъни буғнинг эластиклиги нормал ҳолатдагидан уч марта катта бўлади.

Бу ҳол ёмғир томчиларининг пайдо бўлиши, суюқликнинг қайнаши сингари ҳодисаларда катта роль ўйнайди.

Ҳақиқатан ҳам, атмосферада кўпинча шундай ҳолатлар бўладики, сув буғларининг парциал босими худди шу температурадаги тўйинган буғ эластиклигидан катта бўлади. Мувозанат қарор топиши учун буғлар конденсацияланиб, суюқлик томчилари ҳосил қилиши керак. Бироқ ҳамма вақт ҳам шундай бўлавермайди. Чунки конденсацияланиш процессининг энг бошида

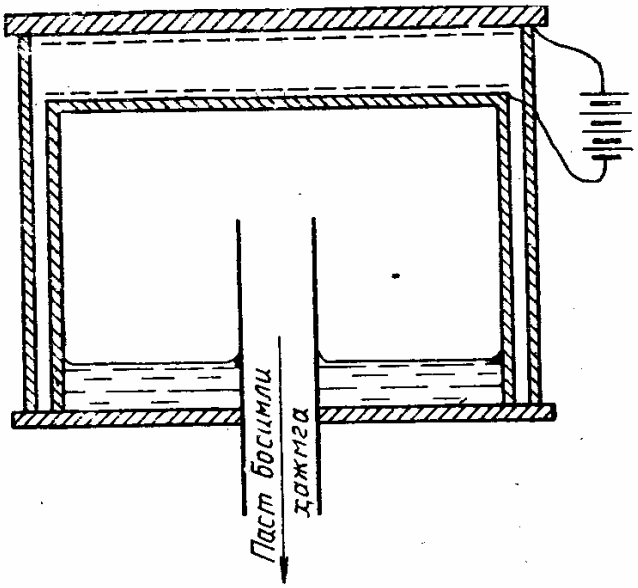
томчининг ўлчамлари, табиийки, жуда кичик бўлади. Бу деган сўз, уларнинг устидаги буғларнинг эластиклиги нормал ҳолатдан кўплаб катта демакдир. Эластиклик атмосферадаги сув буғларининг парциал босимидан ҳам катта. Шунинг учун томчилар ёмғир бўлиб тушадиган ўлчамларга эришгунча буғланиб кетади. Ҳосил бўлган томчиларнинг ўсиши (катталашиши) учун ҳаводаги сув буғларининг парциал босими фақат шу температурадаги тўйинган буғ парциал босимидан кам эмас, балки кичик радиусли томчи сирти устидаги тўйинган буғларнинг эластиклигидан ҳам катта бўлиши керак. Акс ҳолда томчиларнинг катталашиши учун улар бошиданоқ катта ўлчамларга эга бўлиши керак.

Атмосферадаги кичик чанг зарралари (аэрозоллар) нинг бўлиши буғларнинг конденсациясини анча енгиллаштириши ва кейинчалик ёмғир кўринишида ёғувчи йирик томчилар ҳосил қилишидан иборат ҳодиса шу ҳол билан тушунтирилади. Сув буғларининг конденсацияси бошланадиган чанг зарралари энг бошиданоқ уларда ҳосил бўлган томчининг радиуси етарлича катта бўлишини таъминлайди. Булар устидаги буғларнинг эластиклиги ясси сирт устидаги буғларнинг эластиклигидан озгина катта бўлади. Бундай шароитларда томчиларнинг ҳосил бўлиб, сўнгра ёмғир кўринишида тушадиган даражада тўсқинликка учрамай ўсиши учун ҳавонинг озгина бўлсада, нам билан ўта тўйиниши етарлидир.

Шундай қилиб, чанг зарралари буғнинг конденсацияланиш марказлари бўлади. Равшанки, ўта тўйинган буғ, яъни эластиклиги тўйинган буғнинг эластиклигидан катта бўлган буғ мавжуд бўлиши учун конденсация марказлари бўлмаслиги керак. Бундай марказларнинг мавжудлиги буғлар конденсацияланиши учун зарур шартдир. Баъзида ҳатто атмосферага сунъий равишда чанг зарралари киритиш йўли билан конденсация марказлари ҳосил қилиш йўли билан ёмғир ёғдириш мумкин. Тўғри, ҳавонинг чанг зарралари билан тўйиниши кўпинча ёмғир эмас, туманларнинг ҳосил бўлишига сабаб бўлади.

Тажрибанинг кўрсатишича, фақат чанг зарраларигина эмас, шунингдек электр зарядли зарралар ҳам конденсация марказлари бўлиб хизмат қилиши мумкин.

Вильсон камераси. Ядро татқиқотларида энг муҳим роль ўйнайдиган ажойиб асбоб — Вильсон камерасининг ишлаши ионлаштирилган атомларда томчиларнинг ҳосил бўлиш ҳодисасига асосланган. Камера поршень ёки эластик, масалан, резина мембрана воситасида бир-бири билан туташмайдиган икки қисмга бўлинган идишдан иборат (135- расмга қ.). Поршень устидаги ҳажм бирор суюқликнинг тўйинган буғлари, одатда, спирт ва сув буғлари аралаштирилган аргон билан тўлдирилади. Агар бирор тарзда поршень ёки мембрана тез туширилса, у ҳолда



135- расм.

камерани тўлдирувчи аралашма тез (адиабатик) кенгаяди ва совийди. Бунда буғ ўта тўйинган бўлиб қолади, бироқ конденсацияланмайди, чунки алоҳида усуллар билан камерада конденсация марказларининг бўлмаслигига эришилади. Бироқ камеранинг кенгайиш пайтида камера орқали атомни (ёки молекулани) ионлаштиришга қодир бўлган тез ҳаракатланувчи зарра учиб ўтса, у ҳолда бу зарранинг йўлида ионлар занжири пайдо бўлади. Бу ионларда (марказларда) шу вақтнинг ўзидаёқ буғларнинг конденсацияси бошланади ва туман томчилари ҳосил бўлади. Агар камеранинг ишчи ҳажми кучли равишда ёритилса, у ҳолда зарранинг йўлидаги томчилар занжири кўринувчан бўлиб қолади ва бу йўлни фотосуратга олиш мумкин бўлади. Шундай йўл билан космик нурларнинг зарралари ва ядро зарралари кузатилади ва ўрганилади.

107- §. Суюқликларнинг қайнаши

Маълумки, ҳар қандай модда ҳам температура ва ташқи босимнинг маълум қийматларида қайнайди.

Суюқликнинг кескин ҳолда буғ пуфакчалари ҳосил қилиб, уларнинг катталашиши ва суюқлик сирти орқали ташқарига чиқиб ёрилиши тарзидаги буғланиши процесси қайнаш деб аталади. Қайнаш процесси қандай шароитларда рўй беришини кўрайлик.

Суюқликда буғ пуфакчаси ҳосил бўлиши учун суюқликнинг бирор жойида зичлиги камайган соҳалари юзага келиши керак. Принцип жиҳатидан бундай соҳалар пайдо бўлиши мумкин, чунки иссиқлик ҳаракатларининг хаотик бўлиши туфайли зарраларнинг ҳажмда ўртача тенг тақсимланишидан чеккага чиқишлари кузатилиши мумкингина эмас, ҳатто шартдир. Ўртача тақсимланишдан бундай чеккага чиқишлар, аввал айтиб ўтганимиздек, флуктуациялар деб аталади. Буғдаги пуфакчалар флуктуациялар сифатида пайдо бўлади. Бироқ бунда қуйидагиларни назарда тутиш керак.

Буғнинг критик температурадан узоқ температурадаги зичлиги суюқликнинг зичлигидан минглаб марта кичик. Шунинг

учун пуфакча ҳосил бўлмоғи учун анчагина катта флуктуация бўлиши керак: тасодифий равишда зарралар зичлиги қолган ҳажмдаги зичлигидан минглаб марта кичик бўлган соҳалар вужудга келиши керак! Бундай флуктуациянинг эҳтимоллиги ғоятда кичик эканлиги тушунарли. Бундай соҳанинг қандайдир каттароқ ҳажмни эгаллаш эҳтимоллиги эса бундан ҳам кичик. Кўп ҳолларда агар пуфакчалар гарчи пайдо бўлсалар ҳам, уларнинг ўлчамлари жуда кичик бўлади. Бироқ бундай ҳолда уларнинг катталашишига шароит бўлмайди. Чунки пуфакча — тўйинган буғли идишдир (чунки идиш ёпиқ), суюқликнинг пуфакчани ўраб турган ботиқ сирти бу идишнинг деворларидир. Сиртнинг эгрилиги туфайли эгриликнинг марказига қараб йўналган куч вужудга келади. Ана шу куч пуфакчани ёриб юборади, чунки пуфакчанинг ўлчамлари кичик бўлгани учун бу куч ғоятда катта бўлади.

Биринчи қарашда, бундай шароитда суюқликда буғнинг пуфакчалари мутлақо вужудга келиши мумкин эмас, демак, қайнаш ҳам рўй бермаслиги керак. Бироқ суюқликда ёки суюқлик солинган идиш деворларида эриган ёки ютилган (адсорбланган) ҳаво (ёки ихтиёрий бирор газ) бўлганида аҳвол тамомила бошқача бўлади. Бу ҳолда суюқлик исиётганда унда газ пуфакчалари пайдо бўлади ва уларнинг пайдо бўлиши суюқлик зичлигининг флуктуацияси билан боғлиқ эмас. Шунинг учун бу пуфакчалар энг бошиданоқ жуда кичик ўлчамли бўлмайди ва сирт эгрилиги билан боғлиқ бўлган босим уларни сиқиши шарт эмас.

Бинобарин, конденсация ҳодисасида чанг зарралари ёки ионлар қандай роль ўйнаса, буғ ҳосил бўлиш (қайнаш) ҳодисасида газ пуфакчалари шундай ролни ўйнайди, яъни марказлар бўлиб хизмат қилади.

Шундай қилиб, бирор сабабга кўра суюқликда газ пуфакчаси пайдо бўлди дейлик. Ҳосил бўлган бу пуфакча дарҳол атрофдаги суюқликнинг тўйинган буғи билан тўлади ва суюқлик билан мувозанатлашиб туради. Пуфакча ичидаги буғнинг эластиклиги суюқлик температураси билан аниқланиши равшан. Агар суюқликнинг температураси шундай бўлсаки, бунда пуфакча ичидаги тўйинган буғнинг босими суюқлик устидаги ташқи босимдан кичик бўлса, у ҳолда пуфакча катталашмайди, чунки бу ҳолда ҳам пуфакчани сиқишга интилувчи кучлар бўлади. Аввалгидек, пуфакчадаги суюқлик сиртининг эгрилиги билан боғлиқ бўлган куч мавжуд бўлади. Бундан ташқари, пуфакчага унинг устидаги суюқлик устунининг гидростатик босими таъсир қилади. Ниҳоят, пуфакчага бутун суюқликка таъсир қилаётган ташқи босим ҳам таъсир қилади ва худди шу куч асосий роль ўйнайди. Қолган икки куч фақат ташқи босим таъсирида пуфакчанинг сиқилишини камайтиради, холос.

Бироқ суюқлик температураси унинг тўйинган буғлари эластиклиги ташқи босимга тенглашадиган қийматга етганида пуфакча ичидаги буғ босими ҳам ташқи босимга тенг бўлади (фақат бунда биз ҳозирча гидростатик босим ва сиртнинг эрилиги туфайли юзага келадиган босимни назарга олмаслигимиз керак). Бунда пуфакча ичидаги буғнинг босими ташқи босимдан ортиб кетиши учун температуранинг озгина ортиши етарли: бу босимлар фарқи таъсирида пуфакча тезда катталаша бошлайди ва ниҳоят, у ташқарига қалқиб чиқиб ёрилади.

Бинобарин, қайнашда суюқлик фақат суюқликнинг сиртидангина эмас, балки суюқлик ичидаги пуфакчаларнинг сиртидан ҳам буғланади. Суюқликнинг қайнаши учун унинг температурасини шундай қийматга етказиш керакки, бунда бу суюқлик тўйинган буғларининг эластиклиги ташқи босимга тенг (аниқроғи, бирмунча ортиқ) бўлиши керак.

Равшанки, ташқи босим қанча кичик бўлса, суюқликнинг қайнаш температураси шунча паст бўлади. Атмосфера босими кичик бўлган катта баландликларда суюқликларнинг денгиз сатҳидагидан паст температураларда қайнашидан иборат ҳодиса ана шундай тушунтирилади. Бирор суюқликнинг қайнаш температурасини ўлчаб, барометрик босимни ва демак, денгиз сатҳидан баландликни аниқлаш мумкин. Ана шу мақсадда ишлатиладиган асбоб гипсотермометр деб аталади.

Нормал ҳолда (яъни 1 атм га тенг ташқи босимда) 100°С да қайнайдиган сув (худди шу температурада сувнинг тўйинган буғларининг эластиклиги 1 атм га тенг бўлади) ҳатто хона температурасида ҳам қайнаши мумкин, бунинг учун сув устидаги ҳаво ва тўйинган буғларни интенсив сўриш (ҳайдаш) йўли билан унинг устидаги ташқи босимни камайтириш керак.

Суюқликнинг қайнаш температураси ташқи босимга боғлиқлиги қандай кўринишда бўлишини аниқлаш осон. Ҳақиқатан ҳам, биз юқорида суюқлик тўйинган буғларининг эластиклиги температурага қандай боғланишини кўрсатувчи (105.6) формулани ҳосил қилди. Бу формула Клапейрен-Клаузиус формуласи деб аталган қуйидаги формула эди:

$$\frac{dp}{dT} = \frac{L}{(V_2 - V_1)\,T}.$$

Қайнашда ташқи босим суюқлик тўйинган буғларининг эластиклигига аниқ тенг бўлгани учун шу нарса равшанки, агар биз шу тенгламани тескарисига айлантирсак, суюқлик қайнаш температурасининг ташқи босимга боғланишини оламиз. Бинобарин, бу боғланиш шундай кўринишда бўлади:

$$\frac{dT}{dp} = \frac{(V_2 - V_1)\,T}{L}. \qquad (107.1)$$

Суюқликнинг ўта қизиши. Юқорида айтилганлардан шу нарса равшан бўладики, қайнаш ҳодисаси бўлиши учун суюқликда газ пуфакчалари пайдо бўла олиши керак, бунинг учун эса суюқлик таркибида эриган газлар мавжуд бўлиши шарт. Конденсация бўлиши учун конденсация марказлари (чанг зарралари, ионлар) мавжудлиги шарт бўлгани сингари, қайнашда, яъни интенсив буғ ҳосил бўлишида ҳам буғ ҳосил қилувчи марказлар — газ пуфакчалари бўлиши шарт деб айтиш мумкин. (Бундай марказлар бўлгандагина амалга ошадиган фазавий ўтишлар биринчи тур фазавий ўтишлар деб аталади.)

Конденсация марказлари бўлмаганда, биз кўрганимиздек, ўта тўйинган буғ ҳосил қилиш мумкин. Худди шунингдек, суюқликда пуфакчалар ҳосил қилиши мумкин бўлган эриган газлар бўлмаганида *ўта қизиган суюқлик,* яъни температураси мазкур ташқи босимда қайнаш температурасидан юқори бўлган, бироқ шунга қарамай қайнамаётган суюқлик ҳосил қилиш мумкин.

Суюқликнинг ўта қизиш имконияти суюқликнинг эгри сирти остида таъсир қилаётган қўшимча босимга боғлиқ. Ҳақиқатан ҳам, пуфакчани ўраб олган сферик сирт қисқаришга интилади. Шу туфайли ҳосил бўладиган

$$\Delta p = 2\sigma/r$$

босим пуфакчанинг марказига қараб йўналган, яъни пуфакчани эзаётган ташқи босимга қўшилади. Пуфакчанинг ўлчамлари кичик бўлганида Δp ғоят катта қийматларга эришади. Шунинг учун агар иситилаётган суюқлик ва бу суюқлик солинган идишнинг деворлари эриган газлардан батафсил тозаланган бўлса, суюқликда пуфакчаларнинг пайдо бўлиши шунчалик қийинлашиб кетадики, суюқликни қайнатмаган ҳолда қайнаш температурасидан анча юқори температурагача қиздириш мумкин. Аниқроқ айтганда, суюқликни шундай температурагача қиздириш мумкинки, бунда пуфакчалардаги тўйинган буғнинг эластиклиги ташқи босим билан кичик пуфакчаларнинг эгри сиртлар туфайли ҳосил бўлган босим йиғиндисидан катта бўлмайди.

Биз кўрганимиздек, паст температураларда буғ пуфакчаларининг амалда пайдо бўлмаслигининг сабаби шуки, бунинг учун зичликнинг катта флуктуациялари керак, бундай флуктуацияларнинг эҳтимоллиги эса жуда кичик. Бироқ температура ортгани сари суюқлик ва буғнинг зичликларидаги фарқ камаяди (критик температурада бу фарқ батамом йўқолади). Шу сабабли пуфакчалар пайдо бўлиши учун зарур бўлган зичлик флуктуацияларининг аҳамияти камая боради. Шунга мос равишда уларнинг эҳтимоллиги ортади. Етарлича юқори температурада (яъни критик температурага яқин қийматларда) газ пуфакча-

лари кўринишидаги марказлар бўлмаганида ҳам пуфаклар пайдо бўлиши ва катталашиши мумкин. Демак, бу ҳолда ҳам суюқлик қайнаши мумкин, бироқ бу энди ўта қизиган суюқликнинг қайнаши бўлади. Суюқлик қанчалик батафсил тозаланса, уни шунчалик кучли ўта қизитиш мумкин.

Ўта қизиган суюқлик қайнаганида, бу қайнаш жуда жўшқин, портлашга ўхшаб рўй беради. Бунда суюқлик мазкур босим учун нормал бўлган қайнаш температурасигача дарҳол совийди.

Суюқликнинг ўта қизиши ва ундан сўнг жўшқин қайнаши бу суюқлик солинган идиш учун жуда хавфлидир. Шунинг учун суюқликнинг ўта қизишини олдини олувчи махсус чоралар кўрилади. Бунинг учун суюқликка ғовак жисмлар солиб қўйилади, суюқлик қизиганидан бу жисмлардан кўплаб ҳаво ажралиб чиқади. Масалан, сопол найчалар (пиширилмаган чинни) ёки капилляр найчаларнинг парчалари кабилар шундай жисмлар вазифасини ўташи мумкин.

Суюқликнинг ўта қизиб кетишини олдини олишга имкон берувчи пуфакчаларнинг ўлчамларини аниқлаш қийин эмас. Сув учун шундай ўлчамларни аниқлайлик. Бунда сувнинг нормал ташқи босимда 0,1 градус ўта қизишига йўл қўйиш мумкин деб оламиз.

Ўта қизиш бу қийматдан ортмаслиги учун пуфакчаларнинг ўлчамлари қандай бўлиши керак?

Бунинг учун температуранинг 100 дан 100,1°С гача ортишида буғнинг эластиклиги қанча ортишини аниқлаш зарур. Буни сув буғлари эластиклиги билан температура орасидаги боғлиқланиш эгри чизиғидан фойдаланиб аниқлаш мумкин. Бу эгри чизиқдан температуранинг 0,1° ортиши буғнинг эластиклигини $\approx 3\cdot 10^{-3}$ атм —$3\cdot 10^{3}$ дина/см^2 ўзгартиришини аниқлаш мумкин. Бинобарин, ўта қизиш 0,1° дан ортмаслиги учун пуфакчаларнинг ўртача радиуслари

$$r = \frac{2\sigma}{\Delta p} \approx \frac{2\cdot 70}{3\cdot 10^3} \approx 0{,}5 \text{ мм}$$

дан кичик бўлмаслиги керак экан.

Суюқликнинг ўта қизишига пуфакчаларга таъсир қилувчи гидростатик босимнинг ҳам таъсири қандай бўлишини аниқлайлик.

Суюқлик сиртидан h чуқурликда газ пуфакчасига $\Delta p' = \rho g h$ босим таъсир қилади.

Бу босим (худди пуфакча сиртининг эгрилигидан пайдо бўлган босим сингари) ташқи босимга қўшилади ва пуфакча қалқиб чиқиши учун пуфакча ичидаги буғнинг эластиклиги шу катталикка ортиши керак. Бу эгри чизиқдан қайнашда сувнинг температураси сирт остидаги чуқурликнинг ўзгариши билан қандай ўзгаришини топиш мумкин. Масалан, $h = 1$ см да

$$\Delta p' = 1\cdot 1\cdot 981 \approx 10^3 \text{ дина/см}^2 \approx 10^{-3} \text{ атм.}$$

Бу қайнаш температурасининг 0,03°С ортишига тўғри келади.

Қайнаётган сувнинг температураси аниқ катталик бўлмаслиги кўриниб турибди. Ҳозиргина биз кўриб ўтган сабабларга кўра бу температура кичик чегараларда ўзгариб туради. Қайнаётган сувнинг температураси эмас, унинг устидаги буғнинг температураси аниқ қийматга эга бўлади, чунки суюқлик ичида қандай ҳодиса рўй бермасин, унинг сиртида ёрилаётган пуфакчалардан чиққан буғнинг температураси аниқ қийматга, яъни тўйинган буғларнинг эластиклиги ташқи босимга тенг бўладиган температура қийматига эга бўлади. Шунинг учун термометрларни даражалашда уларни қайнаётган суюқликка эмас, унинг устидаги буғга жойлаштирилади.

Пуфакли камера. Вильсон камерасида буғнинг ўта тўйиниши ва ўта тўйинган буғнинг конденсация марказлари — ионларда конденсацияланишидан фойдаланилишини кўрдик. Худди шунга ўхшаш ва шундай мақсадда, яъни тез зарраларни қайд қилиш учун суюқликнинг ўта қизиш ҳодисаси ва сўнгра унда пуфакларнинг пайдо бўлишидан фойдаланиш мумкин. Кейинги вақтларда ядро физикаси ва юқори энергияли зарралар физикасида кенг фойдаланилаётган пуфакли камеранинг ишлаши шу принципга асосланган.

Пуфакли камера суюқлик солинган идишдан иборат бўлиб, бу суюқликни иситкич ёрдамида ўта қиздириш мумкин. Бу идиш суюқлик устида юқори босим ҳосил қилишга ва бу босимни дарҳол йўқ қилишга имкон берувчи қурилма билан бирлаштирилган. Агар дастлаб суюқликни қиздирилса ва ташқи босим билан сиқилса, сўнгра эса ташқи босим йўқотилса, суюқлик, табиийки, ўта қизийди, бироқ тажриба учун етарли бўлган вақт (бир неча ўн секунд) давомида қайнамайди. Агар шу пайтда камерага тез зарра учиб кирса, у суюқликнинг ичида ўтган йўлида энергиясини қисман йўқотади, бу энергия асосан иссиқликка айланади. Суюқлик ўта қизиган бўлгани учун шу қўшимча иссиқликнинг ўзи зарра йўлида пуфакчаларнинг интенсив ҳосил бўлиши учун тамомила етарли бўлади. Ҳосил бўлган пуфакчалар кўзга кўринадиган ўлчамларгача тезда катталашиши ва пуфакчалар занжирини — зарранинг изини фотосуратга олиш мумкин бўлади.

Зич бўлмаган буғ билан тўлдирилган Вильсон камерасини зарра охиригача ўтиши мумкин, зич модда — суюқлик билан тўлдирилган пуфакли камерада зарра камера ичида ўзининг бутун йўлини ўтиши мумкин, бу ҳол зарранинг хоссаларини ўрганишни енгиллаштиради. Бу пуфакли камеранинг муҳим афзалликларидан биридир.

108- §. Суюқ эритмалар

Тоза суюқликлар, яъни фақат ягона бир турдаги зарралардан иборат бўлган суюқликлар билан камдан-кам ҳолларда иш кўришга тўғри келади. Кўп ҳолларда турли моддаларнинг аралашмасидан иборат суюқликлар учрайди. Агар бундай аралашмада моддалардан бири бошқасидан кўп миқдорда бўлса, у ҳолда бу аралашма *эритма* деб, кўпликни ташкил қилган модда эса *эритувчи* деб аталади. Бу параграфда биз *суюқ* эритмаларнинг баъзи хоссалари билан танишамиз, шу билан бирга, фақат *бинар* эритмалар, яъни фақат икки модда — *эритувчи* ва *эриган моддадан* ташкил топган эритмаларни кўрамиз.

Концентрация. Эритмалар миқдорий жиҳатдан *концентрация*, яъни эритмадаги у ёки бу модда миқдорини аниқловчи катталик билан характерланади. Концентрацияни ифодалашнинг кўплаб усуллари мавжуд. Биз бу ерда фақат муҳимларинигина келтирамиз.

1. *Оғирлик улуши* — мазкур ташкилий қисм оғирлигининг бутун эритма оғирлигига нисбати. Агар бу улушни процентларда ифодаласак, у ҳолда биз *оғирлик* бўйича *концентрацияни* оламиз.

2. *Моляр улуши* — эриган модда моллари сонининг эритмадаги умумий моллар сонига нисбати. Бу улуш процентларда ифодаланса, *моляр концентрация* деб аталади. Концентрацияни бундай бериш усули айниқса қулай, чунки бу усул айни вақтда эритмани ташкил қилган моддаларнинг молекулалари сонини ҳам ифодалайди. Молекулалардан эмас, атомлардан ташкил топган моддалар учун худди шу йўл билан *атомар концентрацияси* аниқланади. Агар эритмада бир модданинг n_1 моли ва иккинчи модданинг n_2 моли бўлса, у ҳолда биринчи ва иккинчи модданинг моляр концентрацияси қуйидагича ифодаланади:

$$N_1 = \frac{n_1}{n_1 + n_2}, \qquad N_2 = \frac{n_2}{n_1 + n_2}.$$

3. *Молаллик* — 1000 грамм эритувчида эриган модда моллари сони.

Албатта, бундай йўллар билан олинган концентрациянинг турли қийматларини биридан иккинчисига осон ўтказиш мумкин.

Баъзи алоҳида ҳолларда эритманинг концентрациясини унинг зичлиги катталиги билан характерланади ва шартли бирликларда: зичликни ўлчаш асбоби — *ареометрнинг* бўлимларида ифодаланилади.

Эритмаларнинг хоссаларини ўрганишда концентрация босим ва температура билан биргаликда ҳолатнинг асосий параметрларидан бири бўлади.

Баъзи ҳолларда моддалар бир-бирида чекланмаган тарзда эриши мумкин, яъни концентрация ихтиёрий бўлиши мумкин. Спиртнинг сувда ёки сувнинг спиртда эриши бунга мисол бўлиши мумкин. Бироқ шундай моддалар ҳам мавжудки, улар мазкур эритувчида фақат маълум энг юқори концентрациягача эриши мумкин. Бундай максимал мувозанатдаги концентрация *эрувчанлик* деб аталади. Максимал концентрацияли (яъни эрувчанликка тенг концентрацияли) эритма *тўйинган эритма* деб аталади. Эрувчанлик одатда температура ва босимга боғлиқ бўлади, яъни, умуман айтганда, температура кўтарилганида эрувчанлик ортади, босим ортганида эса эрувчанлик сусаяди.

Эриш механизми. Эритмаларнинг кўплаб хоссалари, уларда эриган модда концентрацияси ҳатто жуда оз бўлганида ҳам, тоза суюқликлар хоссаларидан, хусусан, тоза эритувчи хоссаларидан сезиларли фарқ қилади. Бунинг сабаби шуки, эритмаларда биз зарраларнинг янада мураккаброқ ўзаро таъсирларига дуч келамиз. Оддий суюқликларнинг хоссалари улар зарраларининг ўзаро таъсирига боғлиқ бўлгани сингари, эритмаларнинг хоссалари ҳам зарраларнинг ўзаро таъсирига боғлиқ бўлади.

Бироқ тоза суюқликларда барча зарралар бир хил бўлади, эритмаларда эса турли моддаларнинг зарралари бўлади. Масалан, агар *A* суюқликда *B* модда эриган бўлса, у ҳолда эритмада *A* зарраларнинг бир-бири билан ўзаро таъсири (*A* — *A* ўзаро таъсир), *B* зарраларнинг ўзаро таъсири (*B* — *B* ўзаро таъсир) ва *A* зарраларнинг *B* зарралар билан ўзаро таъсири (*A* — *B* ўзаро таъсир) роль ўйнайди. Бу ўзаро таъсирларнинг ҳаммаси ҳар хил, булардан ҳар бирининг катталиги ва нисбий роли концентрацияга боғлиқ ва шунинг учун гарчи эриган модда эритувчида *текис* тақсимланган бўлиб, *эритма бир фазали системадан* иборат бўлса-да, суюқ эритма одатдаги суюқликдан кўра мураккаброқ система бўлади.

Эришнинг ўзи эриган модда зарраларининг эритувчи зарралари билан ўзаро таъсирининг натижасидир. Худди шуларнинг ўзи эрийдиган модда зарраларини бирга ушлаб турган тортишиш кучларини сусайтиради, иссиқлик ҳаракати туфайли улар тарқалиб, бутун эритувчи ҳажми бўйлаб (диффузия механизми билан) тарқалади. Кўп ҳолларда эриш вақтида эриган модда зарраларининг ўз табиати ҳам ўзгаради. Масалан, сувда тузлар, кислоталар ва ишқорлар эришида шундай бўлади. Бундай моддаларнинг молекулалари эритмада алоҳида қисмлар — мусбат ва манфий электр зарядли ионларга ажралади, яъни эритмада эригунча бўлган моддани ташкил қилган молекулалар бўлмайди.

Эриш иссиқлиги. Эриган модда зарраларининг қисмларга ажралиши ва уларнинг эритмага ўтиши энергия сарфлашни талаб қилади. Чунки бу зарралар эригунига қадар бир-бири

билан тортишиш кучлари билан боғланган эди. Ана шу кучларга қарши иш бажарилиши керак. Бу ишни эриган модда зарралари билан эритувчи модда зарралари орасидаги ўзаро таъсир кучлари бажаради. Эриш энергиясини одатда *эриш иссиқлиги* деб аташ қабул қилинган. Бу иссиқлик бир моль эриган моддага тегишли бўлиб, Ж/моль ҳисобида ўлчанади.

Эритишга (эриган модда зарраларининг ажралишига) сарфланадиган иссиқлик эритувчининг ички энергияси запасидан «қарз»га олингани сабабли эритмага айланиш натижасида эритувчи ва бинобарин, эритманинг ҳаммаси совиши керак. Кўп ҳолларда, жумладан тузнинг сувда эришида шундай бўлади. Бироқ эриш натижасида эритма совиш ўрнига, аксинча, исийдиган ҳоллар ҳам кўп учрайди. Сульфат кислотанинг сувда эришида суюқликнинг кучли исиб кетиши ҳаммага маълум. Бунинг сабаби шуки, эритувчи билан эриган модда зарралари орасида айниқса катта кучлар мавжуд бўлиши, бу кучлар туфайли зарралар катта тезликларда бир-бирига қараб ҳаракатланиб алоҳида комплексларга бирлашиши мумкин. Бунинг ҳисобига ажралган иссиқлик фақат эришдаги совиш эффектини компенсация қилибгина қолмасдан, ундан анча катта бўлади ҳам.

Шундай эритмалар ҳосил бўлиши ҳам мумкинки, унда иссиқлик ажралмайди ҳам, ютилмайди ҳам. Бунинг учун эритмадаги ихтиёрий зарраларнинг ўзаро таъсир кучлари бирдай бўлиши керак. Бу деган сўз, учала хил ўзаро таъсир ($A-A$, $B-B$ ва $A-B$) бирдай бўлиши керак. Бундай эритмалар *идеал эритмалар* дейилади. Баъзи реал эритмалар, метил спирт (CH_3OH) нинг этил спирт (C_2H_5OH) даги эритмаси, бензолнинг толуолдаги эритмаси ва шунга ўхшашлар идеал эритмаларга яқиндир. Агар эритмаларда эриган модда концентрацияси жуда кам бўлса, у ҳолда ҳар қандай реал эритмани ҳам баъзи белгиларига кўра идеал эритмалар деб ҳисоблаш мумкин.

Идеал эритма устидаги тўйинган буғларнинг эластиклиги. Эриган модданинг бўлиши туфайли эритма сиртида (бутун ҳажмида ҳам) эритувчи молекулаларининг сони тоза эритувчидагидан кўра камроқ бўлади. Шунга мувофиқ ҳолда эритувчининг бундай сирти устидан буғланаётган молекулалар (эритувчи молекулалари) сони ва бинобарин, унинг эритма устидаги тўйинган буғларининг босими ҳам тоза модда устидагидан кам бўлади (агар эриган модда ҳам буғланиши мумкин бўлса, у ҳолда босим деганимиз эритувчи буғларининг парциал босимини билдиради).

Бу буғнинг эластиклиги эритмадаги эритувчининг концентрациясига пропорционал бўлиши керак эканлигини тушуниш қийин эмас. Агар A эритувчида B модда эриган бўлса ва шу билан бирга, A нинг концентрацияси N_A га тенг бўлса, у ҳолда буғнинг p_A босими қуйидаги тенглик билан аниқланиши равшан:

$$p_A = N_A p_A^0 = \frac{n_A}{n_A + n_B} p_A^0, \qquad (108.1)$$

бу ерда n_A ва n_B — мос равишда A ва B моддаларнинг моллари сони ва p_A^0 — тоза A модданинг худди шу температурадаги тўйинган буғлари босими. Худди шу муҳокама қуйидаги тенглик учун ҳам ўринли:

$$p_B = N_B p_B^0 \frac{n_B}{n_A + n_B} p_B^0,$$

бунда p_B^0 — тоза B модда устидаги тўйинган буғ босими.

(108.1) ва (108.2) тенгликлар билан ифодаланган оддий қонуният *Рауль қонуни* (1884 й.) деб аталади. Айтиб ўтганимиздек, бу қонун идеал эритмалар учунгина ўринлидир. Бироқ бу қонун ихтиёрий *кучсиз* эритмалар учун ҳам яхши натижа беради. Кучсиз эритмалар бўлганида бу қонун фақат эритувчи буғларининг эластиклигига тегишлидир (Рауль қонуни фақат ана шу ҳол учун кашф қилинган). Хусусан, суюқ эритувчида учмайдиган (буғланмайдиган) модда эритилган хусусий ҳолда эритма устидаги буғ фақат эритувчи зарраларидангина иборат бўлади.

Шу нарсани қайд қилиш керакки, (108.1) ва (108.2) тенгликлар қуйидаги кўринишда ҳам ёзилиши мумкин:

$$\frac{p_A^0 - p_A}{p_A^0} = \frac{n_B}{n_A + n_B}, \qquad \frac{p_B^0 - p_B}{p_B^0} = \frac{n_A}{n_A + n_B}. \qquad (108.3)$$

Бу тенгликларнинг чап томонида эритма компоненталаридан бирининг унинг эритма таркибига кирганлиги туфайли буғ босимининг нисбий ўзгариши турибди. Формулалардан кўриниб турганидек, компоненталардан бирининг буғининг мувозанатдаги босимининг нисбий ўзгариши бошқа компонентанинг концентрациясига тенг экан. Хусусан, эриган модда учмайдиган бўлганида, (108.3) формулалардан биринчиси эритувчининг тўйинган буғи эластиклигининг нисбий ўзгариши эриган модда концентрациясига тенг бўлишини кўрсатади.

Реал эритмаларда компоненталар буғи босимининг тегишли соф моддаларга нисбатан ўзгариши фақат буғланаётган зарраларнинг нисбий сони ўзгариши туфайлигина рўй бермайди. Бундан ташқари, бу ерда турли зарралар орасидаги ($A - B$) тортишиш кучларининг бир хил зарралар орасидаги ($A - A$ ва $B - B$) тортишиш кучларидан фарқ қилиши ҳам роль ўйнайди. Шу нарса тушунарлики, масалан, агар $A - B$ кучлар $A - A$ ва $B - B$ кучлардан катта бўлиб кетса, у ҳолда улар эритмадан зарраларнинг буғланишига тўсқинлик қилади ва тўйинган буғнинг эластиклиги Рауль қонунидан келиб чиқадиган қийматдан кичик бўлади. Иккинчи томондан, шундай бўлиши ҳам мумкин-

ки, B зарраларнинг бўлиши $A-A$ кучларни камайтиради, A зарралар эса $B-B$ тортишиш кучларини сусайтиради. Бундай ҳолда ҳар иккала компонентанинг зарралари ҳам эритмадан буғланиши тоза моддалардан буғланишига қараганда енгил бўлади ва эритма устидаги буғ босими Рауль қонунидан келиб чиқадиган қийматдан катта бўлади.

Шундай қилиб, реал эритмаларда ҳамма вақт ҳам Рауль қонунидан четлашишлар бўлади ва ана шу четлашишларга қараб эритма зарралари орасидаги ўзаро таъсир кучларининг характери ҳақида фикр юритиш мумкин.

Генри қонуни. Кўрганимиздек, идеал эритмалар учун Рауль қонуни эритувчига ҳам, эриган модда учун ҳам бирдай қўлланилади. Бу қонунга мувофиқ, эритма устида эриган модда тўйинган буғининг $p_{э.м.}$ эластиклиги бу модданинг эритмадаги концентрациясига пропорционал бўлади:

$$p_{э.м.} = KN_{э.м.} = p^0_{э.м.}N_{э.м.}, \qquad (108.4)$$

бу ерда K — идеал эритмалар учун худди шу температурада тоза модда устидаги тўйинган буғ босимига тенг бўлган константа.

Бу ерда гап тўйинган буғ ҳақида боради. Бунда эритмадан буғга ўтаётган зарралар сони буғдан аксинча эритмага ўтаётган зарралар сонига тенг бўлади. Шунинг учун эриган модданинг эритмадан буғланиши ва унинг буғининг эритувчида эриши тўғрисида тенг маънода гапириш мумкин. Агар кейинги процессни, яъни буғнинг (ёки умуман ихтиёрий газнинг) суюқликда эриши қаралса, у ҳолда (108.4) тенгликни шундай кўринишда ёзиш керак:

$$N_{э.м.} = \frac{1}{p^0_{э.м.}} p_{э.м.} = K' p_{э.м.}.$$

Бундан *суюқликда эриган газнинг концентрацияси унинг эритма устидаги босимига пропорционал бўлади* деган хулоса чиқади.

Бу қонунни *Генри қонуни* (1803 й.) деб аталади. Бу қонун фақат идеал эритмалар учун, яъни Рауль қонуни ўринли бўладиган эритмалар учунгина тўғридир. Реал эритмаларда ҳамма вақт Генри қонунидан четлашишлар бўлиб туради.

Эритмаларнинг қайнаш температураси. Эриган модда учувчан бўлмасдан у эритмадан буғланмаган ҳолда эритма устидаги буғ фақат эритувчи зарраларидангина иборат бўлади. Юқорида айтганларимиздан, эритма устидаги бундай тўйинган буғнинг эластиклиги худди ўша температурада худди шу буғнинг соф эритувчи устидаги эластиклигидан кам бўлади ва босимнинг бу пасайиши Рауль қонуни билан аниқланади.

Эритманинг қайнаш температурасининг соф эритувчининг қайнаш температурасига нисбатан ўзгариши ҳам тўйинган буғ

эластиклигининг ўзгариш натижасидир. Аёнки, қайнаш температураси — бу суюқлик тўйинган буғларининг босими ташқи босимга (масалан, атмосфера босимига) тенг бўладиган температурадир. Тўйинган буғнинг босими эритма устида соф модда устидагидан кам бўлгани сабабли бу босим ташқи босимга тенглашиши учун эритмани юқорироқ температурагача қиздириш керак. Демак, эритманинг қайнаш температураси соф эритувчининг температурасидан юқоридир.

Эритма устидаги бу эластиклигининг камайишини аниқловчи Рауль қонунидан ва суюқликнинг қайнаш температурасини ташқи босим билан боғланишини ифодаловчи Клаузиус — Клапейрон тенгламадан фойдаланиб эритманинг қайнаш нуқтасини пасайиши учун қуйидаги тенгликни олиш мумкин:

$$\Delta T_{\text{қай.}} = \frac{RT^2}{L} N_{\text{э.м.}}. \qquad (108.5)$$

Бу ерда $\Delta T_{\text{қай.}}$ —эритманинг ва соф эритувчининг қайнаш нуқталари орасидаги фарқ, L — соф эритувчининг буғланиш яширин моляр иссиқлиги ва $N_{\text{э.м.}}$ — эритманинг концентрацияси (эриган модданинг моляр улуши).

Агар моляр концентрация ўрнига молалликдан фойдаланилса, у ҳолда (108.5) тенглик кучсиз эритмалар учун қуйидаги кўринишга келишини осон тушуниш мумкин:

$$\Delta T_{\text{қай.}} = \frac{RT^2 \mu m}{1000L}, \qquad (108.6)$$

бу ерда μ — эриган модданинг молекуляр оғирлиги ва m — эритманинг молаллиги. Бу тенглик эриган модданинг ўзи эриган эритмаси қайнаш нуқтасининг ўзгаришларини ўлчаш (эбуллиоскопия) йўли билан молекуляр оғирликни аниқлашда фойдаланиш мумкин.

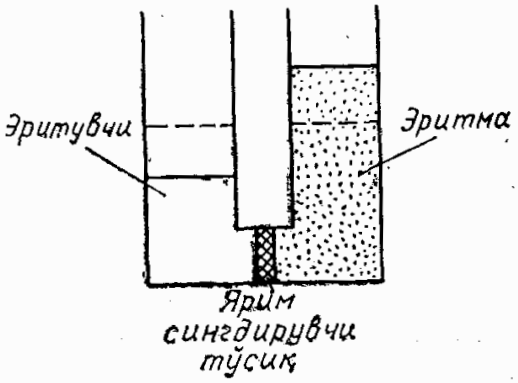
(108.5) ва (108.6) тенгламалар кучсиз эритмалар учун жуда тўғри натижа беради.

109- §. Осмотик босим

Айни бир идишда эритма ва соф эритувчи бир-бирига тегиб турибди деб фараз қилайлик. Равшанки, эриган модданинг зарралари эритмадан эритувчига ўтади ва бу процесс мувозанат қарор топганидан кейингина, яъни эриган модда эритувчининг бутун ҳажми бўйлаб текис тақсимлангандан кейингина тугайди. Худди шунингдек, агар эритма ва соф эритувчи эмас, балки турли концентрацияли икки эритма бир идишда бўлса ҳам, эриган модда зарраларининг юқори концентрацияли эритмадан кучсиз концентрацияли эритмага диффузияси рўй беради, бу

диффузия бутун ҳажми бўйлаб концентрация тенглашгунча давом этади. Эриган модда эритувчидаги бутун ҳажмни эгаллашга интилиб, худди ўзи турган идишнинг бутун ҳажмини эгаллашга интилиб кенгайган газ сингари, гўё кенгаяди.

Газ идишнинг деворларига босим бергани ва бу деворлар қўзғалувчан (поршен) бўлганда кенгайишда уни силжитиш ишини бажаргани сингари, эриган модда ҳам эритма ва эритувчини ёки турли концентрацияли икки эритмани ажратувчи чегарага босим бериши керак (бу ерда концентрациялар фарқи газлардаги босимлар фарқи ролини ўйнайди). Агар эритма билан соф эритувчи орасига *ярим сингдирувчи тўсиқ,* яъни эритувчи осон ўтадиган, бироқ эриган модда ўтолмайдиган тўсиқ қўйилса, у ҳолда бу босимни кузатиш мумкин (136-расм). Бунда эритувчи эритмага ўтади ва идишнинг эритма турган қисмидаги эритма сатҳи кўтарилади. Эриган модда зарралари гўё тўсиқни эритувчи орқали силжитишга интилади, бироқ амалда қаттиқ маҳкамланган тўсиқ эмас, суюқликнинг сатҳи силжийди (агар ярим сингдирувчи поршенни қўзғалувчан қилиш мумкин бўлганда эди, ўша поршен силжиган бўлар эди).



136- расм.

Эриган модданинг ярим сингдирувчи поршенга кўрсатаётган босими *осмотик босим,* бу босим туфайли эритувчининг эритмага ўтиши *осмос* деб аталади. Пайдо бўлган гидростатик босим осмотик босимга тенглашгунга қадар эритма суюқлигининг сатҳи кўтарилишда давом этади. Агар эритмага ташқи босим берилса, у ҳолда сатҳнинг кўтарилишига йўл қўймаслик мумкин. Тўсиқнинг ҳар икки томонида сатҳларнинг тенглигини сақлашга зарур бўлган бу босим қиймати осмотик босимга тенг бўлади.

Тажрибанинг кўрсатишича, осмотик босим эритманинг концентрациясига пропорционал, унинг ҳажмига эса тескари пропорционал бўлади. Вант-Гофф бу катталиклар орасидаги боғланишнинг қуйидаги кўринишда бўлишини кўрсатди (1887 й.):

$$\pi V = nRT.$$

Бу ерда π — осмотик босим, V — эритманинг ҳажми, n — эриган модда моллари сони, R — универсал газ доимийси ва T — температура. Бу тенглама билан ифодаланган қонун *Вант-Гофф қонуни* деб аталади.

Вант-Гофф қонуни тенгламасининг идеал газ ҳолати тенгламасига тўла равишда ўхшашлиги кучсиз эритмада эриган модда зарраларининг идеал газ молекулалари сингари табиатга эга эканлигини кўрсатади, шунинг учун Вант-Гофф қонунини шундай таърифлаш мумкин: *эриган моддaнинг осмотик босими шу моддaнинг газсимон ҳолатда шу температурада ва худди шу ҳажмда кўрсатиши мумкин бўлган босимга тенгдир.*

Ўз-ўзидан равшанки, осмотик босим ярим сингдирувчи тўсиқнинг турига ҳам, эритувчининг турига ҳам боғлиқ бўлмайди. Моляр концентрациялари бир хил бўлган ҳар қандай эритмаларнинг бирдай осмотик босим бериши тушунарли.

Эриган модда билан идеал газ табиатидаги ўхшашликнинг сабаби шундаки, идеал газнинг зарралари ўзаро таъсирда бўлмагани сингари, жуда кучсиз эритмаларда эриган моддaнинг зарралари ҳам ўзаро таъсирлашмайди.

Шу нарсани ҳам қайд қилиб ўтиш керакки, эриган модда эриш вақтида ионларга ажраладиган (диссоциацияланадиган) ҳолларда Вант-Гофф қонуни тўғри бўлмайди. Демак, бу кислоталар, тузлар ва ишқорларнинг барча эритмаларига (электролитларга) тегишлидир.

Осмотик босим ҳайвонлар ва ўсимликлар ҳаётида катта роль ўйнайди. Тўқималарда сувнинг ва сувда эриган моддаларнинг тақсимланиши кўп жиҳатдан осмотик босим билан аниқланади. Бунга сабаб кўплаб органларнинг қобиқлари (териси) ярим сингдирувчи тўсиқлардан иборат эканлигидадир.

VIII боб

ПАСТ ТЕМПЕРАТУРАЛАР

Ҳар қандай модданинг зарралари ҳамма вақт иштирок этадиган узлуксиз хаотик иссиқлик ҳаракатлари ва бу ҳаракатларнинг модданинг температурасини белгиловчи интенсивлиги (энергияси) моддада бўладиган барча процессларга катта таъсир кўрсатади. Бу ҳаракатлар модда ичида бўладиган барча процессларнинг фони бўлиб ҳисобланади. Худди шунинг учун ҳам модданинг ҳар қандай хоссаси бирор даражада температурага, яъни моддадаги зарраларнинг иссиқлик ҳаракатлари интенсивлигига боғлиқ бўлади.

Табиийки, моддаларнинг жуда паст температуралардаги, яъни молекуляр ҳаракатлар кўпроқ ёки камроқ даражада заифлашгандаги хоссаларини ўрганиш катта қизиқиш туғдиради. Бирор ҳодисани фақат паст температуралардагина, яъни иссиқлик ҳаракатларининг доимий фони таъсир кўрсатмайдиган шароитдагина тадқиқ қилиш мумкин.

Паст температураларда олиб бориладиган тадқиқотларда ўрганилаётган жисмни етарлича паст температурали жисм — совуқ агент билан контактга келтирилади. Паст температуралар техникасининг вазифаси ана шундай совуқ агентларни яратишдир. Бундай совуқ агент сифатида одатда қайнаш ҳолатида бўлган суюлтирилган газлар олинади. Суюлтирилган газларнинг қулайлиги шундаки, совитилаётган жисмлар билан контакт натижасида улар (газлар)нинг температураси ўзгаришига сабаб бўлмайди, балки янада интенсивроқ буғланиши рўй беради холос. Газларни суюлтириш ҳодисасининг ўзи тадқиқот учун паст температуралар, жумладан энг паст — абсолют нолга яқин температуралар соҳасини очиб берди.

Қуйида биз газларни суюлтириш физикаси ва техникаси билан қисқача танишамиз.

110-§. Газларни суюлтириш

Реал газлар ҳолатининг Ван-дер-Ваальс тенгламаси шуни кўрсатадики, ҳар қандай газни суюқ ҳолатга ўтказиш мумкин, бироқ бунинг учун газни дастлаб критик температурадан паст

температурагача совитиш зарур. Масалан, карбонат ангидрид газини хона температурасида суюлтириш мумкин, чунки унинг критик температураси 31,1°С га тенг. Аммиак, хлор сингари газлар ҳақида ҳам шу гапларни айтиш мумкин (13- жадвалга қ.).

Бироқ шундай газлар ҳам борки, уларни ҳар қандай катта босимда ҳам ва ҳар қандай зичликларда ҳам хона температурасида суюлтириш мумкин эмас. Бундай газларга ҳаво (шунингдек унинг таркибий қисмлари — азот, кислород, аргон), водород ва гелий киради, уларнинг критик температуралари хона температурасидан анча паст.

Критик температура кашф қилингунига қадар (Каньяр-де-ла-Тур, 1822 й.) бу газларни доимий газлар деб ҳисобланарди, яъни умуман суюлиш хоссасига эга бўлмаган газлар деб юритилар эди.

Бундай газларни суюлтириш учун уларни дастлаб ҳеч бўлмаганда критик температурадан бирмунча паст температурагача совитиш керак, шундан сўнг босимни орттириб газни суюқ ҳолатга ўтказиш мумкин. Бундай усулда суюлтирилган газларни атмосфера босими остида (очиқ идишда) сақлаш қулай, бироқ бу ҳолда уларнинг температураси яна ҳам пастроқ,яъни реал газ изотермасининг горизонтал участкасига мувофиқ келадиган босим 1 атм га тенг бўладиган температурада бўлиши керак. Азот учун бундай изотерма 77,4 К температурага мос келади, ҳолбуки азотнинг критик температураси 126,1 га тенг. Кислород учун бу рақамлар мос равишда 90 К ва 154,4 К га тенг, водород учун 20,5 К ва 33 К ва ниҳоят, гелий учун 4,4 К ва 5,3 К га тенг. Биз бу тўрт газни эслатиб ўтишимизнинг сабаби шуки, худди шу газлардан амалда паст температуралар ҳосил қилиш воситаси (совуқ агентлар) сифатида ҳам, бошқа мақсадлар учун ҳам кенг фойдаланилади.

Критик температураларнинг, шунингдек газларнинг суюлиши учун совитилиши керак бўлган температуралар қийматларидан кўриниб турибдики, уларни анчагина, ҳатто табиатда (Ер шароитида) ҳеч қаерда учрамайдиган даражада совитиш керак экан. Бундай кучли даражада совитиш учун одатда икки усул (алоҳида ва қўшилган ҳолда)дан фойдаланилади, биз ана шу усулларни кўриб ўтамиз.

Бу усуллардан биринчиси Жоуль — Томсон эффекти деб аталган ҳодисадан фойдаланишдир.

111- §. Жоуль — Томсон эффекти

Идеал газнинг бўшлиққа кенгайишида унинг температураси ўзгармаслигини II бобда кўрган эдик. Аниқ ўлчашларда кузатиладиган температуранинг озгина ўзгаришига газнинг *ноидеаллиги* сабаб бўлади. Жоуль ва Томсон томонидан таклиф қилин-

ган газнинг кенгайишига доир тажрибанинг қуйидагича бир оз ўзгартирилиши газ температурасининг унинг ноидеаллиги туфайли сезиларли ўзгаришига эришишга, жумладан совитишга имкон беради.

Газни етарлича катта, бироқ ўзгармас босимда иссиқликдан изоляцияланган ғовак тўсиқ орқали оқиб ўтишга мажбур қилинади. Бунда, демак, газнинг оқиб ўтиши *адиабатик* ҳодиса бўлади.

Тўсиқнинг гидродинамик қаршилиги шунга олиб келадики, унда газнинг босими қисман йўқолади ва газ тўсиқдан анча паст босимда чиқади. Бинобарин, газ кенгаяди ёки техникада айтилишича, газ *дросселланади.* Газнинг оқиб ўтишига қаршилик кўрсатувчи ҳар қандай қурилма дроссель деб аталади. Техника қурилмаларида газларни совутиш учун ғовакли тўсиқ ўрнига етарли ингичка соплолардан фойдаланилади.

Газнинг оқими *стационар* бўлиши, яъни дросселнинг ҳар икки томонида босимнинг бирдай қийматида содир бўлиши учун бу босимларнинг доимийлигини таъминлаб турувчи бирор насос (компрессор) зарур бўлади. Бу компрессор газни сиқишга доир ташқи ишни, яъни дросселнинг қаршилигини енгишга кетадиган ишни бажаради. Дросселлаш процесси газнинг бўшлиққа кенгайишидан ана шуниси билан фарқ қилади, газнинг бўшлиққа кенгайишида ташқи ишнинг нолга тенг бўлиши маълум.

Биз *ноидеал* газлар учун Жоуль — Томсон эффекти, яъни дросселлаш процессида, умуман айтганда, газнинг температураси ўзгаришини кўрсатамиз. *Идеал газ* худди шундай кенгайганида эса температура мутлақо ўзгармайди.

Газнинг дросселлаш йўли билан бир ўзгармас босимдан иккинчи ўзгармас босимга адиабатик кенгайишида газ температурасининг ўзгариш ҳодисаси Жоуль — Томсон эффекти деб аталади.

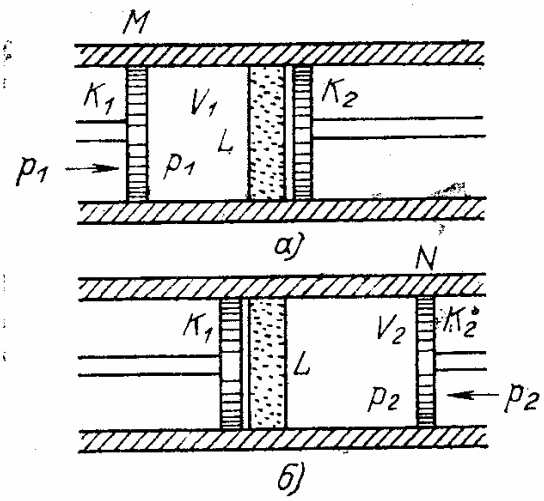
Жоуль — Томсон процессида ноидеал газ температурасининг ўзгаришининг сабаби шуки, газ кенгайганида молекулалар орасидаги масофа катталашади ва демак, молекулалараро ўзаро таъсир кучларига қарши ички иш бажарилади. Бу иш ҳисобига молекулаларнинг кинетик энергияси ва демак, газнинг температураси ўзгаради. Молекулаларнинг ўзаро таъсир кучлари нолга тенг бўладиган идеал газларда Жоуль — Томсон эффекти бўлмайди.

Жоуль — Томсон эффекти миқдорий жиҳатидан Жоуль — Томсон дифференциал коэффициенти деб аталувчи μ билан характерланади, бу коэффициент газнинг ΔT температура ўзгаришининг бу ўзгаришни юзага келтирган Δp босим ўзгаришига нисбати билан аниқланади:

$$\mu = \frac{\Delta T}{\Delta p}.$$

Аввал чиқарилган термодинамик муносабатлардан фойдаланиб Жоуль — Томсон коэффициентини ҳисоблаймиз. Бу ҳисоблаш термодинамиканинг аниқ амалий масалалар учун қўлланилишининг фойдали намойиши бўлади. Бироқ бундай ҳисоблашга киришишдан аввал Жоуль — Томсон процессини батафсилроқ анализ қилайлик. Бу мақсадда процесснинг ўзини бирмунча схемалаштирайлик.

Фараз қилайлик, газнинг бирор аниқ, масалан, 1 моль массаси иссиқликдан изоляцияланган цилиндрга жойлаштирилган L ғовак тўсиқ орқали чапдан ўнгга ўтаётган бўлсин (137-расм). 1 моль газ L тўсиқ ва чапдаги M нуқта оралиғидаги V_1 ҳажмни эгаллаган (137-*а* расмга қ.), тўсиқдан ўтгандан кейин эса, яъни кенгайгандан кейин L тўсиқ ва ўнгдаги N нуқта орасидаги V_2 ҳажмни эгаллаган бўлсин (137-*б* расмга қ.). Аён бўлиши учун фикран M нуқтага K_1 поршенни жойлаштирамиз, бу поршеннинг ўнгга силжиши тўсиқ орқали газнинг p_1 ўзгармас босим остида оқишини юзага келтиради. Худди шу газ тўсиқдан ўтганидан кейин фикран олинган K_2 поршенни ўзгармас p_2 тескари босим билан N вазиятга силжитади. Аслида K_1 ва K_2 поршенлар ролини юқорида эслатиб ўтилган компрессор бажаради.



137-расм.

Газнинг бажарган ташқи ишини ҳисоблаймиз. K_1 поршеннинг M вазиятдан L тўсиққача силжишида газнинг ҳажми V_1 қийматидан нолгача ўзгаради. Ўзгармас босимда бажарилган иш бу босимни ҳажм ўзгаришига кўпайтмасига тенг, бинобарин, бир моль газни тўсиқдан чап томонда силжитиш иши p_1V_1 га тенг бўлади. Худди шу сабабларга кўра газнинг тўсиқдан ўнг томонда бажарган иши p_2V_2 га тенг бўлади. Газнинг умумий кенгайиш ишлари қуйидагига тенг бўлади:

$$\Delta A = p_2V_2 - p_1V_1.$$

Термодинаминанинг биринчи бош қонунига кўра газнинг бажарган иши унинг ички энергиясининг тескари ишора билан олинган ўзгаришига тенг бўлиши керак, кенгайтириш процесси адабиатик равишда амалга оширилган бўлгани учун $\Delta Q = 0$ бўлади. Шунинг учун агар U_1 ва U_2 бир моль газнинг кенгайгунча ва кенгайгандан кейинги ички энергиялари бўлса, у ҳолда

$$p_2V_2 - p_1V_1 = U_1 - U_2 \quad \text{ёки} \quad U_1 + p_1V_1 = U_2 + p_2V_2.$$

$U + pV = I$ функция газнинг *иссиқлик функцияси* ёки *энтальпияси* деб аталади. Бу функция ҳам ҳолат функциясидир ва адиабатик процессда ички энергия U, изотермик процессда эркин энергия F қандай роль ўйнаса, бу функция ҳам изобарик процессда худди шундай роль ўйнайди. Демак, Жоуль — Томсон процесси шундай содир бўладики, бунда тўсиқ (дроссел) нинг икки томонида газнинг иссиқлик функцияси *ўзгармас* бўлади:

$$d(U + pV) = 0. \qquad (111.1)$$

Идеал газ учун ички энергия ҳам, шунингдек pV кўпайтма ҳам *фақат температурага* боғлиқ бўлади (улар T га пропорционал бўлади); шунинг учун $U + pV$ иссиқлик функцияси ҳам фақат температурага боғлиқ бўлади. Тўсиқнинг ҳар икки томонида идеал газ иссиқлик функцияларининг тенглиги айни вақтда температураларнинг ҳам тенглигини билдиради. Бинобарин, *идеал газ учун Жоуль—Томсон коэффициенти нолга тенг.*

Ноидеал газ учун, ички энергиянинг фақат температурага эмас, газнинг эгаллаган V ҳажмига ҳам боғлиқ бўлишини биламиз [(85.10) га қ.]. Шунинг учун реал газларда иссиқлик функцияларининг тенг бўлиши температураларнинг тенглигини билдирмайди.

Ҳақиқатан ҳам, тажрибанинг кўрсатишича, газларнинг кўпчилиги (азот, кислород, карбонат ангидрид ва ҳоказо) хона температурасида дросселланишда совийди. Бироқ водород, гелий сингари газлар худди шу шароитларда *исийди.* Бу биринчи ҳолда Жоуль — Томсон коэффициентининг $\mu = \frac{\Delta T}{\Delta p}$ мусбат эканлигини ($\Delta p < 0$ ва $\Delta T < 0$ бўлганда) ва иккинчи ҳолда манфий эканини билдиради.

Ниҳоят, шуни қайд қилиш керакки, Жоуль—Томсон процесси қайтмас процессдир, демак, бу процессда энтропия ортади, $dS > 0$.

Айтилганлардан Жоуль—Томсон коэффициентини ҳисоблаш қийин эмас.

(111.1) тенгламани қуйидаги кўринишда қайта ёзиш мумкин

$$d(U + pV) = dU + p\,dV + V dp = 0,$$

бироқ $dU + pdV = TdS$; бинобарин,

$$TdS + Vdp = 0. \qquad (111.2)$$

Энди энтропиянинг dS ўзгаришини температуранинг dT ўзгариши ва босимнинг dp ўзгариши орқали ифодалаш керак. Бу VI бобда амалга оширилган эди [(85.8) га қ.], у ерда,

$$dS = \frac{C_p\,dT}{T} - \left(\frac{\partial V}{\partial T}\right)_p dp$$

эканлиги кўрсатилган эди. dS нинг бу қийматини (111.2) га қўямиз ва қуйидагини оламиз:

$$C_p dT - T\left(\frac{\partial V}{\partial T}\right)_p dp + V dp = 0, \qquad (111.3)$$

бундан бизни қизиқтираётган Жоуль—Томсон коэффициентининг қуйидаги ифодасини оламиз:

$$\mu = \frac{dT}{dp} = \frac{T\left(\frac{\partial V}{\partial T}\right)_p - V}{C_p} = \frac{V}{C_p}(\alpha T - 1), \qquad (111.4)$$

бу ерда $\alpha = \frac{1}{V}\left(\frac{\partial V}{\partial T}\right)_p$ газнинг кенгайиш коэффициенти.

Агар газнинг ҳолат тенгламаси маълум бўлса, (111.4) даги барча катталикларни аниқлаш, жуда бўлмаганда ўлчаш мумкин. Бинобарин, μ коэффициентини аниқлаш мумкин.

(111.4) тенгламадан μ коэффициентнинг ишораси αT катталикка боғлиқ бўлиши кўриниб турибди. $\alpha T > 1$ бўлганда коэффициент $\mu > 0$ бўлади; $\alpha T < 1$ бўлганида эса коэффициент $\mu < 0$ бўлади.

Идеал газлар учун $\alpha = 1/T$ ва $\mu = 0$ бўлишига биз ишонч ҳосил қилдик.

Реал газлар учун μ мусбат ҳам, манфий ҳам бўлиши мумкин. Шу билан бирга айни бир газ учун температураларнинг бир соҳасида μ мусбат, иккинчи соҳасида эса μ манфий бўлиши мумкин. Бошқача айтганда, айни шу газ учун шундай характерли T_i температура борки, бу температурада Жоуль—Томсон коэффициенти *ўзининг ишорасини ўзгартиради.* Бу T_i температура *инверсия температураси* деб аталади.

Агар газнинг ҳолати Ван-дер-Ваальс тенгламаси билан ифодаланса, у ҳолда (111.4) дан фойдаланиб Жоуль—Томсон коэффициентининг сон қийматини топиш қийин эмас. Бунинг учун (111.4) га кирадиган $\left(\frac{\partial V}{\partial T}\right)_p$ ҳосилани ҳисоблаш керак.

Ван-дер-Ваальс тенгламаси

$$\left(p + \frac{a}{V^2}\right)(V - b) = RT$$

нинг чап қисмидаги қавсни очамиз ва қуйидагини ҳосил қиламиз:

$$pV + \frac{a}{V} - \frac{ab}{V^2} - bp = RT.$$

Тенгламанинг ҳар икки қисмини $p = \text{const}$ бўлганда T бўйича дифференциалласак, шундай ифода ҳосил бўлади:

$$\left(\frac{\partial V}{\partial T}\right)_p \left(p - \frac{1}{V^2} + \frac{2ab}{V^3}\right) = R.$$

p нинг ўрнига унинг Ван-дер-Ваальс тенгламасидаги $p = \frac{RT}{V-b} - \frac{a}{V}$ қийматини қўямиз ва шундай натижа оламиз:

$$\left(\frac{\partial V}{\partial T}\right)_p = \frac{RV^3(V-b)}{RTV^3 - 2a(V-b)^2},$$

бундан

$$\mu = \frac{T\left(\frac{\partial V}{\partial T}\right)_p - V}{C_p} = \frac{V}{C_p}\,\frac{2a(V-b)^2 - bRTV^2}{RTV^3 - 2a(V-b)^2} =$$

$$= \frac{1}{C_p}\,\frac{\frac{2a}{RT}\left(1-\frac{b}{V}\right)^2 - b}{1 - \frac{2a}{RTV}\left(1-\frac{b}{V}\right)^2}. \qquad (111.5)$$

Агар газнинг босими унчалик катта бўлмаса (100 ÷ 200 атм бўлса), у ҳолда

$$\frac{b}{V} \ll 1 \text{ ва } \frac{2a}{RTV} \ll 1$$

бўлади ва (111.5) да уларни ҳисобга олмаса ҳам бўлади; у ҳолда

$$\mu \approx \frac{1}{C_p}\left(\frac{2a}{RT} - b\right). \qquad (111.6)$$

Бу формуладан яққол кўриниб турибдики, Жоуль—Томсон коэффициенти $\frac{2a}{RT} > b$ ёки $T < \frac{2a}{bR}$ бўлганидагина мусбат бўлар экан. $T > \frac{2a}{bR}$ бўлганида коэффициент $\mu < 0$, яъни дросселлашда газ исийди.

T_i инверсия температураси қуйидаги тенгликдан аниқланиши равшан:

$$T_i = 2a/bR. \qquad (111.7)$$

(111.7) ни критик температуранинг ифодаси

$$T_к = 8a/27bR$$

билан таққослаб, инверсия температураси ва критик температура орасидаги қуйидаги оддий муносабатни оламиз:

$$T_i = \frac{27}{4}T_к \approx 6{,}7T_к.$$

Анча қўпол ҳисоблашлар натижасида олинган бу муносабат тажрибада анчагина қаноатланарли тасдиқланади. Ҳар ҳолда $T_к$ критик температура қанча паст бўлса, T_i инверсия темпера-

тураси ҳам шунча паст бўлади. Масалан, кислород учун инверсия температураси 893 К га тенг ($T_к = 154{,}36$ К). Водород ва гелийда инверсия температуралари мос равишда 204,6 ва 40 К га тенг (критик температуралари 33 К ва 5,2 К).

Хона температурасида ўтказилган Жоуль — Томсон тажрибасида водород кенгайишда исигани, бошқа газлар эса совигани, албатта, водороднинг қандайдир алоҳида хоссага эга эканлигида эмас. Ҳар қандай газ билан ҳам инверсия температурасидан баланд температурада тажриба ўтказилса, бу газда ана шундай хосса намоён бўлади. Жоуль — Томсон эффекти водород ва гелийни суюлтиришда совитиш мақсадида фойдаланилишини биз қуйида кўрамиз.

Энди газларни совитишнинг иккинчи усулини кўрайлик, бу усул ҳам газларни суюлтиришда қўлланилади.

112- §. Газнинг ташқи иш бажариб адиабатик кенгайиши

Газни дросселлашда (Жоуль — Томсон эффекти) газ ўзининг молекулалари орасидаги тортишиш кучларига қарши бажарган *ички* иши ҳисобига совийди. Маълумки (48- § га қ.), газнинг совиши фақат унинг *ташқи* иш бажариб (масалан, поршенни кўтариб) адиабатик кенгайган ҳолидагина рўй беради. Бу термодинамиканинг биринчи бош қонунидан бевосита келиб чиқади:

$$dQ = dU + pdV,$$

бу ифодадан адиабатик ($dQ = 0$) кенгайишда

$$dU = -pdV$$

бўлиши кўриниб турибди.

Демак, газ кенгайиб ва бунда иш бажариб, ўзининг ички энергиясини ва бинобарин, ўзининг температурасини камайтиради. Бу хулоса идеал газларга ҳам, реал газларга ҳам бирдай тегишлидир. II бобда кўрсатиб ўтилганидек, газнинг ташқи иш бажаришда совиш сабаби молекулаларининг ўзларидан узоқлашаётган поршенга урилишларида ўзларининг қисман кинетик энергияларини бериш натижасида улар тезликларининг камайишидир.

Умуман айтганда, ташқи иш бажариб адиабатик кенгайишда совиш дросселлашдаги совишдан кўра анча самаралироқ бўлиши керак, чунки адиабатик кенгайиш қайтар процессдир (ёки жуда бўлмаганда қайтар процесс бўлиши мумкин бўлган процессдир), ҳолбуки, Жоуль — Томсон эффекти эса қайтмас процессдир. Биз биламизки, машинада процессларнинг қайтувчан бўлиши фойдали иш коэффициентининг юқори бўлишини

таъминлайди. Тўғри, бундай хулоса иссиқликни механикавий ишга айлантирувчи машинага тегишли бўлиб, совиткич машина тўғрисида гапирмаган эдик. Бироқ иссиқлик машинасининг фойдали иш коэффициенти тўғрисида айтилганларнинг ҳаммаси совитиш аппаратларига ҳам тегишлидир, чунки уларни иссиқлик двигателларига тескари қурилмалар деб тушуниш мумкин.

Совиткич машинада иссиқликнинг совуқ жисмдан олиб, исиганроқ жисмга берилишини эслатиб ўтайлик. Бунда механикавий ши бажарилади, ана шу иш ҳисобига совуқ жисмдан иссиқ жисмга иссиқлик узатилади. Бундай процесснинг ўз-ўзидан содир бўлиши мумкин эмаслигини биламиз. Совиткич учун атроф муҳит «иссиқ» жисм бўлиб хизмат қилади, худди шунинг ўзи эса иссиқлик двигатели учун совиткич бўлиб хизмат қилади. Совитилиши керак бўлган жисмдан олинган иссиқлик ана шу атроф муҳитга берилади.

Совиткич машина, шундай қилиб, ўзгартирилган (тескари) двигатель бўлади. Совиткич машинанинг фойдали иш коэффициенти сифатида совитилаётган жисмдан олинган Q иссиқлик миқдорининг бунда сарф қилинган A ишга нисбатини олиш керак:

$$\varepsilon = Q/A.$$

Совитувчи аппаратларга қўлланилганда бу коэффициент *совитиш коэффициенти* деб юритилади. Карно цикли бўйича ишлайдиган совиткич машина учун совитиш коэффициенти

$$\varepsilon = \frac{T_1}{T_2 - T_1}$$

га тенг эканлигини кўрсатиш қийин эмас, бу ерда T_1 — совитилаётган жисмнинг температураси ва T_2— иссиқлик узатилаётган жисмнинг температураси. Совитиш коэффициенти, албатта, бирдан катта ҳам бўлиши мумкин. Совитилаётган жисмдан айни шу иссиқликни олиш учун қайси машинада кам иш сарфланса, ўша машина энг яхши машина бўлади.

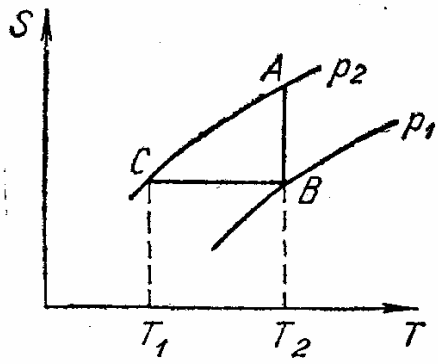
Иссиқлик двигателида унинг мақсади — иш бажариш — газнинг кенгайишида амалга ошгани сингари, совитиш аппаратида ҳам унинг мақсади — совитиш — газнинг кенгайишида (адиабатик кенгайишида) амалга ошади. Шунинг учун бундай машинанинг энг аҳамиятли қисми — газнинг кенгайиши содир бўладиган қисмдир. Бу қисм *детандер* деб аталади. Унинг тузилиши жуда турли-туман бўлиши мумкин.

Газни кенгайтириш детандерда мумкин бўлиши учун у аввал компрессорда сиқилган бўлиши керак. Компрессор бажарадиган иш — совуқ жисмдан иссиқ жисмга иссиқлик ўтказиш учун

фойдаланилган ишнинг ўзгинасидир. Бироқ газни сиққанда у исийди, бу нарса албатта, кейинги кенгайтиришдаги совитиш самарасини камайтиради. Шунинг учун сиқишда ажралиб чиққан иссиқлик олиб кетилади (масалан, оқар сув ёрдамида) ва шунинг учун сиқиш процесси изотермик бўлади деб ҳисоблаш мумкин.

Термодинамика нуқтаи назаридан биз кўраётган совиткич машинанинг газнинг адиабатик кенгайишидан фойдаланиб ишлаш моҳияти энтропиянинг температурага боғлиқлиги диаграммасидан яққол кўриниб туради. Бундай диаграмма 138- расмда кўрсатилган. Унда газнинг энтропияси S нинг T температурага ўзгармас босимдаги боғланиши икки турли: p_1 юқори ва p_2 паст босим учун тасвирланган.

Эгри чизиқлар хусусиятини энтропиянинг тартибсизлик ўлчови сифатида тўғри акс эттираётганини кўриш осон. Температура қанча юқори бўлса, тартибсизлик (демак, энтропия ҳам) шунча ортиқ, босим қанча катта бўлса, энтропия шунча кичик бўлиши равшан. 138- расмдаги график худди шуни акс эттиради.



138- расм.

p_2 босимдан p_1 босимга изотермик сиқилиш процесси 138- расмда вертикал AB тўғри чизиқ билан ифодаланади (энтропия камаяди). p_1 босимдан p_2 босимгача қайтувчан адиабатик кенгайишга горизонтал BC тўғри чизиқ мос келади, чунки бу процессда энтропия ўзгармас бўлади. 138- расмдан кенгайиш вақтида температуранинг T_2 дан T_1 га пасайиши кўриниб турибди. Демак, кенгайиш натижасида энтропиянинг ортиши гўё унинг совиш билан бирга бўладиган камайиши орқали компенсацияланади.

Ҳозиргина биз кўриб ўтган газнинг детандерда кенгайишда унинг совиши, худди Жоуль — Томсон эффекти сингари, критик температуралари паст бўлган газларни суюлтириш олдидан уларнинг температураларини пасайтиришда қўлланилади. Одатда газни детандерда кенгайтириш суюлтириладиган газларни дастлаб иложи борича пастроқ (ҳар ҳолда критик температурадан пастроқ) температураларгача совитиб олиш учунгина хизмат қилади. Суюлтириш процессининг ўзи эса совитилган газни дросселлаш ёрдамида амалга оширилади. Газни дросселлашдан фойдаланмасдан детандернинг ўзида ҳам суюлтиришга эришиш мумкин, бироқ суюлтирилаётган газларнинг жуда паст температураларида унинг ишлаш шароити жуда қийинлашиб кетади. Шунинг учун детандерлардан адиабатик кенгайиш методи қўлланиладиган машиналарда дросселлаш методи ҳам қўшиб қўлланилади.

Энди биз баён қилган совитиш методлари: Жоуль — Томсон методи ва ташқи иш бажариб адиабатик кенгайиш методи фойдаланиладиган баъзи машиналарни кўришга ўтамиз.

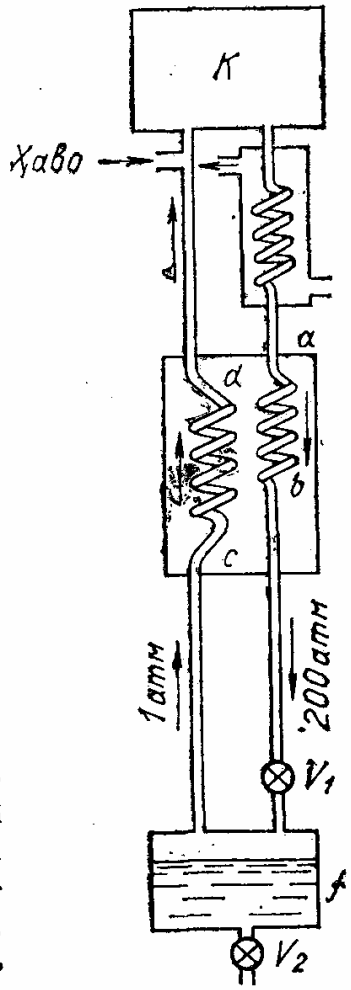
113-§. Жоуль — Томсон эффектидан фойдаланиб газларни суюлтириш (Линде методи)

Техникада газлар (ҳаво) ни суюлтириш учун ишлатиладиган тарихий биринчи машиналарда (Линде ва Гэмпсон, 1895 й.) газларни критик температурадан паст температураларгача совитиш ва сўнгра суюлтириш учун дросселлаш методидан фойдаланилган. Ҳозирги вақтда бу мақсадлар учун асосан детандерларда кенгайтирилувчи машиналар ишлатилади. Бироқ биз бу ерда Линде машинасининг схемасини келтирамиз, чунки унда Жоуль — Томсон эффектидан фойдаланиш билан бир қаторда муҳим конструктив принцип — *қарши оқимда иссиқлик алмашиш* принципидан фойдаланилган, бу принцип ҳозир ҳам барча суюлтирувчи машиналарда ишлатилади.

Линде машинасининг схемаси 139-расмда келтирилган.

Ҳаво K компрессорга келади ва унда 200 атм гача сиқилади. Шундан сўнг у оқар сув билан совитиладиган змеевик орқали ўтади ва унга сиқишда ажралган иссиқлигини беради. Шундай қилиб, суюлтиришнинг келгуси босқичига сиқилган, бироқ температураси сиқилгунга қадар қандай бўлган бўлса, худди ўшандай температурали газ боради. Бу газ сўнгра a b змеевик орқали дроссель вентили (крани) V_1 га боради ва у орқали f приёмникда 1 атм босимгача кенгаяди. Бу кенгайишда газ бирмунча совийди, бироқ бу совиш, албатта, унинг суюқликка айланиши учун етарли бўлмайди.

Совиган, бироқ ҳали суюлмаган газ сўнгра орқага cd змеевик орқали қайтади. Ҳар иккала ab ва cd змеевик бир-бирига нисбатан шундай жойлашганки, уларнинг орасида, шунингдек улардан ўтаётган газ порциялари орасида иссиқлик контакти мавжуд бўлади. Шу туфайли кенгайган ва совиган газ унга учрашма йўналишда келаётган сиқилган газ порциясини совитади, шундан кейин бу газ порцияси V_1 вентиль орқали кенгайиш процессини ўтади. Оқимга қарши иссиқлик алмашиш методининг мо-



139-расм.

ҳияти шундан иборатдир. Равшанки, газнинг иккинчи порцияси V_1 кенгайтирувчи вентилга биринчи порциядан кўра пастроқ температурага эга бўлган ҳолда келади, дросселлашдан кейин эса температура яна ҳам пасаяди. Ўз навбатида иссиқлик алмашингич орқали ўтиб, бу икки марта совитилган газ сиқилган газнинг янги учрашма порциясидан яна иссиқлик ютади ва ҳоказо. Шундай қилиб, вентилга тобора совиган газ келаверади. Машина ишлай бошлаганидан бирмунча кейин газнинг учрашма оқимлар билан тобора совиши натижасида шундай бўладики, газ навбатдаги дросселланишда қисман суюла бошлайди ва f приёмникда тўпланади, бу приёмникдан V_2 жўмрак орқали Дьюар идишига қуйиб олиниши мумкин.

Машина барқарор ишлаётган пайтда унинг турли жойларида тахминан шундай температуралар бўлади: *ab* змеевикка киришда температура 293 К (хона температураси); бу змеевикдан чиқишда 170 К дросселлангандан кейин 80 К, *cd* змеевикка киришда (*c* нуқтада) 80 К; ундан чиқишда хона температураси. Вентиль олдида босим 200 атм, дросселлангандан кейин 1 атм.

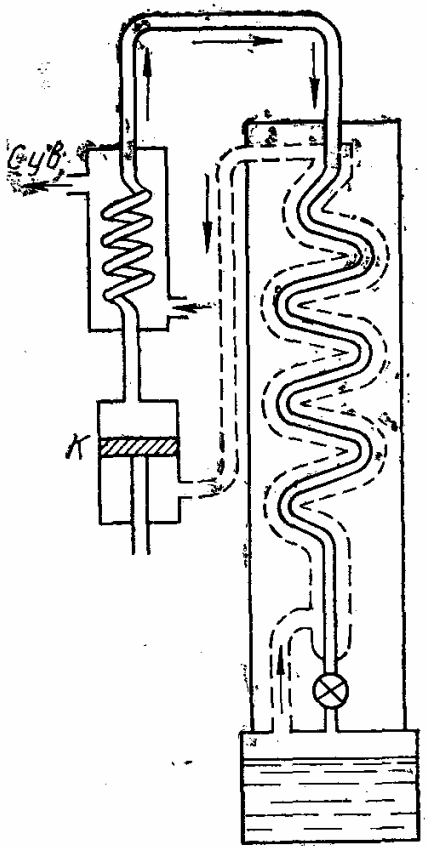
Газни совиган учрашма (қарама-қарши) йўналишдаги газ оқими билан совитувчи ҳар икки *ab* ва *cd* змеевикни ўз ичига олган қурилма *иссиқлик алмашингич* деб аталади. Линде машинасида иссиқлик алмашингич бир-бирига киритилган найчалар бўлиб, уларга биргаликда змеевик кўриниши берилади. Юқори босимли газ ички найдан киради (140-расм). Совиган газнинг қарама-қарши оқими ташқи найдан ички найни ювган ҳолда келади ва шундай йўл билан ички найдаги газни совитади.

Баён қилинган қарама-қарши оқим принципи барча совиткич машиналарда қўлланилади, бироқ иссиқлик алмашингичларнинг конструкцияси анчагина ўзгартирилган. Ҳозирги қурилмаларда улар иссиқлик алмашинишни яхшилаш учун хизмат қилади ва бундан ташқари, суюлтирилган газни аралашмалардан тозалашга имкон беради.

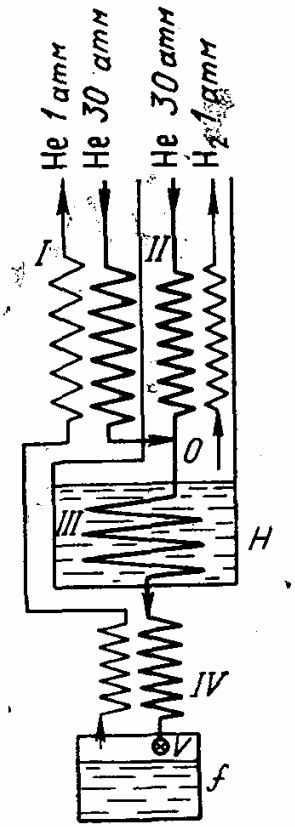
Схемаларда бир иссиқлик алмашингични змеевиклар билан ёнма-ён жойлашган ҳолда тасвирлаймиз, шу билан бирга, йўғон чизиқлар билан катта босим остидаги газ ўтадиган, ингичка чизиқлар билан эса кичик босимли газ ўтадиган найлар кўрсатилади.

Юқорида эслатиб ўтганимиздек, ҳозирги вақтда Линде машиналари ҳавони суюлтириш учун камдан-кам ишлатилади. Бироқ водород ва гелийни суюлтириш учун ишлаш принципи Жоуль — Томсон эффектидан фойдаланишга асосланган бу хил машиналар ҳанузгача қўлланилади. Мисол тариқасида бу ерда биз гелийни суюлтириш учун ишлатиладиган машиналардан бирининг схемасини келтирамиз.

Гелий учун Жоуль — Томсон эффектининг инверсия температураси T_i жуда паст бўлгани учун (50 К га яқин), гелий даст-



140-расм.



141-расм.

лаб T_i дан паст температурагача совитилиши керак. Биз баён қилаётган машинада гелий суюқ водород билан 14,5 К температурагача совитилади. 141-расмда машинанинг ишлаш схемаси тасвирланган.

Компрессор билан 30 атм босимгача сиқилган гелий машинага *O* нуқтада бирлаштирилган икки най бўйлаб икки оқим бўйича келади. Бу найларнинг ҳар иккаласи икки иссиқлик алмашингич — I ва II нинг бир қисмлари бўлади. I иссиқлик алмашингичда гелий *f* приёмникдан буғланиб, сўнгра IV иссиқлик алмашингич орқали ўтган қарама-қарши йўналишдаги газсимон гелий оқими билан совитилади. II иссиқлик алмашингичда сиқилган газнинг иккинчи қисми *H* суюқ водородли ваннадан буғланувчи қарама-қарши йўналишдаги газсимон водород оқими билан совитилади.

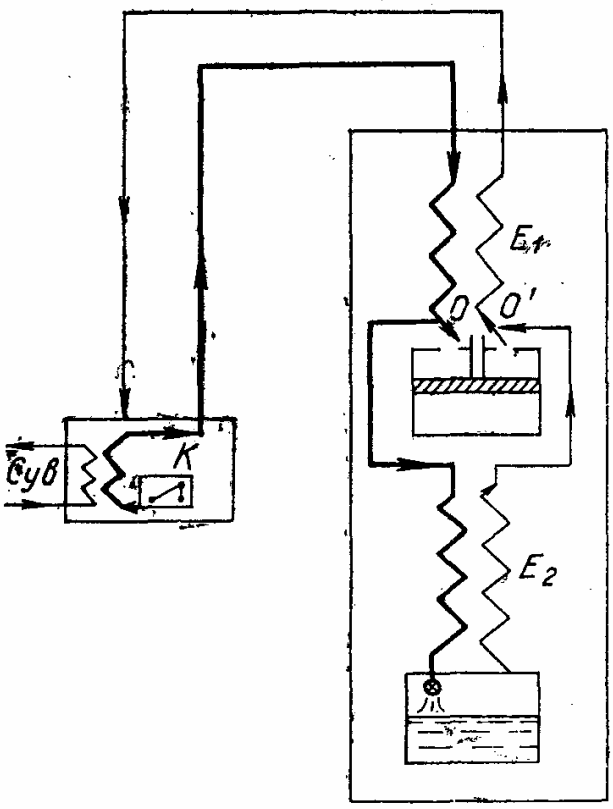
Ҳар иккала оқим *O* нуқтада бирлашиб, *H* суюқ водородли ванна орқали ўтувчи III змеевикка тушади ва унинг температураси (14,5 К)ни қабул қилади. Бу ванна орқали ўтгач, гелий IV иссиқлик алмашингичга тушади ва у ерда приёмникдан буғланувчи гелий томонидан қўшимча равишда 5,8 К температурагача совийди. Бундай температурада гелий *V* вентиль орқали дросселланади ва суюлтирилади.

Аппарат иссиқлик изоляцияси ишончли бўлган ҳавоси сўриб олинган ғилофга жойлаштирилади.

Қурилманинг турли қисмларидаги температуралар учун юқорида келтирилган рақамлар албатта барқарор ишлаш режимига тегишли. Машина ишни энди бошлаган вақтда гелийнинг температураси дросселлашдан олдин 5,8 К га қараганда юқори бўлади (албатта, 14,5 К дан юқори эмас), чунки бу вақтда ҳали приёмникда суюқ гелий бўлмайди. Машинанинг унумдорлиги соатига 10 литрга яқин суюқ гелийни ташкил қилади, бу албатта, анча катта рақамдир.

114- §. Газларни детандерларда адиабатик кенгайтириш методи билан суюлтириш (Клод методи)

Газ адиабатик кенгайишда ташқи иш бажариб совийдиган детандерларнинг қўлланилиши суюлтирувчи машиналарнинг самарадорлигини оширишини юқорида кўрдик. Гелийни суюлтириш машиналарида детандерларда кенгайтиришдан фойдаланиш, бундан ташқари, газни дастлаб суюқ водород, яъни осон алангаланувчи ҳамда портлаш хавфи бўлган модда ёрдамида совитиш заруратидан халос қилади. Бу икки сабаб детандерли машиналарнинг кенг қўлланилишига сабаб бўлди.



142- расм.

Биринчи марта бундай машинани Клод ҳавони суюлтириш учун ясади (1902 й.). Машинанинг схемаси 142- расмда кўрсатилган.

Газ K компрессорда изотермик сиқилади ва ундан E_1 иссиқлик алмашингичга ўтади. Бу ерда (O нуқтада) у икки оқимга ажралади. Биринчи оқим E_2 иссиқлик алмашингич орқали ўтиб дросселлаш вентилига боради ва Жоуль — Томсон эффекти ҳисобига совиб дросселланади; иккинчи оқим (80 % газ иккинчи оқим улушига тўғри келади) детандерга тушади, унда иш бажариб кенгаяди ва шунинг ҳисобига совийди. Детандердан совиган газ E_1 иссиқлик алмашингичга қай-

тади ва ўз йўлида сиқилган газнинг қарама-қарши йўналишда келаётган порциясини совитади. Бу оқимга O' нуқтада дросселлаш натижасида совиган газ ҳам қўшилади. Бунгача бу оқим ҳам E_2 иссиқлик алмашингич орқали ўтиб, қарама-қарши йўналишда келаётган газ оқимини совитган эди.

Бу қисқа баёндан детандердаги совитиш дросселлаш олдидан амалга ошириладиган дастлабки совитиш эканлиги кўриниб турибди.

Клоднинг биринчи машинасида детандер поршенли машинадан иборат эди. Сиқилган газнинг унда бажарган ишидан компрессор ишини енгиллаштириш, машинани мажбурий равишда мойлаш ва ҳоказоларда фойдаланиш мумкин.

Клод машинасининг ишлаши (ҳавони суюлтириш) учун зарур бўлган шароитларни шундай характерлаш мумкин: компрессордан чиқишдаги босим 40 атм, детандерга киришдаги температура (яъни E_1 иссиқлик алмашингичда совигандан кейинги температура) 200 К; детандерда кенгайгандан кейинги температура 1 атм босимда 110 К.

Ҳавони суюлтириш учун ишлатиладиган Клод машинаси типидаги машиналарнинг кўп хили мавжуд. Бундай машиналардан энг ажойиб ишлайдигани П. Л. Капица томонидан яратилган машина бўлиб, унда поршенли детандер турбина *(турбодетандер)* га алмаштирилган. Бу машинанинг бошқа хусусияти унда детандерга келаётган газ босимининг паст бўлишидир. Бу газ босими бор-йўғи 6,5 атм га тенг. Бу машинада деярли ҳамма газ (Клад машинасидаги сингари 80% эмас) детандер орқали ўтади. Газ турбодетандерда кенгайиши ҳисобига 86 К гача совийди ва детандердан ўтмаган газни ҳам совитади. Ҳосил бўлган суюқлик юқори босим остида бўлади ва тегишли вентиль орқали яна ҳам пастроқ босимга дросселланади.

Детандерларда кенгайтириш (фақат поршенли детандерларда) усули водород ва гелийни суюлтириш машиналарида ҳам фойдаланилади. Гелийни суюлтириш учун фойдаланиладиган биринчи детандерли машина ҳам П. Л. Капица томонидан яратилган эди (1934 й.). Бу машина гелийни дастлаб суюқ водород билан эмас, *суюқ азот* билан совитишга мосланган эди. Детандерда кенгайтириш йўли билан совитиш меъёрига етказилади. Суюлтириш эса бевосита дросселлашда рўй беради.

Гелийни суюлтириш машиналарида детандерлардан фойдаланишда мойлаш кескин проблема бўлиб қолади, чунки бундай машиналарда ҳосил қилинадиган паст температураларда барча мойлаш воситалари қотиб қолади. П. Л. Капица машинасида мойлаш учун гелийнинг ўзидан фойдаланилади, бунда машинанинг поршени ва цилиндри орасида гелий учун 0,05 мм зазор қолдирилади. Гелийни суюлтирадиган машина кейинчалик Коллинз томонидан яратилди (1947 й.), бу машинада П. Л. Капица

детандери мукаммаллаштирилган бўлиб, ундаги зазор 10 микрондан ошмайди. Коллинз машинаси икки босқичли детандер билан таъминланган бўлиб, бу машинада гелий суюлтиришдан аввал совитиб олинмаса ҳам бўлади. Машинанинг унумдорлиги анча юқори — 10 литргача, гелийни суюқ азот билан дастлаб совитиб олинганда эса соатига 30 литрга етади.

115- §. Суюлтирилган газларнинг баъзи хоссалари

Биз юқорида баён қилган суюлтирилган газлар — азот, кислород, водород ва гелий — паст температураларни ҳосил қилишга имкон беради. Бу газлар ёрдамида уларнинг атмосфера босими остида қайнаш температурасидан улар устидаги буғни ҳайдаш йўли билан эришиш мумкин бўлган қотиш температураларигача интервалдаги температураларни олиш мумкин (фақат гелийгина бундан мустасно, гелий ҳар қандай совитилганда ҳам қотмайди). Қаттиқ ҳолатда бу газлар совуқ агентлар бўлиб хизмат қила олмайди, чунки бу ҳолда улар билан совитилаётган жисмлар орасида ишончли иссиқлик контакти яратиб бўлмайди.

18- ж а д в а л

Баъзи суюлтирилган газларнинг термодинамик параметрлари

	N_2	O_2	H_2	He^4
1 атм босим остида қайнаш температураси, К	77,32	90,12	2 0,39	4,21
Қотиш температураси, К	63,14	54,36	1 4,04	қотмайди
Қотиш температурасида буғнинг эластиклиги, мбар	1 29	1,50	7 5,8	—
1 атм босим остида қайнаш температурасидаги зичлиги, кг/м³	8 00	1150	7 1	125
1 атм босим остида қайнаш температурасида буғланиш иссиқлиги, кЖ/кг	2 00	212,8	45 6,2	23
Қаттиқ ҳолатдаги зичлиги, кг/м³	10 26	14 25	80	—

18- жадвалда бу суюлган газлар ёрдамида қандай температураларни олиш мумкин эканлигини кўрсатувчи маълумотлар берилган. Бу жадвалда улар тўғрисида баъзи бошқа маълумотлар ҳам бор. Жадвалдан суюлган газлар қуйидаги интервалларда паст температуралар олишга имкон бериши кўриниб турибди:

63,14 — 77,32 К — суюқ азот,

54,36 — 90,12 К — суюқ кислород,

14,04 — 20,39 К — суюқ водород,

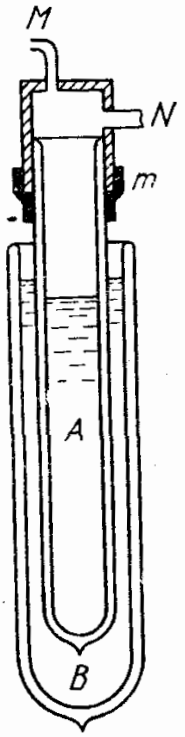
0,7 — 4,21 К — суюқ гелий (He^4 суюқ гелий буғларини ҳайдаш йўли билан эришиладиган энг паст температура 0,7 К дир).

Бу суюлган газлар ёрдамида ҳар қандай оралиқ температурани ҳосил қилиш мумкин, фақат бунинг учун алоҳида, баъзида жуда мураккаб қурилмалар керак бўлади.

Келтирилган температура интерваллари ичида ва улардан ташқари температураларда тадқиқот олиб боришга имкон берувчи бундай қурилмалар *криостатлар* деб аталади. Улар ёрдамида фақат керакли температуралар ҳосил қилишгина эмас, ҳосил қилинган температураларни бутун тадқиқ қилиш вақтида доимий сақлаш ҳам мумкин. Улар температурани ўлчаш учун термометр билан ҳам таъминланади.

143-расмда гелий температуралари соҳасида тадқиқотлар учун ишлатиладиган энг содда криостат кўрсатилган.

Бу криостат бир-бирига киритилган икки Дьюар идиш — *A* ички ва *B* ташқи идишлардан иборат. Улардан биринчиси суюқ гелий, иккинчиси суюқ азот билан тўлдирилган. Азот билан бундай «ўралганда» ташқаридан иссиқлик келиши камаяди, бу нарса буғланишни камайтириб, қуйилган суюқ гелийнинг «ишлаш муддатини» узайтиради. Ички идиш қопқоқ билан вакуумга мўлжаллаб зич беркитилади (зичлаб ёпиш учун қопқоқ ва идишни қамраб олувчи *m* резина манжет ишлатилади). Қопқоқдаги *N* найча гелий буғларини ҳайдашга имкон беради, бунинг натижасида унинг температурасини ўзгартиришга имкон туғилади. Буғларнинг эластиклигини ўзгармас сақлаган ҳолда (бунга криостатдан ташқаридаги расмда кўрсатилмаган алоҳида қурилма ёрдамида эришилади), суюқлик температурасини ҳам ўзгармас сақлаш мумкин. Криостатга *M* найча воситасида уланган манометр (бу ҳам расмда кўрсатилмаган) буғларнинг эластиклигини ўлчаб туришга ва бу ўлчашлардан суюқликнинг температураси ҳақида фикр юритишга имкон беради. Суюқ гелийга жойлаштириладиган ўрганилаётган жисм иссиқликни ёмон ўтказадиган материаллардан қилинган юпқа деворли найчалар ёрдамида қопқоққа маҳкамланади.



143-расм.

116-§. Ўта паст температуралар

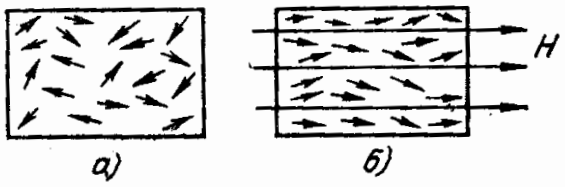
18-жадвалда келтирилган маълумотлар суюлтирилган газларнинг 4,21 К гача паст температураларни (суюқ гелий) олиш мумкин эканлигини кўрсатади.

Агар суюқ гелийни пасайтирилган босим остида қайнашга мажбур қилинса (бунинг учун унинг устидаги буғларни ҳайдаб туриш керак), унинг температурасини тахминан 1 К гача пасай-

тириш мумкин. Шундай йўл билан олинган рекорд паст температура 0,69 К га тенг. Суюқ гелийнинг температурасини унинг буғларини ҳайдаш йўли билан бундан ҳам пасайтириш амалда мумкин эмас, чунки гелий буғларининг эластиклиги бу температуралар соҳасида жуда кам бўлади. Агар 0,7 К да гелий буғларининг эластиклиги $2{,}2\cdot10^{-3}$ мм симоб устунига тенг бўлса, 0,5 К да у $1{,}6\cdot10^{-5}$, 0,3 К да эса $3{,}2\cdot10^{-10}$ мм симоб устунига тенг бўлиб қолади. Суюқ гелийнинг енгил буғланишини назарга оладиган бўлсак (буғланиш иссиқлиги 23 кЖ/кг га тенг), у ҳолда насосларнинг бундай кичик босимгача буғларни сўриб чиқаришга улгурмаслиги равшан бўлади.

Шунинг учун яна ҳам паст температураларни (уларни ўта паст температуралар деб юритилади) олиш учун бошқа усул — *совитишнинг магнит* методидан фойдаланилади. Бу методнинг моҳиятини термодинамиканинг иккинчи бош қонунидан тушуниш осон.

Бу методда совуқ агент сифатида модданинг алоҳида тури — парамагнит тузлар ишлатилади, бундай тузларга мисол қилиб $Fe_2(SO_4)_3(NH_4)_2SO_4\cdot24H_2O$ (темир аммонийли квасцлар) ни кўрсатиш мумкин. Бу моддаларнинг ажойиблиги шундаки, унинг ҳар бир молекуласи магнит моментига эга, яъни ҳар бир молекула ўзини кичик эркин доимий магнит каби тутади. Одатдаги шароитларда, яъни магнит майдон бўлмаганда бу микроскопик магнитчалар туз молекулаларининг иссиқлик ҳаракатлари туфайли тамоман тартибсиз ориентацияланган (144-*а* расм). Бундай магнит жиҳатидан тартибсизлик ҳам иссиқлик ҳаракатидаги тартибсизлик каби маълум энтропия билан алоқадордир. Агар парамагнит модда магнит майдонга жойлаштирилса, у ҳолда магнит моментлари қисман майдон йўналишида бурилади, яъни уларнинг жойлашиши бирмунча тартиблашади. (144-*б* расм). Бу процесс магнитланиш деб аталади. Демак, магнит майдон (магнит) тартибсизликнинг бирор даражада камайишига олиб келади. Шунинг учун бу тартибсизлик билан боғлиқ бўлган энтропия ҳам камаяди.



144- расм.

Энди парамагнит модда *адиабатик шароитларда* (қайтувчан равишда) магнитланади, деб фараз қилайлик. Биламизки, бу ҳолда энтропия ўзгаришсиз қолади. Бироқ магнитланишда энтропиянинг магнит қисми камайгани учун унинг иссиқлик қисми шунга мос равишда ортиши керак, яъни температура кўтарилиши керак. Аксинча, агар дастлаб магнитланган намунани *адиабатик* магнитсизлантирилса, у совиши керак: магнитсизлаш натижасида магнит тартибсизликнинг ортиши ва бинобарин, у билан боғлиқ бўлган энтропиянинг ортиши энтро-

пиянинг иссиқлик қисмининг камайиши билан компенсация қилиниши керак, совишда худди шундай бўлади ҳам. Газнинг совишида унинг кенгайиши қандай роль ўйнаса, магнит методида магнитсизланиш ҳам худди шундай роль ўйнайди.

Магнит методида совитишга доир тажриба шундай қўйилади: дастлаб парамагнит тузни суюқ гелий ёрдамида мумкин бўлган энг паст температурагача совитилади. Сўнгра тузнинг суюқ гелий билан контактидан ажратмасдан туриб, уни иложи борича кучли магнит майдони билан магнитланади. Бунда ажраладиган иссиқлик суюқ гелий томонидан ютилади, демак, магнитлаш изотермик шароитларда амалга оширилади. Шундан сўнг туз суюқ гелийдан изоляция қилинади ва уни магнит майдондан узоқлаштириб адиабатик магнитсизланади. Бунинг натижасида туз совийди. Бу усул билан рекорд паст температуралар — градуснинг юз мингдан бир улушига тенг температуралар олишга муваффақ бўлинган.

Бундай йўл билан совитилган туз бошқа тадқиқ қилинаётган жисмларни совитиш учун ишлатилади. Туз билан тадқиқ қилинаётган намуналарни иссиқлик контактига келтиришнинг турли-туман усуллари мавжуд.

117-§. Паст температураларда моддаларнинг хоссалари

Паст температураларда иссиқлик ҳаракатининг интенсивлиги сусаяди ва албатта, модда хоссаларининг анча ўзгариши кузатилади. Бироқ бундай ўзгаришларни ўрганишда аввало бунда қандай температуралар энг паст температура деб олинишини аниқлаш керак. Турли моддаларга ва бу моддаларнинг турли хоссаларига нисбатан мутлақо турли температураларни «паст» деб олиниши ўз-ўзидан равшан. Масалан, агар гап суюқликларнинг хоссалари тўғрисида кетаётган бўлса, у ҳолда суюқликларнинг қотиш температуралари $T_{қот.}$ дан паст температуралар ҳақида гапиришнинг маъноси йўқ (бундан суюқ гелий бўлган ҳол мустасно эканлигини қуйида айтиб ўтамиз). Сув учун, масалан, хона температурасининг ўзи анча паст температура деб ҳисобланиши мумкин, чунки бу температуранинг қотиш температураси $T_{қот.}$ га нисбати бирдан кам фарқ қилади.

Бу ерда паст температураларда моддалар табиатининг барча хусусиятлари ҳақида гапириб ўтиришнинг имкони йўқ, албатта. Шунинг учун паст температураларда бўладиган ҳодисалар ва турли синфга оид моддаларнинг бу шароитлардаги хусусиятлари ҳақида баъзи умумий мулоҳазаларни айтиб ўтиш билан чекланамиз.

Жуда паст температураларда — суюқ гелий ёрдамида олинадиган («гелий» температураларида) ва магнит усулида олинадиган температураларда — иссиқлик ҳаракатлари шунчалик заифлашадики, улар кўп ҳолларда ҳал қилувчи роль ўйнамайди.

Шу туфайли атомлар ва молекулалар орасидаги уларнинг тузилишига боғлиқ бўлган мураккаб ўзаро таъсирлар аён бўлиб қолади, бундай ўзаро таъсирлар юқорироқ температураларда қисман иссиқлик ҳаракатлари таъсирида яширинган бўлади. Атом ва молекулалар квант механикаси қонунларига бўйсунадиган зарралардан тузилган бўлгани учун абсолют нолга яқин температураларда квант эффектлари айниқса сезиларли бўлиб қолади ва баъзи ҳодисалар эса соф квант характерида бўлади. Бундай ҳодисаларнинг бири билан биз бобнинг охирида танишамиз.

Паст температураларда газлар. Одатдаги температура ва босимларда газларни катта аниқлик билан идеал деб ҳисоблаш мумкин. Демак, газнинг молекулалари гўё ҳеч қандай ўзаро таъсирда бўлмайди ва шунинг учун ҳар бир молекула фақат иссиқлик ҳаракатининг кинетик энергиясига эга бўлади деб ҳисобланади.

Бироқ аслида ҳамма вақт зарралар орасида ҳам ўзаро таъсир бўлади ва газ молекулалари ҳақиқатда фақат кинетик энергияга эмас, шу билан бирга молекулаларнинг ўзаро таъсир кучларига ва бир-биридан узоқлигига боғлиқ бўлган потенциал энергияга ҳам эга бўлади. Бироқ юқори температураларда молекулаларнинг кинетик энергиялари катта бўлади ва бу энергияга нисбатан потенциал энергияни ҳисобга олмасдан газни идеал деб ҳисоблаш мумкин. Паст температурада эса потенциал энергиянинг нисбий роли ортади ва бу газларнинг хоссалари идеалликдан четлашишига сабаб бўлади.

Ван-дер-Ваальснинг келтирилган тенгламаси

$$\left(\pi + \frac{3}{\omega^2}\right)\left(\omega - \frac{1}{3}\right) = \frac{8}{3}\theta$$

га асосланган ҳолатлар қонунига мувофиқ (70-§) мазкур температуранинг шу модда учун юқори ёки паст эканини дарҳол аниқлаш мумкин. Равшанки, $\theta = \frac{T}{T_к}$ нисбат бирга яқин ёки бирдан кичик бўлган температуралар паст деб ҳисобланади.

Масалан, сув буғлари учун ($T_к = 647{,}1$ К) хона температураси ($T = 290$ К) жуда паст температура ҳисобланади, чунки

$$\frac{T}{T_к} = \frac{290}{647{,}1} = 0{,}45.$$

Хона температурасини ксенон учун ($T_к = 289{,}1$ К) паст деб ҳисоблаш мумкин:

$$\frac{T}{T_к} = \frac{290}{289{,}1} \approx 1.$$

Бироқ кислород учун ($T_к = 154{,}2$ К) хона температурасини анча баланд деб ҳисобланиши керак, чунки бунда θ бирдан анча катта:

Шу туфайли атомлар ва молекулалар орасидаги уларнинг тузилишига боғлиқ бўлган мураккаб ўзаро таъсирлар аён бўлиб қолади, бундай ўзаро таъсирлар юқорироқ температураларда қисман иссиқлик ҳаракатлари таъсирида яширинган бўлади. Атом ва молекулалар квант механикаси қонунларига бўйсунадиган зарралардан тузилган бўлгани учун абсолют нолга яқин температураларда квант эффектлари айниқса сезиларли бўлиб қолади ва баъзи ҳодисалар эса соф квант характерида бўлади. Бундай ҳодисаларнинг бири билан биз бобнинг охирида танишамиз.

Паст температураларда газлар. Одатдаги температура ва босимларда газларни катта аниқлик билан идеал деб ҳисоблаш мумкин. Демак, газнинг молекулалари гўё ҳеч қандай ўзаро таъсирда бўлмайди ва шунинг учун ҳар бир молекула фақат иссиқлик ҳаракатининг кинетик энергиясига эга бўлади деб ҳисобланади.

Бироқ аслида ҳамма вақт зарралар орасида ҳам ўзаро таъсир бўлади ва газ молекулалари ҳақиқатда фақат кинетик энергияга эмас, шу билан бирга молекулаларнинг ўзаро таъсир кучларига ва бир-биридан узоқлигига боғлиқ бўлган потенциал энергияга ҳам эга бўлади. Бироқ юқори температураларда молекулаларнинг кинетик энергиялари катта бўлади ва бу энергияга нисбатан потенциал энергияни ҳисобга олмасдан газни идеал деб ҳисоблаш мумкин. Паст температурада эса потенциал энергиянинг нисбий роли ортади ва бу газларнинг хоссалари идеалликдан четлашишига сабаб бўлади.

Ван-дер-Ваальснинг келтирилган тенгламаси

$$\left(\pi + \frac{3}{\omega^2}\right)\left(\omega - \frac{1}{3}\right) = \frac{8}{3}\theta$$

га асосланган ҳолатлар қонунига мувофиқ (70-§) мазкур температуранинг шу модда учун юқори ёки паст эканини дарҳол аниқлаш мумкин. Равшанки, $\theta = \frac{T}{T_к}$ нисбат бирга яқин ёки бирдан кичик бўлган температуралар паст деб ҳисобланади.

Масалан, сув буғлари учун ($T_к = 647{,}1$ К) хона температураси ($T = 290$ К) жуда паст температура ҳисобланади, чунки

$$\frac{T}{T_к} = \frac{290}{647{,}1} = 0{,}45.$$

Хона температурасини ксенон учун ($T_к = 289{,}1$ К) паст деб ҳисоблаш мумкин:

$$\frac{T}{T_к} = \frac{290}{289{,}1} \approx 1.$$

Бироқ кислород учун ($T_к = 154{,}2$ К) хона температурасини анча баланд деб ҳисобланиши керак, чунки бунда θ бирдан анча катта:

(қотиш нуқтасига яқин температураларга) ўтишдаги ўзгаришлари сирт таранглик коэффициентининг катталашишига ва ички ишқаланиш коэффициентининг ҳаддан ташқари ортишига олиб келади. Баъзи моддаларда қовушоқликнинг ортиши ҳатто шунга олиб келадики, бунда суюқлик қаттиқ жисмнинг баъзи хоссаларига, аввало, масалан, фақат ҳажмини эмас, шаклини ҳам сақлаш қобилиятига эга бўлиб қолади.

Эслатиб ўтилганидек, энг паст температураларда баъзи специфик квант ҳодисалари кузатиладики, уларни модда хоссаларининг температура пасайиши туфайли ўзгариши натижаси деб ҳисоблаб бўлмайди. Бу ҳодисалар маълум температурада сакраш йўли билан пайдо бўлади ва уларнинг юқори температураларда анологи бўлмайди. Биз ўта ўтказувчанлик ва ўта оқувчанлик ҳодисаларини назарда тутмоқдамиз. Ўта ўтказувчанлик ҳодисаси металларда электр қаршиликнинг сакраб йўқолиши бўлиб, у соф металлар ва қотишмаларнинг кўпчилигида кузатилади. Ўта оқувчанлик табиатда фақат ягона модда — суюқ гелийга тегишлидир.

Суюқ гелийнинг бу ғайри табиий хоссаси ва у билан боғлиқ бўлган ҳодисалар ҳақида келгуси параграфда баён қиламиз.

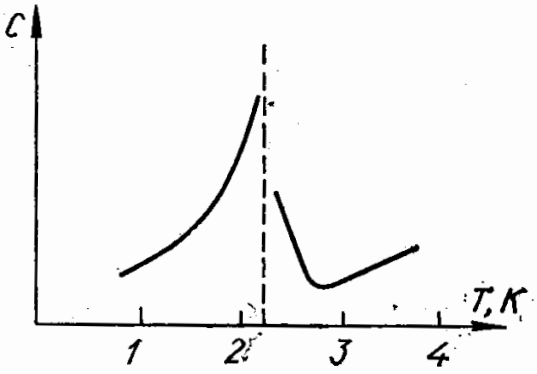
118- §. Суюқ гелий

Суюқ гелий ҳаммадан аввал шуниси билан ажойибки, у табиатдаги энг совуқ суюқликдир. Атом оғирликлари 4 га тенг бўлган атомлардан тузилган одатдаги гелийнинг (He^4) критик температураси 5,25 К га тенг. Бинобарин, суюқ ҳолатда у фақат шу температурадан паст температуралардагина мавжуд бўла олади. Гелий 1 атм босим остида 4,21 К да қайнайди. Гелийнинг атом оғирлиги 3 бўлган нодир изотопи (He^3) нинг критик температураси яна ҳам паст. Бу температура 3,35 К га тенг, ўз буғларининг 1 атм га тенг босими остида суюқ He^3 3, 195 К да қайнайди.

Барча бошқа моддалар анча юқори температураларда қаттиқ ҳолатга ўтади. Суюқ гелий эса абсолют нолга янада яқинроқ температураларда ҳам қотмайди ва барча маълумотлар шуни кўрсатадики, абсолют нолда ҳам гелийнинг нормал ҳолати суюқ ҳолат бўлар экан. Бироқ бу, гелий умуман қаттиқ ҳолатга ўтмайди деган гап эмас. Бироқ қаттиқ ҳолатга суюқ гелий юқори босим остида ўтказилиши мумкин, шу билан бирга, температура қанча юқори бўлса, босим ҳам шунча катта бўлиши керак. Ҳатто абсолют нолда ҳам гелийнинг кристалланиши учун 25,27 атмосфера босим керак бўлади.

Суюқ гелийнинг энг муҳим хусусиятларидан бири унинг 2,186 К да бири иккинчисига ўтиши мумкин бўлган икки модификациясининг мавжудлигидир (бу температурада ўтиш буғларнинг бир атмос-

ферага тенг босими остида содир бўлади, юқори босим остида ўтиш температураси анча паст бўлади). Бу икки модификация гелий I ва гелий II деб аталади. He I — He II ўтиш нуқтаси одатда λ-нуқта деб аталади. Бу ном суюқ гелий иссиқлик сиғимининг температурага боғланиш эгри чизиғининг λ ҳарфига ўхшашлигидан олинган (145- расм). Ўтиш нуқтасида иссиқлик сиғимининг сакраши бу ўтишнинг муҳим белгиси бўлиб, у масалан, бу ҳосил бўлиш ёки эриш сингари айланишлардан фарқ қилиб туради, буғ ҳосил бўлиш ва эришда яширин иссиқлик ажралади, бироқ бу процессда иссиқлик сиғимининг сакраши рўй бермайди (IX бобга қ.). He I дан He II га ўтиш яширин иссиқлик ажралишисиз ёки ютилишисиз рўй беради.



145- расм.

Суюқ He I, яъни λ-нуқтадан юқоридаги суюқ гелий суюлтирилган газларга хос барча нормал хоссаларга эга, фақат унинг температураси жуда паст. Ташқи кўринишидан у рангсиз суюқлик бўлиб, кўп пуфакчалар ажралган ҳолда шиддат билан қайнайди. Суюқ гелийнинг зичлиги 0,12 г/см^3 га яқин. Суюқ гелийнинг паст температурали модификацияси He II ўзининг хоссаларига кўра He I дан ҳам, табиатдаги бошқа барча суюқликлардан ҳам кескин фарқ қилади. Ҳатто ташқи кўринишидан ҳам суюқ He II суюқ He I дан шу билан кескин фарқ қиладики, температура λ- нуқтадан пасайгани ҳамон шиддат билан қайнашдан тўхтайди ва пуфакчалар ажралмай қолади. Бу ҳодисанинг сабаблари ҳақида қуйида гапирамиз.

Суюқ гелий II. Ўта оқувчанлик. Суюқ He II нинг энг ажабланарли хоссаларидан бири унинг ўта оқувчанлигидир. Бирор бошқа (ҳатто гелийнинг енгил изотопи ҳам) модда эга бўлмаган бу хосса шундан иборатки, суюқ He II ингичка капиллярлар, тешиклар ва ҳоказо орқали ўтганида ҳеч қандай ишқаланишга дуч келмайди. Суюқ He II гўё унинг қовушоқлиги нолга тенг бўлгандек оқади. (Бу ҳодисани П. Л. Капица 1940 йилда кашф қилган.)

Маълумки, қовушоқлик (ички ишқаланиш) суюқликнинг ёки газнинг бир қатламидан иккинчи қатламига ҳаракат миқдори (импульс)нинг кўчиши билан боғлиқ. Бу процесс бутун суюқлик ёки газ бутунлигича тартибли ҳаракат қилган айни вақтда иссиқлик ҳаракатида бўлган молекулаларнинг тўқнашишида рўй беради.

Суюқ He I, бошқа ҳар қандай суюқлик сингари, гарчи оз бўлса-да, ҳар ҳолда газсимон гелийдан кўра катта бўлмаган

($2 \cdot 10^{-5}$ пуазга яқин) қовушоқликка эга. He I худди бошқа суюқликлар сингари оқади. Бироқ λ-нуқтадан ўтишда гелийнинг қовушоқлиги жуда бўлмаганда миллион мартага тўсатдан камаяди ва 10^{-11} пуаздан кичик бўлиб қолади, яъни амалда нолга тенглашади (сувнинг қовушоқлиги 10^{-2} пуаз эканлигини эслатиб ўтайлик). Демак, суюқ He II ҳатто газлар ҳам ўтиши мумкин бўлмаган энг ингичка капиллярлар, тешик ва тирқишлардан ўта олади. Ана шундай энг ингичка капиллярларда суюқ He II нинг оқиши одатдаги суюқликларнинг оқиш қонуниятларидан тубдан фарқ қилувчи қонуниятлар билан характерланади.

Одатдаги суюқликларда оқиш тезлиги Пуазейль тенгламасига мувофиқ аниқланиши маълум:

$$V = \frac{\pi r^4}{8\eta} \frac{\Delta p}{l},$$

бу ерда V — 1 секунд ичида найчанинг кесими орқали оқиб ўтган суюқликнинг ҳажми, Δp — босимнинг пасайиши, l ва r — найчанинг узунлиги ва радиуси, η — суюқликнинг қовушоқлиги. Оқиш тезлиги айни шу қовушоқликда Δp нинг ортиши билан ортади ва l ортиши билан камаяди.

Суюқ He II нинг оқиш тезлиги эса ингичка капиллярларда (10^{-4}—10^{-5} см) босимларнинг фарқи ва капиллярнинг узунлигига мутлақо боғлиқ бўлмайди, капиллярнинг йўғонлиги ортгани сари тезлик катталашмай, балки камаяди. Бу He II нинг бундай капиллярлардаги ҳаракати тамоман қовушоқликка эга эмаслигини кўрсатади. Бироқ аниқ оқиш тезлиги мавжудки, у *критик тезлик* деб аталади ва бу тезликдан юқорида ишқаланиш кучлари таъсир қила бошлайди, ҳаракатланишда қовушоқлик пайдо бўлади. Критик тезлик катталиги температура пасайиши билан ортади ва фақат энг паст температуралардагина ўзгармас катталик бўлиб қолади.

Кенг капиллярларда суюқ He II бирмунча бошқачароқ оқади (суюқ He II учун 10^{-3} см дан йўғон бўлган капиллярлар «кенг» капиллярлар деб юритилади). Бу ерда ишқаланиш кучларининг пайдо бўлишига чегара бўладиган аниқ критик тезлик йўқ. Кенг капиллярларда оқиш тезлиги босимлар фарқига пропорционал бўлади. Бу шуни билдирадики, агар ингичка капиллярларда ишқаланиш кучлари критик тезликкача мутлақо бўлмагани ҳолда, кенг капиллярларда бундай кучлар барча тезликларда мавжуд бўлади, бироқ бу кучлар етарли даражада кичик бўлиб, босимлар фарқи ортиши билан тезликнинг ортишига тўсқинлик қила олмайди. Бинобарин, кенг капиллярларда He II нинг оқиши мутлақо қовушоқликсиз бўлмайди. Бироқ бундай капиллярларда ҳам He II нинг оқиш қонуниятлари одатдаги қонуниятлардан фарқ қилади.

He II нинг ажабланарли ўта оқувчанлик хоссасини модда-

нинг суюқ ҳолати ҳақидаги одатдаги тасаввурлар билан тушунтириш мумкин эмас. Чунки бу тасаввурлар одатдаги молекуляр системаларга тегишли бўлиб, уларда иссиқлик ҳаракатлари жуда катта роль ўйнайди. Суюқ гелий эса фақат энг паст температураларда мавжуд бўлади, бундай температураларда иссиқлик ҳаракатлари энергияси жуда кичик бўлиб қолади. Албатта, бу шароитларда юқорироқ температураларда кузатилмайдиган ҳодисаларнинг кузатилиши ажабланарли эмас. Ўта оқувчанлик хоссаси, шунингдек, абсолют нолга яқин температураларда рўй берадиган бошқа барча ҳодисалар ҳам квант эффектидир, яъни фақат квант механикаси ёрдамида тушунтириш мумкин бўлган ҳодисадир. Бу ҳодисаларни Л. Д. Ландау 1941 йилда квант механикаси нуқтаи назаридан тушунтириб берди.

Л. Д. Ландау назариясининг моҳияти қуйидагидан иборат. Абсолют нолда суюқ гелий, ҳар қандай бошқа моддалар сингари, шундай ҳолатда бўладики, бу ҳолатда унинг атомларининг энергияси (ва импульси) ўзгара олмайди. Шунинг учун суюқлик бирор жисмга, масалан, капилляр деворига нисбатан ҳаракатланаётганда (ёки худди шунинг ўзи, жисм суюқликка нисбатан ҳаракатланаётганда), агар бу нисбий ҳаракатнинг нисбий тезлиги бирор критик қийматдан кичик бўлса, у ҳолда суюқлик ўз импульси ёки энергиясини орттира олмайди (уйғона олмайди). Равшанки, зарралари бошқа атомлар билан импульс алмаша олмайдиган суюқликнинг қовушоқлиги бўлмайди, у ўта оқувчан бўлади.

Абсолют нолдан фарқли температурада эса суюқ гелий уйғонади, бироқ бунда гўё суюқликнинг бир қисми уйғонгандек бўлади. Қолган қисми эса уйғонмаган ҳолда қолади, яъни абсолют нолда қандай ҳолда бўлса, ўшандайлигича қолади. Шундай қилиб, абсолют нолдан юқори ва λ- нуқтадан паст барча температураларда суюқ гелий гўё икки компонента — уйғонган ва уйғонмаган компоненталарнинг аралашмаси сифатида бўлади. Уйғонган ҳолатининг қовушоқлиги бўлади, уйғонмаган ҳолатининг эса қовушоқлиги бўлмайди. Ҳар бир компонентанинг ўз зичлиги бўлади, бироқ тажрибада суюқликнинг тўла зичлиги ўлчанади. Агар нормал компонентанинг зичлигини ρ_n, ўта оқувчан компонентанинг зичлигини ρ_s, йиғинди зичликни эса ρ билан белгиласак, у ҳолда, ρ нинг ва ρ_s ёки ρ_n ёки ташкил этувчилардан бирининг температурага боғланишини билган ҳолда, бу зичликларнинг ўзини аниқлашимиз мумкин.

Тажриба йўли билан $\frac{\rho_n}{\rho} = f(T)$ нисбатни аниқлаш мумкин. Шунинг учун ρ ва $\frac{\rho_n}{\rho}$ аниқ бўлса, $\rho = \rho_n + \rho_s$ деб назарга олган ҳолда ρ_n ва ρ_s ларнинг қийматларини ҳамда уларнинг температурага

боғланишини аниқлаш мумкин. Температура абсолют нолдан λ-нуқтагача ўзгарганида ρ_n нинг қиймати нолдан ρ гача, ρ_s эса ρ дан нолгача ўзгариши равшан: абсолют нолда бутун суюқлик ўта оқувчан, λ-нуқтадан юқорида эса унинг ҳаммаси нормал, қовушоқ бўлади. Бу нуқтаи назардан He I — He II ўтишнинг моҳияти нормал суюқ гелийда ўта оқувчан компонентанинг ҳосил бўлиши ва температуранинг янада пасайишида унинг миқдори кўпайишидан иборат деб тушунмоқ керак. Суюқ гелийни абсолют ноль шароитида амалда кузатиш мумкин бўлган ягона модда деб ҳисоблаш мумкин (бунга эришиш мумкин эмаслигини билар эдик). Демак, суюқ гелий табиатда ягона ана шундай моддадир.

Суюқ He II нинг ҳозиргина биз тасвирлаган манзараси бу суюқликнинг юқорида айтилган капиллярлардан оқаётгандаги хусусиятларини тушунишга имкон беради.

Ҳақиқатан ҳам, суюқ гелий капиллярлар орқали оқиб ўтганида, албатта, суюқликнинг ҳар иккала компонентаси ҳам бўлади. Бироқ нормал компонентасига бунда ишқаланиш кучлари таъсир қилади, ўта оқувчан компонентасига эса бундай куч таъсир қилмайди. Капилляр қанча ингичка бўлса, бундай капиллярларда энг кўп ишқаланишга дуч келувчи нормал компонентанинг иштироки шунча кам бўлади. Энг ингичка капиллярларда нормал компонента оқишда иштирок этмайди ва оқим қовушоқликсиз бўлади. Кенг капиллярларда эса нормал компонентанинг иштироки сезиларли бўлиб қолади ва тамомила қовушоқликка эга бўлмаган оқишни кузатиш мумкин бўлмайди. Бироқ ўта оқувчан компонентанинг бўлиши туфайли бу ҳолда ҳам гидродинамиканинг оддий қонунлари бундай ҳолларда ҳам бажарилмайди.

Кейинги вақтларда суюқ He^3 да ҳам ўта оқувчанлик ҳодисаси кузатилиши экспериментларда аниқланган. Бироқ бу модда бир неча милликельвинга тенг температурада ўта оқувчан бўлиб қолиши мумкин экан.

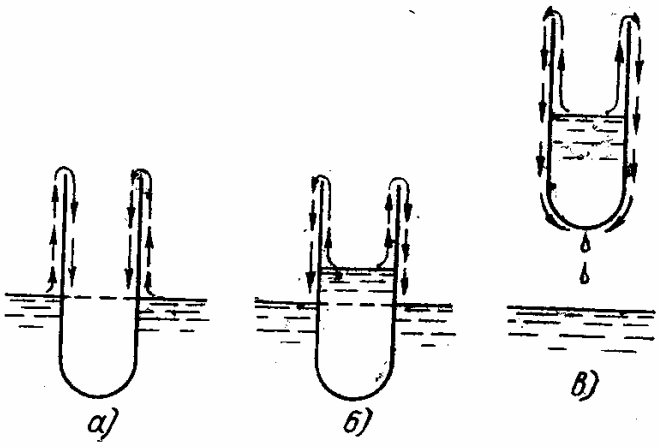
Суюқ гелий II нинг юпқа пардалари. Суюқ гелийнинг биз баён қилган ўта оқувчанлик хоссаси бошқа ҳодиса — бу суюқлик тегиб турган ҳар қандай қаттиқ жисм сиртида суюқ He II нинг юпқа ҳаракатланувчи пардаси ҳосил бўлиши билан чамбарчас боғлангандир.

Бу ҳодиса шундан иборатки, бирор жисм суюқ He II га қисман ботирилган ва жисмнинг юқори қисмининг температураси суюқликникидан баланд бўлса, у ҳолда жисмнинг ботмаган қисми бўйлаб суюқликнинг юпқа пардаси кўтарилади ва бу парда жисм сиртининг температураси λ- нуқтадан юқори бўлган қисмигача бориб етади. Бу ерда парданинг кўп қисми буғланиб кетади. Бундай парда He II сақланган идишнинг деворларида ҳам суюқлик сатҳидан баландгача ёйилади. Бу парданинг суюқ гелий буғланадиган майдонни катталаштириши ҳамда

унинг буғларини ҳайдашни қийинлаштиришини қайд қилиб ўтиш керак.

Юқорида кўрсатиб ўтилганидек, суюқ гелий пардаси ҳаракатчан ва температура юқори бўлган томонга қараб ҳаракатланади. Агар жисмнинг юзи ўзининг бутун катталигида бирдай температурали (λ-нуқтадан паст) бўлса, у ҳолда жисмнинг чўкмаган қисми қўзғалмас парда билан қопланади.

Не II пардасининг ҳосил бўлиши ва ҳаракатланишига 146-расмда схематик равишда тасвирланган тажрибалар ажойиб мисол бўла олади.



146-расм.

Агар суюқ Не II га бўш пробиркани 146-а расмда кўрсатилганидек ботирилса, у ҳолда пробирканинг ташқи деворида суюқлик пардаси ҳосил бўлади. Бу парда девор бўйлаб юқорига ҳаракатланиб пробирка ичига ўтади ва охирида пробирка суюқликка тўлади, пробиркадаги ва пробирка ботирилган идишдаги суюқликларнинг сатҳи бирдай бўлади.

Агар резервуарга, аксинча, суюқ гелийнинг сатҳи резервуардаги сатҳдан юқори бўлган пробирка ботирилса, у ҳолда суюқ гелий пробирканинг ички сиртида ҳосил бўлган парда бўйлаб ҳаракатланиб, ундан оқиб чиқади ва пробирка ичидаги ҳамда ундан ташқаридаги суюқлик сатҳи бараварлашади (146-*б* расм).

Ниҳоят, агар суюқ гелийли пробиркани резервуардаги суюқлик устига осиб қўйилса (146-*в* расм) у ҳолда гелий пробирка деворларидаги парда бўйича ҳаракатланиб пробиркадаги барча гелий тамом бўлгунича томчилаб оқади. Парда туфайли суюқ гелий барча қисмлари λ-нуқтадан паст температурада бўлган очиқ идишда сақлана олмайди.

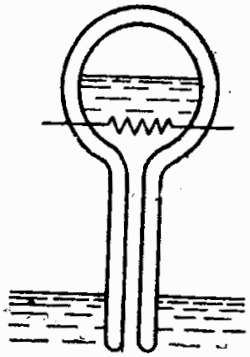
Ўлчашлардан кўринадики, парданинг қалинлиги тахминан $2 \cdot 10^{-6}$ см, яъни 100 атом қатламига яқин бўлади (А. Кикоин ва Б. Лазарев, 1939 й.).

Суюқ Не II нинг парда бўйлаб оқиш тезлигининг температурага боғланиши худди ингичка капиллярларда оқиш тезлигининг температурага боғланишига ўхшаш кўринишда бўлади. Ҳар иккала ҳолда ҳам парда бўйлаб ҳаракат тезлиги баландликларнинг фарқига боғлиқ бўлмайди. Ниҳоят, парда бўйлаб оқиш учун ҳам, худди ингичка капиллярлар бўйлаб оқишда

бўлгани сингари, маълум критик тезлик мавжудки, бу тезликдан катта тезликда оқиш энди қовушоқ бўлиб қолади. Буларнинг ҳаммаси шуни кўрсатадики, суюқ гелийнинг ингичка капиллярларда оқиши ҳажмий оқиш бўлмайди, балки оқиш фақат най деворлари яқинидагина амалга ошади ва фақат суюқ He II нинг ўта оқувчан компонентаси томонидан амалга ошади.

Суюқлик пардасининг ҳосил бўлиш ҳодисаси суюқ He II нинг ўзигагина хос бўлган алоҳида хосса эмас. Бошқа кўпгина суюқликлар ҳам шундай пардалар ҳосил қилади (бунга керосин яхши мисол бўла олади). Бу пардаларнинг ҳосил бўлишига суюқлик ва қаттиқ жисм зарралари орасидаги ўзаро таъсир кучлари сабаб бўлади. Бироқ оддий суюқликларда қовушоқлик пардаларнинг ҳосил бўлиши ва ҳаракатланишига тўсқинлик қилади. Гелийда эса ўта оқувчанлик туфайли парда осон ҳосил бўлади ва тўсқинликсиз ҳаракатланади. Шундай қилиб, суюқ He II даги парда ҳодисалари бу унинг ўта оқувчанлик хусусиятининг натижасидир.

Суюқ гелий II да термомеханикавий эффект. Биз юқорида суюқ гелийнинг парда бўйлаб ҳаракатланиши температуралар фарқи мавжуд бўлганида юзага келишини ва унинг юқорироқ температурали томонга қараб йўналишини айтиб ўтган эдик. Суюқ гелийнинг бундай ҳаракати *термомеханикавий эффектнинг* хусусий ҳоли экан. Термомеханикавий эффектнинг моҳияти шундаки, суюқ гелий солинган ингичка капиллярда иссиқлик оқими бўлганда бу оқимга қарама-қарши йўналишда суюқлик оқими вужудга келади.



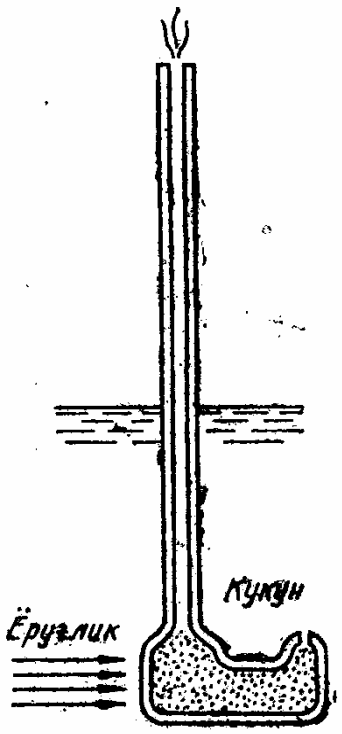
147- расм.

Бу ҳодисани 147-расмда схематик равишда кўрсатилган қурилма ёрдамида осон кузатиш мумкин. Уч томони капилляр найчадан иборат идишнинг ичига иситкич жойлаштирилган бўлиб, бу идиш суюқ гелий солинган ваннага ботирилган (расмда идиш берк ҳолда тасвирланган, бироқ у очиқ бўлиши ҳам мумкин). Иситкичдан ток ўтмаётганда идишдаги ва унинг ташқарисидаги суюқлик сатҳи бирдай бўлади. Бироқ иситкичга ток берилганда капиллярдаги гелий орқали ваннадаги суюқликка қараб йўналган иссиқлик оқими пайдо бўлади. Бу оқимга қарама-қарши йўналишда суюқ He II оқими юзага келиб, бунинг натижасида идишдаги суюқлик сатҳи кўтарилади.

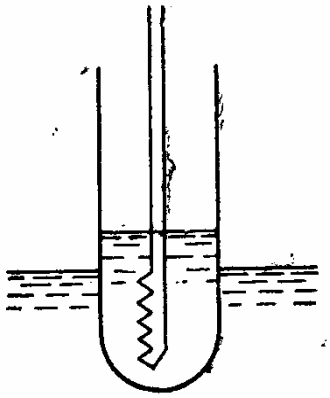
Термомеханикавий эффект айниқса *фонтан* ҳодисасида яққол кузатилади. Бу ҳодисани кузатишга тегишли қурилма 148-расмда кўрсатилган. Бу қурилма узун ингичка капилляр бўлиб, унинг пастки қисми кенгайтирилган ва бу қисмига қора кукун

(масалан, темир кукуни) солинган. Най 148-расмда кўрсатилганидек суюқ He II га ботирилган. Агар найнинг пастки кенгайган томонига кукунни қиздириш учун ёруғлик нури юборилса, у ҳолда кукун зарралари орасидаги ингичка каналларни тўлдирувчи суюқ гелий орқали ўтган иссиқлик ташқи идишдаги гелийга узатилади. У ҳолда тескари йўналишда ваннадан найчага қараб суюқ гелий йўналади ва унинг устки очиқ учидан фонтан каби отилади. Бундай ўзига хос гелий насоси суюқлиқни 30 см гача баландликка кўтариши мумкин.

Ингичка капилляр ролини He II пардаси ўйнайдиган қурилмада ҳам термомеханикавий эффектни кузатиш мумкин. Бундай асбоб 149-расмда кўрсатилган.



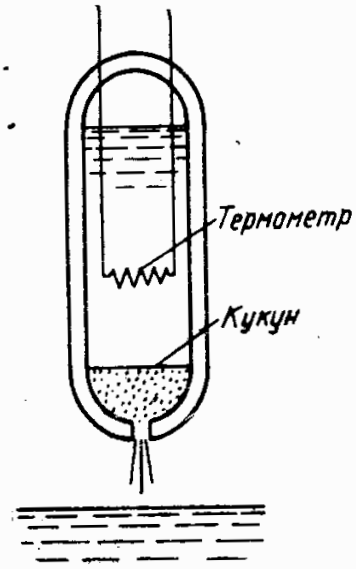
148-расм.



149-расм.

Электр иситкичли очиқ цилиндр кўринишидаги идиш гелийли ваннага ботирилади. Парда ҳосил бўлиши туфайли бу идиш дарҳол суюқ гелийга тўлади ва идишдаги ҳамда идишдан ташқаридаги суюқлик сатҳлари тенглашади. Агар энди иситкич орқали электр токи ўтказилса, у ҳолда парда бўйлаб ташқи гелийга иссиқлик оқими йўналади, қарама-қарши йўналишда эса суюқлик оқими юзага келади.

Бу баён қилинган ҳодисани суюқ He II нинг ўта оқувчанлик хоссаси билан тушунтириш ҳам мумкин. Ҳақиқатан ҳам, суюқ He II нинг исиши натижасида исиётган жисмнинг ўта оқувчан компонентасининг камайиши содир бўлади. Шунинг учун капилляр ёки парданинг иккй томони бўйлаб бу компонента концентрациясининг фарқи ҳосил бўлади. Унинг қовушоқлиги нолга тенг бўлгани учун капилляр ёки парда орқали концентрацияларининг тенглашиши содир бўлади.



150- расм.

Шундай қилиб термомеханикавий эффект осмос ҳодисасини эслатади, бунда капилляр ёки парда ярим сингдирувчан тўсиқ ролини ўйнайди.

Механотермик эффект. Ҳозиргина биз баён қилган термомеханикавий эффект билан бир қаторда унга тескари бўлган *механотермик* (ёки механокалорик) эффект ҳам мавжуд. Унинг моҳияти шундан иборатки, агар капилляр ёки парда бўйлаб суюқ He II оқаётган бўлса, у ҳолда бу *суюқлик оқимига* қарама-қарши йўналишда *иссиқлик оқими* юзага келади. Бунинг натижасидагн гелийни оқиб чиқаётган ва оқиб кираётган қисмлари орасида температуралар фарқи юзага келади. Бу ҳодисани, масалан, 150- расмда кўрсатилган асбоб ёрдамида кузатиш мумкин.

Ичига қаршилик термометри ўрнатилган берк идиш (унда кичкинагина тешик қолдирилган) суюқ He II солинган резервуарга ботирилган. Суюқ гелий идишнинг пастки қисмидаги тешикни беркитиб турган кукунлардаги кўплаб ингичка капиллярлар орқали идишга ўтади ва унинг сатҳи резервуардаги суюқлик сатҳи билан тенглашади. Агар энди идишни резервуардаги суюқликдан баландга кўтарилса, у ҳолда суюқ гелий кукундаги ингичка каналлар орқали идишдан оқиб тушади. Бунда термометр идишнинг юқори қисмида суюқ гелий температурасининг ортишини кўрсатади. Бунинг сабаби шуки, ингичка каналлар орқали, асосан, ўта оқувчан компонента, яъни суюқликнинг энтропияга эга бўлмаган ва демак, абсолют ноль шароитида бўлган қисми оқиб тушади.

Агар суюқликнинг гелий оқиб тушаётган қисмидаги температурани ўлчасак, у ҳолда температура пасайганини кўрамиз. Шундай қилиб, суюқ гелийнинг ингичка капиллярлар орқали «сизилиб» ўтиши, жуда бўлмаганда принцип жиҳатидан, суюқ гелий температурасига қараганда пастроқ температураларни олишга имкон берадиган метод бўлиши мумкин.

Термодинамика нуқтаи назаридан механотермик эффект термомеханикавий эффектга тескари бўлиши равшан.

Суюқ гелий II нинг иссиқлик ўтказувчанлиги. Иссиқлик ўтказувчанлик суюқ гелийнинг λ- нуқтада кескин ўзгарадиган хоссалари қаторига киради. Суюқ He I иссиқлик ўтказувчанлиги (шунингдек, қовушоқлиги) жиҳатидан газларга ўхшашдир, бу ўхшашлик фақат иссиқлик ўтказувчанлик коэффициентининг сон қиймати бир хил бўлиши билангина эмас, балки бошқа газлар сингари, унинг учун ҳам қуйидаги

$$\frac{\varkappa}{\eta} = c_V$$

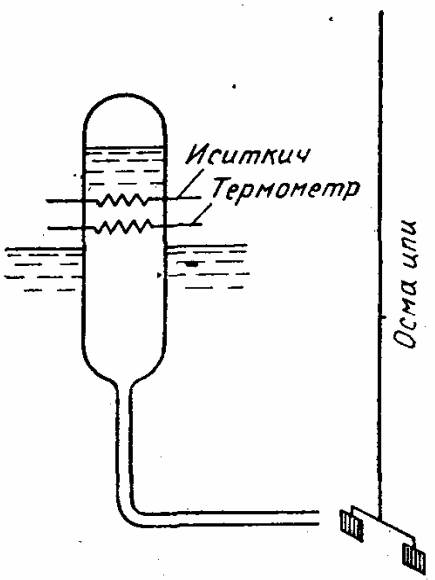
муносабатнинг ўринли бўлиши билан ҳам тасдиқланади, бу ерда $\varkappa$ — иссиқлик ўтказувчанлик коэффициенти, η — қовушоқлик коэффициенти ва c_V — ўзгармас ҳажмдаги солиштирма иссиқлик сиғими.

Бироқ λ-нуқта орқали ўтишда суюқ гелийнинг иссиқлик ўтказувчанлиги тахминан $5 \cdot 10^6$ марта ортади, яъни суюқ гелийнинг иссиқлик ўтказувчанлиги энг яхши металл иссиқлик ўтказувчилардан юзлаб марта катта бўлади. Бинобарин, суюқ He II фақатгина ўта оқувчан бўлмай, шунингдек «ўта иссиқлик ўтказувчандир».

Бироқ суюқ HeII нинг иссиқлик ўтказувчанлиги одатдаги маънода иссиқлик ўтказувчанлик эмас ва аслида иссиқлик одатдагидан мураккаб йўл билан ўтади. Ҳақиқатан ҳам, иссиқлик кўчиши учун температуралар фарқи бўлиши кераклигини яхши биламиз. Бироқ суюқ He II да температура фарқи бўлганида иссиқлик оқимининг йўналишига тескари бўлган ўта оқувчан компонентанинг оқими юзага келади (термомеханикавий эффект). Шунинг учун суюқ He II да иссиқлик беришда албатта суюқлик массасининг кўчиши ҳам рўй беради, одатдаги иссиқлик ўтказувчанликда эса бундай бўлмайди. Бинобарин, суюқ гелийда иссиқлик узатиш иссиқлик ўтказувчанлик йўли билан эмас, балки алоҳида суюқлик оқимларининг ўзига хос конвекцияси йўли билан амалга ошади.

Иссиқлик кўчишида бундай оқимларнинг мавжуд эканлиги П. Л. Капица тажрибаларида (1941 й.) жуда аён кўрсатилган. Шундай тажрибалардан бири схематик равишда 151-расмда кўрсатилган.

Иситкич ва термометр ўрнатилган кичик шиша идишнинг пастки қисми ингичка найча шаклида ишланган. Бу идиш суюқ гелий солинган Дьюар идишига жойлаштирилади ва найча учининг қаршисига ингичка ипга енгил япроқча илиб қўйилади. Осма ипига унинг буралишини кузатиш учун кичик кўзгу маҳкамланган.



151-расм.

Иситкич орқали ток ўтказиб, суюқлик қизиганидан сўнг османинг ипи билан япроқчанинг буралишини кузатиш мумкин. Бундан япроқча найчадан чиқаётган суюқлик жараёнининг (оқимининг) кучи таъсирига дуч келди деб айтиш мумкин. Бу жараённинг суюқ He II нинг нормал компонентасидан иборат бўлиши рав-

шан, чунки ўта оқувчан компонента ўз импульсини ўзгартира олмагани учун кучни юзага келтириши мумкин эмас.

Идишдан чиқаётган нормал компонента оқими, албатта, ўта оқувчан компонента оқими билан компенсацияланиши керак (бу оқим найча деворига яқин қатламларда бўлиши равшан). Бироқ иссиқлик манбаи турган томонга қараб йўналган бу оқим япроқчага таъсир қилмайди ва шунинг учун бевосита намоён бўлмайди.

Шундай қилиб, суюқ He II да иссиқликнинг кўчиши суюқликдаги мураккаб ҳаракатлар билан боғланган бўлиб, ана шу ҳаракатлар суюқ He II нинг одатдан ташқари баланд бўлиб туюлган иссиқлик ўтказувчанлигини таъминлайди. Суюқ гелийнинг λ-нуқта орқали ўтишида кўзга кўринарли қайнашининг тўхташи ҳам шу ҳаракатлар билан тушунтирилади.

Табиийки, суюқлик оқимларининг характери ва демак, суюқ He II даги иссиқлик узатишнинг характери ҳам капиллярларнинг йўғонлигига боғлиқ бўлиши керак, чунки жуда ингичка найчаларда фақат ўта оқувчан компонентагина оқиши мумкин. Иссиқлик узатиш, шунингдек, оқимларнинг тезлигига ҳам боғлиқ бўлиши керак, чунки критик тезликдан юқори тезликларда, ҳатто ўта оқувчан компонентанинг оқиши ҳам қовушоқ бўлиб қолади.

IX боб

ҚАТТИҚ ЖИСМ

119- §. Кириш

Қаттиқ жисмлар учун суюқликлардаги сингари фақат ҳажмини сақлаш қобилиятигина эмас, шу билан бирга шаклини ҳам сақлаш қобилияти характерлидир. Фақат ягона бир модда (гелий) дан ташқари барча моддалар етарлича паст температураларда қаттиқ ҳолатга ўтади. Бу шуни билдирадики, зарраларнинг иссиқлик ҳаракатлари тезлиги кичик бўлганида, улар орасидаги ўзаро таъсир кучлари атомларнинг силжишини шунчалик чеклаб қўядики, жисм ўз шаклини сақлаш ва ташқи куч таъсирида ўзгарганидан сўнг қайта тиклаш қобилиятига эга бўлади. Шаклни сақлаш (шаклининг эластиклиги) қобилияти қаттиқ жисмларни суюқ ва газсимон моддалардан фарқ қилувчи асосий ташқи хоссадир. Қаттиқ жисмлар уларни суюқ жисмлардан ажратувчи яна қатор хоссаларга эга. Бу фарқлар кўп жиҳатдан суюқликлар ва газларни ажратиб турувчи фарқларга қараганда анча чуқурроқдир.

Ваҳоланки, бу ҳамма қаттиқ жисмларга тегишли бўлавермайди. Шундай моддалар ҳам борки, шаклларини сақлаш белгисига қараб қаттиқ жисмларга тегишли бўлади, бироқ қолган бошқа хоссалари жиҳатидан суюқликлардан фарқ қилмайди. *Аморф* моддалар деб аталадиган бундай моддаларга шиша, турли смолалар, пластмассалар киради. Бу тур моддалар худди қовушоқлиги аномал катта бўлган суюқлик табиатига эга бўлиб, шу туфайли улар одатдаги ва паст температураларда оқа олмайди. Бироқ температура ортганида уларнинг қовушоқлиги камаяди ва улар тобора юмшаб, сўнгра суюқликларга хос оқиш қобилиятига эга бўлади.

Бунга қарама-қарши ўлароқ, «ҳақиқий» қаттиқ жисмларда бундай юмшоқланиш рўй бермайди, бироқ бу қаттиқ жисмлар ҳам температура ортганида суюқ ҳолатга ўтади. Бироқ бундай ўтиш температуранинг тобора ортишида эмас, балки айни шу модда учун муайян бўлган аниқ бир температурада — эриш температурасида сақлаш билан бўлади. Бу «ҳақиқий» қаттиқ жисмларни аморф жисмлардан фарқ қилувчи асосий хусусиятлардан

биридир. Қаттиқ ҳолатнинг бу ва бошқа хусусиятлари қаттиқ жисмларнинг ички тузилишида суюқликлар ва аморф жисмларда бўлмайдиган қандайдир ўзига хослик бўлишини билдиради.

Қаттиқ жисмнинг термодинамик ҳолати, суюқликнинг ва газнинг ҳолати сингари, бизга маълум бўлган ҳолат параметрлари — ҳажм босим ва температура билан аниқланади. Идеал газ учун бу уч параметрни боғловчи тенглама, яъни ҳолат тенгламаси газ молекулаларининг хоссалари ва табиати ҳақидаги маълум фаразлар асосида чиқарилган эди. Реал газлар ва суюқликлар учун эса зарралар орасидаги ўзаро таъсир кучларининг мураккаблиги туфайли ҳолат тенгламасини чиқариш мумкин бўлмади. Бу ерда тақрибий тенгламалар, масалан, Ван-дер-Ваальс тенгламаси билан қаноатланишга тўғри келади. Шунинг учун суюқликларда бўладиган кўплаб ҳодисаларни тушунтириш ва тавсифлаш учун бу тенгламалардан бевосита фойдаланишнинг мумкин бўлмаслиги табиийдир.

Қаттиқ жисмлар ҳоли учун бу вазифа яна ҳам қийинлашади ва улар учун ҳолат тенгламаларини очиқ кўринишда ёзиш мумкин эмас.

Бироқ ҳолат параметрлари орасидаги боғланишни айрим конкрет масалалар учун тажриба йўли билан аниқлаш мумкин. Бироқ бундай йўл билан олинган тенгламалар универсал характерда бўлмайди. Масалан, тажрибадан ўзгармас босимда жисмнинг ҳажми билан унинг температураси орасидаги боғланиш, яъни $V=f(T)$ функциянинг кўриниши маълум. Бу функция жисмларнинг маълум бўлган иссиқликдан кенгайишини билдиради. Тажрибадан эса ўзгармас температурада жисмнинг ҳажми билан босим орасидаги $V = f(p)$ боғланиш маълум. Бу функция қаттиқ жисмларнинг ташқи кучлар таъсири остидаги турли-туман деформацияларини тасвирлайди. Қаттиқ жисмлар учун ҳам ўринли бўлган термодинамика қонунлари ҳолат параметрлари орасидаги янада мураккаброқ боғланишлари ҳам аниқлаш имконини беради.

Бироқ шароитларнинг ниҳоятда турли-туман бўлиши туфайли қаттиқ жисмлар учун ҳам p, V ва T ни боғловчи, яъни идеал газ учун топилган Клапейрон тенгламаси сингари қаттиқ жисмларни ифодаловчи универсал тенгламани тузиш мумкин эмас.

Биз қаттиқ жисмнинг хоссаларини унинг суюқлик ва газлардан фарқ қилувчи хусусиятларидан ва бу хусусиятлар асосида ётувчи хоссаларидан бошлаб ўргана бошлаймиз.

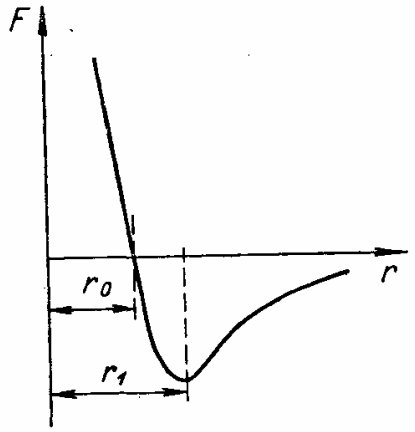
Ҳозирги вақтда шу нарса аниқланган дейиш мумкинки, қаттиқ жисмларнинг хоссалари улар атомлари (ёки бошқа зарралари) нинг суюқлик ва газлардаги сингари хаотик эмас, балки ҳар бир ўзига хос характерли модда учун аниқ муайян тартибда жойлашганлиги билан боғлиқдир, шу билан бирга, қаттиқ жисмларда атомларнинг бундай тартибли жойлашиши жисмнинг

бутун ҳажмига тегишли бўлади (*узоқ тартиб* деб юритилади). Зарралари ана шундай мунтазам жойлашган жисмлар *кристалл* жисмлар деб аталади. Фақат шундай жисмларгина қаттиқ жисм деб ҳисобланиши керак. Аморф ва жумладан, суюқ жисмларда зарраларнинг бундай тартибли жойлашиши фақат қўшни атомларгагина хос бўлади (*яқин тартиб* деб юритилади).

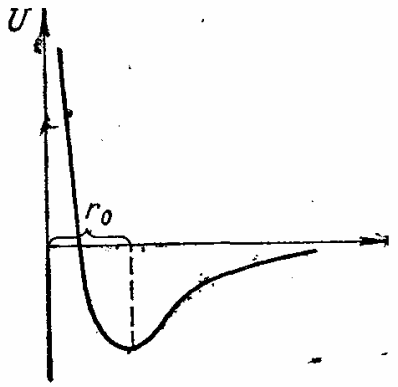
Қаттиқ жисмнинг тузилишида атомларнинг тартибли жойлашишга ўтишига шу атомлар орасидаги ўзаро таъсир кучлари сабаб бўлади. Совиганда кристалларнинг ҳосил бўлиши ўз-ўзидан содир бўлгани учун кристаллда атомлар шундай жойлашадики, уларнинг ўзаро таъсир кучлари майдонидаги потенциал энергиялари минимал, кучнинг ўзи эса нолга тенг бўлади.

Атомлар орасидаги ўзаро таъсир кучларининг табиати яхши маълум. Бу ҳар бир атомда бўладиган мусбат ва манфий зарядли зарралар (электронлар ва ядролар)нинг тортишиш ва итаришиш электр кучларидир. Бу кучлар ниҳоятда мураккаб, бунинг биринчи сабаби шуки, бунда жисмнинг барча атомларидаги барча электронлар ва ядроларнинг ўзаро таъсири ҳақида гап боради. Бироқ ҳамма гап фақат кучларнинг кўп сонли бўлишида эмас, балки классик физика бу кучларни мутлақо тавсифлаб бера олмаслигидадир. Ҳатто водород молекуласидаги бор-йўғи икки атомнинг ўзаро таъсиридан иборат энг содда ҳолни ҳам классик физика асосида тавсифлаб ва тушунтириб бўлмайди.

Бу масалани квант механикаси ҳал қилади, бироқ бу биз-нинг курс доирасига кирмайди. Биз бу ерда фақат икки атом орасидаги ўзаро таъсир кучи F нинг бу икки атом орасидаги r масофага боғланиши 152-расмда кўрсатилган кўринишда бўлишини қайд қилиб ўтамиз. Катта масофаларда атомлар бир-бири билан амалда таъсирлашмайди, шунинг учун бунда F кучни нолга тенг деб ҳисоблаш мумкин. r масофа камайганида атомлар орасида *тортишиш кучи* юзага келади (кучнинг манфий белгиси унинг тортишиш характерига эга эканини кўрсатади). Бу куч абсолют қиймат жиҳатидан r камайгани сари бирор r_1



152-расм.



153-расм.

масофагача ортиб боради. Сўнгра куч камаяди ва атомлар орасидаги бирор r_0 масофада у нолга тенг бўлади. r нинг янада камайишида куч яна пайдо бўлади, бироқ бу энди *итаришиш* кучи бўлади, бу куч атомлар орасидаги масофа камайиши билан ортиб боради ва $r \to 0$ да чексизликка интилади.

Бу $F(r)$ эгри чизиққа атомлар ўзаро таъсир потенциал энергияси U нинг r га боғлиқлик эгри чизиғи мос келади, бу эгри чизиқ 153- расмда кўрсатилган. Бу эгри чизиқларнинг ўхшашлиги ўқувчини таажжублантирмаслиги керак, чунки F нинг U билан ўзаро

$$F = -\frac{dU}{dr}$$

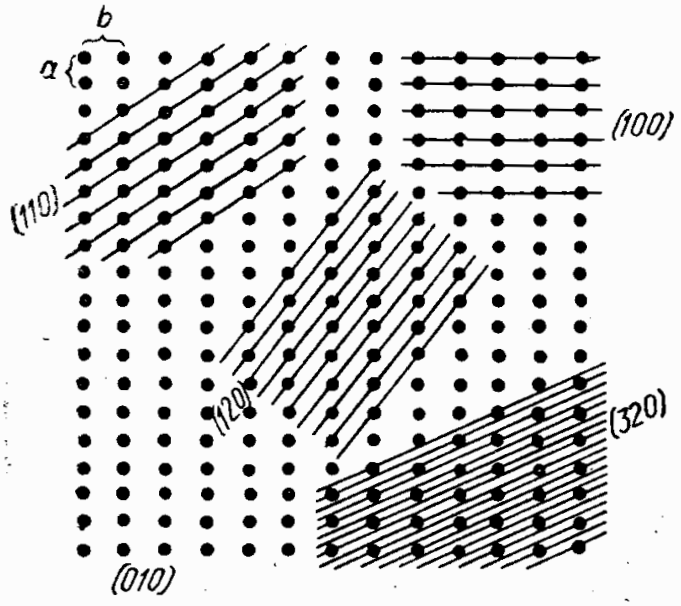
муносабатда бўлиши маълум.

Атомлар орасидаги масофа r_0 га тенг бўлганда ўзаро таъсир кучи нолга тенг бўлади, бу масофада потенциал энергия минимум орқали ўтади. Бу ҳолатдаги атом тўғрисида атом «потенциал ўранинг» тубида турибди деб гапирилади. Бу ҳолатнинг мувозанат ҳолати эканлиги равшан. Ҳақиқатан ҳам, зарранинг мувозанати унга таъсир этувчи кучларнинг йиғиндиси нолга тенг эканлиги, потенциал энергиянинг эса минимал бўлиш билан характерланади.

120- §. Кристалл панжара

Кристалларда уларни ташкил қилган атомлар ва бошқа зарралар юқорида айтганимиздек, мунтазам жойлашади. Атомларнинг кристалларда бундай жойлашишининг муҳим натижаларидан бири кристалл хоссаларининг турли йўналишларда бирдай бўлмаслигидир, бу хосса кристаллнинг *анизотропияси* деб аталади.

Атомлар мунтазам жойлашганда улар турли йўналишда турли зичликда жойлашади. Бу 154- расмдан яққол кўриниб турибди, бу расмда атомларнинг мунтазам жойлашишининг мумкин бўлган схемаларидан бири кўрсатилган (бу схемадаги белгилашлар ҳақида биз қуйида гапирамиз; 428- бетга қ.). Бу ерда фақат атомларнинг чизма текислигидан ташқарида ҳам худди шундай жойлашишини ва *фазовий панжара* ҳосил қилишини кўз олдимизга келтиришимиз керак, бу панжаранинг *тугунларида* атомлар жойлашган бўлади. Агар панжаранинг тугунлари орқали турли йўналишларда текисликлар ўтказсак (бизнинг расмда тўғри чизиқлар ўтказилган), у ҳолда бу текисликларда атомлар турли қуюқликда жойлашади. Кристалда, демак, атомлар турлича «банд» этган текисликлар бўлади. Кристаллнинг энг характерли хоссаси — кристалларнинг анизотропияси асосан шу билан тушунтирилади.



154- расм.

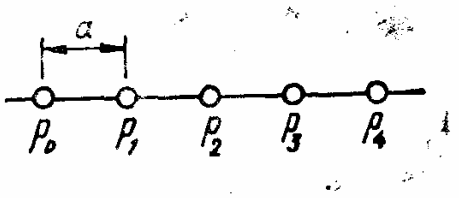
Масалан, кристаллар анизотропиясининг намоён бўлиши қуйидагича; агар кристалл унинг ўсишига ҳеч қандай ташқи кучлар таъсир кўрсатмаётган шароитда ҳосил бўлса, бу ҳолда у айни шу кристалл учун характерли бўлган қиррали шаклни олади. Кристалл ясси ёқлар билан чегараланган бўлиб, бу ёқлар орасидаги бурчаклар ҳам айни шу кристалл учун ўзига хос бўлади. Бу ёқлар зарралар энг катта зичликда жойлашган текисликларнинг ўзгинасидир, чунки кристаллнинг ўсишида худди шу текисликларга (бошқаларига эмас) кўпинча янги атомлар келиб қўшилади. Атомлар энг зич банд бўлган текисликларда атомларнинг бир-бири билан энг кучли боғланиши равшан, чунки уларнинг ораларидаги ўзаро масофалар нисбати кичикдир.

Иккинчи томондан, 154- расмдан кўриниб турибдики, атомлар зич жойлашган текисликлар атомлар камроқ қуюқликда «банд этган» текисликларга қараганда бир-биридан узоқроқ туради. Бинобарин, атомлар зич жойлашган текисликларда бир-бири билан мустаҳкам боғланган, бироқ бундай текисликлар орасидаги ўзаро таъсир кучи катта эмас ва бу текисликлар бир-биридан осон ажралади. Шу туфайли кристалл механикавий бузилганда (парчаланганда) унинг қандайдир муайян текисликлар, *жипслашиш текисликлари* деб аталган текисликлар бўйлаб парчаланишини кузатиш мумкин. Тош тузи кристали, масалан, тўғри (мунтазам) бурчакли параллелепипедлар шаклидаги парчаларга бўлинади. Исланд шпатининг кристалл парчалари параллелепипед шаклида бўлса-да, бироқ тўғри бурчакли эмас; слюда ва графит юпқа пластинкаларга ажралади ва ҳоказо.

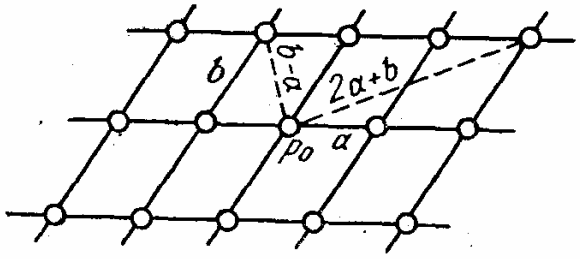
Кристалларнинг синиш текисликлари (жипслашиш текисликлари) — бу энг кўп сонли атомлари жойлашган текисликлардир. Жипслашиш текисликларининг мавжудлиги — кристалларнинг характерли хусусиятларидан биридир. Агар кристаллнинг ўсиши шароитларига кўра унда мунтазам ёқлар пайдо бўла олмайдиган ва шунинг учун унинг шакли ихтиёрий бўлган ҳолларда ҳам кристаллнинг бошқа барча хусусиятлари ва жумладан, жипслашиш хоссаси сақланиб қолади.

Кристалл панжара геометрияси. Кўрсатиб ўтганимиздек, кристаллнинг характерли хусусияти уни ташкил қилган зарралар (атомлар, молекулалар, ионлар)нинг геометрик мунтазам жойлашишидир. Кристалл, демак, узлукли даврий структурага эга бўлади. Геометрия нуқтаи назаридан зарраларнинг бундай даврий такрорланувчи жойлашишини *трансляция* деб аталган параллел силжитиш операцияси ёрдамида амалга оширилиши мумкин.

Фараз қилайлик, биз бирор p_0 нуқтани (айтайлик, у масалан, зарранинг оғирлик маркази бўлсин) тўғри чизиқ бўйлаб a масофадаги p_1 вазиятга, сўнгра худди шундай масофадаги p_2 вазиятга сураяпмиз (155-расм). $\boldsymbol{a}$ трансляция ёрдамида биз, нуқталар қаторини, ёки нуқталарнинг бир ўлчамли занжирини ҳосил қиламиз. $\boldsymbol{a}$ трансляция маълум йўналишга ва a га тенг бўлган сон қийматига эга бўлган вектор билан ифодаланиши ҳам мумкин, бу a қийматни *трансляция даври* деб аталади.



155-расм.



156-расм.

Трансляция вектори $\boldsymbol{a}$ ёрдамида чексиз кўп сонли параллел силжитишлар — $2\boldsymbol{a}$, $3\boldsymbol{a}$ ва ҳоказо силжитишларни, умумий ҳолда $m\boldsymbol{a}$ трансляцияни амалга ошириш мумкин, улардан энг кичиги $\boldsymbol{a}$ бўлади.

Агар p_0 нуқтани бир вақтда $\boldsymbol{a}$ ва $\boldsymbol{b}$ икки трансляция амали бўйича силжитсак, у ҳолда энди нуқталар қатори эмас, ясси тўр ҳосил бўлади (156-расм). Бу тўрдаги ҳар бир нуқтанинг вазияти қуйидаги вектор йиғинди

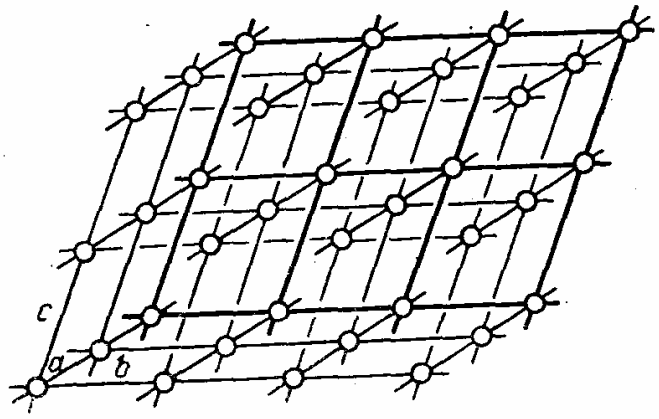
$$m\boldsymbol{a} + n\boldsymbol{b}$$

билан аниқланади, бу ерда m ва n — нолни ҳам ўз ичига олган бутун сонлар.

Агар, ниҳоят, p_0 нуқта билан бир вақтда уч турли трансляция $\boldsymbol{a}$, $\boldsymbol{b}$ ва $\boldsymbol{c}$ операцияси бажарилса, у ҳолда *фазовий панжара* ҳосил бўлади. Ҳар қандай нуқтанинг ўрни бу ҳолда

$$m\boldsymbol{a} + n\boldsymbol{b} + p\boldsymbol{c}$$

силжишларнинг тегишли комбинацияси билан аниқланади. $\boldsymbol{a}$, $\boldsymbol{b}$ ва $\boldsymbol{c}$ учта векторнинг комбинацияси трансляция группаси деб аталади.



157-расм.

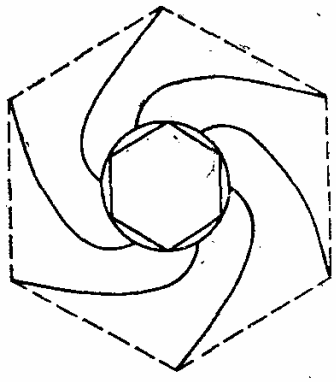
$\boldsymbol{a}$, $\boldsymbol{b}$ ва $\boldsymbol{c}$ векторлардан ҳосил бўлган параллелипипед *элементар ячейка* деб аталади (157-расм).

Фазовий панжаранинг ихтиёрий уч нуқтаси орқали ўтган текисликда нуқталар (зарралар) ясси тўр ҳосил қилган ҳолда тўғри тартибда жойлашган. Улар биз илгари эслатиб ўтган кристалл текисликларини ҳосил қилади. Улардан баъзилари (энг қуюқ «банд этилган» лари) жипслашиш тексликлари бўлади.

Трансляция векторлари $\boldsymbol{a}$, $\boldsymbol{b}$ ва $\boldsymbol{c}$ кристалл панжарадаги атомлараро масофалардир. Уларнинг сон қийматлари одатда 10^{-8} см тартибида бўлади.

Кристалларнинг симметрияси. Симметрия элементлари. Кристаллда атомларнинг даврий такрорланиш манзарасининг мунтазамлиги туфайли кристалл маълум *симметрияга* эга бўлади. Симметрия тушунчаси кундалик ҳаётда тамомила одат тусига кирган. Одам танасининг симметриклиги, шарнинг симметриклиги ва бошқалар ҳаммага маълум. Жисмнинг симметриклиги нима билан характерланади? Масалан, одам танасининг симметриклиги нимадан иборат? Бизнинг танамизнинг симметриклиги шундан иборатки, у икки қисм — чап ва ўнг қисмдан иборат деган оддий жавобни аниқ деб бўлмайди. Масалан, ўнг ва чап қўлимиз мутлақо бир хил эмас, ўнг қўлқопни чап қўлга ва чап қўлқопни ўнг қўлга кийиб бўлмайди. Агар қўлларимиздан бирининг ясси кўзгудаги акси олинадиган бўлса, улар бирдай бўлади. Чап қўлқопнинг кўзгудаги тасвирини ўнг қўлга кийиш

мумкин бўлар эди! Агар танамизнинг ўртасидан текислик ўтказсак ва бу текисликни икки томондан акс этади деб фараз қилсак, у ҳолда тана бир ярмининг ихтиёрий нуқтаси ана шу текисликдан акс этганда тана иккинчи ярмининг худди шундай нуқтаси билан устма-уст тушади. Бу фаразий кўзгу тананинг *симметрия текислиги* деб юритилади. Инсон танасининг симметриклиги шундан иборатки, агар тана бир ярмининг симметрия текислигидан акс этиш операцияси бажарилса, у ҳолда у иккинчи ярми билан устма-уст тушади; симметрия текислиги одам танасининг *симметрия элементидир* деб гапирилади.



158- расм.

158-расмда акс эттирилган фигура ҳам симметрикдир. Унинг симметрияси шундан иборатки, агар бу фигурани унинг маркази орқали ўтган ўқи атрофида чизма текислигига перпендикуляр равишда 60° бурилса, у ўз-ўзига устма-уст тушади. Бу ўқ фигуранинг *симметрия ўқи* дейилади ва уни *симметрия элементи* деб аталади.

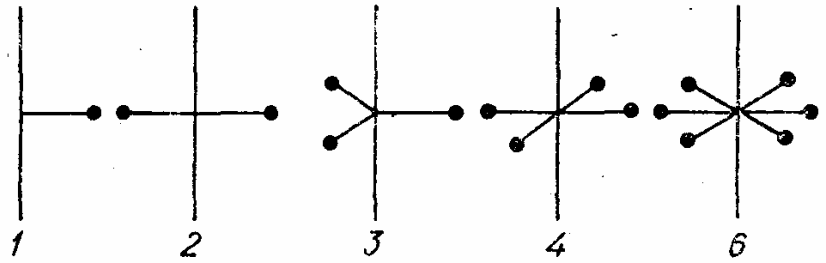
Умуман айтганда, кристаллнинг (ёки ихтиёрий фигуранинг) симметрия хоссаси шундан иборатки, қандайдир фаразий операциялар натижасида кристалл зарраларининг системаси (ёки ихтиёрий нуқталар системаси) ўз-ўзи устига тушади, яъни дастлабки вазиятидан фарқ қилмайдиган вазиятни эгаллайди.

Кристаллнинг бирор симметриясини алоҳида симметрия элементларининг тўплами (мажмуи) деб тасаввур қилиш ва бу элементларнинг ҳар бирига ҳозиргина эслатиб ўтилган операциялардан бири тўғри келади деб олиш қулайдир. Бутунича олинган кристалл учун бундай симметрия элементлари тўртта. Уларнинг номи қуйидагича: симметрия ўқи, симметрия текислиги, симметрия маркази ва бурилма-аксланма симметрия ўқи.

Симметрия ўқи. Агар кристаллнинг симметрия ўқи (ёки бошқача айтганда, бурилиш ўқи) бўлса, у ҳолда уни ўз-ўзига устма-уст тушириш мумкин, яъни уни бу ўқ атрофида бирор бурчакка буриш йўли билан дастлабкисидан фарқ қилмайдиган ҳолатга келтириш мумкин.

Кристаллнинг симметриясига боғлиқ ҳолда кристаллнинг ўз-ўзи билан устма-уст тушириш учун зарур бўлган бурчак катталиги 360, 180, 120, 90 ва 60 градусларга тенг бўлиши (яъни $\frac{2\pi}{n}$ бўлиши мумкин, бу ерда $n = 1, 2, 3, 4$ ёки 6) мумкин. Шунга мувофиқ ҳолда симметрия ўқи биринчи, иккинчи, учинчи, тўртинчи ва олтинчи тартибли ўқ деб аталади. Соф геометрик мулоҳазаларга кўра шуни кўрсатиш мумкинки, ўқ атрофида крис-

таллни ҳар қандай бошқа бурчакка буриш билан уни ўз-ўзи билан устма-уст тушириш мумкин эмас, шунинг учун бешинчи тартибли ўқ, яъни 360/5=72° бурилиш бурчагига мос келадиган бурилиш ўқининг бўлиши мумкин эмаслигини кўрсатиш мумкин. Худди шунингдек, олтинчидан юқори тартибли ўқнинг бўлиши ҳам мумкин эмас. Бунинг сабаби шуки, системани ўз-ўзи билан устма-уст тушириш учун буришда бутун фазо ҳеч қандай бўш оралиқлар қолдирилмаган ҳолда тўлдирилган бўлиши керак. Бундан ташқари текисликни учбурчаклар, параллелограммлар, олтибурчаклар билан яхлитлаб тўлдириш мумкин, бироқ бешбурчаклар, еттибурчаклар, саккизбурчаклар ва ҳоказо билан бундай яхлитлаб тўлдириб бўлмайди.

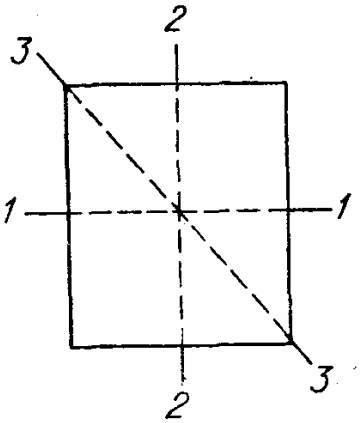


159- расм.

159- расмда мумкин бўлган барча симметрия ўқлари кўрсатилган; рақамлар симметрия тартибини билдиради.

158- расмда кўрсатилган фигура олтинчи тартибли симметрия ўқига эга. Фигурани унинг маркази орқали чизма текислигига перпендикуляр ўтган ўқ атрофида 360/6= =60° га бурилса, у ўзининг дастлабки ҳолати билан **устма-уст тушади.**

Симметрия текислиги. Агар кристаллнинг бир ярми қандайдир кўзгусимон текисликда аксланганда иккинчи ярми билан устма-уст тушса, у ҳолда бундай текислик кристаллнинг симметрия элементи бўлади ва *симметрия текислиги* деб аталади. 160- расмда тасвирланган фигура учун *1 — 1* ва *2 — 2* текисликлар шундай симметрия элементлари бўлади: фигуранинг текисликнинг икки томонидаги қисмлари бир- бирининг кўзгудаги тасвири (симметрик аксланиши) бўлади.



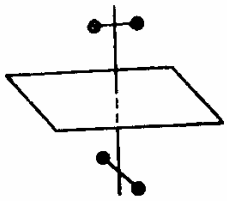
160- расм.

Бироқ фигурани иккига бўлувчи *3—3* текислик симметрия текислиги эмас, чунки бу текисликда аксланишдан фигуранинг бир ярми иккинчи ярми билан устма-уст тушмайди.

Симметрия маркази. Агар кристаллда шундай нуқта бўлсаки, кристаллни ҳосил қилган ихтиёрий зарранинг бу нуқтага ўтказилган радиус-вектори *r* ни унга қарама-қарши — *r* векторга

алмаштирганда кристалл дастлабки (бошланғич) ҳолатидан фарқ қилмайдиган ҳолатга ўтса, бу нуқта *симметрия маркази* (ёки инверсия маркази) деб аталади ва бу кристаллнинг симметрия элементи бўлади.

Бурилма-аксланма симметрия ўқи. Бу симметрия элементи учун бир вақтда икки амал: ўқ атрофида буриш ва ўққа перпендикуляр текисликда симметрик акслантириш амаллари бажарилади. Демак, агар кристаллни ўқ атрофида бирор бурчакка буриб (161-расм) ва сўнгра бу ўққа перпендикуляр текисликда акслантирилганда кристалл ўз-ўзига устма-уст тушса, бу кристалл бурилма-аксланма симметрия ўқига эга дейилади. Агар бурилиш бурчаги $\frac{2\pi}{n}$ га тенг бўлса, у ҳолда n бурилма-аксланма ўқнинг тартибини билдиради. Ҳар қандай кристаллнинг симметрияси биз санаб ўтган тўртта симметрия элементи ёрдамида тавсифланиши мумкин.



161-расм.

Симметрия синфлари. Симметриянинг биз санаб ўтган элементлари турли кристалларда турлича комбинацияда учраши мумкин. Бошқача айтганда, турли кристаллар бир неча симметрия элементларига эга бўлиши мумкин. Равшанки, жисмнинг симметрия элементлари қанча кўп бўлса, бу жисм шунча кўп симметрикликка эга бўлади. Шарнинг симметрия ўқлари, симметрия текисликлари ва симметрия маркази чексиз сонда бўлгани учун у энг симметрик фигурадир.

Батафсил текширишларда (буни А. В. Гадолин 1867 йилда ўтказган) ҳаммаси бўлиб симметрия элементларининг 32 комбинацияси бор эканлиги маълум бўлди. Симметрия элементларининг мумкин бўлган ҳар бир шундай комбинацияси *симметрия синфи* деб аталади.

Табиатда 32 симметрия синфининг бирига тегишли бўлган кристаллар мавжуд бўлиши мумкин, бу нарса тажрибада тасдиқланган. Масалан, биргина симметрия ўқига эга бўлган кристаллар беш (32 дан) симметрия синфини ташкил қилади, улар бу ўқларнинг беш тартибига, жумладан симметрия мутлақо бўлмайдиган биринчи тартибли ўққа ҳам мос келади. Кристалларнинг тўрт синфи юқорида кўрсатилган симметрия ўқидан ташқари яна унга перпендикуляр бўлган иккинчи тартибли ўққа ҳам эга.

Фақат симметрия марказигагина эга бўлган кристаллар алоҳида симметрия синфини ташкил қилади ва ҳоказо.

Кристаллографияда биз айтган 32 симметрия синфини 7 *симметрия системасига* (ёки *сингонияга*) ажратиб ўрганилади ва улар симметрия тартибининг ортиб боришига қараб қуйидагича аталади:

икки симметрия синфини бирлаштирувчи триклин система;

уч синфни ўз ичига олган моноклин система;
уч синфни ўз ичига олган ромбик система;
етти синфни бирлаштирувчи тригонал система;
беш синфни бирлаштирувчи гексогонал система;
етти синфни ўз ичига олган тетрагонал система;
энг симметрик бўлган ва беш синфни бирлаштирган кубик система.

Браве панжараси. Биз кўриб ўтган симметрия элементлари ва уларнинг синфлари кристалл жисмларга тегишли эди. Бу симметрия элементлари кристалл жисмнинг бутунлигича олгандаги симметриясини, яъни макроскопик симметрияни характерлайди.

Яна кристалл панжаранинг тузилиши масаласига қайтайлик.

Юқорида биз трансляция йўли билан панжарани ўз-ўзига устма-уст тушириш (дастлабки вазиятидан фарқ қилмайдиган вазиятга келтириш) мумкин эканлиги ҳақида гапирган эдик, яъни бунинг учун маълум йўналишларда маълум масофага параллел кўчириш керак эди. Кристалл панжара учун трансляция асосий симметрия элементи ҳисобланади.

Ҳар қандай кристалл панжара, кўрсатиб ўтилганидек, мунтазам тахланган параллелепипедлар — элементар ячейкалар тарзида тасвирланиши мумкин. Панжарани ташкил қилган барча элементар ячейкаларнинг шакли ва ҳажми бўйича бир хил эканлиги ва уларнинг ҳар бирида бир хил сондаги атомлар бўлиши равшан. Элементар ячейкаларнинг барча учларида бирдай атомлар ёки атомлар группаси жойлашган; шунинг учун бу учлар бир-бирига эквивалент бўлиб, улар *панжара тугунлари* бўлади.

Бу тугунларнинг ҳар бири, яъни элементар ячейка учларининг ҳар бири ихтиёрий бошқаси билан панжара даврларидан бирига тенг бўлган масофага параллел кўчириш йўли билан устма-уст тушириллиши мумкин. Бироқ бу тугунлар панжарада танҳо (ягона) эмас. Панжарада шундай нуқталар ҳам бўлиши мумкинки, улар кристаллнинг бир бутунлигига хос бўлган симметрия элементлари, яъни буриш ва акслантириш йўли билан устма-уст тушириш ҳам мумкин.

Бошқача айтганда, кристалл панжарада параллел кўчиришлар макроскопик симметрия элементлари билан комбинацияланган ҳолда учраши мумкин. Масалан, кристаллнинг бирор симметрия ўқи ёки симметрия текислиги бўлса, у ҳолда уларни панжара даврига тенг масофага параллел кўчириш (трансляция) йўли билан бундай ўзаро параллел симметрия ўқлари ва шунга мос ҳолда симметрия текисликларини чексиз кўплаб ҳосил қилиш мумкин.

Бундан ташқари, трансляция ва бу трансляция йўналиши билан устма-уст тушган ўқ атрофида буриш билан янги симмет-

рия элементига келиш мумкин, бу элемент *винт ўқи* деб аталади.

Шунга ўхшаш, агар панжаранинг нуқтаси бошқа нуқтаси билан ана шу нуқтани трансляция қилиш ва уни шу трансляция йўналишига параллел текисликдан акслантириш йўли билан устма-уст туширилиши мумкин бўлса, у ҳолда *симметрик сирпаниш текислиги* деб аталган янги симметрия элементи юзага келади. Фақат *параллел кўчириш* (трансляция) йўли билан бирбирига устма-уст тушириш мумкин бўлан эквивалент тугунлар тўплами кристаллнинг *трансляция панжараси* ёки *Браве панжараси* деб аталган панжарани ҳосил қилади.

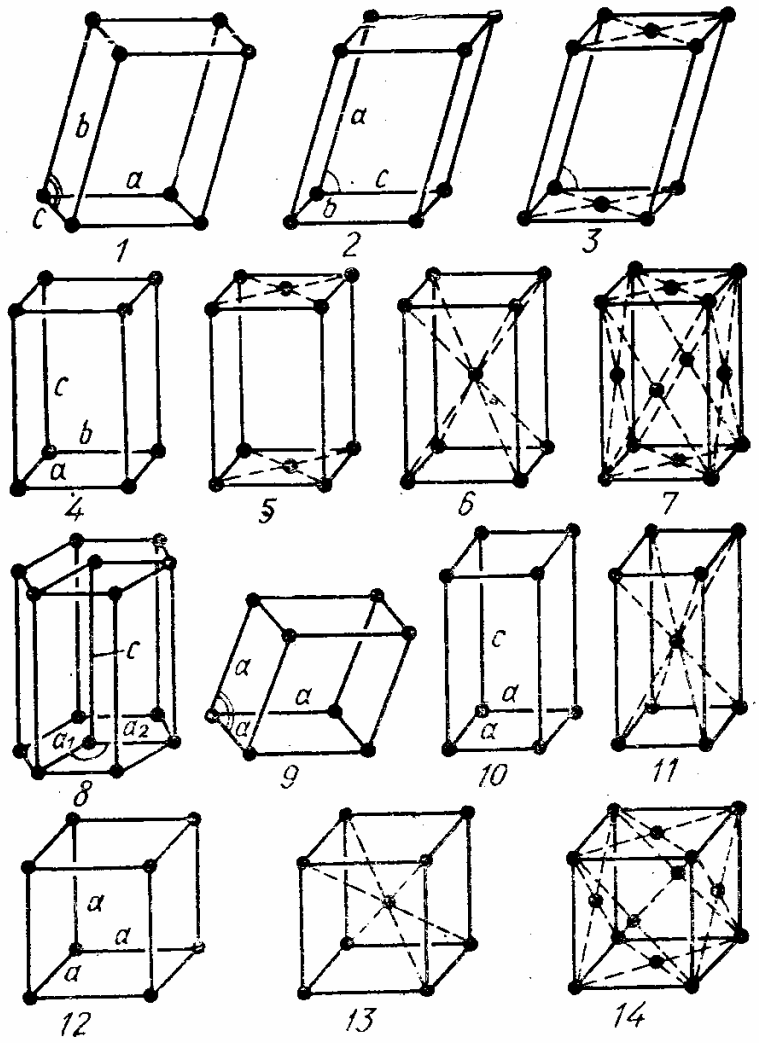
Бинобарин, Браве панжараси панжара тугунларидан қандайдир биттасини учала йўналиш бўйича параллел кўчириш йўли билан ясалган параллелепипеддан иборатдир. Бундай йўналишлар (координата ўқлари) сифатида кристаллнинг симметрия ўқларига параллел ёки унинг симметрия текисликларига перпендикуляр йўналишлар танланади. Кристаллографияда одатда бу йўналишларни кристаллографик ўқлар сифатида олинади. Шу йўл билан ясалган параллелепипедларда эквивалент тугунлар (атомлар) фақат учларидагина эмас, шунингдек ёқларнинг марказида ва диагонал текисликнинг марказида жойлашиши мумкин.

Атомлар фақат ёқларнинг учларида жойлашган ҳолда Браве панжараси *ёқлари марказлашган* деб, ёқларнинг марказида ва диагонал текисликнинг марказида жойлашган ҳолда эса *ҳажмий марказлашган* панжара деб аталади.

Браве панжараси қирраларининг узунлиги a, b, c ва улар орасидаги бурчакларнинг нисбатлари турлича бўлиши мумкин. Бу ҳолда неча хил Браве панжараси бўлиши мумкин, деган савол туғилади.

Ҳаммаси бўлиб 14 хил Браве панжаралари бор эканлигини кўрсатиш мумкин. Бу элементар параллелепипедлар ясаладиган координата ўқлари сифатида кристаллнинг кристаллографик ўқлари танлангани учун Браве панжараларидан ҳар бири биз юқорида кўрсатиб ўтган етти кристалл системанинг бирига тегишли бўлади дейиш мумкин. 162-расмда Браве панжараларининг барча 14 элементар параллелепипеди улар симметриясининг ортиб бориш тартибида кўрсатилган. Биринчи ўринда энг кам симметрик триклин панжара *1* кўрсатилган, бу панжарада тугунлар қирраларининг узунлиги ихтиёрий $a \neq b \neq c$ ва улар орасидаги бурчаклар ихтиёрий $\alpha \neq \beta \neq \gamma \neq \neq 90°$ бўлган параллелепипед учларида жойлашган. Сўнгра: оддий моноклин *2*, ёқлари марказлашган моноклин *3*, оддий ромбик *4*, асоси марказлашган ромбик *5*, ҳажмий марказлашган ромбик *6*, ёқлари марказлашган ромбик *7* панжаралар кўрсатилган.

Гексагонал панжара *8* да тугунлар мунтазам олти ёқли призмаларнинг учлари ва уларнинг олтибурчакли асослари марказ-

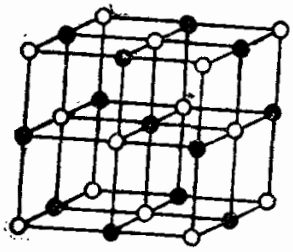


162- расм.

ларида жойлашган. Ундан кейин ромбоэдрик *9* Браве панжараси жойлашади, унинг элементар параллелепипеди фазовий диатонал бўйича чўзилган ёки сиқилган куб (ромбоэдр) кўринишида; сўнгра тетрогонал оддий *10*, ҳажми марказлашган тетрагонал *11* панжаралар кўрсатилган.

Максимал симметрия — кубик симметрияга эга бўлган системаларга уч турдаги Браве панжараси: оддий кубик *12*, ҳажмий марказлашган *13* ва ёқлари марказлашган *14* панжаралар киради.

Юқорида айтиб ўтилганидек, Браве панжараси кристалл панжаранинг тамомила аниқ тугуни учун уни учала кристаллография ўқлари бўйлаб параллел кўчириш йўли билан ясалади. Агар бошланғич (дастлабки) тугун сифатида бирор бошқа тугун (атом) танланса, бошқача Браве панжараси ҳосил бўлади. Бундан шундай хулоса чиқади: бир-бирига нисбатан кўчирилган



163- расм.

бир неча Браве панжалари системасидан иборат кристалл панжаралар бўлиши мумкин. Масалан, ош тузи NaCl нинг кристалл панжараси икки Браве панжарасидан (163-расм) иборат, булардан бири Na ионлари (қора тўгаракчалар) ва бири Cl ионлари (оқ тўгаракчалар)га мос келувчи ҳар бири алоҳида ёқлари марказлашган кубик Браве панжарасидир. Бу панжараларнинг иккаласи бир-бирига нисбатан куб қиррасининг ярмига тенг масофага кўчирилган.

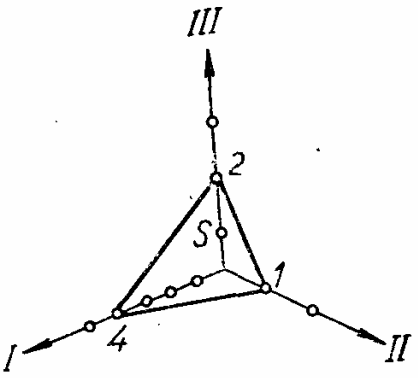
Фазовий группалар. Кристалл панжаранинг тўла симметрияси, яъни панжарани ҳосил қилган атомларнинг жойлашиш симметрияси юқорида айтиб ўтганимиздек, трансляция симметрияси ва бурилиш ҳамда акслантириш билан боғлиқ бўлган симметрия элементларининг мажмуи билан аниқланади. Бундай комбинация винт ўқи ва симметрик сирпаниш текислиги сингари симметрия элементларини ҳосил қилади. Мазкур кристалл панжара эга бўлган *барча* симметрия элементлари мажмуи бу панжаранинг *фазовий группаси* деб аталади.

Кристалл панжаранинг фазовий группасини аниқлаш учун унинг (кристалл панжаранинг) Браве панжарасини ва буриш ҳамда акслантириш билан боғлиқ бўлган симметрия элементларини, яъни симметрия текисликлари ва ўқларининг жойлашишини аниқлаш керак. Ҳар қандай фазовий группа 32 кристалл синфининг бирига тегишли бўлиши мумкин.

Батафсил текшириш ана шу кристалл синфларга тақсимланадиган ҳаммаси бўлиб 230 хил фазовий группалар мавжуд эканини кўрсатади. Бу 230 фазовий группалар биринчи марта машҳур кристаллограф Е. С. Федоров томонидан аниқланган.

Кристаллдаги текисликлар ва йўналишларнинг символик белгиланиши. Кристаллнинг анизотропияси кристаллдаги турли текисликлар (ёқлар) ва йўналишларни (масалан, қирраларни) фарқлаш ва уларни маълум тарзда белгилаш заруратини туғдиради. Бунинг учун махсус коорнаталар системасидан фойдаланилади, бу система кристалл билан шундай боғланганки, координата ўқлари одатда симметрия ўқларига параллел ёки симметрия текисликларига перпендикуляр бўлади, координата боши эса панжара тугунларининг бири билан устма-уст тушади. Бундай системада координаталар шу йўналишдаги атомлараро масофаларга тенг бирликларда ўлчанади (бу масофалар панжара доимийлари ёки *панжара параметрлари* деб аталади). Бирор текисликнинг вазияти бу текисликнинг ихтиёрий уч нуқтаси, масалан, текисликнинг учала координата ўқлари билан кесишадиган нуқталари орқали бир қийматли аниқланади.

I, II, III лар координата ўқлари бўлсин ва S текисликни аниқлаш керак дейлик (164- расм). Агар, масалан, текислик I ўқни 4 бирликка тенг масофада (яъни I ўқ йўналишида тўрт атомлараро масофада), II ўқни 1 бирликка ва III ўқни 2 бирликка тенг масофада кесса, у ҳолда текисликнинг вазияти учта сон: 4, 1, 2 билан берилади.



164- расм.

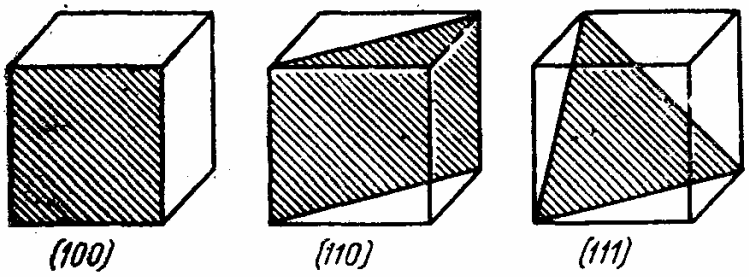
Бироқ кристаллдаги текисликларни бу сонлар билан эмас, махсус *Миллер индекслари* билан белгилаш қабул қилинган, бу индекслар шундай топилади: текисликнинг координата ўқлари билан кесишадиган учта нуқтасининг координаталари аниқланади (панжара доимийлари бирликларида). Олинган сонларнинг тескари қийматларини битта махражга келтирамиз ва махражини ташлаб юборамиз. Касрнинг суратлари Миллер индексларини беради.

Масалан, координата ўқларини 5, 1, 2 нуқталарда кесиб ўтувчи биз юқорида айтиб ўтган текислик учун координаталарнинг тескари қийматлари мос равишда 1/4, 1 ва 1/2 бўлади, бу касрларнинг умумий махражи 4 га тенг ва шундай қилиб Миллер индекслари 1,4 ва 2 га тенг бўлади. Бу сонлар кичик қавсларда берилади, демак, бизни қизиқтираётган текислик символик равишда (142) билан белгиланади (бу сон «бир юз қирқ икки», деб эмас, «бир, тўрт, икки» деб ўқилади).

Индексларнинг бу тўплами битта текисликни эмас, балки барча параллел текисликлар оиласини билдиради. Миллер индекслари h, k, l ҳарфлари орқали белгиланади. Агар текислик координата ўқларидан бирига параллел бўлса, яъни уни чексизликда кесиб ўтса, у ҳолда бу координатага тегишли индекс нолга тенг бўлади.

165- расмда кубик кристаллнинг энг муҳим индексларидан баъзилари кўрсатилган.

Кристаллдаги *йўналишлар* ҳам индекслар билан берилади; бу индекслар шундай аниқланади: аниқланаётган йўналиш бўй-



165- расм.

лаб бирор ихтиёрий узунликдаги вектор танланади ва бу векторнинг координата ўқларига нисбатан ташкил этувчиларини панжара доимийси бирликларида аниқланади. Бу ҳолда ўзаро нисбатлари вектор ташкил этувчиларининг нисбатларига тенг бўлган энг кичик учта бутун сон бу йўналишнинг индекслари бўлади. Масалан, агар векторнинг компонентлари мос равишда 6, 4 ва 8 га тенг бўлса, у ҳолда бу векторго мувофиқ бўлган йўналишнинг индекслари 3, 2 ва 4 бўлади. Бу сонлар катта қавс ичига олинади: [324]. Йўналишларнинг индекслари мос равишда u, v ва w ҳарфлари билан белгиланади.

Берилган $[u, v, w]$ индекслар тўплами билан аниқланадиган йўналиш баъзида (кубик кристаллар учун эса ҳамма вақт) худди шундай (h,k,l) ни индекслар тўплами билан аниқланадиган текисликка перпендикуляр бўлади.

121-§. Кристаллардаги нуқсонлар (дефектлар)

Реал кристалларда биз юқорида айтиб ўтганимиздек атомларнинг жойлашишидаги қатъий даврийлик ва бузилмайдиган тартибни кузатиш мумкин эмас. Турли-туман экспериментларнинг кўрсатишига қараганда, кристалларда одатда атомларнинг жойлашишидаги мунтазамлик маълум даражада бузилар экан.

Даставвал шуни қайд қилиш керакки, гарчи атомлар кристалл панжараларда уларнинг мувозанатига мос жойларда турса-да, бироқ уларнинг бундай жойлашиши мутлақо тинч турганидан дарак бермайди. Қаттиқ жисмда атомлар, суюқликдаги ва газлардаги сингари, узлуксиз иссиқлик ҳаракатида бўлади, уларнинг бу ҳаракатлари жисмнинг температурасини белгилайди. Бу ҳаракатлар мувозанат вазияти яқинида бўладиган кичик тебранишлардан иборат эканини биз қуйида кўрамиз, мувозанат вазияти эса панжаранинг тугуни бўлади. Ҳатто агар кристалл идеал мунтазам равишда жойлашган бўлганда ҳам атомларнинг иссиқлик ҳаракатлари ўз-ўзидан бундай аниқ даврийликни бузиб юборган бўлар эди. Чунки ҳар бир муайян пайтда атомларнинг бирор бир қисми мувозанат вазиятидан энг чекка оғиш вазиятида, иккинчи қисми ўртачага энг яқин вазиятда ва учинчи қисми қандайдир оралиқ вазиятда бўлади ва ҳоказо. Ҳатто паст ўртача температураларда ҳам атомлар тебранишларининг катталиги атомлараро масофанинг бир неча процентига етиши мумкин бўлгани учун, бу панжара даврийлигини бузган бўлар эди.

Температура ўзгариши билан панжара даврийлигининг бузилиши ҳам ўзгаради.

Панжара тузилиши мунтазамлигининг бундай иссиқлик бузилишлари ҳамма вақт ҳам мавжуд бўлади, шунинг учун улар гўё кристалларда рўй берадиган барча ҳодисалар фони бўлиб хизмат қилади. Амалда кристаллар хоссаларининг ҳаммаси бирор даражада температурага боғлиқ бўлишининг сабаби шу. Фақат абсолют нолдагина кристаллда бундай давр ўзгаришлари бўлмаслиги ҳамда у тамомила тартибли бўлиши мумкин эди. Фақат абсолют нолдагина тамомила мувозанат ҳолати бўлиши мумкин, шунда ҳам кристаллда бирор бошқа қандайдир структура ўзгаришлари ёки бошқача айтганда, *нуқсонлар* бўлмаслиги керак.

Аслида иссиқлик ҳаракати туфайли юзага келса-да, иссиқлик ҳаракатига келтирилмайдиган бундай нуқсонлар кристалларда ҳамма вақт мавжуд бўлади ва биз бу ерда уларнинг энг муҳим турларидан бир нечтасини санаб ўтамиз. Бу нуқсонларнинг ҳаммаси кристалларнинг хоссаларига сезиларли таъсир кўрсатади.

Нуқсонларнинг биринчи тури Шоттки нуқсонлари деб аталиб, уларнинг моҳияти шундан иборатки, панжаранинг атомлар жойлашиши керак бўлган қандайдир тугунлари атомлар томонидан банд қилинмай қолади. Табиийки, бундай «вакансия»лар (панжара тугунида атомнинг йўқлиги) қўшни атомларнинг уларнинг нормал вазиятига нисбатан силжишига сабаб бўлади ва бу вакансия атрофида панжара тузилишининг мунтазамлигини бузади.

Френкель нуқсонлари деб аталувчи иккинчи тур нуқсонлар бирор зарра панжара тугунидаги ўз жойини қолдириб, «тугунлараро» бирор жойда, яъни панжарада «қонуний» равишда ўз ўринларини эгаллаб турган атомлар орасида жойлашади. Бунда гўё икки нуқсон (Френкель жуфти) пайдо бўлади, чунки бўш тугун ва тугунлар орасидаги атом панжаранинг мунтазамлигини тенг равишда бузади.

166- расм.

166-расмда бу айтилган икки тур нуқсонларнинг схемаси кўрсатилган.

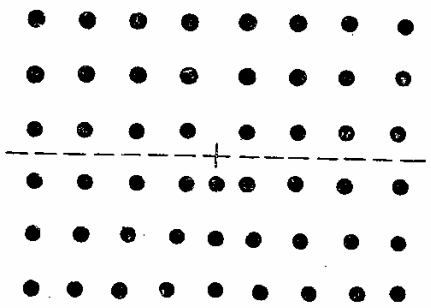
Биз баён қилган бу нуқсонлар, яъни вакансиялар ва тугунлар орасига жойлашган атомлар *нуқтавий* нуқсонлар деб аталади.

Кристалдаги нуқсонларнинг учинчи тури шундан иборатки, бунда панжарадаги баъзи жойлар асосий модда оз миқдордаги аралашмани ташкил қилувчи бегона атомлар томонидан банд қилинади. Бундай тур нуқсонлар баъзида кристалларнинг хос-

саларига жуда кучли таъсир кўрсатади. Бу айниқса ярим ўтказгичларга тааллуқлидир, уларнинг хоссалари кўп жиҳатдан худди шундай аралашма нуқсонларига боғлиқ бўлади.

Агар кристалл бирор маълум химиявий формулага мувофиқ келувчи химиявий бирикмага тегишли моддадан олинган бўлса, у ҳолда бу бирикма таркибидаги компоненталарнинг камлиги ёки бирор даражада кўплиги билан боғлиқ бўлган нуқсонлар ҳосил бўлиши мумкин. Бу ҳолда нуқсонлар турли характерда бўлиши мумкин: ортиқча атомлар, масалан, тугунлар орасида жойлашиши, ўзини аралашма атомлари сингари тутиши мумкин ва ҳоказо.

Кристаллдаги нуқсонларнинг энг муҳим тури *дислокациялардир*. Бу тур нуқсонларнинг характери 167-расмдаги схемадан кўриниб турибди. Бу нуқсон шундан иборатки, кристаллнинг бир қисмида (расмдаги горизонтал пунктир чизиқнинг юқори қисмида) бошқа қисмидагидан битта атом текислиги кўп пайдо бўлади. «Ортиқча» атом текислиги, албатта, панжаранинг бузилишига сабаб бўлади, шу билан бирга 167-расмдан кўриниб турганидек, кристаллнинг ана шу қўшимча текисликка бевосита келиб тақалган қисмларида кўпроқ бузилиш бўлади. Бу жойдан узоқлашган сари бузилишлар тобора камайиб боради, кристалл мунтазамлигининг кучли бузилиш соҳаси одатда бир неча атомлараро масофадан ортиқ бўлмайди.



167-расм.

Нуқсонларнинг винтли дислокация деб аталувчи бошқа тури ҳам мавжуд, биз бу турни бу ерда баён қилмаймиз. Бироқ шу нарсани қайд қилиб ўтамизки, кристалларда дислокациялар муҳим роль ўйнайди, айниқса кристалларнинг деформацияси билан боғлиқ бўлган ҳодисаларда уларнинг бўлиши кристалларнинг мустаҳкамлигини сусайтиради. Дислокацияларнинг пайдо бўлиши кристалларнинг ўсишига ҳам кучли таъсир қилади, умуман айтганда, кристалларнинг ўсишини осонлаштиради. Кристалларда дислокацияларнинг сони анча кўп, яхши табиий кристалларда уларнинг қиймати 1 см^3 да 10^8 га етади.

Дислокациялар, албатта, нуқтавий нуқсонлар эмас, *чизиқли нуқсонлардир,* бу ерда атомларнинг жойлашиш мунтазамлиги *чизиқ* бўйлаб «ортиқча» атом текислигининг чеккалари бўйлаб бузилади.

Кристалларда шунингдек *сиртқи* (икки ўлчамли) нуқсонлар ҳам бўлади. Бу, биринчидан, кристалл сиртининг ўзи. Иккинчидан, кристаллнинг бирмунча бошқачароқ ориентацияланган алоҳида қисмлари орасидаги чегаралар, кристаллнинг бундай

қисмлари *мозаика блоклари* деб аталади. Учинчидан, бу поликристаллдаги кристаллитлар орасидаги чегаралар (доналарнинг чегаралари) дир.

Ниҳоят, кристалларда баъзида учрайдиган ғоваклар ва ёриқлар кўринишидаги ҳажмий (уч ўлчамли) нуқсонлар ҳам бўлади.

Кристаллдаги нуқсонларнинг мувозанатдаги концентрацияси. Кристалларда атомлар жойлашадиган кристалл панжара тугунлари — потенциал энергия минимал бўладиган нуқталардир. Шунинг учун мутлақо нуқсони бўлмаган кристалл гўё барқарор мувозанат ҳолатида бўлиши керакдек туюлади. Аксинча, кристаллдаги ҳар бир нуқсон кристалл энергиясини орттириб, уни беқарорроқ қилиши ва ҳар қандай нуқсонли кристаллда қандайдир кристаллнинг ўз-ўзидан мукаммаллашиш процесси кетиши керак. Бироқ аслида бундай эмас. Мутлақо мукаммал кристаллар мавжуд эмас ва бўлмайди ҳам. Атомларнинг жойлашишлари билан боғлиқ бўлган тартиб билан маълум даражадаги тартибсизлик ҳам бор, бу тартибсизлик кристаллнинг мувозанат ҳолатида туришига тўсиқлик қилмайдигина эмас, балки бундай мувозанатни юзага келтиради. Гап шундаки, юқорида кўрсатиб ўтилганидек, кристалл панжаранинг тугунларидаги атомлар кичик тебранишлар характерида бўлган хаотик ҳаракатлар қилади. Бу тебранишларнинг энергияси кристаллнинг температурасини белгилайди ва катталик жиҳатидан бу энергия kT атрофида бўлади. Атомлар бир-бири билан ўзаро таъсирда бўлгани учун атом тебранишлари боғланган маятникларнинг тебранишларига ўхшайди. Бундай шароитларда тасодифият қонунига кўра тебранувчи атомлар орасида энергиянинг флуктуацион қайта тақсимланиши мумкингина эмас, балки шартдир, бунинг натижасида алоҳида атомлар kT дан кўра кўпроқ энергия олади ва бу энергия атомнинг панжарадаги «ўз» тугунини тарк этиши учун етарли бўлиб қолади.

Бу атом бунда тугунлар орасига ўтиши (Френкель нуқсони), кристаллни тарк этиши (Шоттки нуқсони), дислокацияга қўшилиши, ёриқ ёки ғовакнинг сиртига кетиши мумкин ва ҳоказо. Панжарадаги ўз жойини ташлаб кетган атомнинг «тақдири» қандай бўлса ҳам, бу ҳолда ҳамма вақт *вакансия* ҳосил бўлади. Шундай йўл билан юзага келаётган вакансияларнинг бир қисми уларга тугунлар оралиғидаги, дислокациялардаги ва ҳоказо атомларнинг келиб тушиши билан йўқолади. Бундай вакансияларнинг пайдо бўлиши ва йўқолиши, худди суюқлик устида атомларнинг буғланиши ва конденсацияланишида ҳосил бўлгани сингари, охир ниҳоясида мувозанатнинг қарор топишига сабаб бўлади. Вакансияларнинг мувозанатдаги концентрацияси шунга ўхшаш ҳолларда ҳамма вақт бўлганидек Больцман формуласи билан аниқланади:

$$\frac{n}{n_0} = e^{-w/kT}.$$

Бу ерда n_0 — кристаллнинг ҳажм бирлигидаги молекулалар сони, n — флуктуациялар натижасида w энергияга, яъни атомнинг панжара тугунидан чиқиши учун етарли бўлган энергияга (вакансиялар ҳосил бўладиган энергияга) эга бўлган атомлар сони.

Бу формула бирор температурадаги вакансияларнинг нисбий концентрациясини баҳолашга имкон беради. $T = 1000$ К да $\frac{n}{n_0}$ нисбат 10^{-5} га тенг бўлгани учун панжарада ўзининг «қонуний» жойини эгаллаган ҳар юз минг атомга битта бўш тугун вакансия тўғри келади.

Тугунлар орасидаги атомларниг концентрацияси кўплаб марта кам, чунки панжаранинг тугунини тарк этиб вакансия ҳосил қилган атомларнинг ҳаммаси ҳам тугунлар орасига жойлашавермайди.

122- §. Қаттиқ жисмларнинг механикавий хоссалари. Деформациялар

Қаттиқ жисмларнинг механикавий хоссалари деб жисмларнинг ташқи механикавий кучлар таъсирида ўз шаклини ўзгартириш (деформацияланиш) ва бу кучлар томонидан емирилишга қарши туриш қобилиятини белгиловчи хоссаларига айтилади.

Қаттиқ жисмнинг деформацияси ташқи куч таъсирида жисмни ташкил қилган зарраларнинг ўзаро жойлашиши ва улар орасидаги масофанинг ўзгариши натижасидир.

Агар деформацияни юзага келтирган кучнинг таъсири тўхтагандан кейин деформация йўқолса, бундай деформация *эластик* деформация, агар нагрузка тўхтагандан кейин ҳам сақланиб қолса, *пластик* деформация деб аталади. Барча қаттиқ жисмлар эластик деформацияланиши ҳам, пластик деформацияланиши ҳам мумкин, бу қўйилган кучнинг катталигига боғлиқ бўлади. Етарлича кичик кучларда қаттиқ жисмлар эластик деформацияланади. Турли хил техникавий иншоотларда, узоқ муддат ишлатиш учун мўлжалланган машиналарда ва ҳ. к. ларда фақат эластик деформацияларгагина йўл қўйилади.

Эластик деформация. Қаттиқ жисмга ташқи кучлар қўйилган ва бу кучларнинг характери шундай бўлсаки, жисмнинг турли қисмлари турли ҳаракатларни бажарса, у ҳолда кристаллдаги зарралар бири бошқасига нисбатан силжийди. Жисмларнинг *деформацияланиш* ҳодисаси шундан иборат. Бунда зарраларнинг ўзаро жойлашиши ва уларнинг ўзаро масофалари ўзгаргани учун, бунинг натижасида жисмнинг шакли ёки ҳажми, ёки ҳар иккаласи ҳам ўзгаради. Шу билан бирга, ҳажм

ўзгариши билан боғлиқ бўлган деформация фақат қаттиқ жисмларда эмас, шунингдек суюқликлар ва газсимон жисмларда ҳам бўлади: кенгайиш ва сиқилиш ҳажмнинг ўзгариши билан бўладиган деформациядир.

Зарраларнинг ўзаро жойлашиши ва улар орасидаги масофанинг ўзгариши *эластиклик кучларининг* пайдо бўлишига олиб келади, бу кучлар шундай йўналганки, улар гўё дастлабки ҳажм ва шаклни тиклашга, демак, зарраларнинг дастлабки конфигурациясини тиклашга интилади. Бу кучлар деформацияланаётган жисмнинг ичида, унинг қисмлари орасида ва шунингдек, бу жисм билан тегиб турган жисмларда ҳам таъсир қилиш мумкин. Бу кучлар зарраларнинг харакатини юзага келтирган ташқи кучларга қарши йўналган ва агар ташқи куч таъсирига қарамасдан жисм бутунлигича тезланиш олмаса, у ҳолда эластиклик кучлари нагрузка деб аталган ташқи кучларни мувозанатлаётган бўлади. Бу ҳолда деформациялар *статик* деформациялар дейилади. Бу параграфда биз шундай деформацияларни кўрамиз.

Деформация катталиги ва деформация туфайли пайдо бўладиган кучлар (ёки худди шунинг ўзи, абсолют катталиги жиҳатидан унга тенг бўлган ташқи кучлар) орасидаги муносабат *Гук қонуни* билан аниқланади. Гук қонуни шундай ифодаланади: *куч деформацияга пропорционалдир.* Бу қонунни миқдор жиҳатдан ифодалаш учун деформациялар ва кучларнинг қандай катталиклар билан характерланишини шартлашиб олишимиз керак.

Тажриба шуни кўрсатадики, агар деформацияланган жисмда бирор ихтиёрий сиртни ажратиб олинса, у ҳолда деформация бу сиртга таъсир қилувчи кучни эмас, бу кучнинг сирт юзасига нисбатини аниқлайди. Бу F/S га тенг бўлган p нисбат *кучланиш* деб аталади, бу ерда F — куч, S — сиртнинг юзи. Бу нисбат босим ўлчанадиган бирликларда ўлчанади. Гук қонунида «куч» деганда кучланишни тушунилади. Бу ерда биз изотроп жисмларнинг деформацияларини кўриш билан чекланишимизни қайд қилиб ўтайлик.

Агар деформацияни характерловчи катталикни ε ҳарфи билан белгиласак (деформацияларнинг турли хиллари учун бу катталик турлича бўлади), у ҳолда Гук қонунини шундай кўринишда ёзиш мумкин:

$$\frac{p}{\varepsilon} = \text{const}. \qquad (122.1)$$

Кучланишнинг деформация катталигига тенг бўлган константа тегишли эластик деформация турининг *модули* деб аталади (бу термин Гук қонунига математик шакл берган олим Юнг томонидан киритилган эди).

Қаттиқ жисмнинг унга қўйилган нагрузка таъсирида дуч келадиган деформацияси икки асосий кўринишда бўлади, бу икки кўриниш сиртга таъсир қилувчи ҳар қандай кучнинг сиртга перпендикуляр ва унга параллел ташкил этувчиларга ажратиш мумкин эканлигига боғлиқдир. Бу ташкил этувчилардан бири *чўзилиш* ёки *сиқилиш* деб аталган деформацияни юзага келтиради. Бу тур деформация жисм ҳажмининг ўзгариши билан характерланиб, бироқ унинг шакли ўзгармайди. Иккинчи (сиртга параллел) ташкил этувчи *силжиш* деформациясини вужудга келтиради. Силжиш деформациясида жисмнинг шакли ўзгаради, бироқ унинг ҳажми ўзгармайди.

Агар кучланишнинг сиртга параллел ташкил этувчиси нолга тенг бўлса, у ҳолда соф чўзилиш ёки сиқилиш деформацияси рўй беради. Агар кучланишнинг нормал ташкил этувчиси нолга тенг бўлса, у ҳолда деформация соф силжиш деформацияси бўлади.

Деформациянинг бу асосий турларидан ташқари яна икки хили кўп учрайди ва катта роль ўйнайди: бу буралиш ва букилишдир. Улардан биринчиси силжиш деформациясига, иккинчиси чўзилиш ва сиқилиш деформациясига келтирилади.

123- §. Чўзилиш ва сиқилиш деформацияси. Силжиш

Бир томонлама чўзилиш ва сиқилиш. Узунлиги l ва кўндаланг кесим юзи S бўлган цилиндрсимон стерженга 168- расмда кўрсатилгани сингари унинг ўқига параллел йўналган F куч таъсир қилаётган бўлсин. Бу кучнинг таъсирида стерженнинг узунлиги бирор Δl катталикка ортади (агар кучнинг йўналишини тескарисига ўзгартирилса, стерженнинг узунлиги ортмайди, балки қисқаради). Бироқ бу Δl узайиш деформациянинг характеристикаси сифатида қабул қилиниши мумкин эмас. Чунки куч стержень узунлигининг ҳар бир бирлигига таъсир қилади ва шунинг учун умумий узайиш l узунликка боғлиқ бўлади ва шундай қилиб, фақат таъсир қилаётган кучланиш билангина эмас, намунанинг бошланғич узунлиги билан ҳам аниқланади.

Бу ҳолда деформация катталиги сифатида Δl узайишнинг l узунликка нисбатини олиш зарур, бу нисбат энди l га боғлиқ бўлмайди. Бу нисбат стерженнинг *нисбий узайиши* деб аталади. Бир томонлама чўзилиш деформациясининг бундай характеристикасидан фойдаланиб (сиқилиш куч йўналиши ўзгаришида деформация ишорасининг ўзгаришини билдиради, холос), биз Гук қонунини шундай кўринишда ёзишимиз мумкин: $\frac{p}{\Delta l/l} = E$

ёки

$$\frac{\Delta l}{l} = \frac{p}{E}. \qquad (123.1)$$

E катталик *Юнг модули* ёки эластиклик модули деб аталади ва қаттиқ жисм эластиклик хоссаларининг асосий характеристикаларидан бири ҳисобланади. Унинг ўлчамлиги босимнинг ўлчамлиги билан бир хил бўлади.

Баъзида Юнг модулини намуна узунлигини икки марта чўзувчи кучланиш катталиги деб таърифланади. Бу агар (123.1) га $\frac{\Delta l}{l} = 1$ ни қўйсак (бу намунанинг узунлиги икки баравар ортганини билдиради), $p = E$ бўлишидан келиб чиқади.

168- расм.

Юнг модулининг бундай таърифи абстракт характердадир, чунки ҳақиқатда деформация ва кучланиш орасидаги (123.1) тенглама билан ифодаланадиган чизиқли боғланиш *фақат кичик* деформациялардагина $\left(\frac{\Delta l}{l} \ll 1\right)$ кузатилади. Қаттиқ жисм намунаси узунлигининг икки баравар чўзилиши ҳақида гап бўлиши ҳам мумкин эмас, чунки бундай деформацияга эришгунча намуна албатта узилиб кетади! Бунинг устига, намуна узилиб кетишдан анча илгариёқ деформация кучланишига чизиқли боғланишда бўлмай қолади ва бинобарин, Юнг модули тушунчасининг ўзи маънога эга бўлмай қолади.

(123.1) тенглама бошқача кўринишда ёзилиши ҳам мумкин:

$$\frac{\Delta l}{l} = Kp, \text{ бу ерда } K = \frac{1}{E}. \qquad (123.1а)$$

Юнг модулига тескари бўлган катталик, яъни K коэффициент *эластиклик коэффициенти* деб аталади (баъзида уни бир томонлама чўзилиш коэффициенти ҳам деб аталади). (123.1а) формуладан бу коэффициент сон жиҳатидан стерженнинг бирга тенг бўлган кучланиш ҳосил қилган нисбий узайишига тенг эканлиги кўриниб турибди.

Бир томонлама чўзилиш ёки сиқилишда стерженнинг фақат узунлиги эмас, унинг кўндаланг ўлчамлари, яъни унинг радиуси ҳам ўзгаради: сиқилишда радиус катталашади, чўзилишда эса радиус кичиклашади. Агар бу деформацияни ҳам радиуснинг нисбий ўзгариши $\frac{\Delta r}{r}$ билан характерласак, у ҳолда шундай ёзиш мумкин:

$$\frac{p}{\Delta r/r} = M',$$

бу ерда M' — пропорционаллик коэффициенти, уни *бўйлама чўзилишдаги кўндаланг сиқилиш модули* деб аташ мумкин. $\frac{\Delta l}{l}$ ва $\frac{\Delta r}{r}$

орасида оддий боғланиш бўлиши кераклиги равшан. Бу боғланиш шундан иборатки, уларнинг нисбатлари айни шу модда учун ўзгармас катталикдир:

$$\frac{\Delta r}{r}\Big/\frac{\Delta l}{l} = \mu.$$

Кўндаланг ва бўйлама узайишлар нисбатига тенг бўлган μ ўзгармас катталик *Пуассон коэффициенти* деб аталади. Пуассон коэффициентининг қиймати деформацияланаётган намунанинг ҳажми ўзгаришини билдиради.

Агар жисмнинг ҳажми деформация натижасида ўзгармаганида, яъни узунликнинг Δl ўзгариши радиуснинг тегишли ўзгариши билан компенсацияланганда эди (цилиндрсимон намуна учун), у ҳолда қуйидаги тенглик бажарилган бўлар эди:

$$\mu = \frac{1}{2}.$$

Ҳақиқатан ҳам, намунанинг ҳажми $V = \pi r^2 l$, бу ерда r — цилиндрнинг радиуси, l — унинг узунлиги. Ҳажмнинг ўзгариши

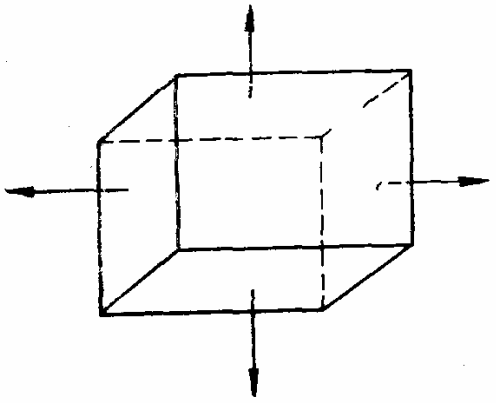
$$\Delta V = \pi (2lr\Delta r + r^2\Delta l).$$

$\Delta V = 0$ бўлиши учун албатта

$$2lr\Delta r = -r^2\Delta l$$

бўлиши зарур, бундан

$$\frac{\Delta r}{r} = -\frac{1}{2}\frac{\Delta l}{l}, \text{ яъни } |\mu| = \frac{\Delta r}{r}\Big/\frac{\Delta l}{l} = \frac{1}{2}.$$



169- расм.

Аслида, барча моддалар учун Пуассон коэффициенти 1/2 дан кичик ва 0,30 га яқин, яъни жисмнинг ҳажми чизиқли деформацияда ортади (пўкак учун Пуассон коэффициенти нолга тенг).

Ҳар томонлама чўзилиш ва сиқилиш. Деформациянинг бу тури ўзининг характерига кўра ҳозиргина биз кўриб ўтган деформациядан фарқ қилмайди ва у жисмга таъсир қилаётган куч унинг бутун сирти бўйлаб тақсимланганида ҳосил бўлади (169- расм).

Аввал келтирилган мулоҳазаларимизга кўра, деформация катталиги сифатида бу ҳолда жисм ҳажмининг нисбий ўзгаришини, яъни $\frac{\Delta V}{V}$ катталикни олиш керак. Шунинг учун Гук қонунига кўра биз шундай ёзишимиз мумкин:

$$\frac{p}{\Delta V/V} = M. \qquad (123.2)$$

M ўзгармас катталик *ҳар томонлама сиқилиш* (ёки чўзилиш) *модулидан* иборатдир. Юнг модули сингари у ҳам сон жиҳатидан жисм ҳажмини икки баравар ўзгартирувчи кучланишга тенг (баъзида M модулни ҳажмий деформация модули ҳам деб юритилади).

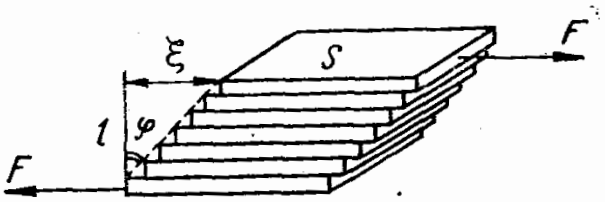
(123. 2) формулани қуйидаги кўринишда ёзамиз:

$$\frac{\Delta V}{V} = \chi p.$$

Ҳар томонлама сиқилиш модулининг тескари катталигига тенг бўлган χ коэффициент *ҳар томонлама сиқилиш коэффициенти* деб аталади. Бу коэффициентнинг қаттиқ жисмлар учун жуда кичик бўлиши равшан (10^{-6} атм$^{-1}$ тартибида).

Ҳар томонлама чўзилиш ёки сиқилишни учта бир томонлама чўзилиш ёки сиқилиш деформацияларининг қўшилиш натижаси деб қараш мумкин (агар бир томонлама деформациялар кичик бўлса). Шунинг учун M ва E модуллар бир-бири билан оддий боғланишга эга. Агар Пуассон коэффициенти нолга тенг бўлса, у ҳолда $E = 3M$ бўлишига осон ишонч ҳосил қилиш мумкин. Ҳар иккала модуль ҳам $\mu = 1$ бўлганда бир-бирига тенг бўлади.

Силжиш деформацияси. Деформациянинг бу тури жисмнинг икки диагонал қарама-қарши ёқларига қўйилган кучлар таъсирида юзага келади (170-расм). Бундай кучлар системаси кучларнинг йўналишига параллел бўлган ясси қатламларнинг бир-бирига нисбатан силжишини ҳосил қилади. Расмдан бунда чекка ёқларнинг бирор ξ масофага силжиши кўриниб турибди. Агар намунанинг дастлабки узунлиги l га тенг бўлса, деформация катталиги ξ/l нисбат билан характерланиши мумкин. Бу нисбат ξ кичик бўлганда φ га тенг (бу ерда φ — текисликларнинг силжиш бурчаги) деформация ўлчови сифатида худди шу бурчак қабул қилинади. Шунинг учун Гук қонунини қуйидаги кўринишда ёзиш мумкин:



170-расм.

$$\frac{p}{\varphi} = G, \qquad (123.3)$$

бу ерда p — кучланиш. G ўзгармас катталик *силжиш модули* деб аталади. Бошқа эластик деформация модуллари сингари бу модул ҳам босим бирликларида ўлчанади.

Силжиш модулига тескари бўлган катталик силжиш *коэффициенти* деб аталади. Бу коэффициент сон жиҳатидан бирга тенг бўлган кучланиш юзага келтирган силжиш бурчагига тенг, ҳолбуки силжиш модули бир радианга тенг бурчакка силжитган кучланишга тенгдир.

Юқорида қайд қилиб ўтилганидек, силжиш деформацияси деформацияланаётган жисмнинг ҳажмини ўзгартирмайди.

124- §. Эластиклик модуллари орасидаги боғланиш

Эластиклик ва силжиш модуллари бир-бирига боғлиқ бўлиши табиий, чунки улар моҳияти жиҳатдан айни бир процесс — ташқи нагрузка таъсирида атомларнинг панжарада қайта жойлашиш процессининг характеристикасидир. Агар жисмга ихтиёрий кучлар таъсир этаётган умумий ҳолни кўрсак, у ҳолда биз эластиклик модулларини боғловчи муносабатни топамиз.

Куб шаклидаги жисмга ихтиёрий кучлар қўйилган бўлсин. Бу кучлардан ҳар бирини учала координата ўқлари бўйлаб ташкил этувчиларга ажратиш мумкин. X, Y ва Z координата ўқлари бўйлаб йўналган кучланишларни p_x, p_y ва p_z билан белгилаймиз. Бу ташкил этувчиларнинг ҳар бири тегишли нисбий узайишни юзага келтиради:

$$\left.\begin{aligned} &\left(\frac{\Delta l}{l}\right)_x = \lambda_x, \quad \left(\frac{\Delta l}{l}\right)_y = \lambda_y, \quad \left(\frac{\Delta l}{l}\right)_z = \lambda_z; \\ &\lambda_x = \frac{p_x}{E}, \quad \lambda_y = \frac{p_y}{E}, \quad \lambda_z = \frac{p_z}{E}. \end{aligned}\right\} \qquad (124.1)$$

Бироқ ўқ бўйлаб ҳосил бўлган ҳар бир узайишга қолган икки ўқ бўйлаб кўндаланг сиқилиш ҳам бирга содир бўлишини эътиборга олиш керак. Масалан, λ_x узайиш билан бир вақтда Y ўқ бўйлаб $\mu\lambda_x$ га тенг ва Z ўқ бўйлаб $\mu\lambda_x$ га тенг сиқилиши ҳам рўй беради. Худди шунингдек, p_y кучланиш фақат λ_y узайишни эмас, яна X ва Z ўқлари бўйлаб $\mu\lambda_y$ сиқилишларни юзага келтиради, бироқ X ва Y ўқлари бўйлаб бу кучланиш $\mu\lambda_z$ сиқилишни ҳам вужудга келтиради.

Шунинг учун λ узайишнинг ифодаларидан тегишли перпендикуляр ўқлар бўйлаб юзага келадиган сиқилишларни айириб ташлаш керак. У ҳолда ўқлар бўйлаб узайишлар формулалари шундай кўринишга келади:

$$\left.\begin{aligned} \lambda_x &= \frac{p_z}{E} - \mu\lambda_z - \mu\lambda_y = \frac{p_x - \mu(p_z + p_y)}{E}, \\ \lambda_y &= \frac{p_y}{E} - \mu\lambda_z - \mu\lambda_x = \frac{p_y - \mu(p_z + p_x)}{E}, \\ \lambda_z &= \frac{p_z}{E} - \mu\lambda_x - \mu\lambda_y = \frac{p_z - \mu(p_x + p_y)}{E}. \end{aligned}\right\} \qquad (124.2)$$

Бу ифодалар умумий кўринишда X, Y ва Z ўқлар бўйлаб деформациялар катталикларини беради.

Энди $p_x = p_y = p_z$ деб (ҳар томонлама сиқилиш) фараз қилайлик. У ҳолда $\left(\frac{\Delta l}{l}\right)_x$ нинг ифодаси қуйидаги кўринишга келади:

$$\left(\frac{\Delta l}{l}\right)_x = \lambda_x = \frac{p - 2\mu p}{E} = (1 - 2\mu)\frac{p}{E}. \qquad (124.3)$$

λ_x ва λ_z ларнинг ифодалари ҳам худди шундай кўринишда бўлади. Бинобарин, ҳар томонлама сиқилишда ўқлардан бири бўйлаб нисбий узайиш $(1-2\mu)\frac{p}{E}$ га тенг бўлади, ҳолбуки, бир томонлама сиқилишда нисбий узайиш p/E га тенг (кучланиш йўналиши бўйлаб) эди.

(124.3) формулалардан ихтиёрий (ҳар қандай) деформацияларда ҳам ҳажмнинг нисбий ўзгариши учун ифода келтириб чиқариши мумкин, шунингдек, ҳажмий деформация билан Юнг модули орасидаги боғланишни топиш мумкин.

Айтайлик, қирраларининг узунликлари l_x, l_y ва l_z бўлган тўғри бурчакли парралелепипед кўринишидаги жисм деформацияланаётган бўлсин. Унинг ҳажми $V = l_x\, l_y\, l_z$ га тенг бўлиши равшан. Қўйилган p_x, p_y ва p_z кучланишлар таъсирида жисмнинг ҳажми қуйидаги катталикка ўзгаради:

$$\Delta V = \Delta(l_x l_y l_z) = l_y l_z\, \Delta l_x + l_z l_x \Delta l_y + l_x l_y \Delta l_z.$$

Бу ҳолда ҳажмнинг нисбий ўзгариши қуйидагича бўлади:

$$\frac{\Delta V}{V} = \frac{\Delta l_x}{l_x} + \frac{\Delta l_y}{l_y} + \frac{\Delta l_z}{l_z}.$$

(124.3) формуладан фойдаланиб, ҳар томонлама чўзилиш ёки сиқилишда, яъни $p_x = p_y = p_z = p$ га тенг бўлганида ҳажмнинг нисбий ўзгариши қуйидагига тенг бўлишини топамиз:

$$\frac{\Delta V}{V} = \frac{3(1-2\mu)p}{E}.$$

Бироқ биламизки,

$$\frac{p}{\Delta V/V} = M,$$

бинобарин, ҳажмий деформация модули M Юнг модули E билан қуйидаги муносабат орқали боғланган:

$$M = \frac{E}{3(1-2\mu)}.$$

Маълумки, силжиш деформациясида ҳажмий ўзгариш бўлмайди, яъни

$$\frac{\Delta V}{V} = \lambda_x + \lambda_y + \lambda_z = 0.$$

Бу формуладаги λ_x, λ_y ва λ_z лар ўрнига уларнинг (124.2) даги қийматларини қўямиз. У ҳолда

$$\frac{\Delta V}{V} = \frac{p_x(1-2\mu) + p_y(1-2\mu) + p_z(1-2\mu)}{E} = 0,$$

ёки

$$p_x + p_y + p_z = 0$$

Кучланишлар худди шундай танланганидагина силжиш деформацияси бўлиши мумкин. $p_x + p_y + p_z = 0$ тенгламадан қуйидаги келиб чиқади:

$$p_x = -(p_y + p_z).$$

p_x учун олинган бу ифодани (124. 2) га қўйсак, шундай ифодани ҳосил қиламиз:

$$\lambda_x = \frac{p_x + \mu p_x}{E} = \frac{1+\mu}{E} p_x. \qquad (124.4)$$

Бу ердаги $\lambda_x = \left(\frac{\Delta l}{l}\right)_x$ — силжишда ёқнинг силжишининг ана шу ёқнинг узунлигига нисбатини билдиради. Бу нисбат силжиш бурчагининг ярмига тенг (кичик силжишларда) ва у силжиш деформациясини характерлайди. Шунинг учун (124.2) формулани қуйидаги кўринишда ёзиш мумкин:

$$\frac{\varphi}{2} = \frac{1+\mu}{E} p_x$$

ёки

$$G = \frac{p_x}{\varphi} = \frac{E}{2(1+\mu)}.$$

Бу формула силжиш модули, Юнг модули ва Пуассон коэффициенти орасидаги боғланишни беради.

19-жадвалда турли моддалар учун эластиклик модуллари қийматлари келтирилган.

19-жадвал

Модда	Юнг модули $E \cdot 10^{-10}$, Н/м²	Силжиш модули $G \cdot 10^{-10}$, Н/м²	Пуассон коэффициенти	Модда	Юнг модули $E \cdot 10^{-10}$, Н/м²	Силжиш модули $G \cdot 10^{-10}$, Н/м²	Пуассон коэффициенти
Алюминий	7,4	2,5	0,34	Никель	21	7,8	0,30
Мис	12	4,4	0,34	Пўлат	22	8,0	0,28
Қўрғошин	1,6	0,6	0,44	Бронза	12	4,4	0,38
Платина	17	6,3	0,39	Кварц	5,4	3,0	—
Вольфрам	39	15,0	—				

125-§. Эластик деформация ва иссиқликдан кенгайиш

Қаттиқ жисмнинг эластиклик хоссалари иссиқликдан кенгайиш билан боғланган бўлиши керак, чунки иссиқликдан кенгайиш ҳам ўз характери жиҳатидан деформациядир, фақат механикавий нагрузка таъсирида юзага келмайди, холос (139-§ га қ.). Ҳақиқатан ҳам, жисм ўлчамларининг ва ҳажмининг иссиқликдан кенгайиш ёки ташқи кучланиш таъсирида ўзгариши пиро-

вардида атомлараро ўзаро таъсир кучларининг характери билан аниқланади.

Эластиклик хоссалари ва иссиқликдан кенгайиш орасидаги боғланиш қуйидагиларга асосланган. Нагрузка таъсирида чўзилиш ва сиқилиш туфайли ҳажмнинг ўзгариши босимнинг (кучланишнинг) ҳажм ўзгаришига кўпайтмасига тенг бўлган иш бажаришни талаб қилади. Бу иш эса ўзгармас босим ва ўзгармас ҳажмдаги иссиқлик сиғимларининг айирмасига тенг. Худди шу катталик иссиқликдан кенгайиш коэффициенти ва Юнг модули орқали ифодаланиши мумкин. Термодинамика мулоҳазаларига кўра, бу катталикларни боғловчи қуйидаги формулани ёзиш мумкин [(72.4) ва (95.5) ларга қ.]:

$$C_p - C_V = TE\beta^2 V. \qquad (125.1)$$

Бу ерда T — температура, E — Юнг модули, β — иссиқликдан ҳажмий кенгайиш, V — моддaнинг моляр ҳажми.

Изотроп жисмлар учун $\beta = 3\alpha$ бўлгани сабабли (бу ерда α — чизиқли кенгайиш коэффициенти), (125.1) формулани қуйидаги кўринишда ёзиш мумкин:

$$C_p - C_V = 9\alpha^2 TEV. \qquad (125.2)$$

Силжиш модули ёки коэффициенти формулага кирмайди, чунки силжиш деформациясида ҳажм ўзгармайди.

(125.1) ва (125.2) формулалар, агар C_p маълум бўлса, C_p нинг қийматини ҳисоблаш учун ишлатилиши мумкин, C_p иссиқлик сиғимини эса фақат тажрибадан топиш мумкин.

$C_p - C_V$ айирма қаттиқ жисмлар, шунингдек суюқликлар ва газсимон жисмлар бўлган ҳолда ҳам, 1 моль моддaнинг бир градусга қизиш натижасида кенгайишда бажарган ишига тенг бўлади (албатта, агар C_p ва C_V — моляр иссиқлик сиғими бўлганида). Бироқ қаттиқ жисмлар учун бу иш идеал газларда бўлгани сингари R га тенг эмас, чунки қаттиқ жисмларнинг иссиқликдан кенгайишидаги иши ташқи босим билан эмас, балки асосан молекуляр кучлар билан аниқланади.

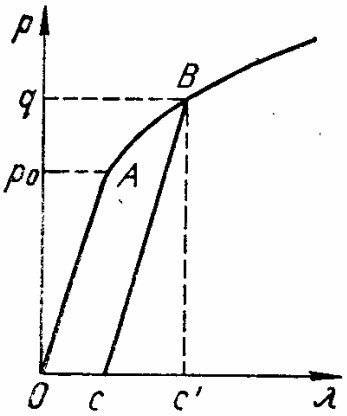
126-§. Деформациянинг кучланишга боғлиқлиги

Эластик сўнг таъсир. Юқорида кўрилган эластик деформациялар шуниси билан фарқланиб турадики, бу ерда деформация жисмга қўйилган кучнинг таъсири билан бир вақтда, кучланиш ортганида ортиб ва кучланиш йўқолганида у билан бирга йўқолиб рўй беради. Бироқ бундай деформацияларни ҳамма вақт ҳам кузатиш мумкин эмас, ҳатто кучланишлар пластик деформациялар ҳосил қилишдан узоқ бўлганида ҳам бундай деформациялар кам бўлади.

Баъзи ҳолларда қўйилган кучланиш ўсишдан тўхтагандан кейин ҳам жисмнинг деформацияланишда давом этаётганини ёки нагрузка олингандан кейин ҳам деформация дарҳол тўхтамай, аста-секин камаяётганини кўриш мумкин. Деформация гўё уни ҳосил қилаётган кучланишдан орқада қолади: жисм унга таъсир қилаётган кучланиш ўсишдан тўхтагандан кейин ҳам деформацияланишда давом этади, кучланиш олингандан кейин эса ўзининг дастлабки шаклини *релаксация вақти* деб аталган бирмунча вақтдан кейин тиклай бошлайди. Бу ҳодиса *эластик сўнг таъсир* деб аталади. Эластик сўнг таъсир ва релаксация вақтининг катталиги температурага боғлиқ бўлади ва етарлича кичик температураларда нагрузка олингандан кейин ҳам деформация йўқолмайди ва пластик деформация характерида бўлади.

Эластик сўнг таъсир кристаллар (ҳатто монокристаллар) структурасининг мукаммаллашмагани туфайли содир бўлиши керак. Мукаммал монокристалларда эластик сўнг таъсирнинг бўлмаслигини А. Ф. Иоффе кўрсатиб берган эди.

Пластик деформация. Юқорида биз эластик деформациянинг қайтувчан характерда бўлишини, яъни деформацияловчи кучланиш йўқолганда деформациянинг ҳам йўқолишини кўрсатиб ўтган эдик. Худди ана шундай деформация учун деформациянинг кучланишга чизиқли боғланганлигини кўрсатувчи Гук қонуни ўринлидир.



171- расм.

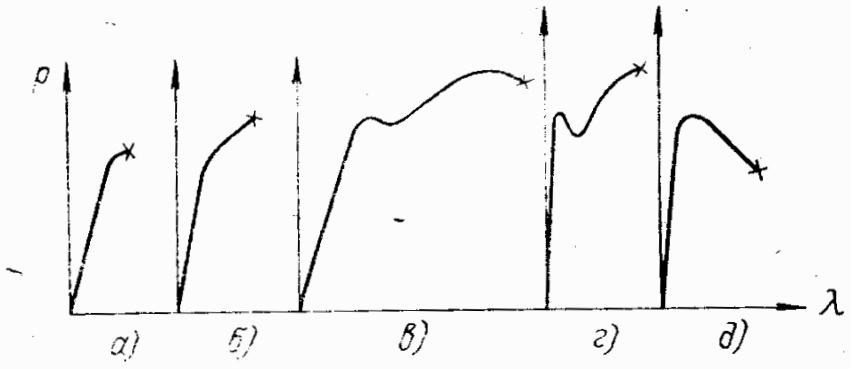
Тажрибанинг кўрсатишича, деформация айни шу модда учун деформацияловчи кучнинг маълум тамомила аниқ қийматигача ўзининг қайтувчанлигини сақлар, яъни эластиклигича қолар экан. Кучланишнинг янада ўсиши деформациянинг чизиқли ўсишидан тезроқ ортишини вужудга келтиради.

Деформация эластик бўлиб қоладиган энг максимал кучланиш *эластиклик чегараси* деб аталади. 171- расмда деформациянинг p кучланишга боғланишининг тажрибада олинган графиги кўрсатилган.

Эластик деформация кучланишнинг p_0 қийматигача давом этиши равшан. p_0 дан юқори кучланишларда тўғри чизиқ эгри чизиққа айланади. Гук қонуни тўғри бўлмай қолади, деформация эластикликдан чиқади. Агар кучланишни, масалан, деформация OC' га тенг бўладиган q қийматгача орттирилса ва сўнгра кучланишни аста-секин нолгача камайтирилса, у ҳолда деформация ҳам албатта камаяди, бироқ у BAO эгри чизиқ бўйича эмас, балки BC тўғри чизиқ бўйича камаяди. Кучланиш батамом олингандан кейин ҳам жисм OC каттаикда деформацияланганча қолади *(қолдиқ деформация)*. Энди деформация қайтувчи бўлмай қолди. Бундай диформация *пластик* формация деб аталади.

Кўпгина қаттиқ жисмларда эластиклик чегарасидан озгина катта кучланишлардаёқ деформация кучланиш қиймати *ўзгармас* бўлгани ҳолда *ортаверади,* одатда бу ҳолларда материал «оқади» деб гапирилади. Кучланишнинг бу қиймати *оқувчанлик чегараси* деб аталади. Бу ҳолда кучланишнинг деформацияга боғлиқлиги 172- *в* расмда кўрсатилгандек бўлади. Эгри чизиқнинг горизонтал қисми оқувчанлик супачаси деб юритилади.

Кучланишнинг янада ортиши пировардида деформацияланаётган жисмнинг емирилишига (чўзувчи кучланиш бўлганда — узилишига) олиб келади. Бу кучланишнинг катталиги моддaнинг *мустаҳкамлик чегараси* деб аталади. $p = f(\lambda)$ эгри чизиқнинг емрилиш олдидаги соҳасининг кўриниши турли материалларда турлича бўлиши мумкин. 172- расмда бундай эгри



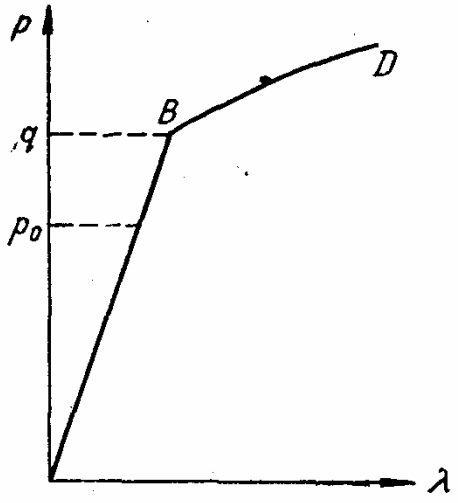
172- расм.

чизиқларнинг баъзи характерли намуналари кўрсатилган (уларда емирилиш юлдузча билан белгиланган). Бу эгри чизиқлардан баъзи моддаларда (бронза, жез) оқувчанликнинг мутлақо кузатилмаслиги кўриниб турибди (172-*б* расмга қ.). Бошқаларида эса эластиклик чегараси ва мустаҳкамлик чегараси бирбирига жуда яқин. Бундай моддаларда (чўян, тобланган пўлат) пластик деформациялар бўлиши амалда мумкин эмас — эластик деформация бевосита емирилиш билан тугалланади (172- *а* расм). Бундай моддалар мўрт моддалар дейилади. Баъзида деформация эгри чизиқлари 172-*г* ва *д* расмдаги сингари ғалати кўринишларда бўлади.

Бир марта (ёки кўплаб марта) пластик деформацияланган жисмга қайта куч таъсир қилганида пластик деформация билан боғлиқ бўлган жуда қизиқ ҳодиса кузатилади. Айтайлик, жисмга эластиклик чегарасидан катта кучланиш, масалан, 171- расмдаги q га тенг кучланиш билан таъсир қилиб жисм деформацияланган бўлсин. Нагрузка олингандан кейин жисмнинг OC га тенг қолдиқ деформация билан деформацияланганини кўрдик (171- расмга қ.). Агар бу пластик деформацияланган жисмни

қайтадан кучланиш таъсирига қўйилса, у ҳолда кучланиш ортиши билан деформация қайтадан Гук қонунига мувофиқ ортади, ҳатто бунда Юнг модули ҳам ўшандайлигича қолади (яъни тўғри чизиқнинг қиялиги ўзгаришсиз қолади). Бироқ энди эластиклик чегараси биринчи кучланиш қўйилгандан катта бўлади. Янги эластиклик чегараси энди тахминан биринчи деформацияланиш тамом бўлган максимал кучланишга (яқин) тенг бўлади. Бундай қайта кучланиш тасвирланган 173- расмда биринчи деформацияланишдан қолган деформация ноль учун қабул қилинган. Энди эластиклик чегараси p_0 эмас, q бўлади. 173- расмдаги эгри чизиқнинг BD қисми 171- расмдаги эгри чизиқнинг AB қисмининг давоми бўлади.

Шундай қилиб, пластик деформация материалнинг эластиклик чегарасининг ортишига, унинг мустаҳкамланишига олиб келади. Металлар ва қотишмалардан практикада фойдаланишда одатда бу хоссадан кенг фойдаланилади.



173- расм.

Пластик деформацияда материалнинг мустаҳкамланишига олиб келувчи процесс *парчаланиш* деб аталади, пластик деформация натижасида жисмнинг мустаҳкамланган ҳолати парчаланиш ҳолати деб аталади.

Термик ишлаш. Пластик деформация натижасида бўладиган мустаҳкамланишни бартараф қилиш мумкин, бунинг учун деформацияланган жисмни юқори температурада узоқ муддат қиздириш керак. Жисмга бундай термик ишлов берилгандан кейин дастлабки оқувчанлик чегараси тикланади ва деформация бир жинсли бўлмаганда жисмда пайдо бўлиши мумкин бўлган қолдиқ кучланишлар бартараф қилинади. Бундай термик ишлов бериш *юмшатиш* деб аталади. Бироқ юмшатишда жисмнинг ўлчамлари ва шакли қайта тикланмайди.

Термик ишлашнинг *тоблаш* деб аталадиган бошқа тури баъзи қотишмалар, масалан, пўлатда оқувчанлик чегарасининг камайишига эмас, ортишига олиб келади, яъни материал мустаҳкамланади. Тоблаш шундан иборатки, бунда жисм юқори температурагача қиздирилади ва сўнгра сув ёки мойга ботириш йўли билан тез совитилади.

Баъзи ҳолларда (пўлатнинг баъзи турлари, рангли металларнинг қотишмалари) тоблашдан сўнг яна бир термик ишлов берилади, жисмни тоблашдаги температурадан пастроқ темпера-

турагача иккиламчи қиздирилади. Бундай термик ишлаш усули *бўшатиш* ёки *сунъий чиниқтириш* дейилади.

Термик ишлашнинг турли усуллари металлни ишлаш саноатида металлар ва қотишмаларнинг хоссаларини яхшилаш учун кенг қўлланилади.

Шу нарсани айтиш керакки, тоблашда фақат қотишмаларнинггина мустаҳкамланиши кузатилади. Соф металлар одатда «тобланмайди», яъни бундай ишлов бериш натижасида мустаҳкамланмайди.

Шу муносабат билан соф металларнинг ўзларининг механикавий хоссалари жиҳатидан аралашмали металлар ва қотишмалардан жуда кучли фарқ қилишини қайд қилиб ўтиш керак. Бу фарқ шундан иборатки, соф металлар жуда юмшоқ, уларнинг эластиклик чегараси кичик, тоблаш учун нобоп ва умуман уларнинг механикавий хоссалари қотишмаларнинг механикавий хоссаларидан анча ёмон. Шундай эканлиги қадим замонларданоқ маълум, биринчи металл қуроллар (тўплар) соф металлдан (мисдан) эмас, миснинг қалай билан қотишмаси — бронзадан ясалган, бу қотишманинг қаттиқлиги ва мустаҳкамлиги анча юқори. Мукаммал кристалл структурали жисмлар ҳақида ҳам шуни айтиш керак: бирор модда монокристалларининг механикавий хоссалари худди шу модда поликристалларининг механикавий хоссаларидан ёмонроқ бўлади.

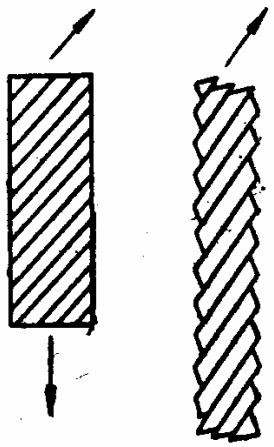
Биз қуйида пластик деформация билан боғлиқ бўлган бу ва бошқа талай хусусиятларнинг сабабини кўрамиз.

127-§. Пластик деформация механизми

Эластик деформациянинг моҳияти шундан иборатки, ташқи кучлар қўйилганда атомлар ўзларининг нормал мувозанат вазиятларидан озгина силжийди ва бунинг натижасида энди бир томондан атомларнинг тортишиш ва итаришиш кучлари, иккинчи томондан эса ташқи кучлар орасида мувозанат қайтадан тикланади.

Пластик деформацияга келганда шуни айтиш керакки, гарчи пластик деформацияланган жисмларнинг мустаҳкамланиши, термик ишлаш сингари ҳодисалар фақат илгаридан маълумгина эмас, улардан минглаб йиллар давомида фойдаланиб келинишига қарамай, пластик деформациянинг табиати ва механизми тўла равишда ўрганилган эмас.

Бироқ атомлар ўзларининг мувозанат вазиятларидан озгинагина силжийдиган эластик деформациядан фарқли ўлароқ, пластик деформацияда кристалл айрим қатламларининг бошқа қатламларга нисбатан сирпаниши (силжиши) рўй беради деб ҳисоблаш мумкин (174-расм). Атом текисликлари бўйлаб рўй берадиган бундай сирпанишлар фақат силжиш деформацияла-



174- расм.

рига эмас, ҳамма тур деформацияларга, жумладан чўзилиш деформацияларига ҳам сабаб бўлади. Пластик деформацияланган монокристалларни микроскопда кузатганда уларнинг сиртларида кўринадиган *сирпаниш полосалари* худди шундай эканини кўрсатади, бу полосалар сирпаниш текисликларининг кристалл сирти билан кесишиш чизиқларидир.

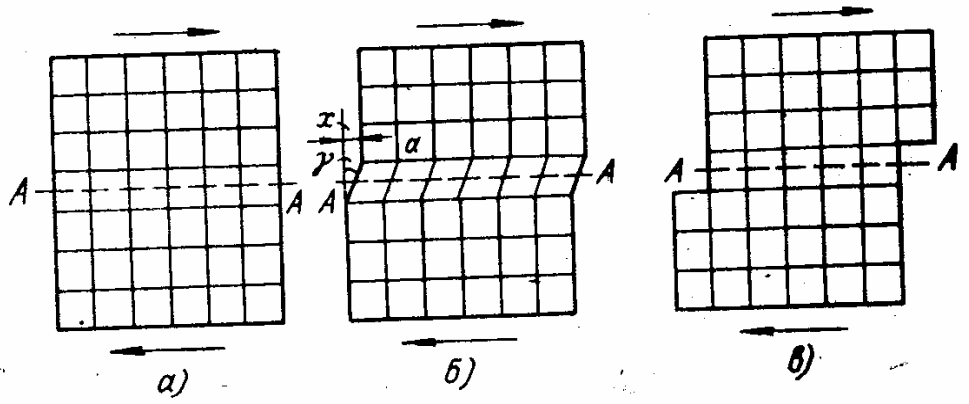
Кўп ҳолларда чўзилган стерженларнинг кўндаланг кесимининг шакли ўзгариши, улар сиртининг ғадир-будурлиги сингари ҳодисалар, яъни чўзилишда кристалл қатламларининг бир-бирига нисбатан сирпаниши туфайли бўладиган ҳодисалар кузатилади. Қатламларнинг сирпаниши асосан жипслашиш текисликлари, яъни атомлар билан энг «зич банд бўлган» текисликлар бўйлаб рўй беради.

Шундай қилиб, пластик деформация сирпанишлар, яъни кристалл текисликларининг сирпаниши билан боғлиқдир. Бунинг учун албатта бу текисликларга нисбатан уринма бўйлаб йўналган кучлар таъсир қилиши керак. Бундай кучлар деформацияловчи ташқи нагрузка қўйилганда ҳамма вақт мавжуд бўлади. Ҳақиқатан ҳам, ташқи куч қандай йўналган бўлса ҳам, кристаллда ҳамма вақт шундай сирпаниш текисликлари топиладики, бу текисликлар бўйлаб албатта бу ташқи кучнинг бирор ташкил этувчиси таъсир қилади, бинобарин, ҳатто чўзилиш деформациясида ҳам силжиш имконияти мавжуд бўлади.

Пластик оқиш кучланишнинг фақат маълум қийматидангина бошланишини биз яхши биламиз (оқувчанлик чегараси). Бинобарин, кристалл текисликлар бўйлаб сирпаниш ҳам бу текисликларга уринма бўлган кучланишнинг тамомила аниқ критик қийматидан бошланади. Албатта, кучланишнинг бу критик қиймати эластиклик чегарасига тенг бўлиши шарт эмас (бу кучланишни, одатда, *парчаловчи (синдирувчи) кучланиш* деб аталади), чунки текисликлар бўйлаб ташқи кучланишнинг бирор ташкил этувчисигина таъсир қилади. Сирпаниш дастлаб кристалл текисликларнинг қўйилган кучнинг энг катта ташкил этувчиси таъсир қилаётган текисликдан бошланади. Бошқа текисликлар бўйлаб сирпаниш уларда ҳам кучланиш критик қийматга етгандан кейин бошланади.

Пластик деформация механизми, умуман олганда, ана шундай. Пластик оқиш атом қатламларининг силжишидан иборат бўлгани учун қандай кучланишларда кристаллда сирпаниш бошланишини, яъни пластик деформация бошланишини тахминан аниқлаш, яъни кристаллнинг эластиклик чегараси қандай бўлиши кераклигини аниқлаш мумкин. Бунинг учун 75- расмда

кўрсатилган идеал кристаллда сирпаниш процессининг схемасини кўрайлик. 175-*а* расмда идеал, яъни ҳали силжиш билан деформацияланмаган кристалл кўрсатилган. Бу ерда чизиқларнинг кесишиш нуқталарида атомлар жойлашган деб ва кристаллни чизма текислигига перпендикуляр йўналишда ҳам давом этади деб тасаввур қилиш керак. Стрелкалар билан парчаловчи кучланишларнинг йўналиши кўрсатилган. *АА* пунктир чизиқ сирпаниш текислигини билдиради. Сирпаниш бошлангунга қадар (175-*а* расмга қ.) кристалл мувозанатда бўлади. Кучланишлар таъсирида кристаллнинг бир ярми иккинчи ярмига нисбатан панжара доимийсига тенг масофага силжиганда (175-*в* расмга қ.) кристалл яна мувозанатда бўлади, чунки бунда атомларнинг ўзаро жойлашиши бошланғич ҳолдаги сингари бўлади. Ҳар иккала ҳолда ҳам силжиш кучланиши нолга тенг.



175-расм.

Бироқ силжиш кучланиши силжиётган атомлар оралиқ ҳолатда бўлганида атомларнинг уларнинг қўшниларига нисбатан симметрик ҳолатларида ҳам нолга тенг бўлади. Бундан шундай хулоса чиқади: силжитиш кучи (кучланиш p) даври панжара доимийси a га тенг бўлган x даврий функциядир (175-*б* расмга қ.). Даврий функция сифатида улардан энг соддаси бўлган — синусоидани олиб, тақрибан

$$p = p_{\text{макс}} \sin \frac{2\pi x}{a},$$

деб ҳисоблаш мумкин.

Агар $p > p_{\text{макс}}$ бўлса, у ҳолда бундай кучланиш таъсири тўхтагандан кейин атом ўзининг бошланғич вазиятига қайтади ва демак, сирпаниш содир бўлмайди. Сирпаниш фақат $p = p_{\text{макс}}$ бўлгандагина рўй беради. Бинобарин, $p_{\text{макс}}$ сирпаниш учун зарур бўлган критик парчаловчи кучланишдир. Бу кучланиш катталик жиҳатидан эластиклик чегарасига яқин бўлиши керак.

Кичик x/a лар учун $\sin \frac{2\pi x}{a} = \frac{2\pi x}{a}$ деб ҳисоблаш мумкин. Шунинг учун

$$p = 2\pi p_{\text{макс}} \frac{x}{a}.$$

Бироқ $x/a \approx \gamma$, бу ерда γ—силжиш бурчаги (175-*б* расмга қ.). Бинобарин,

$$p = 2\pi\gamma p_{\text{макс}}.$$

Иккинчи томондан, силжиш деформациясида p/γ нисбат, яъни кучланишнинг силжиш бурчагига нисбати силжиш модули G га тенг бўлишини биламиз. Демак,

$$G = 2\pi p_{\text{макс}} \quad \text{ёки} \quad p_{\text{макс}} = G/2\pi.$$

Силжиш модули эса сон жиҳатидан 1 радианга тенг бурчакка силжишни юзага келтирувчи кучланишга тенг эканлиги маълум. Бу деган сўз, кучланиш $G/2\pi$ дан кичик бўлганида сирпаниш бўлмайди, бинобарин, пластик деформация ҳам бўлмайди (чунки $\frac{p}{\gamma}$ G формула Гук қонунини ифодалайди).

Бундан $\frac{G}{2\pi}$ га тенг кучланишда силжиш бурчаги 1/6 радианга яқин, яъни 9,5° га яқин бўлиши келиб чиқади. Агар бу бурчак кичик, масалан, 9° бўлса, у ҳолда пластик деформация содир бўлмайди. Пластик деформация 175-*в* расмга тўғри келади, яъни $\gamma = 90°$ бурчакда сирпаниш содир бўлгани учун, бундан деформация оқувчанлик ҳосил бўлишидан тахминан 15° олдинроқ бўлиши мумкин экан деган хулоса чиқади.

Бироқ тажриба барча монокристалларда пластик оқиш ҳозиргина биз ҳисоблаганимиздан юзлаб ва минглаб марта кичик деформацияларда бошланишлигини кўрсатади. Ҳатто монокристалларга нисбатан анча мустаҳкамроқ бўлган поликристалл жисмларда ҳам пластик оқиш бир неча градусга тенг силжиш бурчакларида эмас, градуснинг ўндан бир неча улушларида бошланади.

Шундай қилиб, кристалларнинг пластик деформацияга нисбатан назарий ҳисобланган мустаҳкамлиги амалда тажрибада кузатиладигандан анча катта бўлади. Назария ва тажриба орасидаги бундай номувофиқликнинг сабабларини аниқлаш пластик деформациялар физикасининг бош проблемаларидан биридир.

Келгуси параграфда биз бундай номувофиқликнинг сабаблари ва пластик деформация билан боғлиқ бошқа ҳодисаларни тушунтиришга ҳаракат қилувчи назария билан танишамиз.

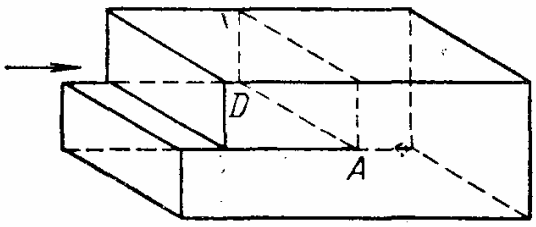
128- §. Кристаллардаги дислокация

Кристалларнинг силжишга нисбатан назарий мустаҳкамлигини юқорида келтирилган ҳисобда биз атомлари мунтазам жойлашган мукаммал кристалл билан иш кўрган эдик. Худди

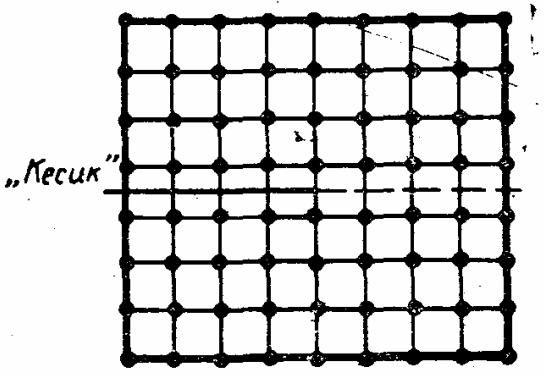
шундай кристалл одатдан ташқари катта мустаҳкамлиги, яъни оқувчанлик чегарасининг юқори бўлиши билан фарқ қилиши керак (пластик чўзилиш деформациясининг кристаллнинг кичик соҳаларида рўй берадиган кўплаб кичик силжишлардан иборат эканини эслатиб ўтамиз). Агар тажрибадан реал кристаллнинг оқувчанлик чегараси ҳақиқатан ҳам анча паст эканлиги маълум бўлса, бунинг сабаби кристаллнинг мукаммал эмаслигида, яъни унда аввал биз кристаллнинг нуқсонлари деб атаган бузилишларнинг борлигида бўлади.

Бироқ, иккинчи томондан, кўп ҳолларда атайлаб нуқсонли қилиб олинган кристалларнинг мустаҳкамлиги камроқ бузилган кристалларнинг мустаҳкамлигидан юқори бўлади. Масалан, пўлатнинг, яъни углерод аралашган темирнинг механикавий хоссалари бундай нуқсони бўлмаган, яъни таркибида бегона жинсли атомлар бўлмаган соф темирнинг механикавий хоссаларидан юқори бўлишига ҳеч қандай шубҳа йўқ. Худди шунга ўхшаш пластик деформацияланган кристалл ҳам «бузуқ», нуқсонли кристаллдир, ҳолбуки унинг оқувчанлик чегараси парчинланмаган, янада мукаммалроқ кристаллнинг оқувчанлик чегарасидан юқори бўлади. Бундан кристаллнинг ҳар қандай нуқсонлари ҳам унинг мустаҳкамлигининг назарий ҳисоблангандан паст бўлишига «айбдор» бўлавермас экан, деган хулоса чиқади.

Ҳозирги замон тасаввурларига кўра пластик деформация билан боғлиқ бўлган кўплаб ҳодисалар кристалларда алоҳида тур нуқсонларнинг— биз юқорида қисқача гапириб ўтган дислокацияларнинг (121-§) мавжудлиги билан тушунтирилиши мумкин. Энди дислокациялар ва уларнинг хоссалари билан батафсилроқ танишайлик.



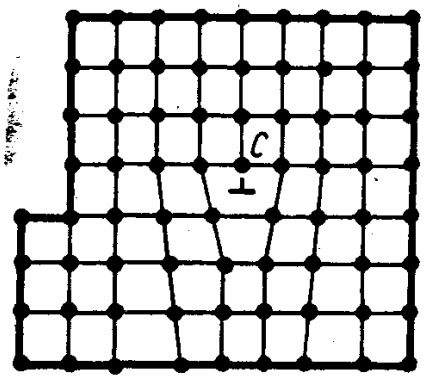
176-расм.



177-расм.

Бирор текислиги кристаллнинг ярим чуқурлигигача кесилган кристаллни кўз олдимизга келтирайлик (176- ва 177-расм). Энди ана шу кристаллнинг кесик жойи устидаги қисми стрелка билан кўрсатилган йўналишда сиқилган дейлик, бунда чап томондаги чекка атом текислиги панжара доимийсига тенг масофага силжийди (176-§ га қ.), пластик (кесик остидаги) қисми эса силжимайди. Кристалл ичидаги AD чизиқ кристаллнинг сил-

жишга дуч келган қисмининг чеккаси бўлади. Кристаллнинг бу чизиқ бўйлаб соҳаси *четки дислокация* деб аталади. 178-расмда *AD* чизиққа перпендикуляр текисликдаги атомларнинг жойлашиши кўрсатилган (176-расмга қ.). 178-расмдан кўринишича бу ҳолдаги нуқсон—дислокация—шундан иборатки, бевосита дислокация чизиғида бўлган *C* атомнинг бошқа нормал атомлар сингари қўшниларга эга бўлмайди.



178-расм.

Биз бу ерда дислокацияни кристалл «кесиш» ва сиқишдан иборат фикран амалга оширилган операцияларнинг натижаси сифатида тасвирладик. Аслида эса бундай дислокация кристаллда ўз-ўзидан, атомларнинг сирпанишдаги нотекис ҳаракатлари натижасида пайдо бўлиши мумкин, масалан, уларнинг пайдо бўлишини гиламнинг алоҳида бўлакларининг турли силжишида унда қатларнинг ҳосил бўлишига ўхшатиш мумкин. Дислокациялар эритмадан кристалл ҳосил бўлиш процессида ҳосил бўлиш ҳам мумкин. Бинобарин, дислокациялар ҳар қандай кристаллда ҳам бўлади, яъни бу жиҳатидан бошқа нуқсонлар сингари бўлади деб ҳисоблаш мумкин.

Дислокацияларнинг муҳим хоссаси уларнинг сирпаниш текисликлари бўйлаб ҳаракатлана олиш қобилиятидир. 178-расмда тасвирланган дислокация кристаллнинг ўнг четига қараб ҳаракатланади деб тасаввур қилинса, у ҳолда дислокация бу четига етиб келганда кристаллда худди нормал сирпаниш бўлгандаги 175-расмда тасвирланган ҳодиса рўй беради, яъни кристаллнинг бутун устки ярим пастки ярмига нисбатан панжара доимийсига тенг масофага силжийди. Бироқ дислокацияларнинг кўчиши учун одатдаги сирпанишдан кўра камроқ кучланиш керак бўлишини кўрсатиш мумкин. Бу ерда ҳам яна ўхшатиш учун гиламдаги қатларни келтириш мумкин, гилам қатларини гиламнинг бир чеккасидан тортиб йўқотишдан кўра бевосита қатнинг ўзини суриш йўли билан йўқотиш осонроқ.

Агар кристаллда ягона битта дислокация бўлганда ҳам у кристаллнинг оқувчанлик чегарасини кўплаб марта камайишига олиб келган бўлар эди.

Шундай қилиб, кристалл оқувчанлигининг назарий ҳисобланган ва экспериментда ўлчанган қийматлари орасидаги номувофиқлик бошқа жиҳатларига кўра мутлақо мукаммал бўлган кристаллда дислокацияларнинг мавжуд бўлиши билан тушунтирилар экан. Бундай фикрнинг тўғри эканлиги дислокациялар мутлақо пайдо бўлмайдиган шароитларда тайёрланган моно-

кристаллар билан ўтказилган тажрибаларда тасдиқланди. Бундай йўл билан ҳосил қилинган кристалларнинг оқувчанлик чегараси назарий ҳисобланган қийматига жуда яқин, яъни жуда юқори бўлган.

Кристалларда дислокациялар уларнинг сиртларида бўладиган микроскопик ёриқлар туфайли тўпланиб қолади. Шунинг учун бу ёриқлар кристаллнинг мустаҳкамлигини пасайтиради. Агар қандайдир йўл билан бу ёриқлар йўқотилса, у ҳолда кристалларнинг мустаҳкамлиги ортиши керак. Бу А. Ф. Иоффе тажрибасида тасдиқланган. Тажриба сувга ботирилган тош тузи кристали билан ўтказилган. Сиртидан эрий бошлагани учун кристаллнинг сиртида батамом ёриқлар бўлмаган ва бу вақтда ўлчанган мустаҳкамлик одатдаги шароитларда ўлчанган мустаҳкамликдан анча юқори бўлган (Иоффе эффекти).

Дислокациялар тўғрисидаги тасаввурлар қаттиқ жисмларнинг механикавий хоссаларига тегишли бошқа қатор хусусиятларини ҳам тушунтиришга имкон беради.

Дислокация ва парчин. Юқорида айтилганлардан кристаллнинг мустаҳкамлиги унда дислокацияларнинг қанчалик осон силжишига боғлиқ эканлиги равшан бўлади. Дислокацияларнинг ҳаракатига қанчалик тўсқинлик кам бўлса, кристаллнинг оқувчанлик чегараси шунчалик паст бўлади.

Агар ҳамма вақт бўлганидек, кристалларда бир эмас, бир неча дислокация бўлса, у ҳолда уларнинг ўзаро таъсири дислокациялар ҳаракатчанлигининг пасайишига олиб келади. Франк ва Риднинг кўрсатишича, пластик деформация процессида дислокациялар сони ортар экан. Шунинг учун дислокацилар ҳаракатланишларида бири иккинчиси орқали ўтишга мажбур бўлар экан ва ҳар бир дислокация кристаллнинг тартиби бузилган жой бўлгани учун дислокациялар бундай бир-бирининг ичига киришда улар орасида итаришиш ва тортишиш кучлари пайдо бўлар экан. Шу туфайли дислокацияларнинг ҳаракатчанлиги камаяди, бинобарин, кристалл мустаҳкам бўлади. Шу сабабли пластик деформацияда кристаллнинг мустаҳкамлиги ортади.

Дислокациялар ва аралашмалар. Асосий моддага қўшиладиган аралашмалар одатда мустаҳкамликнинг ва қаттиқликнинг ортишига сабаб бўлади. Дислокациялар нуқтаи назарига кўра бундай мустаҳкамланиш ҳам дислокациялар ҳаракатчанлиги камайишининг натижаси бўлиши керак. Аралашманинг бўлиши ҳақиқатан ҳам дислокацияларнинг силжишини қийинлаштиради.

Дислокациялар тўғрисида айтилганлардан равшанки (178-расмга қ.), кристаллда дислокациянинг икки томонидаги, яъни силжиш чизиғидан юқори ва пастдаги атомларнинг ҳолатлари турлича бўлади. Дислокация чизиғидан юқорида панжара бирмунча сиқилган, чизиқдан пастда эса кенгайган. Шу туфайли

аралашманинг атомлари асосан дислокациялар районида тўпланади: ўлчамлари асосий панжаранинг атомларидан кичик бўлган атомлар сиқилган қисмда, яъни дислокация чизиғидан юқорида, ўлчамлари катта бўлганлари эса дислокация чизиғининг пастида — кенгайган қисмда жойлашади. Аралашма атомларининг дислокациялар яқинида бундай жойлашиши шунга олиб келадики, дислокациянинг ҳаракатланишига мажбур қилиш учун катта кучланиш керак бўлади. Демак, жисм мустаҳкамланади. Ҳисобларнинг кўрсатишича, аралашма атомларининг дислокация яқинида тўпланиб жисмни мустаҳкамлаши учун жуда оз миқдорда (0,01 % ва ундан ҳам кам) бўлиши етарли экан. Шу сабабли қаттиқ жисмларнинг механикавий хоссаларига жуда оз миқдордаги аралашмалар кучли таъсир кўрсатади.

Бу яна шуни ҳам тушунтириб берадики, агар қотишма тахминан бирдай ўлчамли икки тур атомлар (масалан, отин ва кумуш) аралашмасидан иборат бўлганида унчалик мустаҳкам бўлмайди, чунки бундай ҳолларда аралашма атомларининг дислокация яқинида тўпланишининг «ҳожати» йўқ: панжаранинг ихтиёрий қисмида уларнинг энергиялари тахминан шунчалигича қолаверади.

Дислокациялар ва термик ишлаш. Юмшатишда парчинлаш таъсирларининг йўқолиши, механикавий хоссаларининг бошқа ўзгаришлари каби дислокациялар ҳаракатчанлигининг ўзгариши билан боғлиқдир.

Бу ҳолда дислокацияларнинг ҳаракатчанлиги ортади, чунки оқувчанлик чегараси камаяди. Бундай бўлишининг сабаби шундаки, юқори температурада атомларнинг кинетик энергиялари ортади, дислокация атрофида группаланаётган аралашма атомлари диффузия туфайли жуда бўлмаганда қисман ўзларининг дислокация олдидаги ўринларни тарк этиб, жисмнинг бутун ҳажмида ўзларининг концентрацияларини тенглаштиришга интилади. Бу эса дислокацияларнинг ҳаракатланиш эркинлиги ортишига ва бунинг натижасида оқувчанлик чегарасининг камайиб, ўзининг деформациягача бўлган қийматига интилишига олиб келади.

Термик ишлашнинг бошқа хиллари (тоблаш, бўшатиш) билан боғлиқ бўлган процесслар бирмунча мураккаброқ, чунки улар қотишмаларда турли фазаларнинг мавжудлигига боғлиқ. Бундай ҳодисаларни ўрганиш китобимиз мақсадига кирмайди. Дислокациялар назариясининг бу процессларни ўрганишда ҳам жуда фойдали эканлигини кўрсатиб ўтиш етарли.

Дислокацияларнинг реал мавжуд эканлигини кўрсатувчи кўплаб бевосита ва билвосита экспериментал маълумотлар бор эканлигини эслатиш билан бу ҳақдаги баёнимизни якунлаймиз.

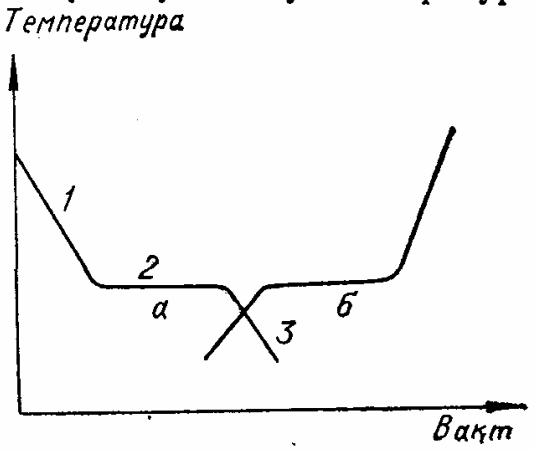
129- §. Қаттиқ ҳолатга ўтиш

Атомларнинг жойлашишида идеал тартибнинг қарор топишига, яъни қаттиқ жисмнинг ҳосил бўлишига иссиқлик ҳаракатлари тўсқинлик қилади, иссиқлик ҳаракатларининг асосий хусусияти, биламизки, хаотиклик, тартибсизликдир. Шунинг учун модда қаттиқ ҳолатда бўлиши учун унинг температураси етарлича паст, яъни иссиқлик ҳаракатларнинг kT энергияси атомларнинг ўзаро таъсир потенциал энергиясидан кам бўладиган даражада паст бўлиши керак.

Жисм фақат абсолют нолдагина барча атомлари мувозанатда бўладиган ва минимал энергияга эга бўлган томомила идеал кристилл ҳолида бўлиши мумкин. Аслида барча моддалар анчагина юқори температураларда қаттиқ бўлиб қолади. Бундан ҳатто абсолют нолда ҳам суюқ ҳолатда бўладиган гелий мустаснодир, бироқ бу баъзи квант эффектлари билан боғлиқ бўлиб, улар ҳақида биз қуйида қисқача тўхталиб ўтамиз.

Модда қаттиқ ҳолатга суюқ ҳолатдан ҳам, газсимон ҳолатдан ҳам ўтиши мумкин. Ҳар иккала ҳолда ҳам бундай ўтиш симметрияси бўлмаган ҳолатдан симметрияси бўлган ҳолатга ўтишдир (бу суюқ ҳолатда ҳам, газсимон ҳолатда ҳам бўлмайдиган, бироқ кристалларда мавжуд бўлган узоқ тартибга тегишлидир). Шунинг учун бундай ўтиш сакраш йўли билан, яъни маълум температурада рўй бериши керак, ҳолбуки «газ — суюқлик» ўтиши бундан фарқли ўлароқ, узлуксиз равишда содир бўлиши мумкинлигини биламиз.

Даставвал суюқликнинг қаттиқ жисмга айланишини кўрайлик. Суюқликнинг совишида қаттиқ жисмнинг ҳосил бўлиш процесси кристалл ҳосил бўлиш (кристалланиш) процессидир ва муайян температурада—кристалланиш ва ёки қотиш температурасида рўй беради. Бундай айланишда энергия камайгани учун, бунда кристалланиш яширин иссиқлиги тарзида энергия ажралади. Тескари процесс—эриш ҳам худди шу температурада сакраш билан рўй беради ва бунда эриш яширин иссиқлиги ютилади ва у кристалланиш иссиқлигига катталиги жиҳатидан тенг бўлади.



179- расм.

Бу совиётган жисм температурасининг вақтга боғланишини кўрсатувчи 179- расмда тасвирланган графикдан яққол кўриниб турибди (*а* эгри чизиқ), *а* эгри чизиқнинг *1* қисми суюқликдан иссиқлик олиниши натижасида унинг температурасининг монотон

пасайишини кўсатади. *2* горизонтал қисми температуранинг маълум қийматида, гарчи иссиқлик олиб кетиш давом этаётган б лса-да, температуранинг пасайиши тўхташини кўрсатади. Бир оз в қт ўтгандан кейин температура яна пасая бошлайди (*3* қисми). Эгри чизиқнинг *2* қисмига тегишли бўлган температура кристалланиш температурасидир. Кристалланишда ажралаётган иссиқлик моддадан олиб кетилаётган иссиқликни компенсациялайди ва шунинг учун вақтинча температуранинг пасайиши тўхтайди. Кристалланиш процесси тамом бўлгандан кейин, энди қаттиқ жисмнинг температураси қайтадан пасая бошлайди.

Температура пасайиши графигининг бундай кўриниши кристалл жисмлар учун характерлидир. Кристалланмайдиган суюқликлар (аморф моддалар) нинг совишида яширин иссиқлик ажралмайди ва совиш графиги совиш *тўхташи* бўлмайдиган монотон эгри чизиқдан иборат бўлади.

Модда қаттиқ ҳолатдан суюқ ҳолатга ўтадиган тескари процессда (эришда) исиш эгри чизиғида температура ортишининг *тўхташи* кузатилади, бундай тўхташ яширин эриш иссиқлиги, яъни кристалл панжаранинг бузилишига сарфланадиган иссиқлик ҳисобига рўй беради (179-расмдаги *б* эгри чизиқ).

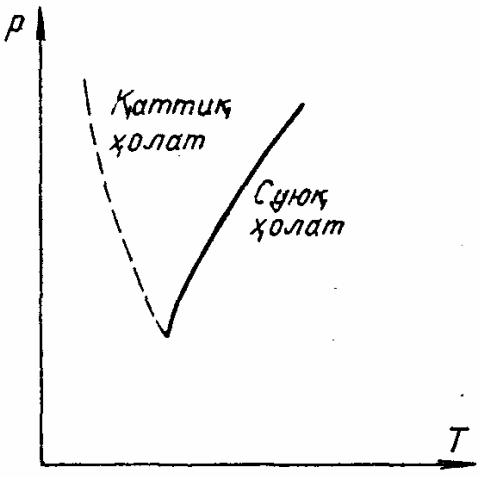
Кристалланиш бошланиши учун кристалланиш маркази ёки марказлари бўлиши керак. Суюқлик зарраларининг тасодифий тўпламлари ана шундай марказлар ролини ўйнаши мумкин, уларга тобора янгидан-янги зарралар ёпишиб, бутун суюқлик қаттиқ жисмга айлангунча бу процесс давом этади. Бироқ бундай зарралар тўдасининг ҳосил бўлишини иссиқлик ҳаракатлари қийинлаштиради, иссиқлик ҳаракатлари туфайли бундай тўдалар тегишли ўлчамларга эришмасданоқ бузилади. Агар суюқликда бошиданоқ чанг зарралари ёки кристалланиш марказлари бўла оладиган жисмлар бўлса, у ҳолда кристалланиш процесси анча енгиллашади.

Суюқликнинг ўзида кристалланиш марказларининг ҳосил бўлиши, албатта, температуранинг пасайиши билан енгиллашади. Шунинг учун бегона бирикмалар бўлмаган соф суюқлик ҳақиқий кристалланиш температурасига нисбатан анча паст температураларда бошланади. Одатдаги шароитларда кристалланаётган суюқликда кўплаб кристалланиш марказлари бўлади, шунинг учун суюқликда бараварига ўсаётган кўплаб кристаллчалар бўлади ва қотган модда *поликристалл* бўлиб қолади.

Махсус шароитлардагина фақат битта кристалланиш марказидан ўсувчи ягона кристалл — *монокристалл* олиш мумкин, бундай шароитларни яратиш одатда жуда қийин бўлади. Агар бунда барча йўналишлар учун зарраларнинг тўпланишига бирдай шароитлар яратилган бўлса, у ҳолда кристалл ўзининг симметрия хоссаларига мувофиқ мунтазам қирраланган шаклда ҳосил бўлиши мумкин.

Суюқлик— қаттиқ жисм ўтиши, шунингдек, қаттиқ жисм — суюқлик ўтиши ҳам фазавий ўтишдир, чунки суюқлик ва қаттиқ жисм ҳолатларини моддaнинг икки фазаси деб қараш мумкин. Кристалланиш (эриш) температурасида иккала фаза мувозанатда бўлгани ҳолда бир-бирига тегиб туриши мумкин (масалан, муз эримаётган ҳолда сувда сузиб юриши мумкин), бу ҳолат худди суюқлик ва унинг тўйинган буғининг мувозанатига ўхшаган бўлади.

Қайнаш температураси босимга боғлиқ бўлганидек, кристалланиш (унга тенг бўлган эриш температураси ҳам) босимга боғлиқ бўлади, одатда босим ортганида кристалланиш температураси ҳам ортади. Унинг ортишига сабаб шуки, ташқи босим атомларни ўзаро яқинлаштиради, эришда кристалл панжараларни бузиш учун атомларни бир-биридан узоқлаштириш керак: бунинг учун юқори босимда катта иссиқлик ҳаракати энергияси, яъни юқорироқ температура керак бўлади.



180- расм.

180-расмда эриш (кристалланиш) температурасининг босимга боғланиш эгри чизиғи кўрсатилган. Туташ чизиқ бутун $p - T$ соҳани икки қисмга бўлади. Эгри чизиқдан чапдаги соҳа қаттиқ ҳолатга, эгри чизиқдан ўнгдаги соҳа эса суюқ ҳолатга мувофиқ келади. Эриш эгри чизиғининг устида ётган ихтиёрий нуқта қаттиқ ва суюқ фазаларнинг мувозанатига мос келади: бу босим ва температураларда модда суюқ ва қаттиқ ҳолатларда мувозанатда бўлади, бунда қаттиқ жисм эримаган ва суюқ жисм қотмагани ҳолда бир-бирига тегиб туради.

180-расмдаги пунктир чизиқ билан қотишда ҳажми кичраймайдиган, балки катталашадиган озчилик моддалар (висмут, сурьма, муз, германий) нинг эришига хос бўлган эгри чизиқлар кўрсатилган. Бундай моддаларда эриш температураси босим ортиши билан камайиши табиий.

Эриш температурасининг босимнинг dp ўзгаришига мос ҳолда dT ўзгариши Клапейрон—Клаузиус муносабати билан белгиланади:

$$\frac{dT}{dp} = \frac{T(V_2 - V_1)}{V},$$

бунда T—эриш (кристалланиш) температураси, V_1 ва V_2 лар эса мос ҳолда суюқ ва қаттиқ фазаларнинг моляр ҳажмлари, L—эриш моляр иссиқлиги.

Бу формула бошқа фазавий ўтишлар учун ҳам ўринлидир. Хусусан, буғланиш ва конденсация учун Клапейрон—Клаузиус формуласи VII—бобда [(105.6) га қ.)] келтириб чиқарилган эди.

Клапейрон—Клаузиус тенгламасидан кўриниб турганидек, босим ўзгариши билан эриш температурасининг ўзгариши V_1 ёки V_2 катталикларнинг қайси бири катта бўлишига қараб ўз ишорасини ўзгартириб туради. Эгри чизиқнинг тиклиги ўтиш яширин иссиқлиги L нинг катталигига ҳам боғлиқ бўлади: L қанча кичик бўлса, эриш температураси босимнинг ўзгариши билан шунча камроқ ўзгаради. 20-жадвалда баъзи моддаларнинг эриш солиштирма иссиқлиги (яъни масса бирлигига нисбатан олинган) иссиқлигининг қийматлари берилган.

20-жадвал

Баъзи моддалар учун эриш солиштирма иссиқлиги

Модда	Эриш солиштирма иссиқлиги $L \cdot 10^{-5}$, Ж/кг	Модда	Эриш солиштирма иссиқлиги $L \cdot 10^{-5}$, Ж/кг
Алюминий	3,94	Кумуш	1,05
Қўрғошин	0,23	Ош тузи	5,19
Олтин	0,66	Сув (муз)	3,32
Мис	1,71	Симоб	0,11

Клапейрон—Клаузиус тенгламаси яна шундай кўринишда ҳам ёзилиши мумкин:

$$\frac{dp}{dT} = \frac{L}{T(V_2 - V_1)}.$$

Бу тенглама температура ўзгариши билан ҳар иккала мувозанатдаги фазанинг босими қандай ўзгаришини кўрсатади.

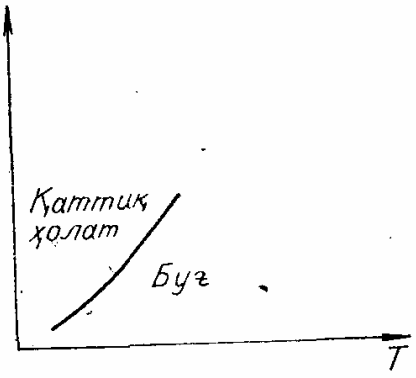
Қаттиқ жисм фақат суюқликнинг кристалланиши йўли билан эмас, шунингдек газнинг суюқлик фазани четлаб ўтиб кристаллга конденсацияланишида ҳам ҳосил бўлиши мумкин. Бунда ҳам ўтиш яширин иссиқлиги ажралади, бироқ бу иссиқлик ҳамма вақт эриш яширин иссиқлигидан катта бўлади. Маълум температура ва босимда қаттиқ жисм тўғридан-тўғри газсимон ҳолатдан ҳам, шунингдек дастлаб суюлтириб олиш йўли билан ҳам ҳосил бўлиши мумкин. Ҳар икки ҳолда ҳам бошланғич ва охирги ҳолатлар бир хил бўлади. Бу ҳолатларнинг энергиялари фарқи ҳам бирдай бўлади.

Бироқ иккинчи ҳолда, биринчидан газсимон ҳолатдан суюқ ҳолатга ўтишда конденсация яширин иссиқлиги ажралади, иккинчидан эса, суюқ ҳолатдан қаттиқ ҳолатга ўтишда кристалланиш яширин иссиқлиги ажралади. Бундан қаттиқ жисмнинг бевосита газсимон ҳолатдан ҳосил бўлишида яширин иссиқлик конденсация иссиқлиги билан суюқликдан кристалланиш иссиқлиги

йиғиндисига тенг бўлиши кераклиги келиб чиқади. Бу фақат эриш температурасида ўлчанган иссиқликларгагина тегишлидир. Пастроқ температураларда газдан конденсацияланиш иссиқлиги ортади.

Аксинча, қаттиқ жисмнинг буғланиш процесси одатда *ҳайдаш* ёки *сублимация* деб аталади. Қаттиқ жисмнинг буғланувчи зарралари, худди суюқлик буғлангандаги сингари, қаттиқ жисм устида буғ ҳосил қилади. Маълум босим ва температурада буғ ва қаттиқ жисм мувозанатда бўлиши мумкин. Қаттиқ жисм билан мувозанатда бўлган буғ ҳам *тўйинган* буғ деб аталади. Суюқликдаги сингари, қаттиқ жисм устидаги тўйинган буғнинг эластиклиги ҳам температурага боғлиқ бўлади ва температура пасайиши билан тез камаяди, кўплаб қаттиқ жисмларнинг одатдаги температуралардаги тўйинган буғининг эластиклиги ҳаддан ташқари кам бўлади.

181- расмда тўйинган буғ эластиклигининг температурага боғланиш графиги кўрсатилган. Бу эгри чизиқ қаттиқ ва газсимон фазаларнинг мувозанат чизиғи бўлади. Эгри чизиқдан чап томондаги соҳа қаттиқ ҳолатга, ундан ўнг томондаги соҳа эса газсимон ҳолатга мос келади. Ҳайдаш ҳам, эриш сингари, панжаранинг бузилиши билан боғлиқ ва бунинг учун тегишли энергия сарфлашни талаб қилади. Бу энергия ҳайдаш (сублимация) яширин иссиқлиги тарзида намоён бўлади ва равшанки, конденсация яширин иссиқлигига тенг бўлади. Шунинг учун ҳайдаш иссиқлиги эриш ва буғга айланиш иссиқликларининг йиғиндисига тенг бўлади.



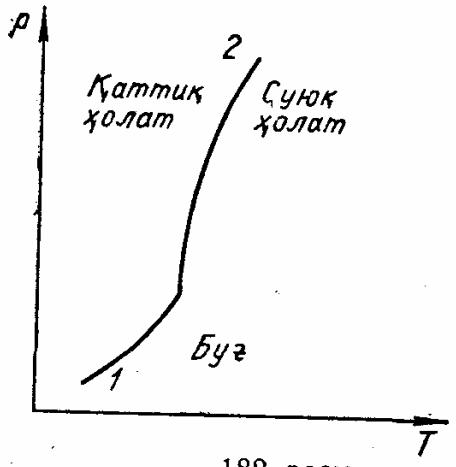
181- расм.

130- §. Ҳолат диаграммаси. Учланма нуқта

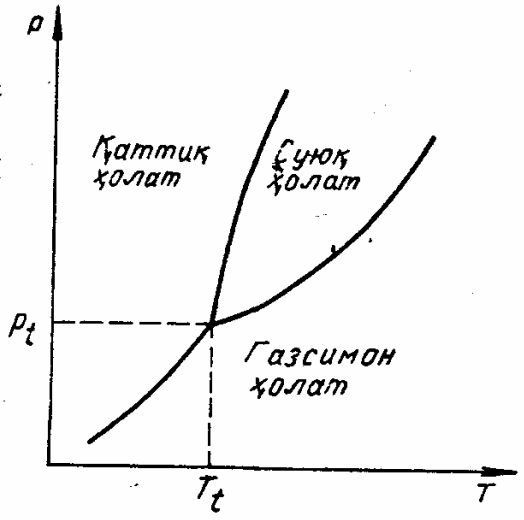
Энди *p* ва *T* координаталарда айни бир графикда эриш ва сублимация эгри чизиқларини тасвирлайлик. 182- расмдан кўриниб турибдики, ҳар иккала эгри чизиқ ҳам тиклиги турлича (бунинг сабаби эриш ва сублимация яширин иссиқликларининг турлича бўлишидир) бўлгани ҳолда маълум *p* босим ва *T* температурага тегишли бўлган бирор нуқтада кесишади. Эриш эгри чизиғи *2*, маълумки, қаттиқ ва суюқ фазаларнинг мувозанат эгри чизиғидир. Худди шунингдек, сублимация эгри чизиғи *1* қаттиқ ва газсимон ҳолатларнинг (фазаларнинг) мувозанат эгри чизиғидир. Бинобарин, *1* ва *2* эгри чизиқлардан чапда босим ва температураларнинг шундай соҳасидирки, бу соҳаларда моддaнинг барқарор ҳолати қаттиқ ҳолат бўлади. Бу эгри чи-

зиқлардан ўнгдаги соҳа эса суюқ ва газсимон ҳолатлар соҳасидир.

Ўз навбатида суюқ ва газсимон фазалар $p - T$ диаграммада буғ ҳосил бўлиш эгри чизиғи, яъни суюқлик ва буғнинг мувозанатда бўлиш эгри чизиғи билан ажралади. Буғ ҳосил бўлиш иссиқлиги сублимация ва эриш иссиқлигидан фарқ қилгани учун, буғ ҳосил бўлиш эгри чизиғи албатта эриш ва ҳайдаш эгри чизиқлари томонидан кесилиши керак. Агар 182-расмда буғ ҳосил бўлиш эгри чизиғи ҳам тасвирланса, бу эгри чизиқ эриш ва сублимация эгри чизиқларини p_t ва T_t координатали бирор нуқтада кесиб ўтади (183-расм). Бу учала эгри чизиқнинг ке-



182-расм.



183-расм.

сишиш нуқтаси модданинг учала фазалари — қаттиқ, суюқ ва газсимон фазаларининг мувозанат нуқтаси бўлади. Бинобарин, T_t температура ва p_t босимда модданинг учала фазаси бирбирига теккан ҳолида мувозанатда туради, бунда суюқлик буғланмайди ҳам, кристалланмайди ҳам, қаттиқ жисм эримайди, газ (буғ) конденсацияланмайди. Бошқа бирор босим ва температурада модданинг учала фазасининг бундай мувозанати мумкин эмас.

Ҳолат диаграммасида модданинг учала фазасининг мувозанатига мос келувчи нуқта *учланма нуқта* деб аталади.

Турли моддалар учун учланма нуқтанинг p_t босими ва T_t температураси турлича бўлади. Масалан, сув учун $p_t = 4{,}6$ мм сим. уст. ва $T_t = 0{,}01°C$. 21-жадвалда баъзи моддалар учун учланма нуқта параметрларининг қийматлари берилган.

Ҳолат диаграммасидан кўриниб турибдики (183-расм), қаттиқ жисмни қиздириш билан ҳамма вақт ҳам суюқ ҳолатга ўтказиш мумкин бўлавермас экан. Агар жисмни p_t дан паст босим остида қиздирилса, бу жисм эримайди, балки суюқ фазани чет-

21-жадвал

Модда	Учланма нуқтадаги температураси, К	Учланма нуқтадаги босим, атм
Карбон кислотаси	216,5	5,11
Аммиак	195,4	$6.\ 10^{-2}$
Сув	273,16	$6.\ 10^{-3}$
Эфир	152,9	$8,5.10^{-6}$

лаб ўтиб бевосита газсимон ҳолатга ўтади, модда эримайди, биратўла ҳайдалади.

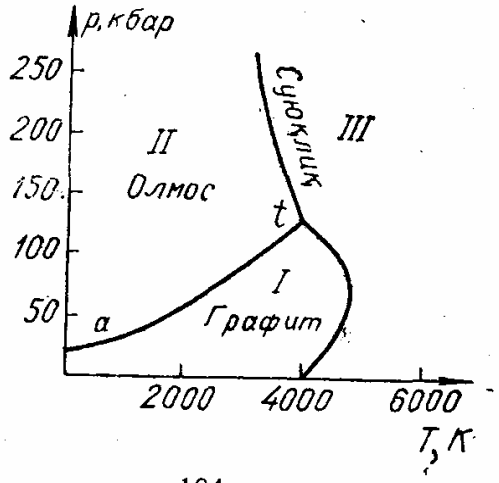
Эриш, яъни суюқ ҳолатга ўтиш учун албатта жисмни p_t босимдан ортиқ босим остида қиздириш керак.

Кўплаб моддалар учун учланма нуқтага мос келувчи босим 1 атм дан кичик бўлади. Бундай моддалар атмосфера босимида қиздирилганда эрийди. Бироқ шундай моддалар ҳам борки, уларда p_t босим 1 атм дан юқори бўлади. Одатдаги босимда қиздирилганда бу жисмлар эримай, сублимацияланади. Масалан, карбон кислотаси (CO_2) учун босим $p_t = 5,1$ атм ва температура $T_t = -57°C$. Шунинг учун атмосфера босимида қаттиқ карбон кислотаси фақат паст температуралардагина мавжуд бўла олади. Бунда карбон кислотаси атмосфера босимида —80°С да ўз буғи билан мувозанатда бўла олади. Карбон кислотаси қаттиқ ҳолатда ишлатилади. Бу ҳаммага маълум бўлган «қуруқ муз» дир, бироқ бу «муз» ҳеч вақт эримайди, фақат буғланади.

Учта мувозанат чизиғидан иккитаси — сублимация эгри чизиғи ва буғ ҳосил бўлиш эгри чизиғининг боши ва охири бор. Сублимация эгри чизиғи абсолют нолда бошланади ва учланма нуқтада тамом бўлади; буғ ҳосил бўлиш эгри чизиғи эса учланма нуқтада бошланиб, критик нуқтада тугалланади. Эриш эгри чизиғи ҳам учланма нуқтадан бошланади, бироқ унинг охири йўқ. Ҳар ҳолда эриш эгри чизиғининг бирор нуқтада «табиий» тугалланишини кўрсатувчи тажрибалар маълум эмас. Аксинча, тажрибалар босим ортиши билан эриш температураси ҳамма вақт ортиб боришини кўрсатади. Аномал моддалар, яъни босим ортиши билан эриш температураси пасаядиган моддаларда, эриш эгри чизиғи экстраполяцияда босимлар ўқини кесиб ўтади. Бу етарлича катта босимларда модданинг жуда паст температураларда эриши кераклиги ва ҳатто абсолют нолда суюқ ҳолида қолиши мумкин эканлигининг ифодасидир.

Масалан, тажрибалар босимнинг 180 000 атм гача ортиши германийнинг эриш температурасини 986 дан 276°С га пасайтирганини кўрсатиб берди.

Хулоса қилиб шуни қайд қилиш керакки, ягона бир компонентадан ташкил топган моддада учтадан ортиқ фаза мувозанатда бўла олмайди (фазалар қоидаси). Шунинг учун бундай тур моддада учтадан ортиқ турли фазалар мавжуд бўлса, у ҳолда учлама нуқталар ҳам биттадан ортиқ бўлади, бироқ барибир уларнинг ҳар бирида фақат учта мувозанат эгри чизиғи бирлашади. Ягона модданинг турли босим ва температураларда барқарор бўладиган бир неча кристалл модификациялари мавжуд бўлган вазиятларда шундай ҳолга дуч келамиз. Кристалларнинг бир неча турли модификацияга эга бўлиш хоссаси *полиморфизм* деб аталади; бир бундай модификациядан иккинчисига ўтиш *полиморф ўтиш* деб аталади.



184- расм.

Полиморф ўтиш хусусиятига эга бўлган моддаларнинг ҳолат диаграммасига ажойиб ва муҳим мисол қилиб углероднинг ҳолат диаграммасини кўрсатиш мумкин: углерод икки модификацияда—графит ва олмос кўринишида учрайди. Ҳолат диаграммаси 184-расмдаги кўринишда бўлади. Бу ерда *t* учланма нуқта суюқ, қаттиқ ва газсимон фазаларнинг мувозанатига эмас, икки қаттиқ (графит ва олмос) ва битта суюқ фазанинг мувозанатига мос келади. Учланма нуқтага 130 кбар (тахминан 130 минг атмосфера) босим ва 4000 К температура мос келади.

Диаграммадаги *I* соҳа углероднинг барқарор модификацияси графит бўладиган босим ва температуралар соҳаси, *II* соҳада барқарор модификация — олмос ва *III* соҳа эса суюқ ҳолдаги углерод соҳасидир. *at* чизиқ икки қаттиқ фаза — олмос ва графитнинг мувозанат чизиғидир.

Диаграммадан паст босим ва температураларда графит барқарор модификация бўлиши, олмос эса юқори — 15 минг атмосферадан паст бўлмаган босимлар (*a* нуқтага мос келувчи босим)да барқарор бўлиши келиб чиқади. Бироқ бундан олмос *I* соҳага мос келувчи босим ва температураларда мавжуд бўла олмайди деган хулоса чиқмайди. Олмоснинг одатдаги босим ва температураларда фақат мавжудгина эмас, шу билан бирга тамомила барқарор бўлиши яхши маълум. Бироқ аслида олмос бу шароитларда *метастабил,* яъни беқарор мувозанат ҳолатида бўлади. Бироқ олмоснинг «беқарорлиги» шунчаликки, бу шароитларда у чексиз узоқ муддат мавжуд бўла олади ва фақат 1000 К дан ортиқ температурагача қиздирилгандагина барқарор графитга ўта бошлайди. Худди шунингдек, *II* соҳада

беқарор бўлган графит ҳам, аслида бу соҳада чекланмаган муддат давомида тура олади. Бу агар юқори босим ва температурани орттириб графитни *II* соҳага ўтказилса, бунда албатта графит олмосга айланади деган маънони билдирмайди.

Лекин шунга қарамай, кўп учрайдиган ва арзон графитни ҳаддан ташқари юксак аҳамиятли олмосга айлантириш вазифаси кейинги 20 йил давомида фақат ҳал қилиндигина эмас, шу билан бирга сунъий олмос ишлаб чиқарувчи алоҳида саноат соҳаси пайдо бўлди. 60—100 минг атмосферага яқин босимлар ва 1500—2000 К температураларда графит (ёки углеродли бошқа модда) олмосга айланади, бироқ бунда катализаторлар бўлиши шарт, бундай катализаторлар ролини темир, тантал, никель сингари баъзи металлар ўйнаши мумкин, афтидан, бу металлар графитни эритиб берса керак. Шу билан бирга, 200 минг атмосферага яқин босим ва 3000 К га яқин температураларда графит катализаторларсиз ҳам олмосга айланади. Бунда шу нарса муҳимки, босимни олиш ва совитиш натижасида, яъни *I* соҳага қайтиш энди аксинча графитнинг олмасга айланишига олиб келмайди.

Сунъий олмос саноатда буюмларга ишлов бериш учун мўлжалланган асбобларнинг кесувчи қисмлари сифатида кенг ишлатилади.

Полиморф айланиш ҳам фазавий ўтишдир. Бу айланиш ҳам ўтиш яширин иссиқлиги чиқариш (ёки ютиш) билан содир бўлади, чунки ҳар бир бундай ўтишда кристалл панжара ўз тузилишини қайта ўзгартиради, шубҳасиз бу кристаллдаги зарраларнинг энергияси ўзгариши билан боғлиқдир. Полиморф айланишлар бўлганида эриш эгри чизиғининг боши ва охири бўлади: бу эгри чизиқ бир учлама нуқтадан бошланиб иккинчи учлама нуқтада тугалланиши мумкин.

131-§. Биринчи ва иккинчи тур фазавий ўтишлар

Биз суюқ газсимон ҳолатларнинг қаттиқ ҳолатга ўтиши, яъни кристалланиш ва аксинча ўтиш — эриш ва ҳайдашни кўрдик. Аввал VII бобда биз суюқликнинг буғга ўтишини — буғланишни ва аксинча ўтиш — конденсацияни кўрдик. Бу барча фазавий ўтишларда жисм ёки тегишли ўтишнинг яширин иссиқлиги (эриш иссиқлиги, буғланиш иссиқлиги ва ҳоказо) сифатида энергия ажратади ёки энергия ютади.

Энергиянинг ёки энергия билан боғлиқ бўлган бошқа катталиклар, масалан, зичликнинг сакрашсимон ўзгариши билан бўладиган фазавий ўтишлар биринчи тур фазавий ўтишлар деб аталади.

Биринчи тур фазавий ўтишлар учун модда хоссаларининг сакрашсимон, яъни жуда қисқа температуралар интервалида ўзгариши характерлидир. Бинобарин, аниқ ўтиш температураси ёки ўтиш нуқтаси ҳақида, масалан, қайнаш нуқтаси, эриш нуқтаси ва ҳоказо гапириш мумкин.

Фазавий ўтишлар температуралари ташқи параметр — p босимга боғлиқ; берилган температурада ўтиш содир бўладиган фазалар орасида аниқ босимда мувозанат содир бўлади. Фазавий мувозанат чизиғи бизга маълум бўлган Клапейрон — Клаузиус тенгламаси билан ифодаланади:

$$\frac{dp}{dT}=\frac{L}{T(V_2-V_1)},$$

бу ерда L — ўтиш моляр иссиқлиги, V_1 ва V_2 ҳар иккала фазанинг моляр ҳажмлари.

Биринчи тур фазавий ўтишларда янги фаза биратўла бутун ҳажмда пайдо бўлмайди. Дастлаб янги фазанинг марказлари ҳосил бўлиб сўнгра улар ўсиб бутун ҳажмга тарқалади.

Марказларнинг ҳосил бўлиш процесси билан суюқликнинг конденсациясида дуч келган эдик. Конденсация учун чанг зарралари, ионлар ва ҳоказо кўринишида конденсация марказлари бўлиши зарур. Худди шунингдек, суюқликнинг қотиши учун кристалланиш марказлари бўлиши зарур. Бундай марказлар бўлмаганида буғ ва суюқлик ўта совиган ҳолатда бўлиши мумкин. Масалан, —10°С температурада ҳам, агар сув тоза бўлса, узоқ муддат музламаслигини кузатиш мумкин.

Бироқ шундай фазавий ўтишлар ҳам бўладики, уларда айланиш бутун ҳажмда кристалл панжаранинг узлуксиз ўзгариши, яъни панжарада зарраларнинг ўзаро қайта жойлашиши натижасида дарҳол рўй беради. Бу маълум температурада панжара симметриясининг ўзгариши, масалан, паст симметрияли панжаранинг юқори симметрияли панжарага айланишига олиб келиши мумкин. Бу температура фазавий ўтиш нуқтаси бўлиши мумкин, бу ҳолда бундай фазавий ўтиш *иккинчи тур фазавий ўтиш* деб аталади. Иккинчи тур фазавий ўтиш содир бўладиган бу температура *Кюри нуқтаси* деб аталади. Бу биринчи марта ферромагнетикларда иккинчи тур фазавий ўтишларини кашф қилган олим Пьер Кюри шарафига шундай деб аталган.

Ҳолат бундай узлуксиз ўзгарганида ўтиш нуқтасида икки *турли* фазанинг мувозанати бўлмайди, чунки ўтиш бутун ҳажмда бирданига содир бўлади. Шунинг учун ўтиш нуқтасида U ички энергиянинг сакраши ҳам рўй бермайди. Демак, бундай ўтишда ўтиш яширин иссиқлигининг ажралиши ҳам, ютилиши ҳам бўлмайди. Бироқ ўтиш нуқтасидан юқори ва паст температураларда модда турли кристалл модификацияли бўлгани учун уларнинг иссиқлик сиғими, турлича бўлади. Демак, фазавий ўтиш нуқтасида иссиқлик сиғими, яъни ички

энергиядан вақт бўйича олинган ҳосиласи $\frac{dU}{dT}$ сакрашсимон ўзгаради.

Гарчи ўтиш нуқтасида ҳажмнинг ўзи ўзгармаса-да, ҳажмий кенгайиш коэффициенти $\frac{1}{V}\frac{dV}{dT}$ сакраш билан ўзгаради.

Шундай иккинчи тур фазавий ўтишлар ҳам борки, уларда ҳолатнинг узлуксиз ўзгариши кристалл структурасининг ўзгаришини билдирмайди, бироқ бу ўтишларда ҳолат бирданига бутун ҳажмда ўзгаради. Бундай тур ўтишларнинг энг машҳури моддаларнинг ферромагнит ҳолатдан ферромагнит бўлмаган ҳолатга ўтишидир, бундай ўтиш Қюри нуқтаси деб аталган температурада содир бўлади; баъзи металларнинг нормал ҳолатдан ўта ўтказувчан ҳолатга ўтиши ҳам шундай ўтишга мисол бўлади, бунда модданинг электр қаршилиги йўқолади. Иккала ҳолда ҳам ўтиш нуқтасида кристаллнинг структураси ўзгармайди, бироқ ҳар иккала ҳолда ҳам ҳолат узлуксиз ва бирданига бутун ҳажмда ўзгаради. Суюқ гелийнинг He I ҳолатдан He II ҳолатга ўтиши ҳам иккинчи тур ўтишга мисол бўлади. Бу барча ҳолларда ўтиш нуқтасида иссиқлик сиғимининг сакраши кузатилади. (Шу муносабат билан иккинчи тур фазавий ўтиш температураси иккинчи номга эга — уни λ-нуқта деб аталади; бу ном шу нуқтадаги иссиқлик сиғими эгри чизиғининг ўзгариш характерига қараб берилган; бу тўғрида 118-§ да суюқ гелийга тегишли текстда баён қилинган эди.)

Фазавий ўтишларнинг қандай бўлишини энди батафсилроқ кўрайлик. Фазавий айланишларда асосий ролни физикавий катталикларнинг флуктуациялари ўйнайди. Биз флуктуациялар билан суюқликлардаги муаллақ қаттиқ зарраларнинг Броун ҳаракати тўғрисида гапирганимизда дуч келган эдик (7-§).

Флуктуациялар — энергиянинг, зичликнинг ва у билан боғлик бўлган бошқа катталикларнинг тасодифий ўзгаришлари — ҳамма вақт мавжуд бўлади. Бироқ фазавий ўтишдан узоқроқда улар жуда кичик ҳажмларда юзага келади ва шу заҳотиёқ йўқолиб кетади. Модданинг босими ва температураси критик қийматларга яқин бўлганида эса флуктуация билан қамраб олинган ҳажмда янги фаза ҳосил бўлиши мумкин. Биринчи ва иккинчи тур фазавий ўтишлар орасидаги фарқ шундан иборатки, ўтиш нуқтаси яқинида флуктуациялар турлича ривожланиши мумкин.

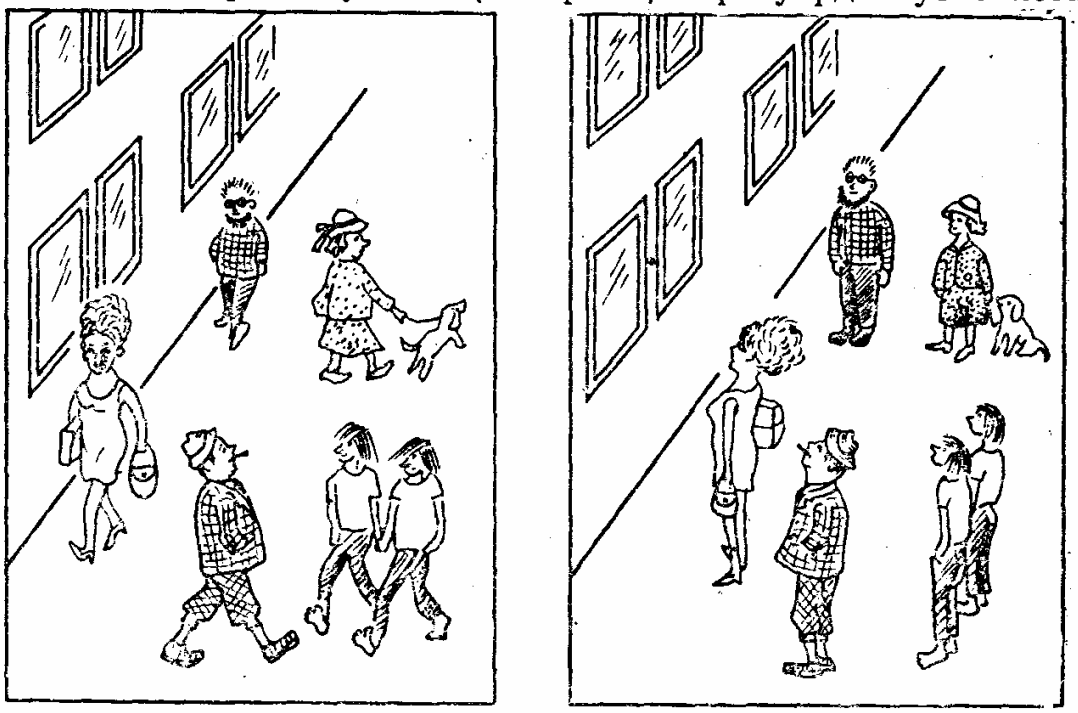
Биринчи тур ўтишда янги фазанинг эски фаза ичида марказлар тарзида юзага келишини юқорида гапириб ўтдик. Уларнинг пайдо бўлишига сабаб энергия ва зичликнинг тасодифий флуктуацияларидир. Ўтиш нуқтасига яқинлашган сари янги фазага сабаб бўладиган флуктуациялар тез-тез бўлиб туради, гарчи ҳар бир флуктуация жуда кичик ҳажмда рўй берса ҳам, улар-

нинг ҳаммаси бир бўлиб, агар уларнинг ҳосил бўлиш жойларида конденсация маркази бўлса, янги фазанинг макроскопик маркази пайдо бўлишига сабаб бўлиши мумкин.

Иккинчи тур фазавий ўтишлар ҳолида вазият анча мураккаброқ бўлади. Янги фаза бирданига бутун ҳажмда пайдо бўлгани сабабли одатда микроскопик флуктуациялар ўз-ўзича фазавий ўтишга олиб кела олмайди. Уларнинг характери анча ўзгаради. Критик температурага яқинлашгани сари янги фазага ўтишни «тайёрлаётган» флуктуациялар тобора модданинг катта қисмини қамраб олади ва ниҳоят, ўтиш нуқтасида чексиз бўлиб қолади, яъни бутун ҳажмда рўй беради. Ўтиш нуқтасидан пастда, янги фаза қарор топганидан сўнг улар яна қайтадан сўна бошлайди ва яна аста-секин қисқа таъсирли ҳамда қисқа муддатли бўлиб қолади.

Иккинчи тур фазавий ўтиши *ҳамма вақт системанинг симметрияси* ўзгариши билан боғлиқ бўлади: янги фазада ё дастлаб бўлмаган тартиб юзага келади (масалан, ферромагнит ҳолатга ўтишда алоҳида зарраларнинг магнит моменти тартибга тушади), ё аввал мавжуд бўлган тартиб ўзгаради (кристалл структуранинг ўзгариши туфайли бўладиган ўтишларда). Бундай янги тартиб фазавий ўтиш яқинидаги флуктуацияларда мавжуд бўлади.

Ўтишнинг баён қилинган механизмини ҳаммага маълум бўлган «бақрайиб қолган бир тўда одамлар эффекти» ёрдамида аёний тушунтириш мумкин (185- расм). Тротуардан ўтиб кета-



185- расм.

ётган ва турли тасодифий йўналишларга кўз тикиб кетаётган одамларни кўз олдимизга келтирайлик. Бу кўчада кетаётган одамлар тўдасининг «нормал» ҳолати бўлиб, унда тартиблашиш йўқ. Энди шу одамлардан бири иккинчи қаватдаги кимсасиз деразага ҳеч қандай жалб этувчи сабабсиз тикилиб қолди дейлик («тасодифий флуктуация»). Шундан сўнг тобора кўпроқ одамлар шу деразага қарай бошлайди ва охир ниҳоясида ҳамманинг нигоҳи бир нуқтага йўналган бўлади. Гарчи тартибнинг қарор топишига ёрдам берувчи ҳеч қандай ташқи куч бўлмасада (чунки иккинчи қаватдаги дераза орқасида ҳеч нарса бўлаётгани йўқ!), «тартиблашган» фаза юзага келди.

Иккинчи тур фазавий ўтишлар жуда мураккаб ва қизиқ ҳодиса. Бевосита ўтиш нуқтаси атрофида бўлаётган ҳодисалар процесслар ҳали охиригача ўрганилган эмас ва чексиз флуктуациялар шароитида физикавий катталикларнинг табиати ҳақидаги тўла манзара эндигина яратилмоқда.

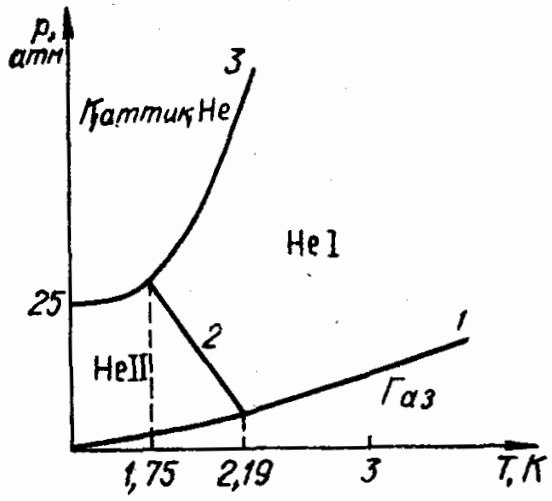
132-§. Қаттиқ гелий

Барча моддалар ичида гелийнинг мустаснолиги шундаки, у абсолют нолда ҳам қотмайдиган ягона моддадир.

Биз суюқ гелийнинг икки модификацияда маълум эканини ва бу модификациялар ўзларининг тўйинган буғлари босими остида бўлганида 219 К да (λ-нуқта) бир-бирига ўтиб туришини биламиз. Бундай ўтиш иккинчи тур фазавий ўтишдир. Хусусан, He I— He II ўтишда ўтиш яширин иссиқлиги бўлмайди.

Гелийнинг ҳолат диаграммаси унинг суюқ ҳолатининг юқорида эслатиб ўтилган хусусиятлари муносабати билан ўзига хос кўринишга эга бўлиб, хилига кўра ягонадир. Бу диаграмма 186-расмда тасвирланган (бу расмда масштабга аниқ риоя қилинган эмас). *1* эгри чизиқ буғ ҳосил бўлиш эгри чизиғидир. *2* эгри чизиқ эса λ-нуқталар чизиғидир. Бу чизиқ He I — He II ўтишда босим ортганида температуранинг қандай ўзгаришини кўрсатади. Ниҳоят *3* эгри чизиқ — эриш эгри чизиғидир. Бу барча эгри чизиқлар диаграммани тўрт қисмга: газсимон гелийнинг мавжудлик соҳаси, суюқ He I соҳаси, суюқ He II ва ниҳоят гелий соҳаларига бўлади. Диаграммадан суюқ He II нинг соҳаси абсолют нолгача бориши кўриниб турибди. Бу абсолют нолда гелийнинг барқарор ҳолати суюқ ҳолат эканини кўрсатади. Қаттиқ гелий эса, диаграммадан кўриниб турганидек, фақат катта босим остида ҳосил қилиниши мумкин, ҳатто абсолют нолда ҳам бу босим 25 атм дан кам бўлмаслиги керак. Бунда температура қанча юқори бўлса, гелийнинг кристалланиши учун шунча катта босим керак бўлади. Масалан, 50 К да гелий 7000 атм да қотади.

Эриш эгри чизиғи қаттиқ гелийнинг суюқ He I (λ-нуқталар чизиғидан ўнгда) ва суюқ He II (чизиқдан чапда) билан мувозанат эгри чизиғидир. Бу ҳосил бўлиш эгри чизиғи ҳам газсимон гелийнинг бу чизиқдан чап ва ўнг томондаги суюқ гелийнинг мос фазалари билан мувозанат эгри чизиғидир. Бироқ λ-нуқталар эгри чизиғи ҳар иккала суюқ фаза учун мувозанат эгри чизиғи бўла олмайди.



186- расм.

Гелий ҳолат диаграммасининг энг қизиқ хусусияти қаттиқ ва газсимон фазалар орасида мувозанат чизиғининг йўқлигидир. Бундан ҳар қандай шароитда ҳам қаттиқ гелий ўзининг буғлари билан мувозанатда бўла олмайди деган маъно келиб чиқади. Қаттиқ гелий устида фақат суюқ He I ва He II бўлиши керак, бироқ газсимон гелий бўла олмайди. Демак, гелий ҳайдаш мумкин бўлмаган модда экан.

Гелийнинг бу барча хусусиятлари, жумладан унинг абсолют нолда ҳам суюқ ҳолда қолиши, фақат квант назарияси асосида тушунтирилиши мумкин; гелий квант механикаси назариясидан келиб чиқадиган эффектлар макроскопик хоссаларда намоён бўладиган табиатдаги ягона моддадир.

Гап шундаки, квант назариясига кўра абсолют нолда зарраларнинг энергияси нолга тенг эмас, ҳолбуки модданинг классик кинетик назариясига кўра у нолга тенг. Абсолют нолда зарралар нолинчи энергияга эга бўлади, бу энергия атомларнинг массаси қанча кичик бўлса, шунча катта бўлади. Шунинг учун гелийнинг атомлари айниқса катта (водороддан сўнг энг катта) нолинчи энергияга эга бўлади. Иккинчи томондан, гелий атомларининг тузилиш хусусиятларига кўра гелий атомлари орасидаги ўзаро таъсир кучлари (бошқа инерт газлардаги сингари) жуда кичик. Шунинг учун атомлар орасидаги кичик ўзаро таъсир кучларида нолинчи энергия гелий атомларининг мунтазам тартибда жойлашишига, яъни кристалл панжара ҳосил қилишига тўсқинлик қилиш учун етарли бўлади. Фақат ташқи босим таъсиридагина атомларни улар кристалл ҳосил қиладиган даражада яқинлаштириш мумкин бўлади.

Гелийнинг ўзига хос хусусияти шундаки, паст температураларда унинг табиатини иссиқлик ҳаракатлари энергияси эмас, балки нолинчи энергия белгилайди.

Водород атомининг массаси яна ҳам кичик бўлгани учун унда нолинчи энергия яна ҳам катта роль ўйнаши керак. Ҳақиқатан ҳам, водород атомларининг нолинчи энергияси гелийникидан катта. Бироқ ҳозиргина кўрганимиздек, нолинчи энергия билан зарраларнинг ўзаро таъсир энергияси орасидаги нисбат ҳал қилувчи роль ўйнайди. Зарраларнинг ўзаро таъсир энергияси эса водород атомларида гелий атомларидан кўра кўпроқ бўлади. Миқдорий баҳолаш шуни кўрсатадики, қаттиқ водородда нолинчи энергия тўла энергиянинг ярмига тенг, гелийда эса унинг улуши 80% га етади. Гелийнинг суюлиш температурасининг паст бўлиши ва одатдаги шароитларда унинг кристалланмаслигининг сабаби шу ҳол билан тушунтирилади. Нолинчи энергия гелийнинг енгил He^3 изотопида яна ҳам катта роль ўйнайди. Унда нолинчи энергия тўла энергиянинг 95% ини ташкил қилади. Шунинг учун He^3 нинг суюлиш температураси (нормал босимда) яна ҳам паст бўлади (у 3,2 К га тенг, одатдаги гелийда эса 4,2 К га тенг эди). He^3 нинг кристалланиши учун He^4 га қараганда яна ҳам катта босим керак бўлади, абсолют нолда бу босим 29 атм дан ортиқ бўлади.

133- §. Эриш ва эритмадан кристалланиш

Кристалл панжара эриш ва буғланишдан ташқари қаттиқ жисмнинг бирор эритувчида эриши натижасида ҳам бузилиши мумкин.

Кристалл ва эритувчининг зарралари орасидаги ўзаро таъсири туфайли атомларни панжара тугунларида тутиб турувчи кучлар шунчалик камайиши мумкинки, бунда иссиқлик ҳаракатларининг ўзи панжаранинг бузилиши учун етарли бўлади. Бунинг натижасида эритмага айланган модда эритувчи билан биргаликда бир жинсли аралашма — эритма ҳосил қилади. Эритманинг асосий характеристикаси унинг концентрацияси, яъни эритма массасида эриган модданинг процент таркибидир. Босим ва температура билан биргаликда концентрация эритма ҳолатининг муҳим параметри ҳисобланади (108- § га қ.).

Қаттиқ жисм суюқликда эриётганда одатда эритма совийди. Бунинг сабаби шуки, эриш — кристалл панжаранинг бузилишидир, бузилиш учун эса ҳамма вақт бирор энергия керак бўлади. Эриш вақтида панжара бузилганда энергия иссиқлик манбаи томонидан берилади. Эритувчида эриш вақтида эса панжара эритувчининг ички энергияси ҳисобига бузилади, бу эритманинг совишига сабаб бўлади.

Эриш изотермик шароитларда ҳам содир бўлиши мумкин, бироқ бундай ҳолда иссиқликни ташқаридан олиб келиш зарур. Модда масса бирлигининг изотермик эритмага айланиши учун кетадиган иссиқлик миқдори *эриш солиштирма иссиқлиги* деб

аталади. Кристалл зарралари ўзаро қанчалик кучли боғланган бўлса, эриш иссиқлиги шунча катта бўлади.

Эришдаги совиш хоссасидан паст температуралар олишда фойдаланиш мумкин. Қор ёки музнинг ош тузи ёки кальций хлор билан аралаштирилганда совиши ҳаммага маълум. Биринчи ҳолда —20°С га яқин, иккинчи ҳолда эса — 55°С гача температура олиш мумкин. Эритманинг қотиш температураси ҳамма вақт соф эритувчининг қотиш температурасидан паст бўлади, чунки эришда зарралар орасидаги боғланиш кучлари камаяди.

Эритувчининг берилган миқдорида одатда эрийдиган моддани-нинг муайян (максимал) миқдоридан ортиқ эрий олмайди ва бундай максимал концентрацияли эритма тўйинган эритма деб аталади. Максимал концентрация катталиги моддани-нинг шу эритувчидаги эрувчанлигини белгилайди. Эрувчанлик температура ортиши билан ортади, бирор температурада тўйинган эритма янада юқорироқ температурада тўйинмаган, пастроқ температурада эса ўта тўйинган бўлиб қолиши мумкин[1]. Ўта тўйинган ҳолда кристалланиш марказлари бўлса, эриган моддани-нинг ортиқча қисми эритмадан кристалланади ва эритма тўйинган эритма ҳолига келгунча кичик кристаллчалар кўринишида чўкаверади. Эритмадан кристалланишни эритма температурасини пасайтириб ўта тўйинган ҳолатга келтирмаган ҳолда ҳам амалга ошириш мумкин. Эритувчини буғлантиришда ҳам кристалларнинг чўкиши рўй бериши мумкин.

Эритмадан кристалланиш — сунъий монокристаллар ҳосил қилишнинг муҳим усулларидан биридир. Бу усул ёрдамида тўғри қиррали катта ўлчамдаги монокристаллар ҳосил қилиш осон.

Эритмаларда қотиш нуқтасининг пасайиши. 108-§ да кўрдикки, эритмада зарралар орасидаги ўзаро таъсир кучларининг ўзгариши туфайли эритмада тўйинган буғнинг эластиклиги ва эритманинг қайнаш температураси соф эритувчининг бу параметрларига нисбатан ўзгаради. Агар эритмадаги боғланиш кучлари камайса, бу эритманинг қотиш температурасининг соф эритувчи қотиш температурасига нисбатан пасайишига олиб келиши равшан. Ҳақиқатан ҳам, бундай пасайиш рўй беради ва у эриган моддани-нинг концентрациясига ва эритувчининг эриш иссиқлигига боғлиқ бўлади.

Рауль қонуни ва Клапейрон—Клаузиус тенгламасидан фойдаланиб, қотиш нуқтасининг ўзгариш катталиги $\Delta T_{қот.}$ учун худди қайнаш нуқтасининг ортиши ифодасига ўхшаш ифода олиш мумкин:

$$\Delta T_{қот.} = \frac{RT^2_{қот.}}{L} N_{эрит.} \text{ ёки } \Delta T_{қот.} = \frac{RT^2_{қот.}}{L} \frac{m\mu}{1000}.$$

[1] Фақат ош тузигина (NaCl) бундан мустаснодир, унинг сувдаги эрувчанлиги амалда температурага боғлиқ бўлмайди.

Бу ерда $\Delta T_{қот.}$—соф эритувчи ва эритма қотиш нуқталари орасидаги фарқ, $T_{қот.}$—соф эритувчининг қотиш нуқтаси, $N_{эрит.}$—эритманинг моляр концентрацияси, μ—эритманинг молаллиги, m—эриган моддaнинг молекуляр оғирлиги ва L—соф эритувчининг эриш иссиқлиги.

Бу ёзилган ифодалардан иккинчиси эритманинг қотиш нуқтасининг пасайишига кўра эриган модда молекуляр оғирлигини аниқлаш учун фойдаланилади. μ ни ўлчашнинг бундай усули криоскопия усули дейилади.

Эритманинг совиётганда аниқ бир температурада бутун қисми қотмаслигини биз келгуси параграфда кўрамиз (бундан фақат маълум—*эвтектик* концентрация деб аталувчи концентрацияли эритмагина мустаснодир).

Шунинг учун $\Delta T_{қот.}$ деганда қотиш бошланадиган температурани тушуниш керак, бу температурада суюқ эритмада эритувчининг қаттиқ кристаллари пайдо бўлади (бунинг қандай бўлишини қуйи да кўрамиз).

134-§. Қотишмалар. Эрувчанлик диаграммалари

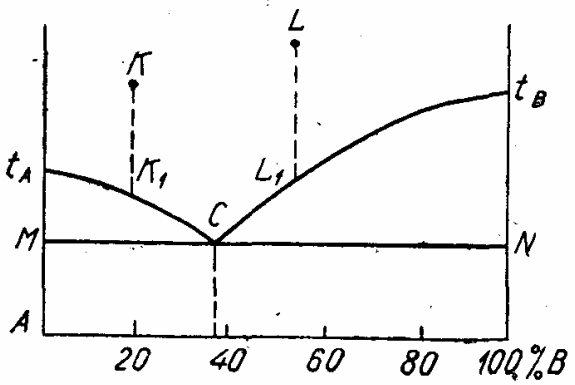
Қотишма икки ёки бир неча моддалар, масалан, металларнинг аралашмасидир. Демак, қотишма ҳам бир модданинг иккинчисидаги эритмаси бўлиши мумкин.

Қотишмаларнинг эриш ва кристалланиш процессларини ҳолат диаграммаларида тасвирлаш қулай (баъзида бу диаграммаларни эрувчанлик диаграммалари деб ҳам юритилади). Агар бир компонентали моддаларнинг ҳолатларини аввал икки параметр, масалан, босим ва температура билан ифодаланган (учинчи параметр бу икки параметрдан бевосита аниқланади) бўлса, энди икки компонентали қотишма ҳолида эса (биз фақат шундай қотишмаларни қараймиз) учинчи параметр, масалан, концентрацияни ҳам билиш керак. Бинобарин, қандайдир икки фазанинг мувозанатига мос келувчи ҳолат график ҳолда чизиқ билан эмас, текислик билан тасвирланади. Бироқ биз босимни ўзгармас деб олиб, икки ўлчамли температура — концентрация диаграммасидан фойдаланамиз. Бинобарин, бу диаграмма уч ўлчамли сиртни $p = \text{const}$ текислик билан кесиш бўлади.

Шундай қилиб, икки компонентали суюқ қотишма (бинар қотишма) совиётган бўлсин, бирор температурада у кристаллана бошлайди, кристалланиш процесси ҳар турлича кетиши мумкин. Бу ерда икки энг содда ҳолни кўрамиз. Биринчидан, ҳосил бўлаётган ҳар бир кристалл таркибида фақат битта компонента бўлиши мумкин, бу ҳолда қотган қотишма бир панжарада атомларнинг аралашмасидан иборат бўлмай, ҳар иккала таркибий қисмнинг алоҳида ҳосил қилган кристалларидан таркиб топган бўлади.

Иккинчидан, қотишда ҳосил бўлаётган кристаллар ҳар иккала компонентанинг улар учун умумий бўлган панжаранинг тугунларида тенг ҳуқуқли равишда жойлашган атомларидан таркиб топиши мумкин. Бу ҳолда одатда *қаттиқ эритма* ҳосил бўлди деб гапирилади.

Дастлаб биринчи тур системалар учун ҳолат диаграммаларини кўрайлик. Бундай диаграмманинг энг содда тури 187-расмда кўрсатилган. Диаграмма эриш температурасининг икки *A* ва *B* компонентадан иборат бўлган қотишма таркибига боғлиқлигини кўрсатади. Абсциссалар ўқи бўйлаб чап ва ўнгда ҳар иккала компонентанинг концентрациялари қўйилган, шу билан бирга, *A* компонентанинг концентрацияси ўнгдан чапга қараб ўсади, бунда *A* нуқта соф *A* моддага мувофиқ келади (100% ли концентрация), *B* компонентанинг концентрацияси эса чапдан ўнгга қараб ўсади ва *B* нуқта соф *B* моддага мувофиқ келади.



187-расм.

Ордината ўқи бўйлаб қотишмаларнинг эриш температуралари қўйилган. t_A ва t_B нуқталар мос равишда *A* ва *B* соф компоненталарнинг эриш температурасини билдиради.

Юқорида эритмаларнинг кристалланиш температурасига доир айтилганлардан бу температура *A* концентрация ҳам, *B* концентрация ҳам ортгани сари пасайиши келиб чиқади. Тажрибада ҳам қотиш температурасининг худди шундай ўзгариши 187-расмда кўрсатилган.

t_A нуқтадан бошлаб *A* компонентанинг эриш температураси *B* компонентанинг концентрацияси ортгани сари пасаяди. Худди шунингдек *B* модданинг кристалланиш температураси *A* аралашманинг концентрацияси ортиши билан пасаяди.

Шунинг учун бирор нуқтада ҳар иккала эриш эгри чизиқлари кесишади. Бу *C* нуқта шу системадаги қотишмага бўлиши мумкин бўлган энг паст эриш (кристалланиш) температурасини ва бу қотишма компоненталарининг энг паст эриш температурасига эга бўлган концентрациясини билдиради. Бундай таркибли қотишма *эвтектик қотишма* деб аталади. *C* нуқта эса *эвтектик нуқта* дейилади.

Агар концентрацияси эвтектик таркибдан гапдаги бирор *K* нуқтага мувофиқ келувчи қотишмани совитилса, у ҳолда температура K_1 нуқтага эришганида *A* компонента кристаллана бошлайди ва эритмадан суюқ эриган кристаллар тарзида чўка бош-

лайди. Бунда қолган қотишмада *B* нинг концентрацияси ортади, бу эса қотиш температурасини янада пасайтириб юборади. Шундай қилиб, температура пасайгани сари ҳамма вақт суюлган қотишманинг таркиби ўзгариб боради, бундай ўзгариш унинг *C* нуқтада бутунлай қотгунича давом этади, бу нуқтада ҳар иккала компонентанинг эвтектик характердаги кристалларидан таркиб топган механикавий аралашма ҳолидаги қотишма ҳосил бўлади.

Худди шунинг сингари, концентрацияси *L* нуқтага мувофиқ келган (эвтектикадан ўнгдаги) қотишмани совитишда температура L_1 нуқтагача пасайгандан кейин *B* компонентанинг кристаллари чўка бошлайди, бу эса *A* концентрациянинг ортиши туфайли эриш температурасининг янада пасайишини юзага келтиради. Қотишма эвтектик *C* нуқтага мос келувчи температура ва концентрацияда қотади.

Агар эвтектик концентрацияли суюқ қотишмани совитилса *C* нуқтага мувофиқ келган температурада дарҳол батамом қотади.

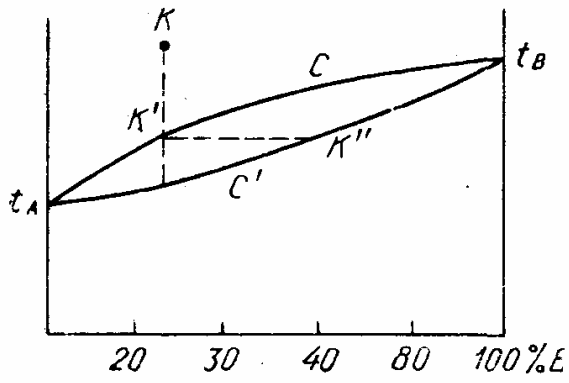
Бу ерда қаттиқ қотишмани қизитишда процесснинг ҳозиргина баён қилинганига тескари тартибда боришини эслатиб ўтиришнинг ҳожати бўлмаса керак.

Температура ва концентрацияларнинг t_ACt_B чизиқдан юқорида ётувчи соҳаси суюқ фаза соҳасидир. Бу эгри чизиқ билан эвтектик нуқта орқали ўтувчи горизонтал чизиқ (187-расмдаги *MN* тўғри чизиқ) орасидаги соҳа *A* ва *B* компоненталарнинг кристаллари суюқ эритма ҳолатида бўладиган соҳадир. Ниҳоят, *MN* чизиқдан пастдаги соҳа—бу қаттиқ ҳолат соҳасидир, шу билан бирга, унинг чап қисмида эвтектикага *A* кристаллар сочилган, ўнг қисмига эса *B* компонентанинг кристаллари сочилгандир.

Шундай қилиб, қотишмаларнинг характерли хусусиятлари шундаки, улар бир компонентали моддалар сингари аниқ бир температурада эмас, балки бирор температура интервалида қотади. Қотиш t_ACt_B чизиқдан бошланади (бу чизиқ *ликвидус чизиғи* деб аталади) ва *MN* чизиқда, яъни эвтектик *C* нуқтадан ўтувчи горизонтал чизиқда (бу чизиқ *солидус чизиғи* деб аталади) тугалланади. Фақат эвтектик таркибли қотишмагина *C* нуқтага мос келувчи температурада дарҳол қотади.

Ҳолат диаграммаси 187-расмда тасвирланган кўринишда бўлган бинар системага қалай—рух системасини мисол қилиб кўрсатиш мумкин. Қалай 232°С да, рух эса 419°С да эрийди, эвтектиканинг (8° рух) эриш температураси 199°С га тенг.

Иккинчи тур қотишмалар, яъни қаттиқ эритмалар ҳосил қилувчи қотишмалар учун ҳолат диаграммаси бирмунча бошқача кўринишда бўлади. Бундай диаграмманинг типик хили 188-расмда кўрсатилган. Бу ерда ҳам координата ўқлари бўйлаб компоненталарнинг концентрацияси ва эриш температураси қўйилган, «Сигарасимон» t_ACt_BC' эгри чизиқдан юқорида ётган соҳа қотишманинг суюқ ҳолати соҳаси,

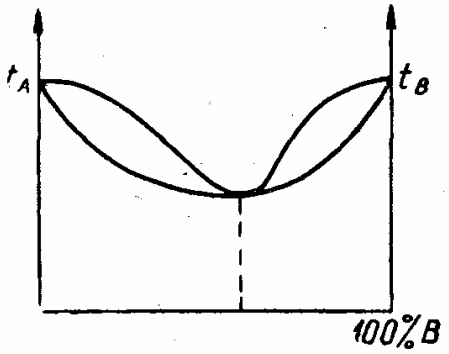


188- расм.

ундан пастда ётган соҳа эса қаттиқ ҳолати соҳасидир. t_ACt_B эгри чизиқ суюқ қотишманинг қотиш температураси унинг таркибига қандай боғлиқ эканини кўрсатади (ликвидус чизиғи). Пастки $t_AC't_B$ эгри чизиқ қаттиқ қотишма эриш температурасининг концентрацияга боғлиқлигини кўрсатади. Бинобарин, қотишма таркиби бирдай бўлганида ҳам унинг эриш температураси қотиш температурасидан фарқ қилади, қаттиқ қотишма бир температурада эрийди, суюқ қотишма бошқа температурада қотади. Аксинча, айни бир температурада бир таркибли суюқлик кристалланади ва бошқа таркибли қаттиқ қотишма эрийди.

Бу ерда яна қотиш ва эриш аниқ бир температурада эмас, балки бирор температуралар интервалида рўй беради. Масалан, агар K нуқта билан тасвирланган таркибли суюқ қотишма совитилса, у ҳолда K'' нуқтага тегишли температурага эришилганда кристаллар чўка бошлайди, бироқ уларнинг таркиби энди K нуқта билан эмас, балки K'' нуқта билан белгиланади. Уларнинг таркибида, демак, суюқ қотишмадагидан кўра B компонента кўпроқ бўлади. Шунинг учун суюқлик A компонента билан бойийди ва қотиш температураси $t_AC't_B$ эгри чизиқ бўйлаб пасаяди.

Шундай қилиб, «сигарасимон» эгри чизиқ орасидаги соҳа суюқ қотишма ва қаттиқ эритма кристалларидан таркиб топади.



189- расм.

Баъзи ҳолларда қотишмаларнинг ҳолат диаграммалари 189- расмда кўрсатилгандек бўлади. Бу ерда «сигара» «эзилган» бўлади, солидус ва ликвидус эгри чизиқлари минимумга эга бўлади ва минимум нуқтада ҳар иккала эгри чизиқ бир-бирига уринади. Уриниш нуқтасига мувофиқ келадиган таркибдаги қотишма дарҳол аниқ температурада қотади ва эрийди, яъни биринчи тур қотишмаларнинг эвтектикасидаги сингари рўй беради.

Ҳолат (эрувчанлик) диаграммалари экспериментал равишда термик анализ асосида ясалади, бундай анализда турли таркибларда ўрганилаётган компоненталар аралашмасининг совиш ва қизиш эгри чизиқлари олинади. Бу ўлчашлардан кристалланишнинг бошланиш ва тугалланиш температуралари ҳақида маълу-

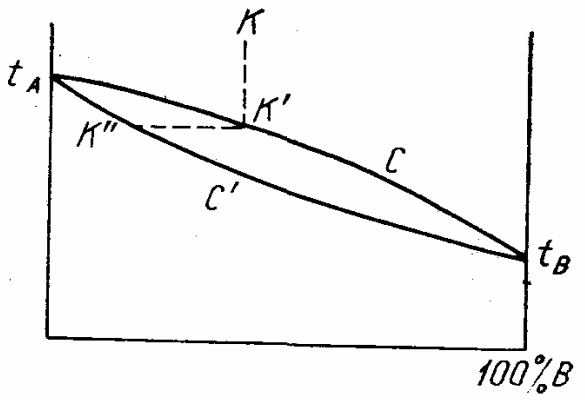
мотлар олинади ва улар асосида юқорида баён қилинган графиклар ясалади.

Системаларнинг хусусиятлари ва улар компоненталарининг ўзаро таъсирини батафсил анализ қилиш учун бундан ташқари хосса — таркиб деб аталувчи диаграммалар, яъни системанинг бирор хоссасини (қаттиқлиги, электр қаршилиги, қовушоқлик ва ҳоказо) характерловчи катталикларнинг системанинг ўзгармас температурадаги таркиби билан боғланишини акс эттирувчи эгри чизиқлар ясалади. Бундай диаграммалар ҳолат диаграммалари билан бирга қўшалоқ ва ундан мураккаброқ системаларни физика-химиявий анализ қилиш учун асос қилиб олинади, бундай анализ усули Н. С. Курнаков томонидан ишлаб чиқилган.

135- §. Металларни зоналаб тозалаш

Қаттиқ эритмаларни ҳосил қилган бинар системанинг 188- расмда келтирилган ҳолат диаграммаси қотишма моддасининг қаттиқ ва суюқ ҳолатлари, улар компоненталарининг концентрацияси турлича бўлгани ҳолда мувозанатда бўлиши мумкин эканлигини кўрсатади. Масалан, қотишма суюқ эритмага мувофиқ келувчи K нуқтадан ликвидус чизиғида ётувчи K' нуқтагача совишида (188- расмга қ.), суюлган эритмада K нуқтага эмас, K'' нуқтага мос келувчи компоненталарга эга бўлган қаттиқ кристаллар пайдо бўлади. Шундай қилиб, 188- расмда кўрсатилган ҳол учун қаттиқ кристаллда B компонента у мувозанат ҳолатида бўлган суюқликдагига қараганда кўп бўлади.

B компонента қўшимчаси модданинг А эриш нуқтасидан юқори бўлганида шундай бўлади. Агар B модда A эриш температурасидан паст бўлганида эди, у ҳолда бундай система ҳолатининг диаграммаси 190- расмда кўрсатилган кўринишда бўлар эди. У ҳолда совиганда чўкадиган кристалларда B компонента концентрацияси бу кристаллар мувозанат ҳолатида турган суюқликдагидан кам бўлар эди.



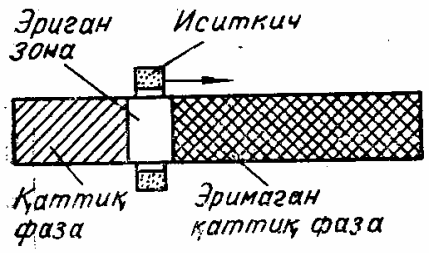
190- расм.

Қотишма компоненталардан бирининг концентрацияси бир-бири билан чегараланувчи қаттиқ ва суюқ фазаларда турлича бўлиши мумкинлиги металларни аралашмалардан тозалаш (рафинлаш)да кенг фойдаланилади, бу ҳодисадан фойдаланиш усули *зоналаб эритиш методи* деб аталади.

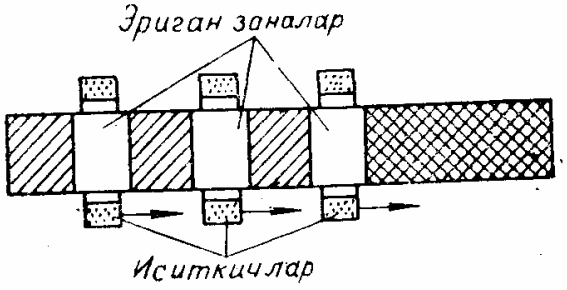
Бу ерда гап металлдан (ёки бирор қандайдир бошқа моддадан) одатда уни тайёрлашда таркибига кириб қоладиган оз миқдордаги бегона аралашмаларни ажратиб олиш тўғрисида кетаяпти, бундай аралашмаларни бирор бошқа метод ёрдамида ажратиб олиш фавқулодда қийин ишдир. Шунинг учун бу фақат илмий тадқиқотлардагина эмас, балки техниканинг ғоятда муҳим соҳаларида ҳам ҳал қилиниши керак бўлган муҳим вазифадир.

Зоналаб эритиб рафинлаш методи шундан иборатки, бунда тозаланиши керак бўлган намунада бутун намуна бўйлаб кўчириш мумкин бўлган иситкич ёрдамида ингичка эритилган зона ҳосил қилинади (191-расм). Зонани ёки иситкични намуна бўйлаб силжитиш ёки иситкич қўзғалмас ўрнатилган ҳолда намунани қўзғатиш йўли билан амалга оширилади.

Намуна бўйлаб ҳаракатланаётган эриган зона ортида зонанинг суюқ фазаси билан чегараланувчи қотган эритма соҳаси вужудга келади. Агар аралашма асосий модданинг эриш нуқтасини пасайтириш сифатига эга бўлса, у ҳолда аралашманинг концентрацияси эриган зонада унинг ортидаги қотган фазадагидан кўпроқ бўлади (190-расмга қ.). Демак, аралашма зарралари қисман қаттиқ фазани тарк этиб, суюқ фазага ўтган ва у билан бирга бутун намуна бўйлаб ҳаракатланмоқда. Аралашма зарраларининг максимал концентрацияси эриган зона энг охирида етиб келадиган намунанинг энг чекка ўнг қисмида бўлади (191-расм). Намунанинг чап қисмида аралашмалар анча камайган, яъни бу қисми анча тозаланган бўлиб қолади.



191-расм.



192-расм.

Зона намуна бўйлаб бир марта ўтганида унчалик тозаликка эришилмайди, унинг устига тозаланган соҳа ҳам фақат намунанинг бир чеккасидан иборат бўлади. Бироқ зонани намуна бўйлаб бир неча марталаб ўтказиб, методнинг самарадорлигини анча ошириш мумкин. Бир эмас, бир неча иситкичдан 192-расмда кўрсатилганидек бир йўла фойдаланиш билан бунга эришиш мумкин.

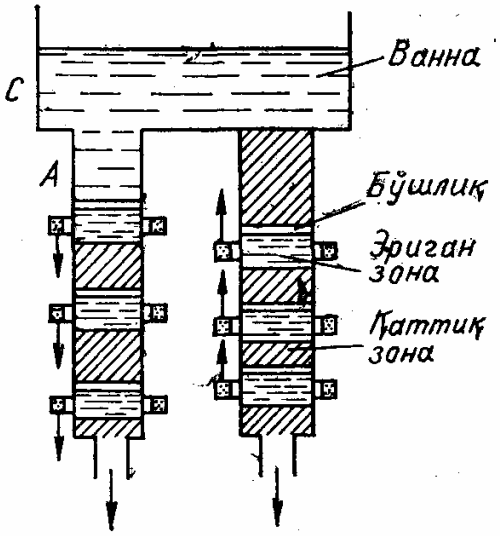
Зоналаб эритишда тозалаш натижаси жуда кўп факторларга боғлиқ ва энг аввало тозаланаётган модда ва ундаги аралашмаларнинг хоссаларига боғлиқдир. Зоналаб тозалаш самарадорлигини оширувчи

энг муҳим факторлардан бири *тақсимот коэффициенти* K дир, бу коэффициент аралашманинг қаттиқ ва суюқ фазалардаги тегишли $C_к$ ва $C_с$ концентрацияларнинг нисбатига тенг:

$$K = \frac{C_к}{C_с}.$$

Аралашма асосий модданинг эриш нуқтасини пасайтирадиган системаларда K коэффициент бирдан кичик. Аралашма асосий модданинг эриш температурасини оширадиган системаларда K бирдан катта бўлади. K бирга тенг бўлганида зоналаб эритиш йўли билан тозалаш мумкин эмаслиги равшан, чунки методнинг ўзи $C_к$ ва $C_с$ концентрацияларнинг турли бўлишига асосланган дир. Маълумки, тақсимот коэффициенти қанча кичик бўлса, зоналаб эритиш усулининг самарадорлиги шунча юқори бўлади (албатта, бу айтилганлар ҳолат диаграммаларининг кўриниши 190-расмдаги сингари бўлган системалар учунгина тегишлидир).

Баён қилинган методда зоналаб тозалаш даврий процессдан иборат, бироқ уни узлуксиз процесс қилиш ҳам мумкин. Бунинг учун зоналаб тозалаш қурилмасига тозаланадиган материал бериб турувчи манба ўрнатиш ва қурилма ишлаб турган пайтда чиқувчи тозаланган ҳамда ифлос маҳсулотни қабул қилиб олувчи қурилмани қўшимча киритиш керак. Бундай қурилманинг схемаси 193-расмда кўрсатилган. Бу қурилма икки A ва B вертикал найлар ва қурилмага бериладиган материал солинган C ваннадан иборат. Чап найда эриган зоналарни ҳосил қилувчи иситкичлар зоналарни пастга ҳаракатлантиради. Шунинг учун бу найнинг паст қисмида ифлос маҳсулот ҳосил бўлади ва у пастга чиқариб ташланади. Ўнг найда эса аксинча иситкичлар ва улар билан бирга эриган зоналар юқорига қараб ҳаракатланади. Бу найнинг пастки қисмида тозаланган маҳсулот тўпланади, бунинг учун ҳам бу ерда чиқариб ташланадиган очиқ жой қолдирилган. Ифлосланган ва тозаланган маҳсулотларни чиқариб ташлангандан ҳосил бўладиган бўшлиқ юқорига қалқиб чиқади ва бу қурилмада материалнинг ҳаракатланишига олиб келади. Шунинг учун узлуксиз рафинлашни таъминлайдиган бу метод зона—бўшлиқ методи деб аталади.



193-расм.

Зоналаб эритиш методи билан анча юқори даражада тозалашга эришиш мумкин. Масалан, бу йўл билан аралашмалар концентрация-

си атиги 10^{-7}% га яқин бўлган германий олиш мумкин (зоналаб эритиш билан тозалаш методи биринчи бўлиб германий учун ишлатилган эди). Бу метод билан таркибида аралашмалари ҳаддан ташқари оз бўлган бошқа металлар ва ярим ўтказгичларни олиш мумкин. Фақат металл ва ярим ўтказгичларнигина эмас, балки турли органик ва ноорганик бирикмаларни тозалашда ҳам бу методдан фойдаланиш мумкин.

Зоналаб эритиш методи материалларни аралашмалардан оддийгина тозалашдагина ишлатилмайди. Бу метод ёрдамида баъзи бошқа масалалар, масалан, бошқача йўллар билан ҳал қилиб бўлмайдиган масалалар ҳам ҳал этилиши мумкин. Масалан, намунада аралашманинг қатъий равишда тенг тақсимланишини таъминловчи зоналаб эритиш варианти *(зоналаб текислаш)* ишлаб чиқилган, бу вариант ярим ўтказгичли асбоблар ишлаб чиқаришда жуда қўл келади. Зона бўйлаб эритиш методи моддани тозалаш билан бир қаторда ундан монокристаллар ҳосил қилиш, моддага аралашма киритиш ва тақсимлаш ва ҳоказоларга имкон беради. Умуман, бу методни моддадаги аралашмаларни бошқариш методи деб аташ мумкин. Шунинг учун бу методнинг тобора янгидан-янги соҳаларга қўлланаётгани, шунингдек, бу метод қўлланаётган моддалар доирасининг кенгайиб бориши ажабланарли эмас.

136- §. Эриш температурасини тажрибада аниқлаш

Эриш температурасини аниқлашнинг хилма-хил усуллари мавжуд, бу методларнинг энг кўп қўлланиладиганларидан бири эриш ёки қотиш эгри чизиғини олиш, яъни эриётган ёки қотаётган модда температурасининг ўзгармас ташқи шароитларда вақтга боғлиқлигини ифодаловчи эгри чизиқни олиш усулидир. Юқорида айтиб ўтганимиздек (179- расмга қ.), бундай эгри чизиқларнинг исишнинг ёки совишнинг тўхтаганлигини билдирувчи горизонтал қисми бор. Бу қисмга тўғри келувчи температура моддaнинг эриш температураси бўлади, тоза моддалар учун эриш температураси қотиш температурасига мос келади.

Эгри чизиқни ҳосил қилиш учун ўрганилаётган модда солинган идиш (тигель) печга жойлаштирилади ва уни қиздириб аниқ вақт оралиқларида тигелдаги модда температураси ўлчаб турилади (термометр моддага бевосита тегиб туриши керак). Одатда эриш эгри чизиғини эмас, ундан 10—20° юқори температурадан бошланадиган қотиш эгри чизиғи олинади. Сўнгра қотиш температураси $T_{қот.}$ нинг t вақтга боғланиш графигини ясаб, эриш температурасини аниқлаш осон.

Ўлчашлар осон бўлиши учун совиш тезлиги катта бўлмагани маъқул, у минутига икки градус бўлса қулай бўлади. Тажриба

вақтида тигелни қўзғатиб турилса, унда модда ҳажмида температура граденти ҳосил бўлмайди.

Албатта, тигель ўрганилаётган моддага тегиб турган термометр ва бошқа деталларнинг материаллари моддани ифлослантирмаслиги чораларини ҳам кўриш керак, чунки аралашмалар эриш температурасини ўзгартириб юбориши мумкин.

Эриш нуқтасини аниқлашнинг баён қилинган бу оддий усулидан эриш яширин иссиқлигини ўлчашда ҳам фойдаланиш мумкин. Бунинг учун эришдаги исиш эгри чизиғини олиш керак бўлади.

Эриш иссиқлиги бу эгри чизиқдаги горизонтал қисмнинг кенглигидан аниқланади, унинг кенглиги, равшанки, эриш иссиқлиги ютиладиган вақт оралиғи Δt нинг қийматини билдиради. Агар эритиш учун электр печидан фойдаланилса, бу печнинг ҳар секундда ажратадиган иссиқлик миқдори 0,239 UI га тенг бўлади, бу ерда U — печь чулғами учларидаги потенциаллар фарқи, I — ундаги ток кучи. Демак, Δt вақт ичида (горизонтал қисмининг кенглиги) 0,239 $UI\Delta t$ калория иссиқлик ажралади. Агар тигелдаги модда массаси m бўлса, у ҳолда эришнинг яширин солиштирма иссиқлиги L қуйидаги

$$L=0{,}239\ UI\Delta t/m$$

формуладан аниқланади.

Албатта, L ни аниқлашда электр печга U ва I ни ўлчайдиган асбобларни ҳам улаш керак. Шунингдек, печнинг иссиқлик изоляцияси ишончли бўлиши керак, бунда 0,239 $UI\Delta t$ иссиқлик ҳақиқатан ҳам модданинг эришига сарфланиши зарур.

Эриш температурасини, шунингдек, эриш нуқтаси орқали ўтишда модда физикавий хоссаларининг кескин сакрашсимон ўзгаришларини кузатиб ҳам аниқлаш мумкин. Моддаларнинг электр қаршилиги, солиштирма ҳажми, магнит хоссалари ва бошқалар ана шундай хоссалардир.

137- §. Қаттиқ жисмларнинг иссиқлик хоссалари

Қаттиқ жисмлардаги иссиқлик ҳаракати. Қаттиқ жисмларда зарраларнинг иссиқлик ҳаракатлари суюқликлардаги ва газлардаги сингари бўлмаслигини эслатиб ўтган эдик. Қаттиқ жисм зарралари бир-бири билан атомлар орасидаги масофага боғлиқ бўлган ўзаро таъсир кучлари билан боғланган ва улар кристалл панжара тугунларидаги қандайдир мувозанат вазияти атрофида фақат тебранишлари мумкин. Модда етарлича паст температуралардагина, яъни иссиқлик ҳаракатлари энергияси kT нинг қиймати зарраларнинг ўзаро таъсири потенциал энергияларидан анча кичик бўлгандагина қаттиқ ҳолатда бўлиши мумкин бўлгани учун, атомларнинг мувозанат вазияти яқинида тебранишлари

кичик тебранишлар бўлади. Бу тебранишларнинг энергияси қаттиқ жисмнинг ички энергиясидан иборат бўлиб, бу энергия унинг температурасини белгилайди.

Абсолют ноль температурада барча атом ҳаракатлари тўхтайди. Кристалл унинг энтропияси нолга тенг бўладиган даражада батамом тартиблашган бўлиши керак. Бироқ квант назарияси шундай хулосага олиб келадики, абсолют нолда ҳам зарраларнинг бирор энергияси бўлар экан, зарранинг массаси қанча кичик бўлса, бу энергия шунча катта бўлади. Бу энергияни заррадан ҳеч қандай шароитларда ҳам ажратиб олиш мумкин эмас. Бундай *нолинчи* энергиянинг бўлиши абсолют нолда қаттиқ жисмнинг энтропияси нолга тенг бўлишига мутлақо халақит бермайди, чунки энтропия тартибсиз иссиқлик ҳаракатлари билан боғлиқ бўлгани ҳолда, нолинчи энергия иссиқлик энергияси эмас. Шунинг учун кристаллнинг нуқсони бўлмаса, у ҳолда абсолют нолга яқинлашганда унинг энтропияси нолга интилади.

Нолинчи энергия одатда зарраларнинг ўзаро таъсир энергияларидан анча кичик бўлади ва модданинг қотишига таъсир кўрсата олмайди. Фақат ягона бир ҳолдагина, яъни гелийдагина нолинчи энергия шунчалик муҳим роль ўйнайдики, ташқи босимсиз гелийни қаттиқ холатга келтириш мумкин бўлмайди. Бошқа барча моддалар уларнинг хоссаларига нолинчи энергия сезиларли таъсир кўрсатгунга қадар қотиб қолади.

Қаттиқ жисмларнинг иссиқлик сиғими. Шундай қилиб, қаттиқ жисм тебранувчи зарралар — осцилляторлар тўпламидан иборат. Жисмга иссиқлик келтирилганда бу иссиқлик осцилляторларнинг тебраниш энергияларининг ортишига сарф бўлади, бу энергия кинетик ва потенциал энергияларнинг йиғиндисидан иборат. Агар тебранишлар гармоник тебранишлар бўлса, тўла энергиянинг бу икки қисми бир-бирига тенг бўлади.

Ҳар бир тебранишни координата ўқлари бўйлаб учта ташкил этувчига ажратиш мумкин ва ҳар бир ташкил этувчининг энергияси ҳам бир-бирига тенг бўлган потенциал ва кинетик энергияларнинг йиғиндиси билан ифодаланади.

Газлар кинетик назариясидан биламизки, атомнинг ўқлардан бири бўйлаб ўртача кинетик энергияси $\frac{1}{2}kT$ га тенг. Бу бир эркинлик даражасига тўғри келадиган энергиядир. Бироқ осцилляторнинг потенциал энергияси кинетик энергиясига тенг бўлгани учун бир эркинлик даражасига тўғри келадиган тўла энергия $2\times\frac{1}{2}kT=kT$ га тенг бўлади.

Ҳар бир атом (осциллятор) уч эркинлик даражасига эга бўлгани учун ва биз идеал газлар назариясида қилганимиз сингари, ҳар бир эркинлик даражасига айни бир $\frac{1}{2}kT$ кинетик энергия тўғри келади деб

қабул қилсак, у ҳолда қаттиқ жисмнинг бир атомининг тўла энергияси $3\times2\times\frac{1}{2}kT=3kT$ га тенг бўлади.

Агар жисмда N та атом бўлса, у ҳолда жисмнинг ички энергияси $3NkT$ га тенг. Шундай қилиб, бир молнинг ички энергияси $3N_0kT=3RT$ га тенг бўлади, бу ерда N_0—Авогадро сони. Ҳажм ўзгармас бўлганда иссиқлик берилса, бу иссиқликнинг ҳаммаси ички энергиянинг ортишига сарф бўлади. Шунинг учун ўзгармас ҳажмдаги атомнинг иссиқлик сиғими қуйидаги тенглик билан аниқланади:

$$C_V=\left(\frac{dU}{dT}\right)_V=3R\approx6 \text{ кал/К·моль}\approx25{,}12 \text{ Ж/К·моль}. \qquad (137.1)$$

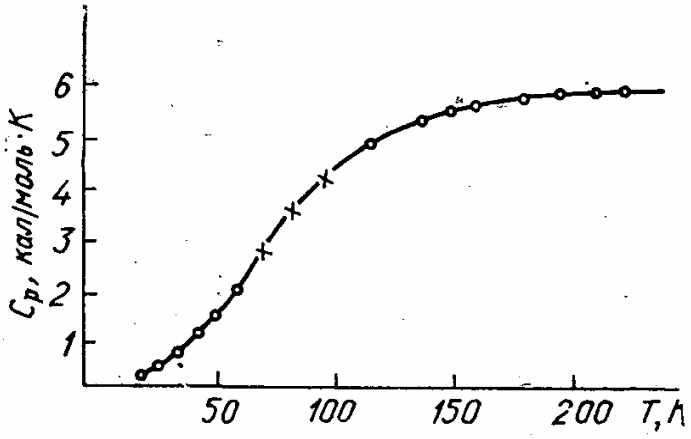
Бу идеал газнинг (бир атомли газнинг) моляр иссиқлик сиғимидан икки марта катта. Демак, модданинг моляр иссиқлик сиғими икки марта ортиши учун уни газсимон ҳолатдан қаттиқ ҳолатга ўтказишнинг ўзи кифоя экан. Юқорида айтилганлардан шу нарса аён бўладики, қаттиқ жисмнинг қиздирилишида келтирилган иссиқлик унинг фақат кинетик энергиясининг эмас, балки потенциал энергиясининг ҳам ортишига сабаб бўлгани учун иссиқлик сиғими икки марта ортади.

(137.1) формуладан қаттиқ жисмларнинг атом иссиқлик сиғими (яъни грамм-атомнинг иссиқлик сиғими) барча моддалар учун бирдай бўлган ва температурага боғлиқ бўлмаган катталикдир. Бундай таъриф *Дюлонг ва Пти қонуни* деб аталади.

Тажриба оддий температураларда кўпчилик қаттиқ жисмларнинг (химиявий элементларнинг) атом иссиқлик сиғимлари ҳақиқатан ҳам 6 кал/К·моль қийматга яқин ва температурага деярли боғлиқ бўлмаслигини кўрсатади. Бироқ бундан мустаснолик ҳам мавжуд. Тўрт химиявий элемент — бериллий, бор, кремний ва олмоснинг иссиқлик сиғими одатдаги температурадарда $3R$ дан анча кичик ва температурага сезиларли боғлиқ бўлади. Температура ортиши билан бу моддаларнинг иссиқлик сиғими орта боради ва ҳар ҳолда $3R$ қийматга интилади.

Бу Дюлонг ва Пит қонунидан ягона четлашиш эмас. Паст (хона температурасидан анча паст) температураларда барча моддаларнинг, жумладан, одатдаги температураларда Дюлонг ва Пти қонунига бўйсунадиган моддаларнинг ҳам, иссиқлик сиғимлари тез камаяди ва абсолют нолга интилади. 194-расмда кумуш учун C_p иссиқлик сиғимининг (одатда шу иссиқлик сиғимигина тажрибаларда аниқланади) температурага боғланиш экспериментал эгри чизиғи кўрсатилган.

Кўп сонли тажрибалар барча қаттиқ жисмлар учун Дюлонг ва Пти қонунига бўйсуниш эмас, бу қонундан четлашиш қонунияти мавжуд эканлигини кўрсатди. Ҳақиқатда қаттиқ жисмларнинг иссиқлик сиғимлари температурага боғлиқ ва шундай боғлиқки, температура пасайиши билан иссиқлик сиғими темпе-



194- расм.

ратуранинг кубига пропорционал камаяди ҳамда абсолют нолда нолга интилади. Биноборин, бериллий, бор, кремний ва олмос элементлари мустасно эмас, балки қоидага мувофиқ экан, бироқ улар учун хона температурасининг ўзиёқ паст температура бўлиб қолар экан.

Дюлонг ва Пти қонуни энергиянинг эркинлик даражалари бўйлаб тенг тақсимланишининг натижаси эканини кўрдик. Шунинг учун қаттиқ жисмларнинг аслида паст температураларда Дюлонг ва Пти қонунига бўйсунмаслиги энергиянинг эркинлик даражалари бўйлаб тенг тақсимот қонуни тақрибий эканлигини билдиради.

Иссиқлик сиғимининг температурага боғланишининг тажрибада кузатилган кўриниши квант тасаввурлар асосида тушунтирилиши мумкин.

Қаттиқ жисмнинг молекулалари осцилляторлар эканини юқорида айтиб ўтган эдик. Квант назариясига мувофиқ, осцилляторнинг энергияси $h\nu$ катталикка бутун карралидир, бу ерда ν — осцилляторнинг тебранишлар частотаси, h — Планкнинг универсал доимийси бўлиб, у $6{,}6\cdot 16^{-27}$ эрг·сек га тенг. Шундай қилиб, тебранаётган молекуланинг энергияси қуйидаги кўринишда ёзилиши мумкин:

$$w = nh\nu, \qquad (137.2)$$

бу ерда n—ихтиёрий бутун сон. Қаттиқ жисмнинг турли молекулаларида ν турлича бўлиши мумкин ва шунга мувофиқ ҳолда турли молекулаларнинг энергиялари ҳам турлича бўлади. Содда бўлиши учун биз, Эйнштейн қилгани сингари, барча молекулалар бирдай частота билан тебранади деб фараз қиламиз, бироқ бу ҳақиқатда нотўғридир.

Бир молекуланинг ўртача $\bar{w}$ энергияси қандай?

Больцман формуласидан (9- § га қ.) фойдаланиб, молекулаларнинг қандай қисми $w = nh\nu$ энергияга эга эканини топиш мумкин:

$$N = N_0 e^{-\frac{nh\nu}{kT}}.$$

Бу ҳолда энергиялар йиғиндисининг молекулалар сони йиғиндисига нисбатига тенг бўлган молекуланинг ўртача энергияси қуйидагича ифодаланади:

$$\overline{w} = \frac{\sum\limits_n wN_0 e^{-\frac{nh\nu}{kT}}}{\sum\limits_n N_0 e^{-\frac{nh\nu}{kT}}} = \frac{h\nu \sum\limits_n ne^{-\frac{nh\nu}{kT}}}{\sum\limits_n e^{-\frac{nh\nu}{kT}}}$$

ёки $h\nu/kT = x$ деб белгилаб, қуйидагича ёзамиз:

$$\overline{w} = \frac{h\nu \sum\limits_n ne^{-nx}}{\sum\limits_n e^{-nx}}.$$

n катта бўлганида

$$\frac{\sum\limits_n ne^{-nx}}{\sum\limits_n e^{-nx}} = -\frac{d}{dx}\ln\sum_n e^{-nx} = -\frac{d}{dx}\ln\frac{1}{1-e^{-x}} = \frac{1}{e^x-1}$$

ва

$$\overline{w} = \frac{h\nu}{e^x-1} = \frac{h\nu}{e^{h\nu/kT}-1}.$$

Шундай қилиб, классик назариядан фарқ қилиб бир молекуланинг ўртача энергияси $\overline{w} = kT$ га тенг бўладиган классик назариядан фарқ қилиб, квант назариясига кўра бир молекуланинг ўртача энергияси қуйидагига тенг бўлади:

$$\overline{w} = \frac{h\nu}{e^{h\nu/kT}-1}. \qquad (137.3)$$

Юқори температураларда $kT \gg h\nu$ бўлганда ҳар иккала ифодаанинг бир-бирига мос келишини кўриш осон. Ҳақиқатан ҳам, $e^{\frac{h\nu}{kT}}$ функцияни қаторга ёйишда унинг биринчи икки ҳади билан чеклансак, қуйидагини ҳосил қиламиз:

$$e^{\frac{h\nu}{kT}} = 1 + \frac{h\nu}{kT}$$

ва энди (137.3) қуйидаги кўринишга келтирилади:

$$\overline{w} = \frac{h\nu}{1+\frac{h\nu}{kT}-1} = kT.$$

Бир молнинг энергияси классик назариядаги $3N_0kT$ қиймати ўрнига қуйидаги қийматни олади:

$$U=3N_0\frac{h\nu}{e^{h\nu/kT}-1},$$

иссиқлик сиғими эса

$$C_V=\frac{dU}{dT}=3N_0k\frac{\left(\frac{h\nu}{kT}\right)^2 e^{h\nu/kT}}{(e^{h\nu/kT}-1)^2}. \qquad (137.4)$$

Катта T ларда (137.4) ифода C_V иссиқлик сиғими учун $3R$ га тенг қийматни беради, яъни Дюлонг ва Пти қонунига мос келади, $T=0$ да эса иссиқлик сиғими нолга тенг бўлиб, тажриба маълумотларига тўлиқ мос келади.

[illegible]

[illegible] спектри билан сиз мисолан торнинг тебранишларини [illegible] кўрамиз. Унда у чексиз сондаги обертон тебранишлар асосий тонга қўшилиши натижасидан иборат бўлади.

Назариясида товуш тебранишлари энергияси $h\nu$ ни алоҳида *фононлар* деб қаралади (қуйида буни кўрсатамиз). Мумкин частоталар сони чексиз катта. Қаттиқ жисмдаги атомлар сони эса катта (1 см³ да 10^{22} тартибида) бўлса-да, ҳар ҳолда чекли, шунинг учун, Дебай қабул қилганидек, қаттиқ жисмда тебранишлар спектри бирор максимал ν_m частота билан чекланган деб оляпмиз. Дебай назариясидан бирор Θ температурадан (характеристик температураси деб аталадиган температурадан) бошлаб иссиқлик сиғими температура пасайиши билан тез камаяди. Бу температура иссиқлик ҳаракатлари энергияси $k\Theta$ ос-

цилляторларнинг максимал энергиясига тенг бўладиган температурадир:

$$k\Theta = h\nu_m,$$

бундан

$$\Theta = \frac{h\nu_m}{k}.$$

Θ дан анча паст температураларда иссиқлик сиғими температуранинг учинчи даражасига пропорционал камаяди («T^3 қонуни»), бу биз кўрганимиздек тажриба маълумотларига тўғри келади.

Дебай температураси Θ юқори ва паст температуралар орасидаги чегара деб ҳисобланиши мумкин (фақат иссиқлик сиғимига нисбатангина эмас).

Иссиқлик сиғимининг квант назарияси нуқтаи назаридан баъзи моддаларнинг (олмос, бор ва ҳоказо) Дюлонг ва Пти қонунига бўйсунмаслик далили бу моддаларнинг Дебай характеристик температурасининг шунчалик баландлиги ва улар учун хона температураси паст температура деб ҳисобланиши керак эканлиги билан тушунтирилади. Масалан, кумуш учун $\Theta = 210°C$ бўлса, алюминий учун $\approx 400°C$, қўрғошин учун $\approx 90°C$ бўлса, олмоснинг характеристик температураси 2000°C га тенг.

Иссиқлик сиғими ва унинг температурага боғланишини ўлчаш қаттиқ жисмларни тадқиқ қилишда катта роль ўйнайди. Бунинг сабаби шуки, иссиқлик сиғими бевосита атомларнинг кристалл панжарадаги тебранишлари билан аниқланади. Бу тебранишларнинг характери панжаранинг структураси, унинг симметрияси ва ҳоказоларга боғлиқ бўлиши равшан. Шу туфайли кўп ҳолларда моддада бўладиган ўзгаришларда иссиқлик сиғимининг турлича аномалиялари кузатилади.

Хусусан, ўтиш яширин иссиқлиги ажралмайдиган (шунингдек ютилмайдиган) иккинчи тур фазавий ўтишларида иссиқлик сиғимининг сакраши, унинг температурага боғлиқ равишда монотон ўзгаришининг узилиши рўй беради. Иссиқлик сиғимининг температурага боғланишини тадқиқ қилиш билан бундай айланишларни қайд қилиш мумкин.

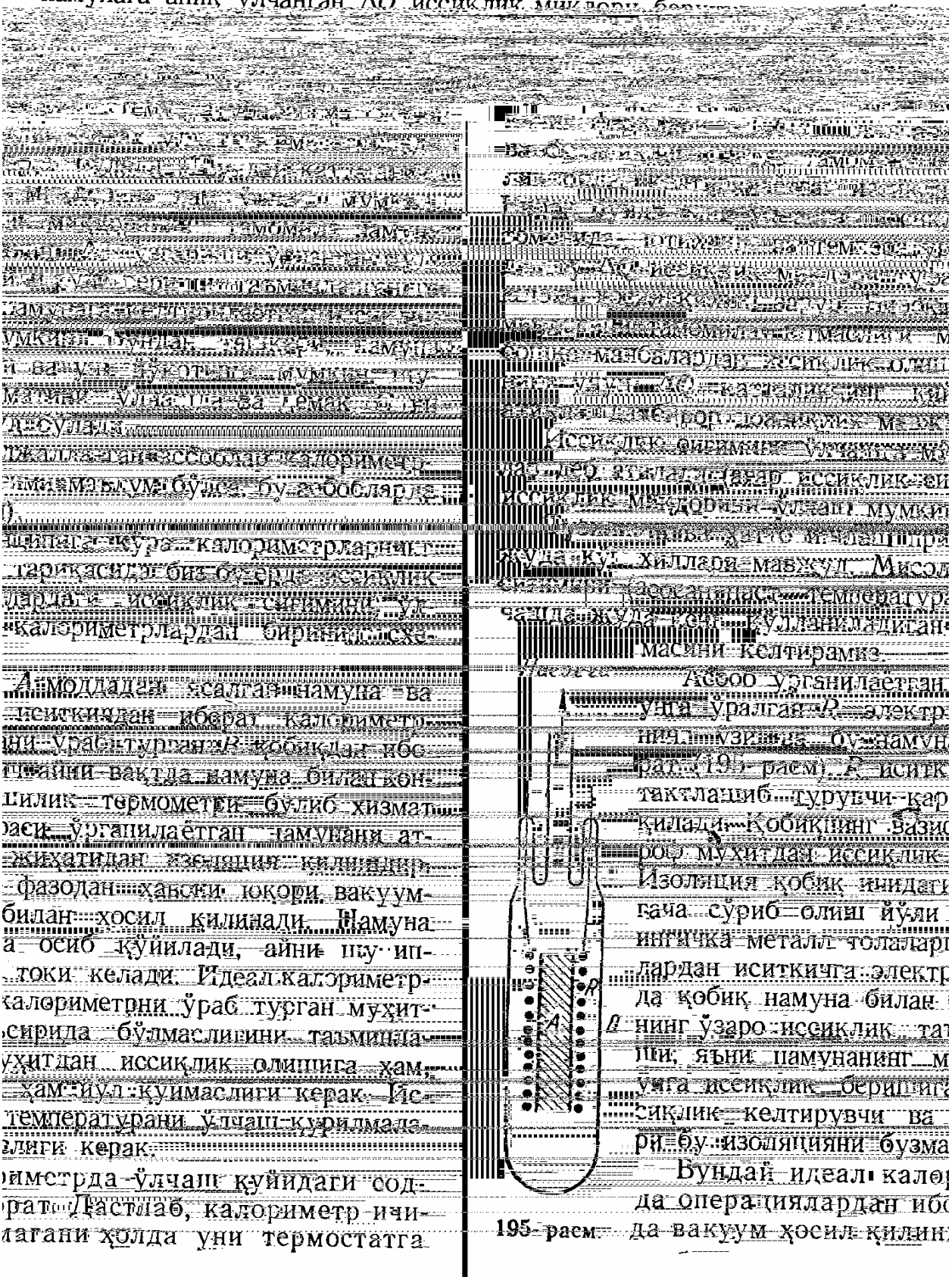
Хулоса қилиб шуни айтиш керакки, фақат ўзгармас босимдаги иссиқлик сиғиминигина бевосита ўлчаш мумкин, ўзгармас ҳажмдаги иссиқлик сиғимини бевосита ўлчаб бўлмайди, чунки иссиқликдан кенгайиш жисмнинг ҳажми ўзгармас бўлишига эришиши мумкин бўлмайди. Бироқ исишда ҳажм ўзгариши кам бўлгани учун C_V ва C_p иссиқлик сиғимлари орасидаги фарқ кичик бўлади.

138- §. Иссиқлик сиғимини ўлчаш

Маълумки, иссиқлик сиғими жисмга келтирилган ΔQ иссиқлик миқдорининг шу иссиқлик туфайли температуранинг ортишига нисбати билан аниқланади:

$$C = \frac{\Delta Q}{\Delta T}.$$

Бинобарин, иссиқлик сиғими C ни ўлчаш учун ўрганилаётган намунага аниқ ўлчанган ΔQ иссиқлик миқдори бериш



195-расм.

(масалан, электр печга, аниқ температурали суюқлик солинган идишга ва шунга ўхшаш идишларга) жойлаштирилади бу идишларда намуна ўлчашлар олиб бориладиган температурагача қиздирилади. Шундан сўнг калориметр ичидаги фазодан ҳавоси сўриб олинади ва шу билан намуна термостатдан изоляция қилинади. Сўнгра иситкичдан аниқ ўлчанган маълум вақт давомида электр токи ўтказилади ва бунда унинг учидаги потенциаллар фарқи ҳамда ундаги ток кучи ўлчанади. Энди иситкич таъсирида ортган температурани ўлчаб, намунанинг иссиқлик сиғимини ҳисоблаш мумкин. *C* нинг бу олинган қийматини намунанинг граммларда ёки молларда олинган массасига бўлиб, намуна тайёрланган моддaнинг солиштирма ёки моляр иссиқлик сиғими қиймати келтириб чиқарилади.

139- §. Қаттиқ жисмларнинг иссиқликдан кенгайиши

Қаттиқ жисмлар қизиганда ўз ҳажмини орттириши ҳаммага маълум. Бу — *иссиқликдан кенгайишдир*. Исиганда жисм ҳажмининг ортишига олиб келувчи сабабларни кўрайлик.

Равшанки, атомлар орасидаги ўртача масофа катталашганда кристаллнинг ҳажми ортади. Бинобарин, температура кўтарилганида кристалл атомлари орасидаги ўртача масофа ортар экан, исиганда атомлар орасидаги масофанинг ортишига сабаб нима?

Кристалл температурасининг кўтарилиши иссиқлик ҳаракати энергияси, яъни панжарада атомларнинг иссиқлик тебранишлари энергиясининг ортиши (484- бетга) ва бинобарин, бу тебранишлар амплитудасининг катталашиши демакдир.

Бироқ атомлар тебранишлари амплитудасининг катталашиши ҳамма вақт ҳам атомлар орасидаги ўртача масофанинг ортишига олиб келмайди.

Агар атомларнинг тебранишлари қатъий гармоник бўлганида эди, ҳар бир атом ўзининг қўшниларининг биридан қанча узоқлашса, бошқасига шунчалик яқинлашар ва атом тебранишлари амплитудасининг ортиши атомлараро ўртача масофанинг катталашишига ва демак, иссиқликдан кенгайишга олиб келмас эди.

Аслида атомлар кристалл панжарада *ангармоник* (ногармоник) тебранади. Бу тебранишлар атомлараро ўзаро таъсир кучларининг атомлар орасидаги масофага боғланиши характерига боғлиқдир. Шу бобнинг бошида кўрсатиб ўтилганидек (152- ва 153- расмларга қ.), бу боғланиш шундайки, атомлар орасидаги масофалар катта бўлганда атомлараро ўзаро таъсир кучлари тортишиш тарзида намоён бўлади, бу масофа камайганда бу кучлар ўз ишорасини ўзгартириб, масофанинг камайиши билан тез ортиб борувчи итаришиш кучлари бўлади.

Бу шунга олиб келадики, кристаллнинг исиши туфайли атомлар тебранишлари «амплитудасининг» ортишида атомлараро итаришиш кучлари тортишиш кучларидан тезроқ ортади. Бошқача айтганда, атомлар қўшниларига яқинлашишидан кўра «осонроқ» узоқлашади. Бу албатта, атомлар орасидаги ўртача масофанинг ортишига, яъни исишда жисм ҳажмининг ортишига олиб келиши керак.

Бундан қаттиқ жисмларнинг иссиқликдан кенгайишига кристалл панжарада атомларнинг ангармоник тебранишлари сабаб бўлади, деган хулоса келиб чиқади.

Миқдорий жиҳатдан иссиқликдан кенгайиши чизиқли ва ҳажмий кенгайиш коэффициентлари билан характерланади, бу коэффициентлар қуйидагича аниқланади. Масалан, l узунликдаги жисм температура ΔT градусга ўзгарганида ўз узунлигини Δl га ўзгартирсин. Чизиқли кенгайиш коэффициенти қуйидаги

$$\alpha = \frac{1}{l}\frac{\Delta l}{\Delta T}$$

муносабатдан аниқланади, яъни чизиқли кенгайиш коэффициенти температура бир градусга ўзгарганида узунликнинг нисбий ўзгаришига тенг. Худди шунингдек, ҳажмий кенгайиш коэффициенти β қуйидаги $\beta = \frac{1}{V}\frac{\Delta V}{\Delta T}$ формуладан аниқланади, яъни β коэффициент температура бир градусга ўзгарганида ҳажмнинг $\frac{\Delta V}{V}$ нисбий ўзгаришига тенг.

Бу формулалардан келиб чиқадики, бошланғич температурадан ΔT градусга фарқ қилувчи бирор температурадаги l_T узунлик ва V_T ҳажм (кичик температураларда) қуйидаги

$$l_T = l_0(1+\alpha\Delta T) \text{ ва } V_T = V_0(1+\beta\Delta T)$$

формулалар билан аниқланади, бу ерда l_0 ва V_0—жисмнинг бошланғич узунлиги ва ҳажми.

Кристалларнинг анизотропияси туфайли чизиқли кенгайиш коэффициенти α турли йўналишларда турлича бўлиши мумкин. Бу деган сўз, агар мазкур кристаллдан шар ясалса, у ҳолда қизитилгандан сўнг шар ўзининг сферик шаклини йўқотади. Энг умумий ҳолда бундай шарнинг исиши натижасида *уч ўқли эллипсоидга* айланишини кўрсатиш мумкин, бу ўқлар кристаллнинг кристаллографик ўқлари билан боғланган бўлади.

Бу эллипсоиднинг учала ўқи бўйлаб иссиқлик кенгайиш коэффициентлари кристаллнинг иссиқликдан *кенгайиш бош коэффициентлари* деб аталади.

Агар уларни α_1, α_2 ва α_3 билан белгиласак, у ҳолда кристаллнинг ҳажмий кенгайиш коэффициенти

$$\beta = \alpha_1 + \alpha_2 + \alpha_3$$

га тенг бўлади. Кубик симметрияга эга бўлган кристаллар учун, шунингдек, изотроп жисмлар учун ҳам

$$\alpha_1 = \alpha_2 = \alpha_3 = \alpha \text{ ва } \beta = 3\alpha.$$

Бундай жисмлардан ясалган шар (албатта, катта диаметрли) иситилгандан сўнг ҳам шарлигича қолади.

Баъзи кристалларда (масалан, гексагонал кристалларда)

$$\alpha_1 = \alpha_2 \text{ ва } \beta = 2\alpha_1 + \alpha_1$$

бўлади.

Агар чизиқли ва ҳажмий кенгайиш коэффициентлари ўлчанаётган температуралар интервали кичик, температураларнинг ўзлари эса юқори бўлса, у ҳолда коэффициентлар амалда ўзгармай қолади. Умуман, иссиқликдан кенгайиш коэффициентлари температурага боғлиқ, шу билан бирга, улар температурага иссиқлик сиғими сингари боғлиқ бўлади, яъни паст температураларда α ва β коэффициентлар температуранинг кубига пропорционал равишда камаяди ва иссиқлик сиғими сингари, абсолют нолда нолга интилади. Бунинг ажабланарли жойи йўқ, чунки иссиқлик сиғими ҳам, иссиқликдан кенгайиш ҳам панжаранинг тебранишлари билан боғлиқ; иссиқлик сиғими атомларнинг иссиқлик тебранишлари ўртача энергиясининг ортиши учун зарур бўлган иссиқлик миқдорини беради, бу тебранишлар амплитудасига боғлиқдир; иссиқликдан кенгайиш коэффициенти эса атомлараро ўртача масофага бевосита алоқадор, бу ҳам атом тебранишлари амплитудасига боғлиқдир.

Бундан Грюнейзен кашф қилган муҳим қонун келиб чиқади: *иссиқликдан кенгайиш коэффициентининг қаттиқ жисм атом иссиқлик сиғимига нисбати шу модда учун ўзгармас (яъни температурага боғлиқ бўлмаган) катталикдир.*

Қаттиқ жисмларнинг иссиқликдан кенгайиш коэффициентлари одатда жуда кичик бўлади, бу 22-жадвалдан кўриниб турибди. Бу жадвалда келтирилган α коэффициентнинг қийматлари температураларнинг 0 ва 100°С орасидаги интервалига тегишлидир.

22-жадвал

Қаттиқ жисмларнинг иссиқликдан кенгайиш коэффициентлари

Модда	α	Модда	α
Алюминий	$26 \cdot 10^{-6}$	Жез	$19 \cdot 10^{-6}$
Кумуш	$19 \cdot 10^{-6}$	Дюралюминий	$22{,}6 \cdot 10^{-6}$
Кремний	$7 \cdot 10^{-6}$	Молибден	$5 \cdot 10^{-6}$
Темир	$12 \cdot 10^{-6}$	Фосфор	$124 \cdot 10^{-6}$
Вольфрам	$4 \cdot 10^{-6}$	Мис	$17 \cdot 10^{-6}$
Натрий	$8 \cdot 10^{-6}$	Рух	$28 \cdot 10^{-6}$

Баъзи моддаларнинг ҳажмий кенгайиш коэффициенти, айниқса кичик бўлади. Масалан, кварц шундай хоссаси билан ажралиб туради ($\alpha=0{,}5\cdot10^{-6}$). Яна бошқа мисол сифатида никель ва темирнинг қотишмасини (36% Ni) келтириш мумкин, бу қотишма инвар деб аталади, унинг иссиқликдан кенгайиш коэффициенти $\alpha=1\cdot10^{-6}$ га тенг. Бу моддалар аниқ асбоблар ишлаб чиқариш саноатида кенг қўлланилади.

140- §. Иссиқлик ўтказувчанлик

Агар қаттиқ жисмнинг турли қисмлари орасида температуралар фарқи мавжуд бўлса, у ҳолда газлар ва суюқликларда бўлгани сингари, қаттиқ жисмда ҳам иссиқлик унинг кўпроқ қизиган қисмидан камроқ қизиган қисмига узатилади.

Суюқликлар ва газлардан фарқли ўлароқ, қаттиқ жисмда конвекция, яъни модда массасининг иссиқлик билан бирга кўчиши содир бўлмайди. Шунинг учун қаттиқ жисмда иссиқликнинг кўчиши фақат иссиқлик ўтказувчанлик йўли билан амалга ошади.

Қаттиқ жисмда иссиқликнинг кўчиш механизми ундаги иссиқлик ҳаракатларининг характеридан келиб чиқади. Қаттиқ жисм атомлар мажмуидан иборат бўлиб, улар ҳамма вақт тебраниб туради. Бироқ бу тебранишлар бир-биридан мустақилдир. Тебранишлар бир атомдан бошқаларига (товуш тезлиги билан) узатилади. Бунда тебранишлар энергиясини олиб кетувчи тўлқин ҳосил бўлади. Тебранишларнинг ана шундай тарқалишида иссиқликнинг кўчиши рўй беради.

Қаттиқ жисмда иссиқлик кўчиши миқдорий жиҳатдан худди газдаги сингари тавсифланади. Агар бир бирлик кесим юзи орқали унинг текислигига перпендикуляр йўналишда вақт бирлиги ичида q иссиқлик юзага келтирса, у температуралар фарқи билан қуйидаги муносабат орқали боғланган бўлади:

$$q=-\varkappa\frac{dT}{dx},$$

бу ерда dT/dx—X йўналишдаги температура градиенти. q катталик иссиқлик оқими деб аталади. Иссиқлик ўтказувчанлик коэффициенти $\varkappa$ газларда ҳисоблаб чиқарилгани сингари осон ҳисобланиши мумкин эмас, чунки газ бир-бири билан ўзаро таъсирлашмайдиган зарралардан иборат бўлган анча содда системадир.

Қаттиқ жисмнинг иссиқлик ўтказувчанлик коэффициентини квант тасаввурлар ёрдамида тахминий равишда ҳисоблаш мумкин.

Фононлар. Квант назарияси қаттиқ жисмда товуш тезлигида тарқалувчи тебранишларни фононлар деб аталувчи фиктив зарралар билан таққослашга имкон беради. Ҳар бир зарра

маълум энергия билан характерланади, бу энергия бизга маълум бўлган Планк доимийсини классик физикада тебранишлар частотаси деб номланган ν катталикка кўпайтмасига тенг. Демак, фононнинг энергияси $h\nu$ га тенг.

Агар фононлар ҳақидаги тасаввурлардан фойдаланилса, у ҳолда қаттиқ жисмдаги иссиқлик ҳаракатларига шу фононлар сабабчи деб айтиш мумкин, чунки абсолют нолда фононлар бўлмайди, температура кўтарилгани сари уларнинг сони ортади, бироқ бундай ортиш чизиқли эмас, анча мураккаброқ (паст температураларда температуранинг кубига пропорционал) қонунга мувофиқ бўлади.

Қаттиқ жисмни энди фононлар гази тўлдирилган идиш дейиш мумкин, бу газ унчалик баланд бўлмаган температураларда идеал газ деб ҳисобланиши мумкин. Одатдаги газда бўлгани сингари, фонон газида ҳам иссиқлик фононларнинг панжарадаги атомлар билан тўқнашишлари туфайли узатилади ва идеал газларнинг иссиқлик ўтказувчанлик коэффициентини ҳисоблашдаги барча мулоҳазалар (III бобга қ.) бу ерда ҳам ўринли бўлади. Шунинг учун қаттиқ жисмнинг иссиқлик ўтказувчанлик коэффициенти худди шундай формула [(47.3) га қ.]

$$\varkappa = \frac{1}{3}\rho c_V \lambda c$$

билан аниқланади, бу ерда ρ—жисмнинг зичлиги, c_V—унинг солиштирма иссиқлик сиғими, c—қаттиқ жисмда товуш тезлиги.

Фононларнинг эркин югуриш йўли ўртача узунлиги λ ни ҳисоблаш бирмунча мураккаброқ. Бу катталик абсолют температурага тескари эканини ҳисоблашлар кўрсатади. Шунинг учун иссиқлик ўтказувчанлик коэффициенти $\varkappa$ температурага тескари пропорционал бўлади:

$$\varkappa = \frac{a}{T}.$$

бу ерда a — турли моддалар учун турлича бўлган бирор константа.

Металларда иссиқликнинг кўчишида панжараларнинг тебранишидан ташқари зарядланган зарралар — электронлар ҳам қатнашади, бу зарралар шу билан бирга металлда электр токи ташувчилар ҳамдир. Юқори температураларда иссиқлик ўтказувчанликнинг электронларга тегишли қисми унинг панжарага оид қисмидан анча кўп. Металлар иссиқлик ўтказувчанлигининг металлмас элементлар иссиқлик ўтказувчанлигидан юқори бўлишининг сабаби шу, металлмас элементларда фононлар — ягона иссиқлик ташувчилардир.

Масалан, алюминийнинг иссиқлик ўтказувчанлик коэффициенти 238 Вт/м · К, кварцнинг иссиқлик ўтказувчанлик коэф-

фициенти 5 Вт/м · К дан ортиқ эмас. Нормал шароитларда газларнинг иссиқлик ўтказувчанлик коэффициенти $\approx 10^{-3}$Вт/м · К эканини эслатиб ўтамиз. Пастроқ (бироқ энг паст эмас) температураларда панжарага оид иссиқлик ўтказувчанлиги орта бошлайди, чунки панжарага оид иссиқлик ўтказувчанлиги температура пасайганда ортади, электронларга тегишли (электронлар зиммасига тушадиган) иссиқлик ўтказувчанлик эса температурага боғлиқ эмас. Энг паст температураларда иссиқлик ўтказувчанликнинг электронларга оид қисми яна орта бошлайди.

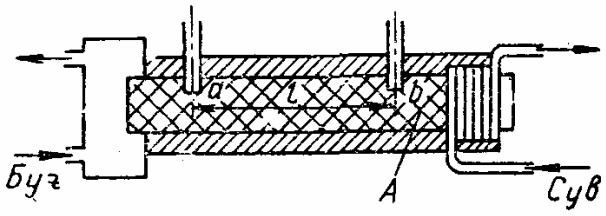
Бироқ электр токи қаршиликка дуч келмайдиган ўтаўтказгичларда электронга оид иссиқлик ўтказувчанлик амалда бўлмайди: қаршиликсиз электр токи олиб ўтаётган электронлар иссиқликнинг кўчишида қатнашмайди ва ўтаўтказгичларда иссиқлик ўтказиш вазифаси фақат панжара зиммасига тушади.

Иссиқлик ўтказувчанликни ўлчаш. Иссиқлик ўтказувчанликнинг қуйидаги

$$q = -\varkappa \frac{dT}{dx}$$

тенгламасидан кўриниб турибдики, иссиқлик ўтказувчанлик коэффицентини аниқлаш учун жисмнинг бир бирлик кесим юзидан бир бирлик вақт ичида оқиб ўтган иссиқлик миқдорини ва жисм бўйлаб температура градиентини ўлчаш керак.

Бундай ўлчашларда ҳам иссиқлик сиғимини ўлчашдаги сингари қийинчиликлар учрайди. Чунки у ҳолда ҳам, бу ҳолда ҳам иссиқлик миқдори ва температура ўзгариши ўлчанади. Ҳар иккала ҳолда ҳам келтирилаётган иссиқлик миқдори йўқолиши ва ўрганилаётган процессда қатнашмаслиги мумкин. Шунинг учун иссиқлик ўтказувчанликни, шунингдек, иссиқлик сиғимини ўлчашда ҳам асосий эътиборни иссиқликнинг барчаси ўрганилаётган жисм орқали иссиқлик ўтказувчанлик йўли билан берилмаётгани, унинг бир қисми ён сиртлар орқали атроф муҳитга кетаётгани билан боғлиқ бўлган хатоликни бартараф қилишга қаратиш керак.



196- расм.

196- расмда қаттиқ жисм иссиқлик ўтказувчанлигини ўлчашнинг энг содда схемаси кўрсатилган.

A стержень кўринишидаги ўрганилаётган модданинг бир томонидан бирор иссиқлик манбаи (электр иситкич, қайнаётган суюқлик буғлари) ёрдамида қиздирилади, унинг иккинчи томонининг температураси ўзгармас ҳолда сақланади (масалан, оқар сув ёрдамида). Стерженнинг *a* ва *b* нуқталаридаги махсус чуқурчаларга термометрлар ёки термопаралар жойлаштирилади.

Стержень иссиқликни ён сиртлари орқали
камайтириш учун унинг бутун узунлиги бўйлаб
билан ўралади. Бу мақсадда стерженнинг сирт
қилинади.

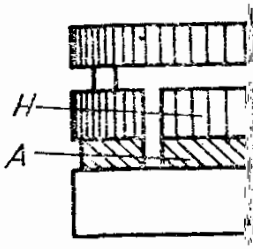
Иситкич ишга солингандан бирмунча вақт ў
қарор топади, бу ҳолатда температура градиен
узунлиги бўйлаб бирдай бўлиб қолади. Шуни
сифатида аниқлаш мумкин, бу ерда T_1 ва T_2–
нуқталардаги температуралар, l—бу нуқтала
Иссиқлик ўтказувчанлик коэффициенти қуйида

$$æ = \frac{ql}{T_1 - T_2}$$

тенгликдан аниқланади.

Иситкичнинг қуввати q ток кучи ва потен
аниқланади.

Иссиқликни ёмон ўтказувчи моддаларни тадқиқ қилишда фойдаланиладиган яна бир иссиқлик ўтказувчанлик коэффициентини ўлчаш асбобини кўрайлик. Бу ҳолда тадқиқ қилинаётган намунага пластинка ёки диск шаклини бериш қулайдир. Тажриба схемаси 197-расмда келтирилган. Тадқиқ қилинаётган моддадан ясалган A пластинка
B пластинка устига жойлаштирилади. Намун
билан қиздириладиган H пластинка-иситкич ў



Намуна чеккаларининг таъсирини барта
худди шу материалдан қилинган A' ҳалқа би
ҳам H' ҳимоя ҳалқаси билан ўралади. Ниҳоя
бир H'' иситкич жойлаштирилади, унинг те
иситкич юқори ва пастки сиртларининг темпе
ланадиган қилиб танланади. Демак, H дан ю
лик H'' дан келаётган иссиқлик билан комп
нинг бундай тузилиши H иситкичдан чиқаётг
тадқиқи қилинаётган намуна орқали узатилиш
ки намуна ҳалқа билан ўраб ҳимояланган ва
қиздириб турилади.

t_1 ва t_2 термометрлар ёрдамида намунанин
T_1 ва T_2 температуралари ўлчанади.

Иситкичнинг q қуввати ва температурала
лик ўтказувчанлик коэффициенти қуйидаги ф

$$\varkappa = \frac{qd}{(T_1 - T_2)S},$$

бу ерда d—A пластинканинг қалинлиги, S—пластинка сиртининг юзи.

Намунанинг чеккага иссиқлик беришини ҳам бартараф қилиш мумкин, бунинг учун намунани кавак цилиндр ёки сфера шаклида тайёрланади ва иситкич цилиндр ўқига ёки сфера марказига жойлаштирилади.

141- §. Қаттиқ жисмларда диффузия

Қаттиқ жисмлар учун атомларнинг кристалл панжарада тартибли жойлашиши характерли бўлса-да, ҳар ҳолда атомлар панжарада ҳам силжиши мумкин.

Асосан кичик тебранишлар характерида бўлган иссиқлик ҳаракатлари баъзи ҳолларда атомларнинг панжарадаги ўз ўринларини батамом тарк этишларига олиб келади. Атомларнинг бундай ажралиши мумкин эканлиги қаттиқ жисмларнинг буғланиши мумкинлигидан далолат беради. Тўғри, буғланишда атомлар сиртқи қатламдан буғланади, бироқ жисмнинг ичида атомлар мутлақо ажралиши мумкин эмас деб айтишга ҳеч қандай асос йўқ.

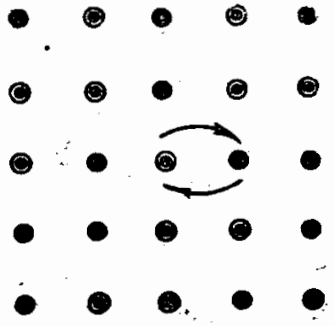
Атомларнинг панжара тугунларидаги ўз ўринларини худди шундай тарк этишлари туфайли кристалларда Шоттки ва Френкель нуқсонлари юзага келади. Атомларнинг ана шундай ажралиши ва келгусида кристаллдаги силжиш туфайли қаттиқ жисмларда диффузия рўй беради.

Газлардаги сингари, қаттиқ жисмларда ҳам зарраларнинг иссиқлик ҳаракати энергияси турлича бўлади. Шунингдек, ҳар қандай температурада ҳам шундай атомлар улуши бўладики, уларнинг энергияси ўртача энергиядан анча ортиқ ва бу атомларнинг панжарадаги ўринларини тарк этиб, янги ўринларни эгаллаши учун етарли бўлади. Температура қанча юқори бўлса, бундай атомлар сони шунча кўп бўлади, шунинг учун температура ортгани сари D диффузия коэффициенти тез (экспоненциал қонунга мувофиқ) ортади. Бироқ етарлича катта энергия атомлар сони ҳамма вақт кам бўлади (агар температура эриш температурасидан анча паст бўлса), шунинг учун қаттиқ жисмда диффузия газлар ва суюқликлардагига қараганда секинроқ процесс бўлади. Масалан, миснинг олтинда диффузияланиш коэффициенти 300°С да $1{,}5\cdot10^{-13}$ см²/сек га тенг. Таққослаш учун метил спиртининг сувдаги эритмасининг сувда диффузияланиш коэффициенти $D=1{,}3\cdot10^{-5}$ см²/сек, аргоннинг гелийда диффузияланиш коэффициенти $D=0{,}7$ см²/сек эканини кўрсатиб ўтамиз. Шунга қарамасдан, қаттиқ жисмларда диффузия қатор процессларда катта роль ўйнайди.

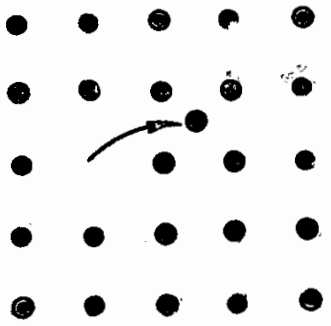
Бундай диффузия бир компонентали моддаларда (бундай ҳолда ўз-ўзидан диффузия деб айтилади) кўп компонентали моддаларда, моно- ва поликристалларда кузатилади.

Тажриба (хусусан, нишонланган атомлар ёрдамида олиб борилган тадқиқотлар) қаттиқ жисмларда диффузия, асосан, қуйидаги уч усулда боришини кўрсатади:

1. Қўшни атомлар панжарада 198-расмда кўрсатилгандек, ўз ўринларини алмашадилар.



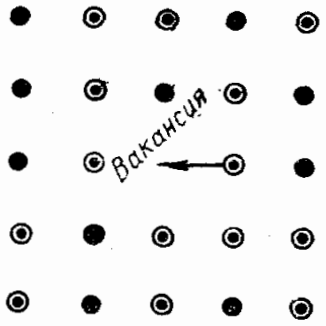
198-расм.



199-расм.

2. Панжара тугунида «ўз» ўрнида турган атомлар уни тарк этиб, тугунлар орасида жойлашади, сўнгра тугунлараро кўчиб миграцияланади (199-расм).

3. Атомлар панжара тугунларидан бўш тугунлар— вакансияларга ўтади (200-расм). Бу охирги процесс фақат нуқсонли кристалларда бўлиши мумкин, чунки вакансиялар, албатта, кристалларнинг нуқсонидир. Атомларнинг вакант ўринларга ўтиши вакансияларнинг атомлар ҳаракатига қарама-қарши йўналишда кўчишига эквивалент эканлиги равшан.



200-расм.

Учинчи усулдаги диффузия механизми энг муҳим роль ўйнайди. Бунда диффузия содир бўлиши учун қаттиқ жисмда вакансияларнинг зичлик градиенти бўлиши керак, чунки атомлар (демак, вакансиялар ҳам) одатда бирор йўналишда бошқа йўналишдагидан кўпроқ кўчади. Поликристалларда кристаллчалар (доналар) нинг чегараларидаги вакансияларнинг тўлиш процесси муҳим роль ўйнайди. Диффузияга имкон яратиб берувчи вакансиялар пайдо бўлиш процессида эса дислокациялар муҳим роль ўйнаши равшан.

Қаттиқ жисмлардаги диффузияни экспериментал текширишда ўрганилаётган моддалар бир-бирига мустаҳкам контактланади ва сўнгра бирор тажриба температурасида узоқ муддат сақлаб турилади. Бирмунча вақтдан сўнг диффузия йўналишига препендикуляр йўналишда кетма-кет ҳолда юпқа қатламлар кўчириб олинади ва диффузияланган модда концентрацияларининг контактлашиш жойидан узоқлигига боғланиши ўрганилади.

Кейинги вақтларда сунъий радиоактив моддалар кенг қўлланила бошланди, бу моддаларнинг борлиги уларнинг нурланишидан осон пайқалади.

Бу метод (нишонли атомлар методи) ўз-ўзидан диффузияланиш ҳодисасини, яъни қаттиқ жисмда шу жисм атомларининг диффузиясини тадқиқ қилишга имкон беради.

Қаттиқ жисмларда умумий диффузия қонуни худди газлар ва суюқликлардаги каби бўлади. Бу — Фик қонунидир, биз бу қонунни бир неча марта эслатиб ўтдик.

Диффузия коэффициенти D нинг ифодасини 334- бетда суюқликлардаги диффузия тўғрисидаги мулоҳазалар асосида келтириб чиқариш мумкин. Чунки қаттиқ жисмлардаги диффузия ҳам атомларнинг уларнинг кристалл панжара тугунларидаги мувозанат вазиятларидан сакрашлари йўли билан содир бўлади. Бироқ энди сакрашнинг узоқлиги тўғрисида у панжара доимийси a га тенг деб айтиш мумкин.

Бироқ диффузия вакансия йўли билан амалга ошадиган ҳолда шу нарсани назарда тутиш керакки, бу ҳолда атом фақат қўшни тугун бўш бўлган, яъни бу ўрин вакансия бўлган ҳолдагина 200- расмда кўрсатилганидек панжара тугунидан сакраши мумкин. Бироқ атом худди шундай яқин қўшни бўлганида ҳам вакансияга сакраб ўтиши учун қўшимча q энергия зарур бўлади. Чунки панжара тугунида атомнинг потенциал энергияси минимал бўлади. Шунинг учун атомнинг тугунидан ҳар қандай силжиши, жумладан, қўшни вакансияга силжиши ҳам қўшимча энергия талаб қилади, эҳтимол, атом бу энергияни флуктуациялар натижасида олади. Бу эҳтимоллик ҳамма вақтдаги сингари Больцман қонуни билан аниқланади:

$$\frac{n}{n_0} = e^{-q/kT}.$$

Бу ерда q—атомнинг панжара тугунидан сакраши учун зарур бўлган энергия бўлиб, *атомнинг вакансияга силжиш энергияси* деб аталади.

334- бетда келтирилган мулоҳазаларга кўра қаттиқ жисмда ўз-ўзидан диффузияланиш коэффициенти шундай кўринишда ёзилиши мумкин:

$$D = \frac{1}{6}\frac{a^2}{\bar{t}},$$

бу ерда a—панжара доимийси ва $\bar{t}$ атомнинг панжара тугунида ўртача бўлиш вақти. Равшанки, атом ёнида вакансия ҳосил бўлиш эҳтимоллиги қанча катта ва атомнинг q силжиш энергияси олиш эҳтимоллиги қанча катта бўлса, бу вақт шунча кичик бўлади. 335- бетда вакансия ҳосил бўлиш эҳтимоллиги $e^{-w/kT}$ га тенг эканини кўрдик. Энди атомнинг q энергия олиш эҳтимоллиги $e^{-q/kT}$ га тенг эка-

нини кўряпмиз. Шунинг учун диффузия коэффициентининг ифодаси қуйидаги кўринишда ёзилиши мумкин:

$$D = D_0 e^{-\frac{w}{kT}} e^{-\frac{q}{kT}} = D_0 e^{-\left(\frac{w+q}{kT}\right)} = D_0 e^{-\frac{W}{kT}}.$$

D_0 кўпайтувчи (экспоненциал кўпайтувчи деб аталади) айни шу модда учун характерли бўлган доимийдир. W катталик вакансия ҳосил бўлиш энергияси w ва атомнинг вакансияга силжиш энергияси q нинг йиғиндисига тенг бўлиб, *диффузияни активлаштириш энергияси* деб аталади ва бу катталик ҳам мазкур модда учун характерли бўлади.

Қаттиқ жисмларнинг диффузия коэффициенти жуда кичик. Масалан, олтин учун хона температурасида у 10^{-35} тартибда. Ҳатто олтиннинг эриш температураси яқинида унинг қиймати 10^{-9} см^2/сек га тенг бўлади. Бу диффузия коэффициентининг температурага кучли равишда боғлиқ эканини кўрсатади.

Қаттиқ жисмларда диффузия коэффициентининг кичик бўлишига сабаб шуки, атомнинг вакансияга диффузия йўли билан сакраши содир бўлиши учун эҳтимоллиги жуда кичик бўлган икки ҳодиса амалда айни бир вақтда рўй бериши, яъни атом ёнида вакансия ҳосил бўлиши ва атомнинг ўзи флуктуация натижасида сакраш учун етарли энергия олиши керак.

Диффузия механизмлари бошқача бўлганда бир модданинг иккинчи моддага диффузияланишида диффузия коэффициенти бошқача ҳисобланади. Бу тўғрида ўқувчи махсус курсларда маълумот олади. Бироқ ҳамма ҳолларда диффузия коэффициентлари абсолют қиймати жиҳатидан кичик бўлади. Масалан, олтингугуртнинг темирга диффузияланиш коэффициенти 1000°С га яқин температурада тахминан $2{,}7 \cdot 10^{-13}$ м^2/сек га тенг. Бироқ қаттиқ жисмларда диффузия коэффициентларининг кичик бўлишига қарамай, қаттиқ жисмларда диффузиянинг роли ғоят катта. Диффузия туфайли қаттиқ жисмларда баъзи ҳодиса ва процесслар, масалан, қотишмаларда бир жинслимас аралашмаларни йўқотиш учун юмшатишдан фойдаланиш, деталларнинг сиртларини углерод, азот ва бошқалар билан бойитиш, кукунларни қиздириб пишириш ва металларга ишлов беришдаги бошқа процессларни амалга ошириш мумкин бўлади.

ИЛОВА

СИ СИСТЕМА БИРЛИКЛАРИНИ БОШҚА СИСТЕМАЛАР БИРЛИКЛАРИ ВА СИСТЕМАГА ҚИРМАЙДИГАН БИРЛИКЛАРИ БИЛАН БОҒЛОВЧИ ЎТИШ ҚЎПАЙТУВЧИЛАРИ

Катталикнинг номи	Бирликлар	Қўпайтириш керак	Ҳосил бўлади
Куч	дина	10^{-5} $1{,}02\cdot10^{-6}$	Н кгк (кг-куч)
	кгк (кг-куч)	9,80665 $9{,}80\cdot10^{5}$	Н дина
	Н	10^{5} 0,102	дина кгк (кг-куч)
Иш, энергия, иссиқлик миқдори	эрг	10^{-7} $1{,}02\cdot10^{-8}$ $2{,}39\cdot10^{-8}$	Ж кгм кал
	Ж	10^{7} 0,239 0,102	эрг кал кгм
	кал	4,1868 $4{,}1868\cdot10^{7}$ 0,427	Ж эрг кгм
	кгм	9,80665 $9{,}80665\cdot10^{7}$ 2,34	Ж эрг кал
Босим	Н/м² (Па)	10 10^{-5} $9{,}87\cdot10^{-6}$ $7{,}52\cdot10^{-3}$	дина/см² бар атм тор
	атм тор (мм сим.уст.)	$1{,}013\cdot10^{5}$ $1{,}013\cdot10^{5}$ 1,013 760 $1{,}31\cdot10^{-3}$ $1{,}33\cdot10^{-3}$ $1{,}33\cdot10^{2}$ $1{,}33\cdot10^{3}$	Па дина/см² бар тор атм бар Па дина/см²

давоми

Катталикнинг номи	Бирликлар	Кўпайтириш керак	Ҳосил бўлади
Босим	бар	10^5 10^6 0,987 750,24	Па дина/см^2 атм тор
	дина/см^2	0,1 10^{-6} $9{,}87\cdot10^{-7}$ $7{,}52\cdot10^{-4}$	Па бар атм тор
Солиштирма иссиқлик	Ж/кг·К кал/г·°С	$2{,}39\cdot10^{-4}$ $4{,}1868\cdot10^3$	кал/г·°С Ж/кг·К
Моляр иссиқлик сиғими	Ж/моль·К кал/моль·°С	0,239 4,1868	кал/моль·°С Ж/моль·К
Қовушоқлик (ички ишқаланиш коэффициенти)	Н·сек/м^2 пуаз(дина·сек/см^2)	10 0,1	пуаз (дина·сек/см^2) Н·сек/м^2
Иссиқлик ўтказувчанлик коэффициенти	Вт/м·К кал/см·сек·°С	$2{,}39\cdot10^{-3}$ 418,68	кал/см·сек·°С Вт/м·К
Диффузия коэффициенти	м^2/сек см^2/сек	10^4 10^{-4}	см^2/сек м^2/сек
Сирт таранглик коэффициенти	Н/м (Ж/м^2) дина/см	10^3 10^{-3}	дина/см (эрг/см^2) Н/м
Солиштирма иссиқлик	Ж/кг кал/г	$2{,}39\cdot10^{-4}$ 4186,8	кал/г Ж/кг

МУНДАРИЖА

Сўз боши 3

Кириш 5

I боб. **Идеал газларнинг кинетик назарияси** 15

1- §. Идеал газ 15
2- §. Газнинг босими 16
3- §. Температура 21
4- §. Идеал газнинг ҳолат тенгламаси 30
5- §. Идеал газ қонунлари 33
6- §. Газ молекулаларининг тезликлари 37
7- §. Броун ҳаракати 40
8- §. Барометрик формула 47
9- §. Больцман қонуни 53
10- §. Эҳтимоллик ҳақида тушунча 54
11- §. Тақсимот ҳақида тушунча. Тақсимот функцияси 59
12- §. Молекулаларнинг тезлик компоненталари бўйича тақсимоти . . . 63
13- §. Молекулаларнинг тезликлар бўйича тақсимоти 67
14- §. Молекулаларнинг ўртача тезликлари 74
15- §. Молекулаларнинг энг катта эҳтимолли тезлиги 77
16- §. Нисбий тезликлар учун Максвелл формуласи 78
17- §. Молекулаларнинг тезликлар бўйича тақсимот қонуни ва планеталар атмосфераси 81
18- §. Тақсимот қонунини экспериментал текшириш 82
19- §. Ҳолат параметрларини ўлчаш 85

II боб. **Иссиқликнинг кинетик назарияси. Энергиянинг сақланиш қонуни** 97

20- §. Идеал газнинг ички энергияси 97
21- §. Иссиқлик миқдори 98
22- §. Иссиқликнинг механикавий эквиваленти 99
23- §. Термодинамиканинг биринчи бош қонуни 100
24- §. Идеал газларнинг иссиқлик сиғими 105
25- §. Бир атомли газларнинг иссиқлик сиғими 107
26- §. Газларнинг иссиқлик сиғими ва молекулалар эркинлик даражалари сони 110
27- §. Икки атомли ва кўп атомли газларнинг иссиқлик сиғимлари . . 111
28- §. Газ ҳажми ўзгарганида унинг ҳолатининг ўзгариши 119
29- §. Идеал газ ҳажмининг изотермик ўзгаришида бажарилган иш . . . 120
30- §. Идеал газ ҳажмининг адиабатик ўзгариши 121
31- §. Газ ҳажмининг адиабатик ўзгаришида бажарилган иш 124
32- §. Политропик процесс 127

33-§. Газнинг бўшлиққа кенгайиши 129
34-§. Иссиқлик миқдорини ва иссиқлик сиғимини ўлчаш 130

III боб. **Молекулаларнинг тўқнашуви ва кўчиш ҳодисалари** 135

35-§. Молекуляр ҳаракатлар ва кўчиш ҳодисалари 135
36-§. Вақт бирлигидаги ўртача тўқнашишлар сони ва ўртача эркин югуриш йўли 139
37-§. Зарранинг эффектив кўндаланг кесими ва эҳтимоллик 144
38-§. Молекуляр дастанинг газда сочилиши 147
39-§. Эркин югуриш йўли узунлигини экспериментал аниқлаш 148
40-§. Газларда диффузия 150
41-§. Ностационар диффузия 152
42-§. Стационар диффузия. Диффузия коэффициентини ҳисоблаш 155
43-§. Ўзаро диффузия коэффициенти 158
44-§. Термик диффузия 162
45-§. Газларнинг иссиқлик ўтказувчанлиги 166
46-§. Ностационар иссиқлик ўтказувчанлик 168
47-§. Стационар иссиқлик ўтказувчанлик. Иссиқлик ўтказувчанлик коэффициентини ҳисоблаш 171
48-§. Газларнинг қовушоқлиги (ички ишқаланиши) 177
49-§. Қовушоқлик коэффицентини ўлчаш (вискозиметрия) 183
50-§. Кўчиш коэффициентлари орасидаги муносабат 185

IV боб. **Сийракланган газларда (вакуумда) физикавий ҳодисалар** 188

51-§. Паст босимларда газларда иссиқлик узатиш 189
52-§. Паст босимларда газларнинг оқиши (молекуляр оқиш) 191
53-§. Цилиндрик трубадан газнинг молекуляр оқиши 194
54-§. Газлар аралашмасининг молекуляр оқими. Газ аралашмаларининг ажралиши. 197
55-§. Вакуумда газлар диффузияси. 201
56-§. Газнинг турлича қизиган қисмлари орасидаги босимлар фарқи (иссиқлик транспирацияси) 203
57-§. Вакуум техникаси элементлари 205
58-§. Кичик босимларни ўлчаш 211
59-§. Вакуум қурилмаси 216

V боб. **Реал (ноидеал) газлар. Ван-дер-Ваальс тенгламаси** 217

60-§. Газлар хоссаларининг идеалликдан четга чиқиши 217
61-§. Газларни суюлтириш (конденсация) 220
62-§. Фазавий ўтиш 225
63-§. Фазавий диаграммалар 227
64-§. Критик параметрларни аниқлаш методлари 228
65-§. Ван-дер-Ваальс тенглама 230
66-§. Ван-дер-Ваальс изотермалари 235
67-§. Критик температура ва критик ҳолат 239
68-§. Ван-дер-Ваальс тенгламаси константаларини экспериментал аниқлаш 243
69-§. Ван-дер-Ваальс тенгламасини тажриба маълумотлари билан таққослаш 244
70-§. Ван-дер-Ваальснинг келтирилган тенгламаси. Мос ҳолатлар қонуни 246
71-§. Реал газда молекулалар орасидаги ўзаро таъсир кучлари 247
72-§. Реал (ноидеал) газларнинг иссиқлик сиғими 249

VI боб. **Термодинамика элементлари** 252

73-§. Мувозанат ҳолатлари 252
74-§. Қайтар ва қайтмас процесслар 255

75- §. Квазистатик процесслар 258
76- §. Қайтмаслик ва эҳтимоллик 259
77- §. Механикавий ва иссиқлик энергияларининг ўзаро айланиши . . . 263
78- §. Термодиномиканинг биринчи бош қонуни 264
79- §. Иссиқликни механикавий ишга айлантириш 266
80- §. Карно цикли 269
81- §. Совиткич машина 275
82- §. Карно теоремаларининг исботи 276
83- §. Эркин энергия 280
84- §. Энтропия 283
85- §. Баъзи термодинамик муносабатлар 288
86- §. Берк системадаги қайтувчан процессларда энтропия 293
87- §. Берк системадаги қайтмас процессларда энтропия. Энтропиянинг ортиш қонуни 295
88- §. Термодинамиканинг иккинчи бош қонуни ва иссиқликнинг ишга айланиши 299
89- §. Энтропиянинг физикавий маъноси. Энтропия ва эҳтимоллик . . . 304
90- §. Энтропия ва тартибсизлик 309
91- §. Максвелл «демони» 311
92- §. Температураларнинг термодинамик шкаласи 312
93- §. Термодинамиканинг учинчи бош қонуни 315
94- §. Манфий температуралар 316

VII боб. **Суюқликларнинг хоссалари** 322

95- §. Суюқликларнинг ҳажмий хоссалари 323
96- §. Суюқликларнинг иссиқлик сиғимлари 333
97- §. Суюқликларда кўчиш ҳодисалари 332
98- §. Суюқлик чегарасида бўладиган ҳодисалар 337
99- §. Икки муҳит чегарасидаги мувозанат шартлари 346
100- §. Суюқликнинг эгри сиртида юзага келувчи кучлар 350
101- §. Капилляр ҳодисалар 353
102- §. Сирт таранглик коэффициентини ўлчашнинг баъзи методлари . . 357
103- §. Сирт таранглик коэффицентининг температурага боғлиқлиги . . . 360
104- §. Суюқликларнинг буғланиши ва қайнаши 361
105- §. Тўйинган буғлар эластиклигининг температурага боғлиқлиги . . 364
106- §. Суюқлик эгри сирти устида тўйинган буғнинг эластиклиги . . . 369
107- §. Суюқликларнинг қайнаши 373
108- §. Суюқ эритмалар 379
109- §. Осмотик босим 384

VIII боб. **Паст температуралар** 387

110- §. Газларни суюлтириш 387
111- §. Жоуль—Томсон эффекти 388
112- §. Газнинг ташқи иш бажариб адиабатик кенгайиши 394
113- §. Жоуль—Томсон эффектидан фойдаланиб, газларни суюлтириш (Линде методи) 397
114- §. Газларни детандерларда адиабатик кенгайтириш методи билан суюлтириш (Клод методи) 400
115- §. Суюлтирилган газларнинг баъзи хоссалари 402
116- §. Ўта паст температуралар 403
117- §. Паст температураларда моддаларнинг хоссалари 405
118- §. Суюқ гелий 408

IX боб. **Қаттиқ жисм** 419
119- §. Кириш 419
120- §. Кристалл панжара 422
121- §. Кристаллардаги нуқсонлар (дефектлар) 434
122- §. Қаттиқ жисмларнинг механикавий хоссалари. Деформациялар . . 438
123- §. Чўзилиш ва сиқилиш деформацияси. Силжиш 440
124- §. Эластиклик модуллари орасидаги боғланиш 444
125- §. Эластик деформация ва иссиқликдан кенгайиш 446
126- §. Деформациянинг кучланишга боғлиқлиги 447
127- §. Пластик деформация механизми 451
128- §. Кристаллардаги дислокация 454
129- §. Қаттиқ ҳолатга ўтиш 459
130- §. Ҳолат диаграммаси. Учланма нуқта 463
131- §. Биринчи ва иккинчи тур фазавий ўтишлар 467
132- §. Қаттиқ гелий 471
133- §. Эриш ва эритмадан кристалланиш 473
134- §. Қотишмалар. Эрувчанлик диаграммалари 475
135- §. Металларни зоналаб тозалаш 479
136- §. Эриш температурасини тажрибада аниқлаш 482
137- §. Қаттиқ жисмларнинг иссиқлик хоссалари 483
138- §. Иссиқлик сиғимини ўлчаш 489
139- §. Қаттиқ жисмларнинг иссиқликдан кенгайиши 491
140- §. Иссиқлик ўтказувчанлик 494
141- §. Қаттиқ жисмларда диффузия 498
Илова. СИ система бирликларини бошқа системалар бирликлари ва системага кирмайдиган бирликлари билан боғловчи ўтиш кўпайтувчилари 502

ИБ № 663

На узбекском языке

АБРАМ КОНСТАНТИНОВИЧ КИКОИН,
ИСААК КОНСТАНТИНОВИЧ КИКОИН

МОЛЕКУЛЯРНАЯ ФИЗИКА

Учебное пособие для студентов физических специальностей высших учебных заведений

Перевод со второго, переработанного издания издательство «Наука», М., 1976.

Издательство «Ўқитувчи»
Ташкент—1978

Таржимон *М. Усмонов* Бадиий редактор *Е.Соин*
Редактор *М. Пўлатов* Тех. редактор *Т. Скиба*
Корректор *Д. Нуритдинова*

Теришга берилди 20/VII-1977 й. Босишга рухсат этилди 21/III-1978 й. Формат 60×90¹/₁₆. Тип. Қоғози. № 3. Кегели 10 шпонсиз, юқори босма усулида босилди. Физик б. л. 31,75. Нашр. л. 32,0. Тиражи 10 000. Зак. 2048. Баҳоси 1 с. 30 т.

«Ўқитувчи» нашриёти. Тошкент, Навоий кўчаси, 30. Шартнома № 81-77.

Ўзбекистон ССР Министрлар Советининг нашриётлар, полиграфия ва китоб савдоси ишлари Давлат комитети Тошкент «Матбуот» полиграфия ишлаб чиқариш бирлашмасининг полиграфия комбинати, Тошкент шаҳри, Навоий кўчаси, 30. 1978 й.

Полиграфкомбинат Ташкентского полиграфического производственного объединения «Матбуот» Государственного комитета по делам издательств, полиграфии и книжной торговли Совета Министров УзССР. Ташкент, ул. Навои, 30.