

**ЎЗБЕКИСТОН РЕСПУБЛИКАСИ ОЛИЙ ВА ЎРТА МАХСУС ТАЪЛИМ
ВАЗИРЛИГИ**

Гулистон давлат университети

Физика кафедраси



МОЛЕКУЛЯР ФИЗИКА

фанидан ўқув- услубий мажмуа

Билим соҳаси: 100000 - Фан

Таълим соҳаси: 140000 - Табiiй фанлар

Таълим йўналиши: 5140200 - Физика

Ўқув-методик мажмуа Олий ва ўрта махсус таълим вазирлиги томонидан _____ 2017 йил тасдиқланган физика фани намунавий дастури (№ _____) талаблари асосида тайёрланган.

Тузувчи: **Абдуллаев А.** – ГулДУ “Физика” кафедраси катта ўқитувчиси,

техника фанлари номзоди, катта ўқитувчи.

Такризчилар: Ш.К.Ниёзов - ГулДУ “Физика” кафедраси доценти,
техника фанлари номзоди, доцент

Р.Елмуродов - ГулДУ “Физика” кафедраси доценти,
техника фанлари номзоди, доцент

Ўқув-услубий мажмуа Гулистон давлат университети Илмий кенгаши томонидан (____ баённома _____ 2017 йил) кўриб чиқилган ва ўқув жараёнида қўллашга тавсия етилган.

А.Абдуллаев. Молекуляр физика фанидан ўқув- услубий мажмуа. – Гулистон, 2017. - 188 б.

Ушбу ўқув-услубий мажмуа 5140200 – физика бакалаврият таълим йўналишида таҳсил олаётган талабаларга мўлжалланган. Ўқув-методик мажмуа Олий ва ўрта махсус таълим вазирлиги томонидан 24.08.2017 йил тасдиқланган физика фани намунавий дастури (В 5140200 – 17) талаблари асосида тайёрланиб, унда физиканинг асосий йўналишларидан бири бўлган молекуляр физика ҳам амалий ҳам фундаментал аҳамиятга эга еканлиги кўрсатиб берилган. Мазкур фаннинг асосий мақсади микродунё физикасини ўрганишдан иборат. Талабалар молекуляр физикани ўрганиш жараёнида молекула тузилиши ва хусусиятларини ўрганиш усули баён қилинган. Ҳар бир мавзу охирида талабалар томонидадан бажарилиши зарур бўлган топшириқлар ва назорат саволлари келтирилган. Ўқув – услубий мажмуа Гулистон давлат университети Ўқув-методик кенгаши томонидан (...- баённома ... 2017 йил) кўриб чиқилган ва ўқув жараёнида қўллашга тавсия етилган.

Такризчилар: Ш.К.Ниёзов - ГулДУ “Физика” кафедраси доценти,
техника фанлари номзоди, доцент

Р.Елмуродов - ГулДУ “Физика” кафедраси доценти,
техника фанлари номзоди, доцент

М У Н Д А Р И Ж А

1. Кириш	3
2. Молекуляр физика фани силлабуси.....	4
3. Назарий материаллар (маърузалар курси).....	6
1-мавзу: Модда тузилиши ҳақидаги маълумотлар	6
2-мавзу: Статистик усул.Еҳтимоллар назариясидан элементар маълумотлар	15
3-мавзу. Еҳтимоллик устида бажараладиган амаллар.....	21
4-мавзу. Гаусс тақсимоти.....	24
5-мавзу. Идеал газ. Молекуляр кинетик назариянинг асосий тенгламаси.....	30
6-мавзу. Иссиқлик ва ҳарорат. Мутлоқ ҳароратни аниқлаш.....	37
7-мавзу. Идеал газнинг ҳолат тенгламаси.....	43
8- мавзу. Барометрик формула.....	50
9-мавзу. Молекулаларнинг тезлик компоненталари бўйича тақсимоти.....	53
10-мавзу. Максвелл-Больцман тақсимоти.....	63
11-мавзу.Идеал газларнинг ички энергияси.Ички энергиянинг еркинлик даражалари бўйича тенг тақсимоти қонуни.....	70
12-мавзу. Иш ва иссиқлик миқдори. Термодинамиканинг И-қонуни.....	74
13-мавзу: Газ ҳажмининг ўзгаришида бажарилган иш. Идеал газларнинг иссиқлик сизими..	77
14-мавзу.Идеал газнинг иссиқлик сизимининг тажриба маълумотларидан четлашишлари...	83
15-мавзу. Иссиқлик сизимининг квант назарияси тўғрисида тушунча.....	85
16-мавзу.Кўчиш жараёнларининг элементар кинетик назарияси.Молекуляр ҳаракат ва кўчиш ҳодисалари.....	88
17-мавзу.Диффузия ва модда кўчиши.....	91
18- мавзу: Иссиқликни механикавий ишга айлантириш.....	97
19-мавзу.Иссиқлик машиналари ва уларнинг фойдали иш коэффициенти (Ф.И.К.).....	101
20-мавзу.Термодинамиканинг ИИ-қонунининг турли таърифлари.....	104
21-мавзу. Молекулалараро ўзаро таъсир кучлари.....	108
22-мавзу: Экспериментал изотермалар.....	113
23-маъруза. Реал газларнинг ҳолат тенгламаси.....	114
24-мавзу. Ван-дер-Ваалс изотермалари.....	121
25-мавзу. Критик ҳолат.....	124
26- мавзу.Газнинг бўшлиқда кенгайиши Жоул-Томсон самараси.....	126
27- мавзу.Сирт таранглик.....	134
28- мавзу.Икки мурит чегарасидаги мувозанат шартлари.....	
29- мавзу.Суюқликларнинг егри сиртида юзага келувчи кучлар.....	150

30-мавзу: Буғланиш ва қайнаш.....	153
31- мавзу Капиллярлик ходисалар.....	154
32- мавзу.Суюқ еритмалар.Идеал еритмалар.....	157
33- мавзу.Осмотик босим ва унинг юзага келиши.....	158
34- мавзу.Кристалл панжара. Кристаллографик координата тизими.....	
35- мавзу.Қаттиқ жисмларнинг иссиқлик хоссалари.....	165
36-мавзу.1 ва 2 тур фазовий ўтишлар.....	169
6.	
Глоссарий.....	172
7. Тест саволлари.....	174

Кириш

Амалдаги 5140200 - Физика бакалаврият таълим йўналиши давлат таълим стандарти (2017) ҳамда “Физика” фанининг ўқув дастурига (2017) мувофиқ талабалар Физиканинг 2-қисми “Молекуляр физика” курси бўйича молекуляр физиканинг мақсади, бўлажак физика ўқитувчиларининг таълим мазмуни, унинг тарихий тарақиёти, ташкилий шакллари, усуллари, режалаштирувчи ҳужжатлари, умумий ва хусусий масалалар, уларнинг назарий асослари ҳамда мактабдаги ислохатда молекуляр физиканинг тутган ўрни ва бошқа муаммолар юзасидан билим беришга қаратилган. Замонавий физикани молекуляр физикасиз тасаввур қилиб бўлмайди. Ҳозирги вақтда молекуляр физика шиддат билан ривожланаётган физиканинг бўлимларидан биридир. Талабалардан молекуляр физикани ўрганиш жараёнида, ходисалардан ишлаб чиқариш самарадорлигини оширишда, фан ва техника ютуқларини, халқ хўжалигини турли тармоқларига тадбиқ қилиш тўғрисида тегишли билимга ега бўлишларини талаб қилади. Талабалар мазкур фанни ўрганиш жараёнида **Молекуляр физика фанининг** мақсади ва бугунги кун талаблари асосидан келиб чиқадиган вазифалар, молекуляр физиканинг мазмуни ва структураси, услуби ва шакллари, замонавий технологиялар ҳақидаги қонуниятлари билан таништирилади.

Молекуляр физика фанидан дарсни юқори илмий-педагогик даражада ташкил етилиши, муаммоли машғулотлар ўтказилиши, дарсларни савол-жавоб тарзида қизиқарил ташкил қилиниши, илғор педагогик технологиялардан ва мультимедия қўлланмаларидан самарали фойдаланиш, талабаларни мустақил фикирлашга ундайдиган, ўйлантирадиган муоммо саволларни, улар олдида қўйиш, талабчанлик, тингловчилар билан индивудал ишлаш, ижодкорликка йўналтириш, еркин мулоқатга киришишга, илмий изланишга жалб қилиш ва бошқа тадбирлар фан мавзуларини чуқур егаллашни таъминлайди.

Ўқув-услубий мажмуа қуйидагиларни ўз ичига олади:

1. Молекуляр физика фани силлабуси.
2. Назарий материаллар (маърузалар курси).
3. Амалий ишларни бажариш бўйича услубий кўрсатмалар.
4. Талаба мустақил ишлари бўйича материаллар(электрон шаклда).
5. Назорат саволлари ва тестлар.
6. Глоссарий.
7. Информацион – услубий таъминот.

Иловалар:

1. Намунавий ва ишчи ўқув дастурлар.
2. Инглиз ва рус тилидаги хорижий ўқув материаллари (электрон шаклда).
3. Тақдимотлар ва мультимедия воситалари (электрон шаклда).
4. Қўшимча дидактик материаллар.

Мазкур ўқув-услубий мажмуа “Молекуляр физика” курси Вазирликнинг 2017 йил 1 март 107-сонли буйруғи билан тасдиқланган “ Олий таълим ўқув режалари фанларнинг янги ўқув мажмуаларини тайёрлаш бўйича услубий кўрсатма асосида яратилдиган дастлабки ўқув-услубий мажмуалардан бири бўлганлиги сабабли, унда баъзи жузий камчиликлар, мунозарали қарашлар ва атамалар учраши мумкин.Шунга кўра мажмуа ҳақидаги фикр-мулоҳазаларни билдирган

ҳамкасибларга муаллиф олдиндан ўз миннатдорчилигини билдиради. Ўқув-услубий мажмуа талабларига мос равишда ишланиб, унда ўқув мақсадлари, назорат саволлари ва мустақил иш топшириқлари келтирилган. Манзилимиз: 120100. Гулистон шҳри.ИВ мавзе.Университет. Физика кафедраси.406-хона.

“Молекуляр физика” фанининг силлабуси
(2017-2018 ўқув йили)

Кафедра номи:	Физика	
Ўқитувчи ҳақида маълумот:	Абдуллаев А.	Абдуллаев48@маил.ру
Семестр ва ўқув курсининг давомийлиги	ИИ семестр ва жами соат	
Оқув соатлари ҳажми:	Жами:	330
	шунингдек	
	Маъруза	72
	Амалий	54
(Физик практикум)	Лаборатория	72
	Мустақил таълим	48
Йўналишнинг номи ва шифри	Физика	5140200
<p>Курснинг предмети ва мазмуни:Молекуляр физика-молекуляр кинетик ёки микрофизик усулнинг мақсади, модданинг ички тузилишига қараб, модда хоссаларини чуқурроқ ўрганишдир. Молекуляр физика ва термодинамика иссиқлик ҳодисалари қонуниятларини ёки материя ҳаракатининг иссиқлик шаклини ўрганади.Молекулар физика фани турли агрегат ҳолатдаги макроскопик тизимлар таркибига кирувчи улкан сондаги заррачаларнинг (молекулалар, атомларнинг) ўзаро таъсири ва коллектив ҳаракати билан боғлиқ бўлган ҳодисаларни ўрганади.Моддалар тузилишини ўрганишга биринчи қадам қўйилади. Ушбу фан талабалар кўз ўнгида физик ҳодисаларни илмий билиш усулларини термодинамика ва молекулар физика асосини ўрганиш чегарасида очиб бериши билан долзарб аҳамият касб этади.Талабалар Молекуляр физика фанининг ривожланиш тарихи ва унинг бўлимларини ўрганишда қўланилаётган замонавий ва классик методлар, молекулалар тузилиши, молекулалар турлари, уларнинг тақсимооти тўғрисида маълумотлар била танишадилар.</p>		
<p>Курсни ўқитишнинг мақсади ва вазифалари:</p> <p>1. Молекуляр физика курсининг мақсади - инсоният фойдаси учун қўллаш мумкин бўлган табиатнинг объектив қонунларини очиш ва текширишлар натижаларини амалиёт ва техникада қўллашдир.Физика қонуниятларини ўрганиш техникавий прогреснинг ривожига олиб келади.Физиканинг асосий қонун ва ҳодисаларини билмай туриб, амалий ва махсус курсларни ўрганишга киришиб бўлмайди.Умумий физиканинг бир бўлими сифатида «Молекляр физика» фанини ўқитишдан асосий мақсад, бўлажак физик кадрларда кузатишлар, амалий текшириш ва тажрибаларни умумлаштириш асосида физикавий назария тўғрисида дастлабки тушунчалар ҳосил қилиш билан таништиришдан иборатдир.</p> <p>2.Молекуляр физика курсининг вазифаларига талабалар умумий физиканинг бу бўлимини ўрганишда қўлланиладиган усуллар ва моделлар билан танишиб ўтиши,</p>		

келгусида йетарли бўлган назарий ва амалий билим, кўникмаларига ега бўлишлари керак бўлади. Молекуляр физика еришган ютуқлар фан ва техниканинг турли соҳаларида, масалан, атмосферада юз берадиган ходисаларни тушунтиришда ва ўрганишда, газларда юз берадиган разряд билан боғлиқ жараёнларни ёритишда, вакуум ва криоген техникаси билан боғлиқ соҳаларда, биологияда - тирик организмлардаги осмос ва капиллярлик билан боғлиқ бўлган жараёнларни ўрганишда, турли параметрга ега бўлган аралашмалар ва қотишмалар олишда, термодинамикада, кимёда (газ қонунлари), статистик характерга ега бўлган жараёнларни таҳлил қилишда ва бошқа кўпгина соҳаларда ишлатилиши мумкин бўлган тушунчаларни шакиллантириш киради.

2. МАЪРУЗАЛАР КУРСИ

1-мавзу: Модда тузилиши ҳақидаги маълумотлар

Асосий саволлар:

Молекуляр физика фани ва унинг бўлимлари, предмети. Молекуляр физика курсининг объектлари ва тадқиқот методлари.

1. Модда ҳақидаги молекуляр кинетик тасавурлар ва уларнинг ривожланиши.
2. Модда хоссаларини ўрганишда термодинамик ва статик усуллардан фойдаланиш.
3. Макроскопик ва микроскопик параметрлар.

Мавзуга оид таянч тушунча ва иборалар:

Молекуляр физика, термодинамика, молекула, атом, кимёвий элемент, агрегат ҳолат, термодинамик усул, макроҳолат, микроҳолат, параметр, молекуляр ҳаракат, иссиқлик ҳаракати, хаотик ҳаракат, молекуляр кинетик назария, динамик усул, статистик усул, ички ва ташқи параметр, дисосация.

1- савол бўйича дарс мақсади: Молекуляр физика моддалар тузилиши ҳақидаги фан еканлиги, унинг бўлимлари ва йўналишлари ҳақида талабаларда тушунчани шакиллантириш.

Идентив ўқув мақсадлари:

- 1.1. Молекуляр физика – моддаларнинг ички тузилишини ўрганувчи фан еканлигини билади.
- 1.2. Молекуляр физика фани ривожланиш тарихи тўғрисида маълумот бера олади.
- 1.3. Молекуляр физика фани бўлимлари ва йўналишлари тўғрисида фикр юрита олади.
- 1.4. Молекуляр физика фанинг текшириш методларини билади.

1- савол баёни:Механика курсида жисмларнинг ҳаракатини бошқарувчи қонунларни ўрганаётганимизда бу жисмларнинг қандай тузилганлиги, уларнинг қандай хоссаларга ега еканлиги билан қизиқмадик. Жисмларнинг хоссалари еса уларнинг қандай тузилганлиги, қандай қисмлардан ташкил топганига, бу қисмлар орасида қандай кучлар таъсир қилишга ва бошқаларга боғлиқ. Шунинг учун модданинг тузилиши ҳақидаги масала физиканинг асосий масаласи еканлиги тушунарлидир.

Умумий физика курсининг молекуляр физика ва термодинамика деб аталадиган бу бўлимда жимсларда содир бўладиган ҳаракатнинг молекуляр шакли, яъни жисм таркибига кирувчи кўп сонли зарралар ҳаракатига боғлиқ бўлган ҳаракат шакли ўрганилади. Бунда иккита масала назарда тугилади:

- 1) Молекуляр ҳаракат шаклининг хусусиятлари;

2) Улкан миқдордаги заррачалар тўплами ўрганиш усуллари ва тегишли тушунчаларни билиб олиш.

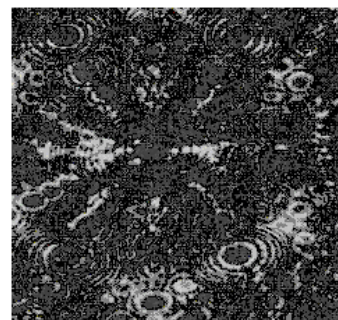
Термодинамика жисмдаги иссиқлик ҳодисаларини ўрганади, лекин бунда у модданинг тузилиши ва иссиқликнинг физик табиати тўғрисида ҳеч қандай тасаввурлардан фойдаланмайди ва у иссиқликни яхлит бирор ички ҳаракат тури деб қарайди. Молекуляр физика, аксинча жисмларнинг хоссаларини шу жумладан, иссиқлик ҳодисаларини ҳам уларнинг атом-молекуляр тузилиши билан боғлаб ўрганади ва иссиқликни атом ва молекулаларнинг тартибсиз ҳаракати натижаси деб қарайди. Модда тузилиши табиатшуносликнинг ҳозирги замон фанларида марказий ўрин олган энг муҳим масалани ўрганади. Модда тузилиши ҳақида жуда кўп тасаввурлар бўлган. Молекуляр кинетик назария улардан нимаси билан фарқ қилади? Жавобингизни асосланг. Моддаларни ташкил қилган зарралар қандай тузилганлиги ҳақидаги молекуляр-кинетик тасаввурларга муносабатингиз қандай?

Броун ҳаракати. Модда тузилиши ҳақидаги атомистик (бўлинмас майда зарралар) тасаввурлар қадимги юнон файласуфлари Аристотел (Афлатун) ва Демокрит асарларида ҳам учрайди. Лекин модданинг молекуляр тузилиши ҳақидаги илмий асосланган тасаввурлар Броун ҳаракатини очилиши ва тушунтирилиши билан боғлиқ. Модданинг энг кичик зарралари – молекула ва атомлар бениҳоя кичиклиги туфайли кузатилиши қийин. 1827 йилда инглиз ботаниги Р.Броун сувдаги гул чанглари микроскоп ёрдамида кузатган. Бу зарраларнинг ўлчами 10^{-6} метрга яқин бўлиб, молекулалардан деярли 10 минг мартаба каттадир. Бу кузатувларда зарраларнинг бетиним ва тартибсиз ҳаракати аниқланди. Броун ҳаракати ҳаводаги тутун зарраларида ҳам кузатилади. Кузатувчи назарида табиат тирилгандек бўлди. Бу кузатувларни техника ёрдамида ёзиб олиш имкониятига ега бўлмаган олим, кузатув натижаларини илмий равишда ёзиб ола бошлади: битта зарранинг ҳолатини (координаталарини) бир хил вақт оралиқларида катакли қоғозга чиза бошлади.

2-расмда сувдаги учта заррани Броун ҳаракати тасвирланган (Перрон тажрибаси). Нуқталар ҳар 30 секундда чизилган. Зарралар ўлчами $0.52 \cdot 10^{-6}$ м, катакларни ўлчами $-3.4 \cdot 10^{-6}$ м.

Тажрибада бутунлай тартибсиз синиқ чизиқлардан иборат тасвир пайдо бўлди. Бундай мураккаб ва бетартиб чизиқларда бирон маълумот топиш қийиндек туюлади. Лекин олимни изланувчанлиги, кўплаб кузатувлари қуйидаги ҳулосаларга олиб келди: бир заррача учун бу ҳаракат интенсивлиги вақт ўтиши билан ўзгармас экан (1); температуранинг ошиши (2), зарра ўлчамларининг кичикроқ бўлиши (3), қовушқоқлиги кичикроқ суюқликдаги ҳаракатни кузатилиши (4) ҳаракат интенсивлигини ошишига олиб келар экан.

Броун ҳаракатини тушунтиришда дастлаб бу ҳаракат биологик характерда эмаслиги аниқланди, чунки ҳаводаги тутун (чанг) зарралари ҳам худди шундай ҳаракатланар экан. Броун ҳаракатини суюқлик ёки газдаги конвектив оқимлар билан ҳам тушунтириб бўлмайди.



3-rasm

Молекулаларнинг тартибсиз ҳаракатни реаллигини энг ишонарли тасдиқловчи далиллардан бири Броун ҳаракати деб

1-расм.

ном олган ҳодиса ҳисобланади. Инглиз ботаниги [1] Р. Броун 1827 йилда кучли микроскоп ёрдамида сувда еримайдиган майда бўёқ зарраларининг сув ичидаги тартибсиз ҳаракатининг ҳеч тўхтамаслигини аниқлади. Броун зарралар траекториясининг мураккаб синиқ чизиқлардан иборат эканлигини кўрсатади. Бу ҳодиса бўёқ заррачаларининг сув заррачалари билан доимо тўқнашиб, ўз йўналишларини ўзгартириб туришдан далолат беради. Бунда кичик зарралар тез ҳаракатланса, каттароқ зарралар камроқ ҳаракатланиб, йўналишини ўзгартириб турадиган ва ўз ўқ атрофида айланиб ҳам туради.

Броун ҳаракатининг юзага келиш сабабларни МКН асосидагина тушунтириш мумкин. Зарраларнинг тартибсиз ҳаракатига сабаб шуки, суюқлик молекулаларининг ҳаракатидаги флуктуациялар туфайли заррага берадиган зарбалари бир-бирини мувозанатлай олмайди. Натижада бирор йўналишда заррага қўйилган тенг таъсир етувчи куч пайдо бўлади. Флуктуациялар жуда қисқа вақтли бўлиши туфайли тенг таъсир етувчининг йўналиши ҳам тез-тез ўзгартириб туради. Броун зарраларининг ҳаракатининг тартибсизлиги анна шундан келиб чиқади. Броун ҳаракатининг микдорий назариясини биринчи марта 1905 йилда Эйнштейн ва Смолуховский яратишди. Бу назария Броун заррачалари чекли кичик вақт оралиқлари Δt да силжишларини ҳисоблаш имкониятини беради ва уни қуйидаги формула билан ифодалайди [2]:

$$\overline{\Delta X^2} = \frac{kT}{3\pi\eta a} \Delta t \quad (1)$$

Бу ёерда a -заррача радиуси, η -суюқликнинг қовушқоқлик коэффициенти. Бу формулага кўра, Броун заррачасининг Δt оралиғидаги X ўқи ёки бошқа ўқ бўйлаб силжишлар квадратининг ўртача қиймати шу вақт оралиғига пропорционалдир. 1909 йилда Перрен ҳам шундай тажриба ўтказди ва айрим молекулаларнинг бирор вақт оралиғидаги силжишларини ўлчади ва (1) формулага мос қийматлар ҳосил қилади. Броун ҳаракатининг молекуляр кинетик тушунчалар асосида тушунтирилишининг ҳамда МКН нинг тўғрилигини яна бир бор тасдиқлайди. Перрен тажрибасидан η, T ва a маълум бўлган ҳолда X ни ўлчаб к ни аниқлашда фойдаланиш мумкин.

Ҳозирги замонга келиб, модданинг молекулар тузилиши шубҳадан ҳолидир. Сиз ҳар-бир модда ўлчамлари 10^{-10} метр тартибида бўлган атомлардан тузилишини, атомлар еса турли молекулаларга бирлашган бўлишини биласиз. Электрон ва ион микроскоплар, ядро – магнит резонанс усули ва бошқа имкониятлар ёрдамида олимлар нафақат айрим молекулалар, хаттоки миллионлаб атомлардан тузилган улкан ДНК молекулалардаги айрим атомларни аниқлаб, инсон геномини очишмоқда.

Маълумки газ мувозанатда бўлиши учун унинг барча қисмларида босим бир хил бўлиши керак (акс ҳолда газ ҳаракатга келиб босимнинг тенглашишига ва мувозанат ўрнатилишига олиб келади). Шунга ўхшаш, газ ва бошқа ихтиёрий системанинг мувозанати учун унинг турли қисмларида температура ҳам бир хил бўлиши зарур, яъни температура термодинамик системаларнинг мувозанатини характерловчи муҳим характеристикадир. Системанинг қисмларида

температуранинг турлича бўлиши иссиқлик алмашинуви, конвекцион ҳаракат каби жараёнлар содир бўлишига олиб келади.

“Иссиқ”, “совуқ” деган тушунчалар жуда қадимги тушунчалардир. Суюқлик ва газларни кенгайиш қонунларини ўрганилиши биринчи термометрларни яратилишига, температуранинг сонли таснифлашга асос бўлди, бу еса фаннинг ривожланишида муҳим қадам еди. У пайтларда температуранинг физик маъноси маълум бўлмагани учун, температуранинг ўлчов бирлиги бошқа физик бирликлар билан етарли боғланмаган еди. Шунинг учун бирин - кетин Реомюр, Ференгейт, Целсий шкалалари пайдо бўлди. Температуранинг ҳаётий кузатувларига асосланган температура ўлчовларини **эмпирик температура** деб атаймиз. Жумладан Целсий шкаласида нормал босимда сувни музлаш температураси 0° , қайнаш температураси 100° деб қабул қилинган. Натижада айрим совуқ ҳолатларда температура манфий сон билан ифодаланган. Ваҳоланки бу температуранинг ишорасини ўзгариши фақат сув учун муҳим ўзгариш рўй берадиган шароит бўлиб, бошқа борлиқ учун бирон муҳим ўзгаришга олиб келмайди. Бошқа шкалаларда еса сувнинг музлаш ва қайнаш температураларида ишора умуман ўзгармайди.

Иссиқлик миқдори дастлабки пайтларда механик энергия бирлиги билан боғланмаган **калория** бирлиги билан ўлчанган. Механик энергия ва иссиқликни эквивалентлиги аниқланиши уларни бир хил бирликларда ўлчанишига илмий асос бўлди, яна муҳим томони, иссиқлик - моддадаги ички (иссиқлик) ҳаракатнинг ўлчови эканлигини кўрсатди. Шунга мос равишда температуранинг ўлчашда ҳам ўзгариш бўлиши керак еди. Газ қонунларини ўрганилиши, Гей – Люссак ва Шарл қонунлари **абсолют температура** тушунчаси ва температуранинг Келвин шкаласини киритилишига олиб келди. Температуранинг Келвин бирлиги Целсий бирлиги билан боғлиқ равишда киритилган: $1K = 1^{\circ}C$, лекин ўлчов шкаласи силжиган бўлиб, Целсий шкаласининг 0° Келвин шкаласида $273.15K$ га тенгдир. Классик тасаввурларга биноан $0 K$ – энг паст температура бўлиб, манфий температуралар табиатда умуман кузатилиши мумкин емас.

Температура тушунчаси ҳозирги даврда ҳам мураккаблигича қолмоқда. Табиатдаги турли жараёнларни температуравий диапазони ниҳоятда кенгдир, физикада $10^{-4} K$ дан $10^7 K$ ва ундан юқори ҳароратларни ўрганиш масалалари қўйилади. Температура модданинг турли хоссаларига кўра ўлчанади, ва уларни бир-бири билан солиштириш ҳар гал илмий муҳокамани талаб қиладиган мураккаб масала бўлиб қолаверади.

Молекулар физика физиканинг барча бўлимлари билан ўзаро боғлиқ, ҳамда олий математиканинг дифференциал ва интеграл ҳисоби, аналитик геометрия, группалар назарияси, тензорлар, комплекс озгарувчанларнинг функционал назарияси, еҳтимоллар назарияси, математик статистика, ахборот технологиялари асослари ва информатика каби фанлардан йетарли билим ва коникмаларга ега болишлиги талаб етилади. Назарий физика асторономия ва астрофизика, табиий-илмий ва бошқа фанлар билан узвий боғланган.



(a)



(b)

2-Расм. Термодинамика нолинчи конуни.[1] (а) А ва В системлар С система билан контактда лекин бир бирига тегмайди. Агар А ва В хар бири алоҳида С билан мувозанатда булса улар узаро хам мувозанатда булади (б). Бу температура тушунчасини киритиши имконини беради.

Назорат саволлари:

1.6. Молекуляр физика атамасининг маъноси ҳозирги кун карашларига тўғри келадими?

1.7. Нима сабабдан молекуляр физика муоммолари ҳозирги вақтда долзарб бўлиб ҳисобланади? Сабабини изоҳланг.

2- савол бўйича дарс мақсади:

Модда ҳақида молекуляр кинетик тасавурлар ва уларнинг ривожланиши. Модда тузилиши тўғрисидаги дастлабки тасавурлар асосида унинг молекула ва атомлардан ташкил топганлиги тўғрисидаги тушунчаларни шакилланиш босқичлари ва модданинг элементар қисмлари ҳақида маълумот бериш.

Идентив ўқув мақсадлари:

2.1. Атом ва молекула тўғрисидаги тушунчани билади.

2.2. Атом ва молекулаларнинг ўлчамлари изоҳлай олади.

2.3. Молекуляр-кинетик назариянинг моҳиятини билиб олади.

2- савол баёни: Модданинг кичик зарралардан тузилганлиги тўғрисидаги тасавурлар 2000 йил аввал юнон олимлари томонидан айтиб ўтилган (Лукреций, Демокрит...), кейинчалик Абу Райҳон Беруний ва Ибн Синолар ҳам шу фикрларни билдиришган. Лекин улар моддаларнинг хоссаларини уларни ташкил етувчи зарралар ҳаракатига боғлиқ эканлигига боғлай олмаганлар. Бундай тасавур 19-асрга келиб, М.В.Ломоносов асарларида ўз аксини топди. Моддаларнинг майда зарралар (молекулалар)дан тузилганлиги тўғрисидаги тасавурлар уларнинг амалда кузатиладиган кўплаб хоссаларини тўғри тушунтириб беришга имконият яратиб берди. Масалан: ҳароратга қараб, жисмларнинг ҳажмини ўзгариши, газлар диффузияси ва ҳоказо. Демак, жисмларни бизга туюлгандек, яхлит бир бутун емас, балки хатто енг яхши микроскоп билан ҳам кўриб бўлмайдиган даражадаги майда зарралардан, бир-бирига зич емас, балки маълум масофада жойлашган деб қараш, жисмлар ҳажми ўзгаришини зарралар орасидаги масофанинг ўзгариши билан изоҳлаш мумкин бўлади. Модданинг бундай майда зарралари молекула деб аталади (молес-кичик-юнонча). XX асрга келиб молекулаларнинг реал мавжудлиги, унинг таркибий қисмларга, атомларга бўлиниши кўплаб тажрибиларда исботланди. Шунингдек, молекулалар ва атомлар орасидаги ўзаро итариш ва тортишиш кучлари мавжуд бўлиб, бу кучлар жисмларнинг барча хоссаларининг сабаби экани ҳам кўрсатиб берилди. Молекула ва атомлар фақатгина жисмлар таркибида мавжуд бўлиб қолмай, алоҳида ҳолда ҳам мавжуд бўла олар экан. Бундай ҳолатда улар доимо ҳаракатда бўлиб, улар ҳаракати тартибсиз бўлиб, ҳаракат тезлиги газнинг ҳароратига боғлиқ.

Моддаларнинг хоссаларини молекулалар ёки атомларнинг ҳаракати билан боғлиқ ўрганувчи тушунчалар молекуляр-кинетик назария деб аталади. Шундай қилиб, молекуляр физика, модда майда зарралар молекуладан тузилган, бу зарралар бир-бири билан ўзаро таъсирда бўлиб, улар узликсиз ва тартибсиз ҳаракатда бўлади деб қарайди. Атом ва молекулаларни тартибсиз ҳаракати уларнинг иссиқлик ҳаракати деб қаралади ва бундай ҳаракат модданинг иссиқлик хоссаларини

белгилайди. Модданинг иссиқлик хоссаларини ўрганувчи бўлим термодинамика деб аталади. Барча моддаларнинг ташкил қилган зарраларнинг ўзи қандай? Молекула модданинг барча кимёвий хоссаларини ўзида мужассамлашган энг кичик заррадир. Молекулалар атомлардан тузилган бўлади. Ҳозирги пайтда 112 хил атом топилган. Шулардан 92 таси табиатда учрайди, қолганлари кейинги йилларда сунъий хосил қилган. Бўлар кимёвий элементларнинг атомларидир.

Молекулалар ва атомларни ўлчамлари ниҳоятда кичик, уларни радиуслари $10^{-8} sm$ га тенг бўлади. 1 г сувда 3.3×10^{12} та, $1 sm^3$ ҳавода 2.7×10^{19} та молекула бўлади. Бундай кичик ўлчамли зарралар тезлиги ниҳоятда катта. Масалан, хона ҳароратида ҳаво молекулаларининг тезликлари ўртача $500 m/s$ га яқин бўлиб, ҳарорат ошиши билан ортиб боради. Молекулаларни ҳаддан ташқари кўп бўлиши уларни бири-бири билан жуда тез тўқнашиб туришга олиб келади. Масалан, нормал ҳолатдаги ҳаво молекуласи 1с да 5000 мليون марта тўқнашади. Бу деган сўз молекула бир тўқнашишдан кейингисигача бор – йўғи $10^{-8} sm$ гина масофа ўта олади. Суюқликлар ичида молекулалар яна ҳам кўпроқ тўқнашади.

Макроскопик ва микроскопик параметрлар. Маълумки механикада системанинг оний ҳолати уни ташкил қилган зарраларнинг координаталари ва тезликлари билан аниқланади. Модда қандай агрегат ҳолатида бўлишидан қатъий назар кўп сондаги микрзарралар тўплами билан иш кўрилади. Анашундай зарралар тўпламига система деб аталади. Молекуляр физикада ҳам система ҳолатини уни ташкил қилган барча атомлар ва молекулалар, шунингдек, электронлар, атом ядроларининг ва ҳокозаларнинг вақтнинг ҳар бир пайтдаги координаталари ва тезликларини аниқлаш орқали тавсифлаш мумкин. Бунчалик батафсил тавсифланадиган ҳолат динамик ҳолат ёки микроскопик ҳолат аталади. Шундай қилиб ҳар бир заррачанинг ҳолати ва тезлиги билан тавсифланадиган газ ҳолатни микроскопик ҳолат деб аталади. Бироқ системалар улкан сондаги зарралардан ташкил топган ҳолларда улар ҳолатини бундай тавсифлаш ҳеч бир маънога ега эмас. Жумладан, термодинамик системанинг мувозанат ҳолатини уни ташкил етган зарраларнинг ҳолатларни умумий тарзда ифодаловчи катталиклар орқали ҳам аниқлаш мумкин. Масалан, системанинг босими, зичлиги, ҳаракати, концентрацияси, ҳажми, электр ва магнит майдонларнинг кучланганлиги шундай катталикларга киради. Бундай катталиклар макроскопик параметрлар деб аталади. Макроскопик параметрлар воситасида тавсифланадиган ҳолат макроскопик ҳолат ёки макроҳолат деб аталади [1].



Temperature and Kinetic Theory of Gases

- 17-1 Thermal Equilibrium and Temperature
- 17-2 Gas Thermometers and the Absolute Temperature Scale
- 17-3 The Ideal-Gas Law
- 17-4 The Kinetic Theory of Gases

Even very small children have a basic understanding of hot and cold, but what is temperature? What is it a measurement of? In Chapter 17, we begin our study of temperature.

A pilot, a hot air balloonist, and a scuba diver must all have a good working understanding of air and water temperatures as they plan their flights and dives. Pilots and balloonists need to be aware of how changes in air temperature affect air density as well as wind patterns. Scuba divers know that changes in body temperature affect how much air they will use over the course of a dive. They also understand the importance of equalizing the pressure on their bodies and the gases within their bodies. For the diver, the pilot, and the balloonist, the importance of how gases behave in relation to temperature is vital. Thus, we begin our study of thermodynamics with a discussion of temperature and an examination of the ideal-gas law.

In this chapter, we show that a consistent temperature scale can be defined in terms of the properties of gases that have low densities, and that temperature is a measure of the average internal molecular kinetic energy of an object.

563

CHAPTER

17

WHEN BEN FRANKLIN WENT TO PARIS, HE SAW THE FIRST KNOWN MANNED HOT-AIR BALLOON FLIGHT. PEOPLE HAVE BEEN FLYING HOT-AIR BALLOONS EVER SINCE. (Corbis.)



Why does the balloon rise when the air inside it is heated?
(See Example 17-7)

Макроскопик параметрлар ички ва ташқи параметрларга бўлинади. Ички параметрлар системанинг ички ҳолатини белгилайди. Ташқи параметрлар билан системага таъсир қилаётган ташқи жисмлар ва куч майдонлари характерланади. Газ қамалган идиш ҳажми унинг деворлари ҳолати билан аниқланади. Бу ташқи параметрдир. Газнинг идиш деворига босими унинг молекулаларининг иссиқлик ҳаракати тезликларига боғлиқ бўлади. Бу ички параметрдир. Агар газ кўп атомли бўлса, уни қиздирганда молекулалар атомларга парчаланади, яъни молекулалар диссоцияланади. Диссоцияланган молекулалар сонини уларнинг умумий сонига нисбати диссоцияланиш даражаси деб аталади. Газ яна қиздирилса унинг атомлари ионлашади-зарядланган ионлар ва электронларга парчаланиб кетади. Ионлашган атомлар сонини умумий атомлар сонига нисбатан ионлашиш даражаси деб

аталади. Газларнинг диссоцияланиш ва ионлашиш даражалари–ички параметрлар ҳисобланади. Газ электр майдонида кутбланади, магнит майдонда еса магнитланиб, газнинг электр ва магнит майдонлари пайдо бўлади. Булар ҳам ички параметрлардир. Лекин газ жойлашган электр ва магнит майдонларининг кучланганликлари - ташқи параметрдир.

Демак, моддаларнинг макроскопик хоссалари ниҳоятда кўп сондаги молекулалар ҳаракати белгилар экан. Ўрганадиган система фақат макроскопик бўлгандагина иссиқлик ҳаракати тўғрисида гапириш мумкин. Система бир ёки бир неча атомлардан иборат бўлганда иссиқ ҳаракати тўғрисида гапиришнинг маъноси бўлмайди.

Молекулалар ва атомлар доимо бир - бири билан ўзаро таъсирда бўлади. Уларнинг ўзаро таъсир кучлари электромагнит характерга ега. Ўзаро таъсир потенциал энергиясининг айрим атом ва молекулаларнинг кинетик энергиясига нисбатан катта ёки кичиклигига қараб моддалар газ, суюқлик ва қаттиқ ҳолатларда бўлади. Модданинг бу ҳолати унинг агрегат ҳолатлари деб аталади. Молекула - кинетик назариянинг асосий қонуниятларига асосан ҳамма жисмлар молекулалардан тузилган; молекулалар орасидаги масофа молекуланинг ўлчамларидан кичик бўлса молекулалар орасида итаришиш кучлари таъсир қилади; молекулалар хаотик ҳаракатда қатнашади.

Атом ва молекулалар массаси. Молекуляр физикада атом ва молекулаларнинг массалари абсолют қиймат билан емас, балки нисбий о'лчамсиз катталиқ қиймати билан характерланади. Улар A_p нисбий атом массаси ва M_p нисбий молекуляр массаси деб аталади. Атом масса бирлиги сифатида m_u қабул қилинган бо'либ, у углерод ^{12}C изотопи массасининг $1/12$ қисмига тейнг:

$$m_u = \frac{{}^{12}C \text{ uglerod izotopi massasi}}{\frac{1}{12}} = 1,66 \cdot 10^{-27} \text{ kg.} \quad (1)$$

Нисбий молекуляр масса, ёки нисбий молекула массаси куйидаги формуладан аниқланади

$$M_r = \frac{m_{mol}}{m_u} = \frac{\text{moekulalar massasi}}{\frac{1}{12} C^{12} \text{ massasi}}, \quad (2)$$

бунда m_{mol} -молекулаларнинг абсолют массаси қиймати, кг.

Модда миқдори.Моддани ташкил етувчи зарралари сони модда миқдорини белгилайди. Модда миқдори **мол** деб аталади. 1 **мол** модданинг шундай миқдорики, ундаги зарралар сони 0.012 кг углерод ^{12}C изотопидаги зарралар сонига тенг. Демак, ҳар қандай модданинг 1 молида бир хил сондаги зарралар бўлади. Бу сон Авогадро сони деб аталади. ^{12}C да 12 та элементар зарра бор (протон+нейтрон). Ҳар бирининг массаси $M_a = 1.6 \times 10^{-27} \text{ kg}$. Шундай қилиб, 0.012 кг ^{12}C даги зарралар сони

$$N_A = \frac{0,012 \text{ kg}}{12 m_u} \text{ mol}^{-1} = \frac{10^{-3} \text{ kg}}{m_u} \text{ mol}^{-1} = 6.02 \cdot 10^{23} \text{ mol}^{-1}, \quad (3)$$

буни биз N_A билан белгилаймиз. (3) дан

$$m_u N_A = 10^{-3} \text{ kg / mol.} \quad (4)$$

молекуляр физикада 1 мол модда массаси аниқлашда, моляр масса тушунчасидан фойдаланилади

$$\mu = m_{mol} \cdot N_A, \quad (5)$$

ва у (4) формуладан топилади. Бу йерда m_{mol} -молекула массаси. Моляр массанинг бирлиги килограмм бо'линган мол (кг/мол) орқали ифода қилинади. (2) ва (4) ни (5) формулага қўйсақ

$$\mu = m_{mol} \cdot 10^{-3} m_u = 10^{-3} M_r \text{ kg/mol}, \quad (6)$$

Бу йерда M_r - о'лчамсиз нисбий масса, у (2) формуладан топилади. Хусусий ҳолда, ^{12}C угльерод изотопи моддасининг моляр массаси $12 \cdot 10^{-3}$ кг/мол. Нисбий атом массаси Д.И.Менделеев элементлар даврий системасидаги жадвалда берилган. Моддадаги моллар сони ν молекуланинг н тузилиш элементлари билан қуйидаги формула орқали ифодаланади

$$\nu = N / N_A. \quad (7)$$

Модда массасининг моляр массасига нисбати ν модда миқдори деб аталади ва қуйидагича ифодаланади:

$$\nu = \frac{m}{\mu}; \frac{\text{kg}}{\text{kg/mol}}, \quad (8)$$

Модда миқдори берилган M массали моддада қанча мол борлигини ифодалайди. Берилган моддадаги молекулалар сони кичик н ҳарфи билан белгилаймиз ва унинг ифодаси қуйидагига тенг

$$N = \nu \cdot N_A.$$

(9) бўлади.

Назорат саволлари:

2.1.Молекуляр физика фанининг ривожлантиришга ўз хиссаларини қўшган олимлардан кимларни биласиз?

2.2.Молекуляр физика фанида модда хоссаларини ўрганиш усули қандай турларга бўлинади?

2.3.Атом тушунчасини биринчи бўлиб ким киритган?

2.4.Модда тузилиши ва иссиқлик ҳақидаги тасаввурларни айтинг.

2.5.Қандай зарра молекула деб аталади?

2.6.Микрозаррачаларга мисол келтиринг.

2.7.Макрозаррачаларга мисол келтиринг.

2.8.Ташқи ва ички параметрларга мисол келтиринг.

2.9.Модда миқдори нима?

2.10. Системанинг макроскопик ва микроаскопик ҳолати деганда нимани тушинасиз?

2.11.Молекуляр физика нимани ўргатади?

А. Модданинг молекулалардан тузилишини ўргатади.

Б. Молекулаларнинг ҳаракат турларини ўргатади.

С. Модданинг таркибига кирувчи зарраларни ҳаракат шаклини хусусиятларни ўргатади.

Д. Модда атомлар ва молекулалардан иборат деб қарайди

3- савол бўйича дарс мақсади: Модда хоссаларини ўрганишда статистик, динамик ва термодинамик усулларнинг қўлланилиши. Микроскопик ўлчамдаги кўп сонли заррачалар тўпламига хос бўлган хусусиятларни ўрганишда қўлланиладиган усул ҳақида маълумот бериш ва уларнинг макроскопик система ҳолатларини ўрганишда ишлатиладиган томонларини кўрсатиб бериш.

Идентив ўқув мақсадлари:

3.1.Модданинг хоссалари унинг таркибига кирувчи микрозарралар хусусиятидан келиб чиқиши тўғрисидаги тушунчани билади.

3.2.Макроскопик жисм ҳолатларини ўрганишнинг динамик, статик ва термодинамик усулларининг моҳиятини фарқлай олади.

3- савол баёни: Модда хоссаларини ўрганиш усуллари. Кўп миқдордаги зарралардан ташкил топган системанинг хоссасини ўрганиш учун молекуляр физика учта усулни назарда тутди.

1. Динамик усул. Моддани ташкил етган барча зарраларнинг исталган вақтдаги ҳолатини ва тезлигини аниқлаш кўп заррали система тўғрисида тўла ва аниқ маълумот олиш имконини беради. Лекин жуда кўп сондаги зарралардан ташкил топган системага бу усулни татбиқ етиб бўлмайди. Чунки, масалан, 1с да 1млн. та ҳаво молекуласи ҳолати аниқланганда 1см³ ҳажимдаги молекулалар учун 6млн. йил кетар еди.

2. Статистик усул. Ниҳоятда кўп миқдордаги зарралар учун умумлашган характердаги информациядан фойдаланиш мумкин. Бундай информацияга асосланган модда хоссаларни ўрганиш усули статистик усул деб аталади.

3. Термодинамик усул. Кўп заррали системалар унинг ички тузилишига етибор бермай ўрганиш мумкин. Бунинг учун бутун системага тегишли тушунчалар ва физикавий миқдорлардан фойдаланиш зарур. Масалан, ҳажм, босим ва ҳарорат. Бундай усул термодинамик усул деб аталади.

Назорат саволлари:

3.1.Модда хоссаларини ўрганишда нима учун динамик усулдан фойдаланиш мумкин емас?

3.2.Кўп сонли зарралар тўплами учун математик статистика усулларини қўллаш заруратини айтиб беринг.

3.3.Модданинг қандай хоссаларни ўрганишда термодинамик усулдан фойдаланилади?

3.4.Нима учун модданинг тузилиши ва хоссалари ҳақидаги фан молекуляр физика ва термодинамика каби бўлимларга бўлинади?

4- савол бўйича дарс мақсади:Модданинг ҳолатини аниқлашда унинг ҳар бир заррасининг ҳаракат тавсифларини билиш муҳим аҳамиятга ега эканлигини курсатиш билан бирга бу ишни амалга ошириш аввало, мантиқан маънога ега емаслигини, шун кўра заррачаларнинг ҳаракатини тасвифловчи катталикларнинг ўртача қийматидан фойдаланиш система ҳолатини белгилашда йетарлик эканлигини кўрсатиб берилади.

Идентив ўқув мақсадлари:

4.1. Микрозаррачаларни билади.

4.2. Макросистема микросистеманинг умумлашган ҳоли эканини тушинади.

4.3. Модда ҳолатини микрозарраларга тегишли катталиклар билан ифодалаш мумкинлигини билади.

3- савол баёни:Макроскопик ва микроскопик параметрлар. Маълумки, Механикада системанинг оний ҳолати уни ташкил қилган зарраларнинг координатлари ва тезликлари билан аниқланади. Молекуляр физикада ҳам система ҳолатини уни ташкил қилган барча атомлар ва молекулалар, шунингдек, электронлар, атом ядроларнинг ва ҳакозоларнинг вақтнинг ҳар бир пайтидаги координатлари ва

тезликларини аниқлаш орқали тавсифлаш мумкин. Бунчалик батафсил тавсифланадиган ҳолат динамик ҳолат ёки микроскопик ҳолат деб аталади.

Шундай қилиб ҳар бир заррачанинг ҳолати ва тезлиги билан тавсифланадиган газ ҳолатини микроскопик ҳолат деб аталади. Бироқ системалар улкан сондаги зарралардан ташкил топган ҳолларда улар ҳолатини бундай тавсифлаш ҳеч бир маънога ега эмас. Жумладан, термодинамик системанинг мувозанат ҳолатини уни ташкил етган зарраларнинг ҳолатларини умумий таризда ифодаловчи катталиклар орқали ҳам аниқлаш мумкин. Масалан, системанинг босими, зичлиги, ҳаракат тезлиги, концентрацияси, ҳажми, электр ва магнит майдонларининг кучланганлиги шундай катталикларга киради. Бундай катталиклар макроскопик параметралар деб аталади. Макроскопик параметрлар воситасида тавсифланадиган ҳолат макроскопик ҳолат ёки макроҳолат деб аталади.

Макроскопик параметрлар ички ва ташқи параметрларга бўлинади. Ички параметрлар системанинг ички ҳолатини белгилайди. Ташқи параметрлар билан системага таъсир қилаётган ташқи жисмлар ва куч майдонлари характерланади.

Газ қамалган идиш ҳажми унинг деворлари ҳолати билан аниқланади. Бу ташқи параметрдир. Газнинг идиш деворига босими унинг молекулаларнинг иссиқлик ҳаракати тезликларига боғлиқ бўлади. Бу ички параметрдир.

Агар газ кўп атомли бўлса, уни қиздирганда молекулалар атомларга парчаланади, яъни молекулалар диссоциацияланади. Диссоцияланган молекулалар сонини уларнинг умумий сонига нисбати диссоциацияланиш даражаси деб аталади. Газ яна ҳам қиздирилса унинг атомлари ионлашади - зарядланган ионлар ва электронларга парчланиб кетади. Ионлашган атомлар сонини умумий атомлар сонига нисбатан ионлашиш даражаси деб аталади. Газларнинг диссоциацияланиш ва ионлашиш даражалари-ички параметрлар ҳисобланади. Газ электр майдонида кутбланади, магнит майдонда еса магнитланиб, газнинг электр ва магнит майдонлари пайдо бўлади. Булар ҳам ички параметрлардир. Лекин газ жойлашган электр ва магнит майдонларнинг кучланганликлари - ташқи параметрдир.

Назорат саволлари:

1. Микроразрачага мисол келтиринг.
2. Макросистемага мисол келтиринг.
3. Қуйидаги тушунчалардан қайси бири микросистемага, қайси бири макросистемага тегишли: 1) атом массаси, 2) Молекуляр масса, 3) Молекула тезлиги, 4) Авогадро сони.

Микросистема: А) 1,2, Б) 2,3, С) 1,2,3 Д) 1,4 Е) 1,3,4

Макросистема: А) 1,2,3 Б) 2,4, С) 2,4, Д) 2,3,4 Е) 4

Мавзуга оид мустақил иш топшириқлари:

1. Молекуляр физика фани бўлимларини таҳлил қилинг.
2. Молекуляр физика фани бўлимлари орасидаги ўзоро қандай боғланишлар борлигини аниқланг.
3. Микроскопик ва макроскопик ҳоллар орасидаги фарқни таҳлил қилиб, уларнинг физик катталиклар билан ўзоро боғланишини аниқланг.
4. Молекула массасини ва ўлчамини аниқлаш усулини тушунтиринг.

Мавзуга оид адабиётлар:

1. Паул А. Типлер. Гене Мосса, Пҳйссисс фор ссиентисц анд енгинеерс. (with модерн пҳйссисс) W. Х. Фрееман анд Сомпанй • New Ёрк. 2016.

2. Карабайева М.А. Молекуляр физика. Т. Университет. 2014. 240 б.
3. Сивухин В.В. Умумий физика курси. Термодинамика ва молекуляр физика Т. 1984й. 526 б.
4. Хайриддинов Б “Молекуляр физика” Тошкент, 2004.
5. Қодиров О “Молекуляр физика” Тошкент, 2004.
6. Абдуллаев Р.М., Хамиджонов И, Карабаева М.А. «Молекуляр физика», Университет, Т. 2003.- 121 б.
7. Абдуллаев А. «Молекуляр физика» - Гулистон. 2012.- 95 б.

2-мавзу: **Статистик усул. Еҳтимоллар назариясидан элементар маълумотлар**

Асосий саволлар:

1. **Статистик усул** ва еҳтимоллар назариясидан элементар маълумотлар.
2. Еҳтимоллик назарияси ҳақида тарихий маълумотлар.
3. Еҳтимолнинг геометрик таърифи.

Мавзуга оид таянч тушунча ва иборалар: Еҳтимоллик, ишончлийлик, тасодифий ҳодисалар, лимит, еҳтимоллар зичлиги, нормаллаштириш еҳтимоллиги, дисперсия, статистик усул, еҳтимолларни қўшиш.

1- савол бўйича дарс мақсади: Талабаларга **статистик усул** ва еҳтимоллар назариясидан элементар маълумотлар бериш.

Идентив ўқув мақсадлари:

- 1.1 **Статистик усул** ва еҳтимоллар атамасини изоҳлай олади.
- 1.2. Еҳтимолларни қўшиш, айириш, кўпайтириш, бўлишни бажара олади.
- 1.3. Еҳтимолликни молекуляр физикага тадбиқ қила билади.

1- савол баёни: **Еҳтимоллар назариясидан элементар маълумотлар [2].** Еҳтимоллар назарияси “тасодифий тажрибалар”, яъни натижасини олдиндан айтиб бўлмайдиган тажрибалардаги қонуниятларни ўрганувчи математик фандир. Бунда шундай тажрибалар қараладики, уларни ўзгармас (яъни, бир хил) шартлар комплексида ҳеч бўлмаганда назарий равишда ихтиёрий сонда такрорлаш мумкин, деб ҳисобланади. Бундай тажрибалар ҳар бирининг натижаси *тасодифий ҳодиса* рўй беришидан иборатдир. Инсоният фаолиятининг деярли ҳамма соҳаларида шундай ҳолатлар мавжудки, у ёки бу тажрибаларни бир хил шароитда кўп матра такрорлаш мумкин бўлади. Еҳтимоллар назариясини синондан-синовга ўтишида натижалари турлича бўлган тажрибалар кизиқтиради. Бирор тажрибада рўй бериш ёки бермаслигини олдиндан айтиб бўлмайдиган ҳодисалар тасодифий ҳодисалар дейилади. Масалан, танга ташлаш тажрибасида ҳар бир ташлашга икки тасодифий ҳодиса мос келади: танганинг герб томони тушиши ёки танганинг рақам томони тушиши. Албатта, бу тажрибани бир марта такрорлашда шу икки тасодифий ҳодисалардан фақат биттасигина рўй беради. Тасодифий ҳодисаларни биз табиатда, жамиатда, илмий тажрибаларда, спорт ва қимор ўйинларида кузатишимиз мумкин.

Умумлаштириб айтиш мумкинки, тасодифият элементларисиз ривожланишни тасаввур қилиш қийиндир. Тасодифсиз умуман ҳаётнинг ва биологик турларнинг юзага келишини, инсоният тарихини, инсонларнинг ижодий фаолиятини, социал-иқтисодий тизимларнинг ривожланишини тасаввур етиб бўлмайди. Еҳтимоллар назарияси еса айнан мана шундай тасодифий боғлиқликларнинг математик моделини тузиш билан шуғулланади. Тасодифлар инсониятни доимо кизиқтириб келган.

Назорат саволлари:

1.1 Тасодифий катталик нима?

1.2. Статистик усул қандай усул?

2-савол бўйича дарс мақсади: Еҳтимоллар назариясининг тарихий ривожланиши тўғрисида маълумот берилади.

Идентив ўқув мақсадлари:

2.1. Еҳтимоллар назариясининг тарихий ривожланишини билади.

2.2. Тасодифий ҳодиса ва элементар ҳодисалар фазосини билади.

2- савол баёни: Еҳтимоллар назарияси “тасодифий тажрибалар”, яъни натижасини олдиндан айтиб бўлмайдиган тажрибалардаги қонуниятларни ўрганувчи математик фандир. Бунда шундай тажрибалар қараладики, уларни ўзгармас (яъни, бир хил) шартлар комплексида ҳеч бўлмаганда назарий равишда ихтиёрий сонда такрорлаш мумкин, деб ҳисобланади. Бундай тажрибалар ҳар бирининг натижаси *тасодифий ҳодиса* рўй беришидан иборатдир. Инсоният фаолиятининг деярли ҳамма соҳаларида шундай ҳолатлар мавжудки, у ёки бу тажрибаларни бир хил шароитда кўп марта такрорлаш мумкин бўлади. Еҳтимоллар назариясини синовдан-синовга ўтишида натижалари турлича бўлган тажрибалар қизиқтиради. Бирор тажрибада рўй бериш ёки бермаслигини олдиндан айтиб бўлмайдиган ҳодисалар тасодифий ҳодисалар дейилади. Масалан, танга ташлаш тажрибасида ҳар бир ташлашга икки тасодифий ҳодиса мос келади: танганинг герб томони тушиши ёки танганинг рақам томони тушиши. Албатта, бу тажрибани бир марта такрорлашда шу икки тасодифий ҳодисалардан фақат биттасигина рўй беради. Тасодифий ҳодисаларни биз табиатда, жамиятда, илмий тажрибаларда, спорт ва қимор ўйинларида кузатишимиз мумкин.

Умумлаштириб айтиш мумкинки, тасодифият элементларисиз ривожланишни тасаввур қилиш қийиндир. Тасодифсиз умуман ҳаётнинг ва биологик турларнинг юзага келишини, инсоният тарихини, инсонларнинг ижодий фаолиятини, социал-иқтисодий тизимларнинг ривожланишини тасаввур етиб бўлмайди. Еҳтимоллар назарияси еса айнан мана шундай тасодифий боғлиқликларнинг математик моделини тузиш билан шуғулланади. Тасодифлар инсониятни доимо қизиқтириб келган. Шу сабабли еҳтимоллар назарияси бошқа математик фанлар каби амалиёт талабларига мос равишда ривожланган. Еҳтимоллар назарияси бошқа математик фанлардан фарқли ўлароқ нисбатан қисқа, аммо ўта шижоатлик ривожланиш тарихига ега. Енди қисқача тарихий маълумотларни келтирамиз. Оммавий тасодифий ҳодисаларга мос масалаларни систематик равишда ўрганиш ва уларга мос математик аппаратнинг юзага келиши ХВИИ асрга тўғри келади. ХВИИ аср бошида, машҳур физик Галилей физик ўлчашлардаги хатоликларни тасодифий деб ҳисоблаб, уларни илмий тадқиқот қилишга уринган. Шу даврларда касалланиш, ўлиш, бахциз ҳодисалар статистикаси ва шу каби оммавий тасодифий ҳодисалардаги қонуниятларни таҳлил қилишга асосланган суғурталанишнинг умумий назариясини яратишга ҳам уринишлар бўлган. Аммо, еҳтимоллар назарияси математик илм сифатида мураккаб тасодифий жараёнларни ўрганишдан емас, балки энг содда қимор ўйинларини таҳлил қилиш натижасида юзага кела бошлаган. Шу боисдан еҳтимоллар назариясининг пайдо бўлиши ХВИИ аср иккинчи ярмига мос келади ва у Паскал (1623-1662), Ферма (1601-1665) ва Гюйгенс (1629-1695) каби олимларнинг қимор ўйинларини назариясидаги тадқиқотлари билан боғлиқдир.

Еҳтимоллар назарияси ривождаги катта қадам Яков Бернулли (1654-1705) илмий изланишлари билан боғлиқдир. Унга, еҳтимоллар назариясининг энг муҳим қонуният, деб ҳисобланувчи “катта сонлар қонуни” тегишлидир. Еҳтимоллар назарияси ривождаги яна бир муҳим қадам де Муавр (1667-1754) номи билан боғлиқдир. Бу олим томонидан нормал қонун (ёки нормал тақсимот) деб аталувчи муҳим қонуният мавжудлиги содда ҳолда асосланиб берилди. Кейинчалик, маълум бўлдики, бу қонуният ҳам, еҳтимоллар назариясида муҳим роль ўйнаган экан. Бу қонуният мавжудлигини асословчи теоремалар “марказий лимит теоремалар” деб аталади. Еҳтимоллар назарияси ривожланишида катта ҳисса машҳур математик Лапласга (1749-1827) ҳам тегишлидир. У биринчи бўлиб еҳтимоллар назарияси асосларини қатъий ва систематик равишда таърифлади, марказий лимит теоремасининг бир формасини исботлади (Муавр-Лаплас теоремаси) ва еҳтимоллар назариясининг бир неча тадбиқларини келтирди. Еҳтимоллар назарияси ривождаги етарлича даражада олдинга силжиш Гаусс (1777-1855) номи билан боғлиқдир. У нормал қонуниятга янада умумий асос берди ва тажрибадан олинган сонли маълумотларни қайта ишлашнинг муҳим усули – “кичик квадратлар усули”ни яратди. Пуассон (1781-1840) катта сонлар қонунини умумлаштирди ва еҳтимоллар назариясини ўқ узиш масалаларига қўллади. Унинг номи билан еҳтимоллар назариясида катта роль ўйнаган тақсимот қонуни номлангандир. ХВИИ ва ХИХ асрлар учун еҳтимоллар назариясининг кескин ривожланиши ва у билан ҳар томонлама қизиқиш характерлидир.

Дастлаб еҳтимоллар назариясининг асосий тушунчаларидан бири “тасодифий ҳодиса” тушунчасини келтирамиз. Натижасини олдиндан айтиб бўлмайдиган тажриба ўтказилаётган бўлсин. Бундай тажрибалар еҳтимоллар назариясида **тасодифий** деб аталади. *Тасодифий ҳодиса* (ёки ҳодиса) деб, тасодифий тажриба натижасида рўй бериши олдиндан аниқ бўлмаган ҳодисага айтилади. Ҳодисалар, одатда, латин алифбосининг бош ҳарфлари А, В, С, ...лар билан белгиланади. Тажрибанинг ҳар қандай натижаси *элементар ҳодиса* дейилади ва ω орқали белгиланади. Тажрибанинг натижасида рўй бериши мумкин бўлган барча элементар ҳодисалар тўплами *элементар ҳодисалар фазоси* дейилади ва Ω орқали белгиланади.

1-мисол. Тажриба номерланган куб (ўйин соққаси)ни ташлашдан иборат бўлсин. У ҳолда тажриба 6 элементар ҳодисадан ҳодисалар $\omega_1, \omega_2, \omega_3, \omega_4, \omega_5, \omega_6$ лардан иборат бўлади. ω_i ҳодиса тажриба натижасида i ($i = 1, 2, 3, 4, 5, 6$) очко тушишини билдиради. Бунда элементар ҳодисалар фазоси: $\Omega = \{1, 2, 3, 4, 5, 6\}$. Тажриба натижасида албатта рўй берадиган ҳодисага *муқаррар ҳодиса* дейилади. Элементар ҳодисалар фазоси муқаррар ҳодисага мисол бўла олади. Аксинча, умуман рўй бермайдиган ҳодисага мумкин бўлмаган ҳодиса дейилади ва у \emptyset орқали белгиланади.

1-мисолда келтирилган тажриба учун қуйидаги ҳодисаларни киритамиз:

$A = \{5 \text{ рақам тушиши}\};$

$B = \{\text{жуфт рақам тушиши}\};$

$C = \{7 \text{ рақам тушиши}\};$

$D = \{\text{бутун рақам тушиши}\};$

бу йерда А ва В ҳодисалар тасодифий, С ҳодиса мумкин бўлмаган ва D ҳодиса муқаррар ҳодисалар бўлади.

Назорат саволлари:

2.1. Қандай ҳодисаларга тасодифий ҳодисалар дейилади?

2.2.Еҳтимоллар назариясида синаш деб нимага айтилади?

3-савол бўйича дарс мақсади: Талабаларга еҳтимолнинг геометрик таърифи тўғрисида элементар маълумотлар берилади.

Идентив ўқув мақсадлари:

3.1.Еҳтимолнинг классик таърифини билади.

3.2 Еҳтимолнинг геометрик таърифи тушинади.

3- савол баёни:Еҳтимолнинг геометрик таърифи.Еҳтимолнинг классик таърифига кўра Ω - элементар ҳодисалар фазоси чекли бўлгандагина ҳисоблашимиз мумкин. Агар Ω чексиз тенг имкониятли элементар ҳодисалардан ташкил топган бўлса, геометрик еҳтимолликдан фойдаланамиз.

Ўлчовли бирор G соҳа берилган бўлиб, у D соҳани ўз ичига олсин. G соҳага таваккалига ташланган X нуқтани D соҳага тушиши еҳтимоллигини ҳисоблаш масаласини кўрамиз. Бу йерда X нуқтанинг G соҳага тушиши муқаррар ва D соҳага тушиши тасодифий ҳодиса



3-расм.

бўлади. $A = \{X \in D\}$ - X нуқтанинг D соҳага тушиши ҳодисаси бўлсин. A ҳодисанинг геометрик еҳтимоллиги деб, D соҳа ўлчовини G соҳа ўлчовига нисбатига айтилади, яъни

$$P(A) = \frac{mes\{D\}}{mes\{G\}},$$

бу йерда *мес* орқали узунлик, юза, ҳажм белгиланган. Маълумки газ молекулалари тартибсиз ҳаракатида улар турли тезликга ега.Улар тезлигини ўртача қийматини аниқлашда биз еҳтимоллар назарияси деб аталадиган назариядан фойдаланамиз. Еҳтимоллар назариясида еҳтимоллик тушунчасидир. Натижасини олдиндан айтиб бўлмайдиган ҳодисалар-тасодифий ҳодисалар дейилади.Тасодифий ҳодисалар натижасини олдиндан баҳолаш учун еҳтимоллик тушунчаси ишлатилади.Масалан:Танга ташлашда, танга отилилади, уни герб томонини тушуши тасодифий ҳодисадир. Герб томони тушуши ҳам, рақам томони ҳам тушуши мумкин. Лекин биз танга ташлашлар сонини кўпайтирсак унда шу ташлашларнинг деярли ярмида герб ва ярмида рақам томони тушушини кузатасиз.

Воқеани еҳтимоллиги деб, кутилган воқеа юз берган тажрибалар умумий сонини тажрибаларни умумий сонининг (n) нисбатини тажрибалар сони (m) чексиз ортгандаги лимитига айтилади.

$$W = \lim_{m \rightarrow \infty} \frac{n}{m} \quad (1)$$

n -кутилган воқеа юз берган тажрибалар умумий сони, m - тажрибаларни умумий сони.Тажриба ўтказиб кўриш мумкинки танга ташлаш мисолида герб томони

тушиш еҳтимоли $W_1=1/2$ бўлади. Рақам томони тушиш еҳтимоли ҳам $W_2=1/2$ га тенг бўлади.

$$W_1 + W_2 = 1/2 + 1/2 = 1$$

бўлади. Бу ҳодисани тенг еҳтимоллик ҳодисаси дейилади. Агар $W=1$ бўлса, муқаррар ҳодиса, агар $W=0$ бўлса, умуман бўлмайдиган ҳодиса дейилади.

$$0 \leq W \leq 1 \quad (2)$$

каби бўлади. Яна бир мисол: Куб шаклидаги V ҳажмли идишни V^1 ҳажмда газ молекуласи бўлиш еҳтимоллигини кўрайлик. Молекуласи V^1 ҳажм бўлиш еҳтимоли $W = V^1 / V$ бўлар экан. $V^1 \rightarrow V$ интилганда, $W \rightarrow 1$ интилади. Еҳтимоллик термини, фақат тасодифий воқеалар ҳақида гап кетган вақтда, яъни бирор сабабга кўра амалга ошириш шароитлари ноъмалум бўлган ва шунинг учун ишонч билан аввалдан айтиш мумкин бўлмаган воқеалар ҳақида гап кетганида фойдаланамиз. Воқеанинг еҳтимоллиги деб, воқеа амалга ошадиган тажрибалар сонининг тажрибаларининг умумий сонига нисбатининг тажрибалар сони чексиз ортиб борганидаги лимитига айтилади.

$$P(A) = \lim_{N \rightarrow \infty} \frac{N_A}{N}. \quad (3)$$

бу йерда N та кузатишдан N_A тасида бизни қизиқтирадиган ҳодиса амалга ошсин, у ҳолда бу ҳодисанинг $P(A)$ еҳтимоллиги (1) формула билан ифодаланади. Икки еҳтимолликнинг йиғиндиси бирга тенг. Бу воқеанинг бўлиши муқаррар дегани ва унинг қиймати бирга тенг бўлган еҳтимоллик ёки ишончлийликдир. Аксинча, бирор воқеанинг бўлиши мумкин бўлмаса, бу воқеанинг еҳтимоллиги нолга тенг бўлади. Мисол тариқасида олти қиррали кубнинг томонларига мос равишда 1,2,3,4,5,6 сонлари ёзилган бўлсин. N марта куб ташланганда кубнинг юзасида ҳоҳлаган сон ҳосил бўлади. $\frac{N}{6}$ дан бир ҳолатда 1 рақами ҳосил бўлади. $N_1 = \frac{N}{6}$ ва

унинг еҳтимоллиги $P(1) = \frac{1}{6}$ га тенг. Худди шундай усул билан 2 ёки 3 рақами

еҳтимоллиги ҳисобланади. $P(1) = P(2) = P(3) = P(4) = P(5) = P(6) = \frac{1}{6}$.

Еҳтимоллик зичлиги $f(x,y,z) = \lim_{\Delta V_i \rightarrow 0} \frac{P(\Delta V_i)}{\Delta V_i} = \lim_{\substack{\Delta V_i \rightarrow 0 \\ N \rightarrow \infty}} \frac{N_i}{\Delta V_i N}, \quad (4)$

бу йерда $x,y,z - \Delta V_i$ кичик ҳажмдаги нуқта координатаси. Шундай қилиб кичик ҳажмда молекуланинг бўлиш еҳтимоллиги масса зичлиги орқали аниқланади:

$$\rho = \lim_{\Delta V_i \rightarrow 0} \frac{\Delta m}{\Delta V}.$$

Агар N_0 кузатишлар сони маълум бўлса, унда dV ҳажм атрофидаги x,y,z нуқталарда

молекуланинг бўлиш еҳтимоллиги $dN = N_0 f(x,y,z) dV = N_0 f(x,y,z) dx dy dz$

орқали ифода қилинади. Чегараланган V_1 ҳажмда молекуланинг бўлиш еҳтимоллиги

$$N(V_1) = N_0 \int_{V_1} f(x,y,z) dx dy dz,$$

га мос келади. Бундан $P(V_1)$ еҳтимоллик $P(V_1) = \frac{N(V_1)}{N_0} = \int_{V_1} f(x, y, z) dx dy dz$. Агар $V_1 \rightarrow \infty$ бўлса, N_0 га тенг бўлади $N(V_1 \rightarrow \infty) = N_0$;

$$P(V_1 \rightarrow \infty) = \frac{N(V_1 \rightarrow \infty)}{N_0} = 1 = \int_{V_1 \rightarrow \infty} f(x, y, z) dx dy dz; \quad \int_{V_1 \rightarrow \infty} f(x, y, z) dx dy dz = 1 \quad (5)$$

шарт келиб чиқади, бу шартни еҳтимол зичлигини нормаллаштириш шarti деб аталади. Агар молекула берк соҳада V ҳажмда бўлса, унда нормаллаштириш шarti $\int_v f dV = 1$.

Агар идиш маълум температурада бўлса, инерциал системада (тортиш майдони йўқ), еҳтимолли зичлик доимий $f_0 = const$. Унинг қиймати нормаллаштириш шartидан топилади. $\int_v f_0 dV = f_0 \int_v dV = f_0 V = 1$. Бунда еҳтимолли зичлик $f_0 = \frac{1}{V}$.

Агар V_1 ҳажм V ҳажм ичида жойлашган бўлсин, N_0 кузатишда молекуланинг бўлиш еҳтимоллиги $N(V_1) = N_0 \int_{V_1} f_0 dV = N_0 \frac{1}{V} \int_{V_1} dV = \frac{N_0 V_1}{V}$, бўлади.

$$P(V_1) = [N(V_1) / N_0] = V_1 / V.$$

Назорат саволлари:

- 3.1. Тасодифий ҳодисанинг еҳтимоллиги қандай топилади?
- 3.2. Еҳтимолларнинг геометрик таърифи қандай?
- 3.4. Еҳтимоллар зичлиги қандай ҳисобланади?
- 3.5. Нормаллаштириш шarti қачон қўлланилади?

Мавзуга оид мустақил иш топшириқлари:

1.1-масала ва 2-масалани тажрибада синсаб кўринг, таҳлил қилинг.

Мавзуга оид адабиётлар:

1. Паул А. Типлер. Гене Мосса, Пҳйсисс фор ссиентисц анд енгийнeерс. (with модерн пҳйсисс) W. Ҳ. Фрееман анд Сомпанй • New Ёрк. 2016.
2. Карабайева М.А. Молекуляр физика. Т. Университет. 2014. 240 б.
3. Сивухин В.В. Умумий физика курси. Термодинамика ва молекуляр физика Т. 1984й. 526 б.
4. Хайриддинов Б “Молекуляр физика” Тошкент, 2004.
5. Қодиров О “Молекуляр физика” Тошкент, 2004.
6. Абдуллаев Р.М., Хамиджонов И, Карабаева М.А. «Молекуляр физика», Университет, Т. 2003.- 121 б.
7. Абдуллаев А. «Молекуляр физика» - Гулистон. 2012.- 95 б.

3-мавзу. Еҳтимоллик устида бажараладиган амаллар.

Асосий саволлар:

1. Еҳтимоллик устида амаллар.

2. Таксимот функцияси.

Мавзуга оид таянч тушунча ва иборалар:

Еҳтимоллик, ишончлийлик, тасодифий ҳодисалар, лимит, еҳтимоллар зичлиги, тенг еҳтимоллик, нормаллаштириш еҳтимоллиги, дисперсия, таксимот функцияси.

1- савол бўйича дарс мақсади: Еҳтимоллик устида математик амалларни бажариш бўйича тушунча бериш.

Идентив ўқув мақсадлари:

1.1. Еҳтимоллар устида математик амалларни бажаришни олади.

1.2. Бир-бирини истесно қилувчи икки ҳодисани қўшишни билади.

1.3. Еҳтимолликнинг нормаллаштириш шартини билади.

1.4. Шартли еҳтимоллик тўғрисида фикр юрита олади.

1.5. Боғлиқ бўлмаган ҳодисалар устида математик амаллар бажара олади.

1- савол баёни: Еҳтимолликларни қўшиш [1]. Иккита ҳодисани еҳтимоллиги устида ҳудди сонларга ўхшаб амаллар бажариш мумкин. Лекин бу ерда ўзини қоидалари бор.

Бирини бўлиши иккинчисини аниқ бўлмаслигига олиб келадиган ҳодисаларга бир-бирини *истесно қилувчи ҳодисалар* дейилди. Масалан: герб тушиши, рақам тушишини истесно қилади (герб тушса албатта рақам томони тушмайди). Бир-бирини истесно қилувчи ҳодисаларни еҳтимоллиги, уларни еҳтимолликларини йиғиндисига тенг.

$$W = W_1 + W_2 + W_3 + W_4 + \dots + W_n \quad (1)$$

Бу фикрни бир-бирини истесно қилмайдиган ҳодисалар учун айтиш мумкин эмас.

Еҳтимолликларни кўпайтириш. Еҳтимолликларни кўпайтириш 2 ёки ундан кўп биргаликда рўй бериши мумкин бўлган, бир-бири боғлиқ бўлмаган мураккаб воқеанинг еҳтимоллигини аниқлашда керак бўлади. Бир-бирига боғлиқ бўлмаган иккита (еркли) ҳодисалардан рўй бериш еҳтимоллиги уларнинг алоҳида еҳтимолликларига кўпайтириш керак,

$$W_{1,2} = W_1 * W_2. \quad (2)$$

Еркли ҳодисалар бирини бўлиши иккинчисини боғлиқ эмас.

Еҳтимоллик ва ўртача қиймат

Масалан молекулани ўртача тезлиги каби катталикларни топишда ишлатилади. Фараз қилайлик системанинг ихтиёрий қисмига тегишли **a** катталиқни аниқлаш керак бўлсин. Биз буни аниқлаш учун системани турли қисмларида тажрибалар олиб боришимиз керак. Тажрибаларнинг умумий сони **N** бўлсин. Агар **N** тажрибадан **N₁** тасида **a=a₁**, **N₂** тасида **a=a₂** ва ҳаз. Қийматларни қабул қилсин. Унда унинг ўртача қиймати қуйидагича топилади:

$$\bar{a} = \frac{N_1 a_1 + N_2 a_2 + \dots}{N_1 + N_2 + N_3 + \dots} = \frac{\sum N_i a_i}{\sum N_i}, \quad (3)$$

$$\sum_i N_i = N \cdot$$

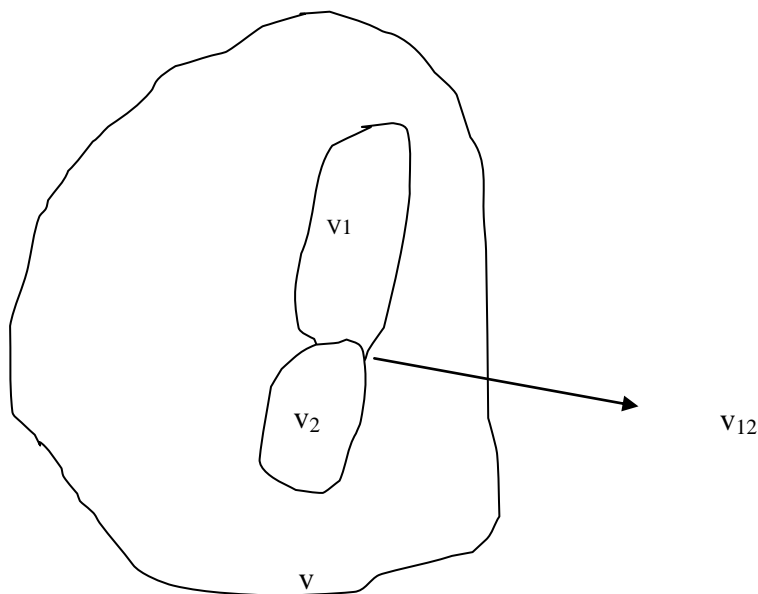
$$\bar{a} = \frac{N_1}{N} a_1 + \frac{N_2}{N} a_2 + \dots = \sum \frac{N_i}{N} a_i \quad (4)$$

N₁/N-бу **a** катталиқни **a₁** қийматда олиниш еҳтимоллиги еди. Демак шундай қилиб,

$$\bar{a} = W_1 a_1 + W_2 a_2 + \dots = \sum W_i a_i \quad (5)$$

екан. Тақсимот еҳтимолликларни қўшиш. Икки ҳодисани еҳтимоллиги устида ҳудди сонларга ўхшаб амаллар бажариш мумкин. Лекин бунда ўзининг қоидалари бор. Бир ҳодисани бўлиши, иккинч ҳодисани аниқ бўлмаслигига олиб келадиган ҳодисаларга, бир-бирини *истесно қилувчи ҳодисалар* дейилди. Масалан: тангани

ташлаш масаласини қарайлик, герб тушиши, рақам тушишини истисно қилади (герб тушса албатта рақам томони тушмайди).



4-расм.

Бир-бирини истесно қилувчи ҳодисаларни еҳтимоллиги, уларни еҳтимолликларини йиғиндисига тенг.

$$W = W_1 + W_2 + W_3 + W_4 + \dots + W_n \quad (1\text{ъ})$$

Бу фикрни бир-бирини истесно қилмайдиган ҳодисалар учун айтиш ўринли эмас. Бир-бирини истесно қилувчи икки ҳодиса берилган бўлсин, уларни қўшиш билан танишиб чиқайлик. 4-расмда берилганидек в ҳажмнинг ичида, бир-бирини кесмайдиган v_1 ва v_2 икки ҳажм берилган. Молекуланинг v_1 ва v_2 да бўлиш еҳтимоллиги:

$$W(v_1 + v_2) = \frac{v_1 + v_2}{v} = \frac{v_1}{v} + \frac{v_2}{v} = W(v_1) + W(v_2), \quad (1\text{ъ})$$

$$W(A + B) = W(A) + W(B), \quad (1\text{ъъ})$$

бўладиган ҳодисанинг сони. **Еҳтимолликнинг нормаллаштириш шarti.** Агар W_1, W_2, W_3 ва ҳ.к. бир-бирини истесно қилувчи бир неча воқеаларнинг еҳтимоллиги бўлса, бу воқеалардан биронтасининг амалга ошиш еҳтимоллиги бу барча воқеаларнинг еҳтимоллар йиғиндисига тенг:

$$N_1 + N_2 + N_3 + \dots + N_n = \sum_{i=1}^n N_i = N. \quad (6)$$

Кузатишнинг умумий сони N га тенг бўлганлиги, учун $\sum_{i=1}^n \frac{N_i}{N} = \sum_{i=1}^n W_i = 1$, бўлади.

$$\text{Бундан, } W_i = \frac{N_i}{N} - i \text{ ҳодисанинг еҳтимоллиги. } \sum_{i=1}^n W_i = 1, \quad (7)$$

формула еҳтимолликнинг нормаллаштириш шarti деб аталади. **Умумий ҳолда еҳтимолликни қўшиш.** А ва Б ҳодиса бир вақтда содир бўлиш мумкин бўлсин. Унда (2) формуланинг кўриниши ўзгаради. Умумий ҳодисалар сони N та, N_A - А бўладиган ҳодисанинг сони, N_B - В бўладиган ҳодисанинг сони. Буларнинг ичида шундай ҳодисалар ҳам бўладики, А ва Б ҳодисалар бир вақт ичида иштирок этади, уни N_{AB} билан белгилайлик. Умумий ҳодисалар $N_{A+B} = N_A + N_B - N_{AB}$, бу тенгликни N га бўлсак

$$W(A+B) = W(A) + W(B) - W(AB), \quad (8)$$

бундан
$$W(AB) = N_{AB} / N. \quad (9)$$

А ва Б нинг бўлиш еҳтимоллиги $W(AB) = 0$ бўлса, унда $W(A+B) = W(A) + W(B) - W(AB)$ бўлади. v_1 ва v_2 бир-бирини кесишади (4-расм),

$$W(v_1 + v_2) = \frac{v_1 + v_2 - v_{12}}{v} = \frac{v_1}{v} + \frac{v_2}{v} - \frac{v_{12}}{v} = W(v_1) + W(v_2) - W(v_{12}), \quad (10)$$

бунда $P(B_{12}) = v_{12}/v$ -кесишган ҳажимлар соҳасида зарраинг бўлиш еҳтимоллиги. **Шартли еҳтимоллик.** Умумий ҳодисалардан Б та ҳодиса содир бўлсин, N_B ва бу умумий сондан N_{AB} ҳолда А ҳодиса юз берса, унда $W(A/B) = N_{AB} / N_B$, (12)

$$W(A/B) = \frac{N_{AB} / N}{N_B / N} = \frac{W(AB)}{W(B)}, \quad (13)$$

$$W(AB) = W(B)W(A/B) = W(A)W(B/A), \quad (14)$$

шаклида ёзиш мумкин. (14) формула еҳтимолликни кўпайтириш формуласи деб аталади.

Боғлиқ бўлмаган ҳодисалар. Енди учта А, Б, С ҳодисалар берилган бўлсин,

$$W(ABC) = W(AB)W(C/AB) = W(A)W(B/A)W(C/AB), \quad (15)$$

бир-бирига боғлиқ бўлмаган ҳодисалар учун $W(ABC) = W(A)W(B)W(C)$ бўлади.

$$W(AB) = W(A)W(B). \quad (16)$$

Молекуляр физика қонунларининг ҳамма вақт еҳтимоллик характерида бўлишини биз биламиз, бироқ бунда уларнинг аниқлиги йўқолмайди. Танга ташлаш мисолида тажриба ўтказиб кўрайлик, герб томони тушиш еҳтимоли $W_1 = 1/2$ бўлади, рақам томони тушиш еҳтимоли ҳам $W_2 = 1/2$ га тенг бўлади. $W_1 + W_2 = 1/2 + 1/2 = 1$ бўлади. Бундай ҳодисани тенг еҳтимолли ҳодисаси дейилади. Агар $W = 1$ бўлса, унда ҳодиса муқаррар бўлади, агар $W = 0$ бўлса, умуман ҳодиса бўлмайди. $0 \leq W \leq 1$. (17)

Еҳтимолликларни кўпайтириш. Икки ёки ундан кўп ҳодисалар биргаликда рўй бериши мумкин бўлсин, бунда бир-бирига боғлиқ бўлмаган мураккаб воқеанинг еҳтимоллигини аниқлаш керак бўлади. Бир-бирига боғлиқ бўлмаган иккита (еркли) ҳодисаларнинг рўй бериш еҳтимоллиги, уларнинг алоҳида еҳтимоллигини кўпайтириш билан аниқланади.

$$W_{1,2} = W_1 * W_2, \quad (18)$$

Еркили ҳодисаларда бирини бўлиши, иккинчисини боғлиқ емас. **Еҳтимолли ва ўртача қиймат.** Масалан молекулани ўртача тезлиги каби катталикни топишда ишлатиладиган еҳтимоллини кўриб чиқайлик. Фараз қилайлик системанинг ихтиёрий қисмига тегишли а катталикни аниқлаш керак бўлсин. Биз буни аниқлаш учун системани турли қисмларида тажрибалар олиб боришимиз керак. Тажрибаларнинг умумий сони N бўлсин. Агар N тажрибадан N_1 тасида $a = a_1$, N_2 тасида $a = a_2$ бўлган қийматларни қабул қилсин. Унда унинг ўртача қиймати қуйидагича топилади.

$$\bar{a} = \frac{N_1 a_1 + N_2 a_2 + \dots}{N_1 + N_2 + N_3 + \dots} = \frac{\sum N_i a_i}{\sum N_i} \quad (19)$$

$\sum_i N_i = N$ бўлсин.

$$\bar{a} = \frac{N_1}{N} a_1 + \frac{N_2}{N} a_2 + \dots = \sum \frac{N_i}{N} a_i \quad (20)$$

N_1/N - бу а катталикни a_1 қийматда олиниш еҳтимоллиги еди. Демак, шундай қилиб,

$$\bar{a} = W_1 a_1 + W_2 a_2 + \dots = \sum W_i a_i \quad (21)$$

бўлар экан.

Назорат саволлари:

1. Бир-бирини истесно қилувчи иккита ҳодисани қўшиш формуласини ёзинг.

2. Еҳтимолликнинг нормаллаштириш шартини кўрсатинг?

3. Шартли еҳтимоллик қандай бўлади?

4. Боғлиқ бўлмаган ҳодисалар устида математик қўшиш амалини қандай бажарилади?

2- савол бўйича дарс мақсади: Талабаларга тақсимот функцияси ҳақида тушунча бериш.

Идентив ўқув мақсадлари:

2.1. Тақсимот функциясини билади.

2.2. Ўлчанадиган катталикларнинг ўртача қийматини ҳисоблай олади.

2- савол баёни: Молекулани ўртача тезлигини аниқлаш масаласини қараб чиқайлик. Газларда турли ҳил тезликдаги (0 дан ∞ гача) бўлган молекулалар бўлади. Тезликлари v ва $v + \Delta v$ ораликдаги тезликлар интервалида, молекулалар сони Δn ни топиш талаб қилинсин.

$$\Delta n = a \Delta v, \quad (22)$$

молекулалар сони Δn , в тезликнинг ўзига ҳам боғлиқ бўлиши мумкин бўлади, чунки молекулаларни турли тезликлар ажратадиган сони турлича. (Масалан; 90-91 ёшдаги одамлар сони, 30-31 ёшдаги одамлар сонидан фарқ қилади).

$$a = f(v); \quad (23)$$

$$\Delta n = n f(v) \Delta v,$$

буни

$$\Delta n / n = f(v) \Delta v, \quad (24)$$

кўринишида ёзамиз. Бунда $f(v)$ ҳад **тақсимот функцияси** деб юритилади. Лимитга ўцак,

$$\frac{dn}{n} = f(v) dv \quad (25)$$

бўлади. Агар $dv=1$ десак $f(v)=d(n)/n$ бўлади.

Назорат саволлари:

2.1. Тасодифий ҳодисаларнинг молекулалар сони қандай топилади?

2.2. Ўлчанадиган катталикнинг ўртача қиймати қандай аниқланади?

2.4. Тақсимот функцияси қандай ҳисобланади?

2.5. Нормаллаштириш шарти қачон қўлланилади?

Мавзуга оид мустақил иш топшириқлари:

1.1-масала ва 2-масалани тажрибада синсаб кўринг, таҳлил қилинг.

Мавзуга оид адабиётлар:

1. Паул А. Типлер. Гене Мосса, Пҳйсисс фор ссиентисц анд енгинеерс. (витҳ модерн пҳйсисс) W. X. Фрееман анд Сомпанй • Нью Ёрк. 2016.

2. Карабайева М.А. Молекуляр физика. Т. Университет. 2014. 240 б.

3. Сивухин В.В. Умумий физика курси. Термодинамика ва молекуляр физика Т. 1984й. 526 б.

4. Хайриддинов Б “Молекуляр физика” Тошкент, 2004.

5.Қодиров О “Молекуляр физиа” Тошкент , 2004.

6.Абдуллаев Р.М., Хамиджонов И, Карабаева М.А. «Молекуляр физика», Университет, Т. 2003.- 121 б.

7.Абдуллаев А. «Молекуляр физика» -Гулистон.2012.- 95 б.

4-мавзу. Гаусс тақсимоти.

Асосий саволлар:

1. Гаусс тақсимоти. Дискрет тасодифий катталикларнинг ўртача қиймати қиймати.

2. Биномал, Пуассон тақсимоти.

Мавзуга оид таянч тушунча ва иборалар: Гаусс тақсимоти, система, ўртача қиймат, дискрет, дисперсия, тақсимот функцияси, статистик тизим, микроканоник ансамбл, ергодик гипотеза, биномал тақсимот.

1- савол бўйича дарс мақсади: Талабаларга Гаусс тақсимот функцияси ҳақида ва дискрет тасодифий катталикларнинг ўртача қиймати ҳақида тушунча берилади.

Идентив ўқув мақсадлари:

1.1. Гаусс тақсимот функциясини билади.

1.2. Тасодифий катталикларнинг ўртача қиймати қийматини билади.

1.3. Ўлчанган катталикларнинг ўртача қийматини ҳисоблай олади.

1.4. x катталикларнинг еҳтимоллик зичлиги ҳисоблай олади.

1.5. Вақт бирлиги ичида узуликсиз ўзгарувчан тасодифий ходисалар учун дисперсияни билади.

1- савол баёни: Гаусс тақсимоти.Енди шундай ҳолни кўрайлик, $N \rightarrow \infty$ ва $\Delta \tau$ да $n \rightarrow \infty$ да бўсин, лекин $N \neq n$ ($\Delta \tau - B$) унда биномиал тақсимот функцияси:

$$W(n) = \frac{1}{\sqrt{2\pi D}} e^{-(n-\langle n \rangle)^2 / (2D)} \quad (1)$$

кўринишига келтириш мумкин бўлади.Бу **Гаусс тақсимоти** деб юритилади.Бунда $D = \langle (n_i - \bar{n}_i)^2 \rangle$ бўлиб дисперсия деб юрутилади.Олинган натижаларни кўпчилиги статистик физикадаги масалаларни ечиш имконини беради.Агар тасодифий x катталик бир қатор қийматлар қабул қилса $x_1, x_2, x_3, \dots, x_N$ ундаўртача қиймат қуйидагича аниқланади:

$$\langle x \rangle = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N x_i. \quad (5)$$

Агар узулуксиз ўзгарувчан катталикларнинг қиймати вақт ўтиши билан ўзгарса у ҳолда ўртача қиймат вақтга боғлиқ бўлади.Унинг қиймати t_0 дан t_1 гача берилса, ўртача қиймат қуйидаги формула орқали ҳисобланади:

$$\langle \varphi \rangle_t = \frac{1}{t_1 - t_0} \int_{t_0}^{t_1} \varphi(t) dt, \quad (6)$$

қавс ташқарисидаги индексда турган t вақт бўйича ўртача еканлигини ифода қилади. Узулуксиз ўзгарувчан катталикларнинг ўртача қиймати умумий ҳолда қуйидагича топилади

$$\langle x \rangle = \int_{-\infty}^{\infty} x f(x) dx, \quad (7)$$

бу йерда $f(x)$ – ўзгарувчан x катталикларнинг еҳтимоллик зичлиги деб аталади.**Дисперсия.** Ўзгарувчан катталикларнинг ўртача қийматдан четланиши,

дисперсия билан характерланади. Дисперсия ўртача миқдордан четлашиш квадратининг ўртача қиймати билан аниқланади.

$$\sigma^2 = \overline{X^2} - (\overline{X})^2 = \langle (x - \langle x \rangle)^2 \rangle = \langle [x^2 - 2x\langle x \rangle + (\langle x \rangle)^2] \rangle = \langle x^2 \rangle - (\langle x \rangle)^2. \quad (8)$$

1. Вақт бирлиги ичида дискрет ўзгарувчан тасодифий ҳодисалар учун дисперсия

$$\sigma^2 = \sum_j (x_j - \langle x \rangle)^2 P_j, \quad (9)$$

билан аниқланади.

2. Вақт бирлиги ичида узлуksиз ўзгарувчан тасодифий ҳодисалар учун дисперсия

$$\sigma^2 = \int_{-\infty}^{\infty} (x - \langle x \rangle)^2 f(x) dx. \quad (10)$$

орқали аниқланади. Статистик физикада энг муҳим катталиклардан бири еҳтимоллик тақсимот функцияси [1].

who received that score n_i , divided by N , that is, the probability equals f_i . Note that

$$\sum_i f_i = \sum_i \frac{n_i}{N} = \frac{1}{N} \sum_i n_i$$

and because $\sum_i n_i = N$,

$$\sum_i f_i = 1 \quad 17-25$$

DEFINITION: NORMALIZATION CONDITION

Equation 17-25 is called the **normalization condition** for fractional distributions.

To find the average score, we add all the scores and divide by N . Because each score s_i was obtained by $n_i = Nf_i$ students, this is equivalent to

$$s_{av} = \frac{1}{N} \sum_i n_i s_i = \sum_i s_i f_i \quad 17-26$$

Similarly, the average of any function $g(s)$ is defined by

$$g(s)_{av} = \frac{1}{N} \sum_i g(s_i) n_i = \sum_i g(s_i) f_i \quad 17-27$$

AVERAGE OF $g(s)$

In particular, the average of the square of the scores is

$$(s^2)_{av} = \frac{1}{N} \sum_i s_i^2 n_i = \sum_i s_i^2 f_i \quad 17-28$$

where $(s^2)_{av}$ is called the *mean square score* and the square root of $(s^2)_{av}$ is called the *root-mean-square score* s_{rms} :

$$s_{rms} = \sqrt{(s^2)_{av}} \quad 17-29$$

DEFINITION: ROOT MEAN SQUARE OF s

A possible distribution function is shown in Figure 17-14. For this distribution, the most probable score (obtained by the most students) is 16, the average score is 14.2, and the rms score is 14.9.

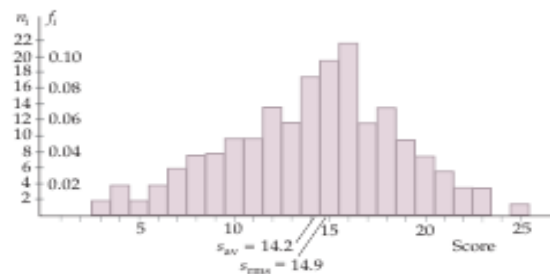


FIGURE 17-14 Grade distribution for a 25-point quiz given to 200 students. n_i is the number of students receiving grade s_i and $f_i = n_i/N$ is the fraction of students receiving grade s_i . The most probable score is 16.

5-расм.

Бу функция ўзгарувчан тасодифий x катталик x_0 дан кичик қийматлар қабул қилиш еҳтимоллигини кўрсатувч функциядир

$$P(x < x_0) = F(x_0) = \sum_{x_j < x_0} P_j. \quad (11)$$

Бу функция еҳтимоллар тақсимот функцияси дейилади ва узлуksиз ўзгарувчан катталик учун еҳтимоллар зичлиги орқали қуйидагича ифода қилинади

$$F(x_0) = \int_{-\infty}^{\infty} f(x) dx, \quad (12)$$

(8) дан $\phi(x)=d\Phi(x)/dx$ келиб чиқади. Исталган вақт бирлиги ичида ўзгарувчан катталикнинг ўртача қиймати еҳтимоллик тақсимот функцияси орқали қуйдаги кўринишда ёзилиши мумкин

$$\langle x \rangle = \int_{-\infty}^{\infty} x dF(x). \quad (13)$$

Гаусс тақсимоти мисолида қараб чиқайлик. Декарт координата системасида сакраб ҳаракатланувчи о нуқтанинг жуда кў сакрашдан сўнг унинг координаталарини аниқлаш еҳтимоллигини аниқлади

$$\phi(x^2) = Ae^{\pm\alpha x^2}; \quad \phi(y^2) = Ae^{\pm\alpha y^2}; \quad \phi(z^2) = Ae^{\pm\alpha z^2}. \quad (14)$$

Бу йерда A ва α катталиклар интеграллаш доимийси. Бундай еҳтимоллик тақсимот зичлигига Гаусс тақсимоти деб аталади. Еҳтимоллик тақсимот зичлигининг максимал қиймати $x=0$ бўлганда бўлади. Агар бу максимум $x=m$ да бўлса

$$f(x) = Be^{-\alpha(x-m)^2}. \quad (15)$$

$\int_{-\infty}^{\infty} e^{-x^2} dx = \sqrt{\pi}$. еканлигини ҳисобга олиб ва нормаллаштириш шартига асосан

$$1 = \int_{-\infty}^{\infty} f(x) dx = B \sqrt{\frac{\pi}{\alpha}}, \text{ бўлади шунга кўра: } \phi(x) = \left(\frac{\alpha}{\pi}\right)^{\frac{1}{2}} \exp[-\alpha(x-m)^2] \quad (16)$$

$$f(x) = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} \exp\left[-\frac{1}{2}\left(\frac{x-m}{\sigma}\right)^2\right]. \quad (17)$$

$$F(x) = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} \exp\left[-\frac{1}{2}\left(\frac{x-m}{\sigma}\right)^2\right] dx. \quad (18)$$

$$F(z) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^z e^{-\frac{z^2}{2}} dz; \quad z = (x-m)/\sigma. \quad (19)$$

Муҳим тақсимотлардан бири Гаусс томонидан киритилган бўлиб, унинг номи билан юритилади. Гаусс декарт координата системасида сакраб ҳаракатланувчи моддий нуқтанинг жуда кўп сакрашлардан кейин унинг координаталарини аниқлаш еҳтимоллигини ҳисоблаб, бу еҳтимоллик зичлиги $\Phi(z)$, z координата системасида $\phi(z^2) = Ae^{-\alpha z^2}$ еканлигини кўрсатди. Бу йерда A ва α лар

интеграллаш доимийлари. ($A = \frac{1}{2\pi\sqrt{\sigma}}$; $\alpha = \frac{1}{2\sigma^2}$; σ – дисперсия). Бундай

еҳтимоллик зичлиги тақсимотига Гаусс тақсимоти дейилади. Бу тақсимот орқали жуда кўпгина ўзгарувчан катталикларнинг ўзгариш қонуниятлари тушунтирилади. Гаусс тақсимоти функциясининг графиги унинг еҳтимоллик зичлиги ва бирор ўзгарувчан координата ўқи системасида ифодалаш мумкин. Худди шундай ифодаланган Гаусс тақсимотининг кўриниши -расмда келтирилган. Бу расмдан кўринадики, тақсимот функция графиги дисперсияга боғлиқ. Бунда ($\sigma = \langle n_i - \bar{n}_i \rangle$) бўлиб дисперсия деб юритилади.

Дисперсия қиймати қанча кичик бўлса, унинг кўриниши шунчалик тик бўлади ва дисперсия қийматининг ортиши билан бу тақсимот функцияси шунча ёуила боради.

Назорат саволлари:

- 1.1. Гаусс тақсимот функцияси қандай ифодаланади?
- 1.2. Гаусс тақсимотида дисперсия қандай аниқланади?
- 1.3. Нютон биноми тақсимотни ифодасини кўриниши қандай бўлади?

2- савол бўйича дарс мақсади: Талабаларга Биномал, Пуассон тақсимоти ҳақида маълумот берилади.

Идентив ўқув мақсадлари:

- 2.1. Биномал тақсимот тўғрисида фикр юрита олади.
- 2.2. Пуассон тақсимоти ҳақида маълумот бера олади.
- 2.3. Пуассон тақсимотини билади.
- 2.4. Биномал тақсимотни билади.

2- савол баёни: Биномал тақсимот. Фараз қилайлик V ҳажмли идишда N та молекулалар газ жойлашган бўлсин, шу ҳажмда $\Delta\tau$ ҳажм ажратайлик ва шу ҳажмда n та молекула бўлиб қолиш эҳтимолини топайлик. Енг содда ҳолни қараймиз, яни $N=2$ бўлсин.

Энди бу ҳолда бўлиши мумкин бўлган ҳодисаларни келтирайлик:

- 1) 1 ва 2 молекула $\Delta\tau$ ҳажм ичида :
- 2) 1-молекула $\Delta\tau$ ичида, 2-ташқарида;
- 3) 2-молекула $\Delta\tau$ ичида, 1-ташқарида;
- 4) иккила молекула ташқарида.

Энди уларни эҳтимолликларини топайлик, 1 молекуланинг $\Delta\tau$ да бўлиш эҳтимоллиги $W = \Delta\tau/V$ га тенг. Ундан ташқарида бўлиш эҳтимоллиги еса $1-W = 1 - \Delta\tau/V$ га тенг бўлади.

Унда юқоридаги 4 та ҳоллар учун эҳтимолликларини мос равишда қуйидагича

$$1) W_1 = \frac{\Delta\tau}{V} \frac{\Delta\tau}{V} = \left(\frac{\Delta\tau}{V}\right)^2 = W^2$$

йзиш мумкин бўлади: $2) W_2 = \frac{\Delta\tau}{V} \left(1 - \frac{\Delta\tau}{V}\right) = W(1-W)$. (19)

$$3) W_3 = \frac{\Delta\tau}{V} \left(1 - \frac{\Delta\tau}{V}\right) = W(1-W)$$

$$4) W_4 = \left(1 - \frac{\Delta\tau}{V}\right)^2 = (1-W)^2$$

$$W(2) = W_1 = W^2$$

Бундан $\Delta\tau$ да n та зарранинг бўлиш эҳтимоллиги: $W(1) = W_2 + W_3 = 2W(1-W)$

$$W(0) = W_4 = (1-W)^2$$

буни N_n лар учун умумлаштирсак $W(n) = \frac{N!}{n!(N-n)!} W^n (1-W)^{N-n}$, (20)

Бу тақсимотлар Нютон биномига ўхшаганлиги учун Биномиал тақсимот дейилади. Бунда W битта молекулани $\Delta\tau$ ҳажмда бўлиш эҳтимоллиги. Энди $N \rightarrow \infty$, $n \rightarrow 0$ интилган ҳолни қараймиз. Масалан: $N=10^{19}$: $n \rightarrow 1, 2, 3, \dots$ бўлсин. Унда Биномиал тақсимотини соддалаштириш мумкин экан. Стефан формуласи орқали $N! = 2\pi N^{N-1/2} e^{-N} \sqrt{N}$ ифодаласак.

Стефан дойимийси $W(n) = \frac{\left[N\left(\frac{\Delta\tau}{V}\right)\right]^n e^{-\langle n \rangle}}{n! e^{-n} e^n} = \frac{\langle n \rangle^n e^{-\langle n \rangle}}{n!}$ (21)

Бу тақсимот Пуассон тақсимоми дейилади. Бу ҳол $\Delta\tau$ да n та молекулалар бўлиб, қолиш еҳтимоли топиш учун ишлатилади, буни $\langle n \rangle$ ва $\Delta\tau$ даги молекулалар ўртача сони.

$\langle n \rangle = N(\Delta\tau/V)$ $\Delta\tau \rightarrow 0$ да ишлатиш мумкин.

Тизимни ўрганишда ансамбл усули статистик физикадаги муаммоларни таҳлил қилишда енг қулай усул ҳисобланади. Жуда кўп N сонли бир хил идиш олайлик, уларнинг ҳар бири бир хил V ҳажимга ега бўлсин. Ҳар бир идишда бир хил n сондаги ва бир хил заррачалар бўлсин. Бундай идишга статистик тизим деб аталади. Бир хил статистик тизимлар йиғиндисига статистик ансамбл деб аталади. Микроканоник ансамбл деб, бир хил изоласияланган (яккаланган) тизимдаги бир хил энергияли ҳолатга айтилади. Ансамбл усули статистик физикага 1902 йилда америкалик физик Гиббс томонидан киритилган. Исталган макроскопик тизим бир нечта микроскопик системалар ансамблидан иборат бўлади.

Ансамблнинг ўртачасини ҳисоблаш. Ансамблнинг ўртача қийматини ҳисоблаш билан танишиб чиқайлик. Статистик ансамбл тизимида жойлашган заррачаларнинг координатасини и индекс билан белгилайлик. Унда ўртач қиймат таърифига кўра

$$\langle x^2 \rangle_a = \frac{1}{N_a} \sum_{i=1}^{N_a} x_i^2. \quad (22)$$

$$\langle x^2 \rangle_a = \frac{1}{N_a} \sum_{j=1}^N N_{aj} x_j^2 = \sum_{j=1}^N P_j x_j^2. \quad (23)$$

Бўлади, бу йерда x_j – j ячекадаги координата, N_{aj} – ансамбл системасининг сони, P_j – заррачанинг ячекада болиш еҳтимоллиги.

Вақт бўйича ўртачани ҳисоблаш. Қаралаётган моделда заррачанинг координатаси $x(t)$ бир ячекадан иккинчисига сакраб ўцин, уҳолда вақт бўйича ўтачани ҳисоблашда қуйидаги ифодадан фойдаланамиз

$$\langle x^2 \rangle_t = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T x^2(t) dt. \quad (24)$$

$$\int_0^T x^2(t) dt = \sum_{i=1}^m x_i^2 \Delta t_i \quad (25)$$

$$\langle x^2 \rangle_t = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \sum_{j=1}^N T_j x_j^2 = \sum_j P_j x_j^2, \quad (26)$$

$$P_j = \lim_{T \rightarrow \infty} \left(\frac{T_j}{T} \right). \quad (27)$$

Шундай қилиб, макросистемалар ҳолатининг вақт бўйича ҳам, ансамбл бўйича ҳам ўзгариши тенг кучли бўлади. Бундай ҳолатга ергодик гипотеза деб аталади ва 1871-йилда Л.Болсман ва Пуассон томонидан айтилгани учун Болсман-Пуассон тақсимоми деб аталади.

$$P_j^* = P_j. \quad (28)$$

Бу ифодани бошқача қуйидагича ифодалаш мумкин $\langle x^2 \rangle_a = \langle x^2 \rangle_t$, (29)

Элементар комбинаторика формуласи. n буюмни n ўринга жойлашиш масаласини қараб чиқайлик,

$$(30) \quad n(n-1)(n-2)\dots 1 = n!,$$

$$P(n, n-m) = n! / (n-m)!, \quad (31)$$

$$C(n, m) = n! / (m!(n-m)!). \quad (32)$$

$$C(n, m) = \frac{n(n-1)(n-2)\dots[n-(m-1)]}{m!} = \frac{n!}{m!(n-m)!}, \quad (33)$$

$$P(V_1, m) = \frac{n!}{m!(n-m)!} p^m q^{n-m}. \quad (34)$$

Биномал тақсимотнинг қўлланилиш чегараси. $n \rightarrow \infty$ бўлганда,

$$P_n(m) = \frac{n!}{m!(n-m)!} p^m (1-p)^{n-m}$$

катталиқ чегарага интилади. Бунда иккита чегаравий ҳол

бўлиши мумкин: $n \rightarrow \infty$ бўлса, $p = \text{const}$ нормал тақсимот, $n \rightarrow \infty$; $np = \text{const}$ бўлса

Пуассон тақсимоти. **Пуассон тақсимоти.** $P(m) = \lim_{n \rightarrow \infty} P_n(m) = \frac{\langle m \rangle^m}{m!} e^{-\langle m \rangle} \quad (35)$

(35) формулага [2] Пуассон тақсимоти деб аталади.

Назорат саволлари:

1. Биномал тақсимотни тушунтиринг.
2. Пуассон тақсимотни тушунтиринг.

Мавзуга оид адабиётлар:

1. Паул А. Типлер. Гене Мосса, Пҳйсисс фор ссиентисц анд енгийнээрс. (витҳ модерн пҳйсисс) W. X. Фреман анд Сомпанй • Нью Ёрк. 2016.
2. Карабайева М.А. Молекуляр физика. Т. Университет. 2014. 240 б.
3. Сивухин В.В. Умумий физика курси. Термодинамика ва молекуляр физика Т. 1984й. 526 б.
4. Хайриддинов Б “Молекуляр физика” Тошкент, 2004.
5. Қодиров О “Молекуляр физика” Тошкент, 2004.
6. Абдуллаев Р.М., Хамиджонов И, Карабаева М.А. «Молекуляр физика», Университет, Т. 2003.- 121 б.
7. Абдуллаев А. «Молекуляр физика» - Гулистон. 2012.- 95 б.

Now consider the case of a continuous distribution, for example, the distribution of heights in a population. For any finite number N , the number of people who are *exactly* 2-m tall is zero. If we assume that height can be determined to any desired accuracy, there are an infinite number of possible heights, so the probability is zero that anybody has any one particular (exact) height. Therefore, we divide the heights into intervals Δh (for example, Δh might be 1 cm or 0.5 cm) and ask what fraction of people has heights that fall in any particular interval. For very large N , this number is proportional to the size of the interval, provided the interval is sufficiently small. We define the distribution function $f(h)$ as the fraction of the number of people with heights in the interval between h and $h + \Delta h$. Then for N people, $N f(h) \Delta h$ is the number of people whose height is between h and $h + \Delta h$. Figure 17-15 shows a possible height distribution.

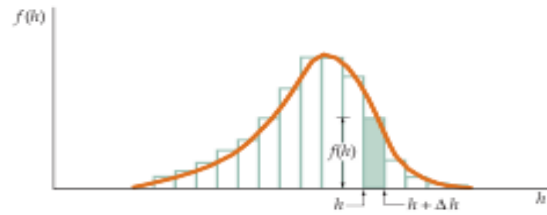


FIGURE 17-15 A possible height distribution function. The fraction of the number of heights between h and $h + \Delta h$ equals the shaded area $f(h) \Delta h$. The histogram can be approximated by a continuous curve as shown.

The fraction of people who have heights in a given interval Δh is the area $f(h) \Delta h$. If N is very large, we can choose Δh to be very small, and the histogram will approximate a continuous curve. We can therefore consider the distribution function $f(h)$ to be a continuous function, write the interval as dh , and replace the sums in Equations 17-25 through 17-28 by integrals:

$$\int f(h) dh = 1 \quad 17-30$$

NORMALIZATION CONDITION

$$h_{av} = \int h f(h) dh \quad 17-31$$

$$[g(h)]_{av} = \int g(h) f(h) dh \quad 17-32$$

AVERAGE VALUE OF $g(h)$

where $g(h)$ is an arbitrary function of h . Thus,

$$(h^2)_{av} = \int h^2 f(h) dh \quad 17-33$$

The probability of a person selected at random having a height between h and $h + dh$ is $f(h) dh$. A useful quantity characterizing a distribution is the **standard deviation** σ , defined by

$$\sigma^2 = [(x - x_{av})^2]_{av} \quad 17-34a$$

STANDARD DEVIATION σ

Expanding $(x - x_{av})^2$, we obtain

$$\sigma^2 = [x^2 - 2x x_{av} + x_{av}^2]_{av} = (x^2)_{av} - 2x_{av} x_{av} + x_{av}^2 = (x^2)_{av} - x_{av}^2$$

or

$$\sigma^2 = (x^2)_{av} - x_{av}^2 \quad 17-34b$$

The standard deviation is a measure of the spread of the values about the average value. For most distributions there will be few values that differ from x_{av} by more than a few multiples of σ . For the familiar bell-shaped distribution (called a normal distribution), 68.3 percent of the values are expected to fall within 1σ of x_{av} (i.e., between $x_{av} - \sigma$ and $x_{av} + \sigma$).

In Example 17-11, we found that the rms value was greater than the average value. This is a general feature for any distribution (unless all the values are identical, in which case $\sigma = 0$ and $x_{rms} = x_{av}$). From the definition of rms



People walking down a city street. Consider the various heights of the people you see. (Getty Images/PhotoAlto.)

6-расм.

5-мавзу. Идеал газ. Молекуляр кинетик назариянинг асосий тенгламаси. Асосий саволлар:

1. Идеал газ.
2. Молекуляр кинетик назариянинг асосий тенгламаси.

Мавзуга оид таянч тушунча ва иборалар: Босим, кинетик назариянинг асосий тенгламаси, молекулалар тўқнашуви, умумий импульс, ўртача тезлик, Паскал, Бар, симоб устуни.

1- савол бўйича дарс мақсади: Талабаларга идеал газ ҳақида тушунча, жуда кичик ўлчамлар ва массаларга ега бўлган кўп сонли молекулалардан тузилган системалар ҳақида маълумот берилади.

Идентив ўқув мақсадлари:

1.1.Молекуляр системаларни назарий ўрганиш мумкин эмаслигини изоҳлай олади.

1.2.Ўртача қийматдан фойдаланишни билади.

1.3.Идеал газнинг асосий хоссаларини айта олади.

1- савол баёни: Молекуляр системаларни назарий ўрганиш катта қийинчилик туғдиради, чунки бунинг учун ҳар бир молекулага бошқа барча молекулалар томонидан таъсир қилувчи кучларни ҳисобга олиш керак бўлади. Агар молекулалар ҳаракатлари соф механикавий бўлса, механика қонунларига бўйсунди деб фараз қилинса у ҳолда ҳар қандай молекуляр системани тўла тавсифлаш учун, гўё барча молекулаларнинг берилган кучлар таъсирида ҳаракати тўғрисидаги масалани ечиш керак бўлади. 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, хатто ёзишнинг ўзи ҳам мумкин эмас.

Бироқ молекулалар сонининг кўп эканлиги ҳар бир молекула ҳаракатини алоҳида ўрганишни кераксиз қилиб қўяди. Зарралар сонининг бунчалик катта бўлганида уларнинг ҳаракатини характерловчи катталиқнинг ўртача қийматларинигина, уларнинг ўртача тезлиги, ўртача энергияси ва шу кабиларни билиш билан чекланиш мумкин экан. Молекуляр системаларни билишда шу усулдан фойдаланамиз. Ҳар қандай модданинг уч агрегат ҳолатидан энг соддаси газсимон ҳолатидир, чунки бу ҳолда молекулалар орасидаги таъсир қилувчи кучлар жуда кичик бўлиб, уларни назарга олмаслик мумкин. Биз дастлаб молекулалараро кучлар жуда кичкина эмас, хатто батамом йўқ деб фараз қиламиз. Содда бўлиш учун молекулаларни ўлчамларини ҳам назарга олмаймиз, яъни уларни моддий нуқталар деб оламиз. Бундай қилинганда газ молекулалари мутлоқ еркин деб ҳисобланиш керак. Ҳар бир молекула ўзини идишда бошқа молекулалар йўқдек тутати.

Юқорида айтиб ўтилган едики, молекулаларнинг хаотик ҳаракатидан газнинг физик хоссалари аниқланадики, газ молекулаларининг ўзаро таъсирлари унинг хоссасига деярли таъсир етмайди, шу билан бирга бу ўзаро таъсир тўқнашиш характерида бўлиб, кўп ҳолларда молекулаларнинг тортишиши ҳисобга олинмайди. Итаришиш кучлари молекулаларнинг жуда қисқа вақт тўқнашишида ҳосил бўлиб, кўп вақт молекулалар еркин зарралар ҳолида ҳаракатланади.Молекулалар орасида тортишиш кучининг йўқлиги, яъни кўп ҳолларда молекулалар еркин ҳаракатланади деб, уларнинг ўзаро таъсирлашишларини умуман ҳисобга олмаслик бизга идеал газ тушунчасини киритишга имкон беради. Агар бу газ модели биз учун қулай бўлса, реал учрайдиган газларнинг хоссалари газ табиатига сезиларли боғлиқ бўлмаслиги керак. Юқори босим ва паст ҳароратларда ҳақиқатдан шундай. Газ молекулаларининг хусусий ҳажми газ егаллаган ҳажмнинг жуда кичик қисмини ташкил қилишини еслайлик (агар газ жуда сиқилган бўлса); бу ҳол газ молекулаларнинг табиати унинг хоссаларига деярли таъсир етмайди. Демак, идеал газ молекулалари ҳар доим газ егаллаган умумий ҳажмнинг нисбатан ҳисобга олинмас даражадаги кичик ҳажми егаллайди. Шу мазмунда, бир атомли молекулалардан иборат идеал газни моддий нуқталардан, кўп атомли молекулалардан иборат газни каттиқ боғланган моддий нуқталардан иборат деб қараш мумкин. Шундай қилиб, идеал газ деганда молекулаларни моддий нуқта деб,

уларнинг ўзаро таъсирлашувини ҳисобга олинмаса бўладиган газ тушунилади. Модомики, идеал газ молекулалари ҳар қандай шароитда ҳам ўзаро тортишишмас экан, у вақтда улар ҳар қандай ташқи шароитда ҳам газ ҳолатида қолиши шартдир. Катта бўлмаган босим ва жуда паст бўлмаган ҳароратларда барча реал газлар оддий умумий қонунга бўйсинади. Идеал газ хоссаларини ўрганиш билан табиат ҳодисалари ҳақидаги тасавурларимизни кенгайтирувчи бир қатор назарий хулосалар чиқаришга имкон беради.

Юқори босим остида бўлган реал газ молекулалари бир-бирига шунчалик яқинлашадики, улар орасидаги тортишиш кучлари сезиларли рол ўйнайди. Бундай шароитда молекулаларнинг ўз ҳажмлари ҳам уларнинг табиатига муҳим таъсир этади. Шу боисдан босим юқори бўлганда реал газ хоссалари унинг табиатига боғлиқ бўлиб, идеал газникидан катта фарқ қилади. Паст ҳароратдаги реал газлар учун ҳам худди шундай мулоҳаза жоиздир. Водород ва гелий газлари унча катта бўлмаган босимда ва жуда паст бўлмаган ҳароратда идеал газга табиатан анча яқин. Модданинг айрим зарралари—атом ёки молекулалар ниҳоятда майда бўлади. Масалан углероднинг моляр массаси $\mu = 12 \text{ g/mol}$ бўлгани ҳолда, ундаги атомлар сони $N_A = 6.02 \cdot 10^{23} / \text{mol}$ га тенг. Бу сон Авагадро сони деб аталади ва у ҳар қандай модданинг бир молидаги зарралар сонини билдиради. Бу соннинг қанчалик катталигини билиш учун уни бир маротаба даража кўрсатгичсиз ёзиб кўриш мумкин. Шунга мос равишда бир атомнинг массаси жуда кичик бўлади: $m = \mu / N_A = 1.993 \cdot 10^{-23} \text{ г}$. Қаттиқ жисмларда ва суюқликларда атом ёки молекулалар бир-бирига тегиб туради дейиш мумкин. Уларни зичлигини билсак, модда зарраларининг ўлчамларини баҳолаш мумкин. Графитнинг зичлиги $\rho = 2100 \text{ кг/м}^3$, шунга асосан углерод атомининг ҳажми ва чизиқли ўлчамлари $V_0 = \mu / \rho N_A \approx 1 \cdot 10^{-23} \text{ см}^3$ ва $l_0 \approx 2 \cdot 10^{-8} \text{ см} = 2 \cdot 10^{-10} \text{ м}$. Олмос ҳам углерод атомларидан ташкил топган, лекин унинг зичлига каттароқ: $\rho = 3500 \text{ кг/м}^3$. Бу ҳолда углерод атомларини ўлчамлари учун кичикроқ сонларни оламиз. Бундан атом ва молекулаларнинг ўлчамлари ҳақидаги билимлар нисбий, *тақрибий* эканлиги маълум бўлмоқда.

Физикада атом масса бирлиги (а.м.б.) киритилади, бу бирликда (1 а.м.б. = $1.66 \cdot 10^{-24} \text{ г}$) углерод атомининг массаси 12 а.м.б. га тенгдир. Менделеев жадвалида атомларнинг массалари шу бирликда ёзилади.

Модда миқдорини мол бирлигида ўлчаш айниқса газларни хоссаларини ўрганишда қулайдир, чунки Авагадро қонунига кўра бир хил шароитда турли газларнинг концентрацияси тенг бўлади.

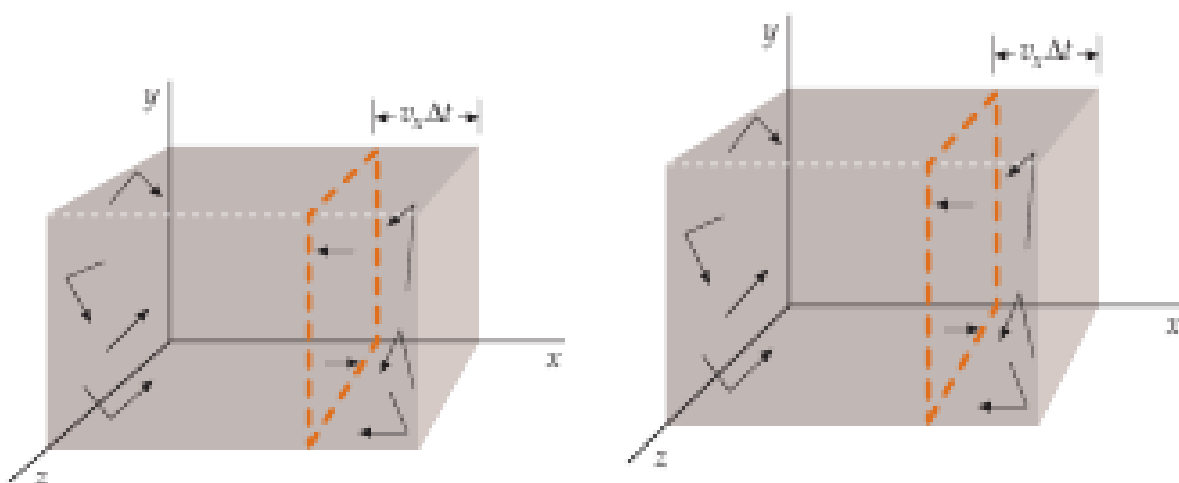
Қаттиқ жисмлар ва суюқликлардан фарқли равишда, газларнинг зарралари бир – бирига тегиб туради дейиш қийин, чунки газларнинг ҳажми ўзгарувчандир. Шунинг учун газни еркин учиб юрган зарралар системаси сифатида тасаввур қилиш мумкин. Зарраларнинг бундай бетиним ва бетартиб ҳаракати **иссиқлик ҳаракати** дейилади. Газнинг хоссалари айнан шу иссиқлик ҳаракати билан аниқланади.

Биринчидан, зарралар деворларга урилиб, орқага қайтар экан, механика қонунларига биноан ўз импульсини ўзгартиради ва, натижада, идиш деворига куч билан таъсир этади, босим вужудга келади. Бу босим мувозанатли системанинг барча қисмида бир хил бўлади (Паскал қонуни). Газ босимини ўрганилаётганда

зарраларни бир-бири билан тўқнашишлари муҳим эмас ва бу тўқнашувларни инобатга олмасам ҳам бўлади. Лекин бошқа ходисаларда бу тўқнашувлар аҳамиятли бўлиб, уларни инобатга олинади.

Иккинчидан, зарраларнинг тўқнашувлари туфайли улар ўз тезликларининг қийматини ва йўналишини ўзгартириб туради, бу еса уларнинг концентрацияси (зичлиги) идиш ҳажми бўйича текис (биржинсли) тақсимланишига олиб келади. Агар бирон ташқи ёки ички тасодифий сабабларга кўра ҳажмнинг бирон қисмида зарралар концентрацияси (ёки газ зичлиги) ўртачадан четлашса (бу ходиса *флуктуация* дейилади), зарраларнинг бетиним тўқнашувлари туфайли бу четлашиш йўқолади, система ўзидан-ўзи *мувозанат* ҳолатига қайтиб келади. Бунга кетган вақт τ системанинг муҳим характеристикаси бўлиб, *релаксация вақти* деб аталади. Газ босими ҳам концентрацияга бевосита боғлиқ бўлиб, ундаги ўртача қийматдан четлашиш тезда мувозанат ҳолатига қайтади.

Учинчидан, зарраларнинг тезликларида ҳам қандайдир статистик тартиб бўлиши керак. Бутун газли система кўзғалмай турибди деб ҳисобланар экан, зарраларнинг ихтиёрий йўналишдаги импульсларининг йиғиндиси нолга тенг бўлиши керак. Бирорта тезликдаги зарраларни сони бошқа (яқин) тезликдаги зарралар сонидан кескин фарқ қилиши мумкин эмас. Бундай фарқлар бирон сабаб туфайли вужудга келганда ҳам, зарраларнинг бетиним тўқнашувлари уларни қисқа τ вақтда мувозанатли ҳолатга келтиради.



7- расм.[1] Газ кенглиги a га тенг бўлган контейнер (идиш) ичидаги ҳаракати.

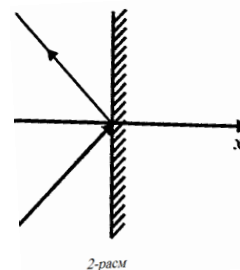
Идеал газ модели физиканинг муҳим тушунчасидир. Газсимон модда ҳақидаги бошланғич тасаввурларни мужассамлантирган бу модел газларнинг бир қатор хоссаларини тушунтириш имконини беради, бу хоссалар кўп ҳолларда реал газлар учун ҳам (агар улар жуда зич бўлмасам) ўринлидир. **Идеал газ моделига кўра газ бетиним тартибсиз ҳаракатдаги зарралар (молекуларлар) сифатида тасаввур етилади.** Ўз ҳаракати туфайли зарралар сочилиб кетиши мумкин, фақат идиш деворларининг мавжудлиги уларни чекли фазода қолишини таъминлаб туради. Зарраларнинг бир-бири билан ва идиш деворлари билан тўқнашувлари еластик рўй беради деб ҳисобланади. Кўчиш ходисаларини тушунтиришда газ зарраларини қаттиқ шарлар каби тўқнашади деб ҳисобланади, тўқнашувлар

орасида еса идеал газ зарралар еркин ҳаракатланади деб ҳисобланади (**реал газда** зарралар орасидаги таъсирлашув барча масофаларда мавжуд, лекин кучсиз деб ҳисобланади). Газ зарраларининг орасидаги таъсирлашувни кичик бўлиши ёки йўқ бўлиши газни идиш ҳажми бўйлаб **текис (биржинсли) тақсимланишини** тушунтиради. Идеал газ ҳақидаги бундай содда тасаввурлар ҳам газ қонунларини келтириб чиқаришга етарли еканлигини кўрайлик.

Молекулалар иссиқлик ҳаракати тартибсиз бо`либ, бу ҳаракат натижасида улар ҳар доим бир-бири билан ва идиш девори билан то`қнашиб туради. Газ молекулалари билан идиш девори ҳосил қилинган о`зaro таъсирларидан фойдаланиб, газнинг деворга берган таъсир кучи - босимини баҳоланади. Бирлик вақт ичида идиш деворининг бирлик юзига молекулалар томонидан берилаётган импульслар йигиндиси босимни ҳосил қилади. Ҳар бир молекула ҳаракат ё`налишига перпендикуляр юзага келиб эластик урилганда унинг импульси

$$m_M v_i - (-m_M v_i) = 2m_M v_i. \quad (1)$$

га о`згаради. Агар қирраларининг узунлиги l , бо`лган кубнинг бирлик ҳажмидаги молекулалар сонини n деб белгиласак, кубнинг қарама-қарши деворлари орасида ҳаракатланаётган молекулалар сони $N = \frac{1}{3}nl^3$ ифода билан аниқланиши мумкин. Куб қиррасининг узунлиги l бо`лганлиги учун молекулаларнинг у ёки бу деворга урилишлари ҳар $\tau = 2l/v_i$ вақтда такрорланиб туради.



Буларни ҳисобга олиб и - молекула томонидан деворга берилаётган о`ртача таъсир

кучини аниқлаймиз:
$$F_i = \frac{2m_M v_i}{\tau} = \frac{m_M v_i^2}{l}. \quad (2)$$

8-расм.

Деворга таъсир етувчи умумий куч еса
$$F = \sum_{i=1}^n \frac{m_i v_i^2}{l}. \quad (3)$$

тенг бо`лади. Бу ифоданинг сурат ва махражини N га ко`пайтирсак
$$F = \frac{Nm_i \sum_{i=1}^n v_i^2}{lN}.$$

(4)

Бундаги $\frac{\sum_{i=1}^n v_i^2}{N} = v_{ур.кв.}^2$ катталикини **о`ртача квадратик тезлик** деб юритилади.

(2) ва (3) ларни ёштиборга олиб (4) ифодани қуйидагича ёзамиз

$$F = \frac{1}{3}nl^2 m_M v_{ур.кв.}^2. \quad (5)$$

Бундан
$$P = \frac{F}{l^2} = \frac{1}{3}nm_M v_{ур.кв.}^2. \quad (6)$$
 ни ҳосил қиламиз. Бу тенглама **идеал газ**

молекулалар - кинетик назариясининг асосий тенгламаси деб юритилади. (6)

қуйидагича о`згартириб ёзамиз:
$$P = \frac{2}{3}n \frac{m_M \langle v_{ур.кв.}^2 \rangle}{2}. \quad (7)$$

Демак, идеал газ босими бирлик ҳажмдаги газ молекулалари о`ртача кинетик энергиясининг $2/3$ қисмига тенг. Иккинчи томондан кинетик энергияга тенг

бо`лгани учун (7) қуйидагича ёзамиз:
$$\frac{m_M v^2}{2} = \frac{3}{2}KT \quad \text{ёки} \quad P = nkT. \quad (8)$$

Назорат саволлари:

1. Идеал газ тушунчаси киритилганда қандай шартлар киритилади?
2. Идеал газ қонунларини киритишда молекулаларнинг ҳаракати қандай ҳаракат деб қаралади?

2- савол бўйича дарс мақсади: Талабаларга идеал газ молекулаларининг идиш деворига босмини ҳисоблаш ҳақида маълумот берилади.

Идентив ўқув мақсадлари:

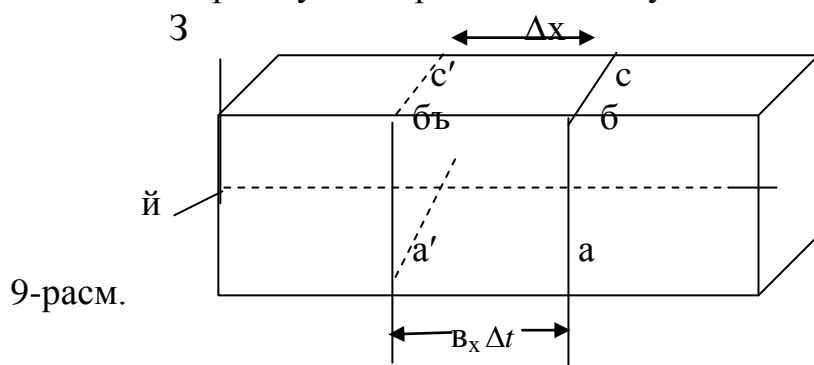
- 2.1. Механика қонунларини молекулалар системасига қўллашнинг билари.
- 2.2. Молекулаларнинг ўртача тезлик катталигининг, газ ҳолатининг ўрганишдаги аҳамиятини айтаолади.
- 2.3. Газ босимининг статистик катталик эканини тушунади.
- 2.4. Кўп сонли зарралар тўплами ҳолатини ўрганишда зарраларга киритилган чеклашларни изоҳлай олади.
- 2.5. Босимнинг бирликларини билари.

2-савол баёни: Идеал газ молекулаларининг идиш деворига босмини ҳисоблаш. Газ молекулалари томонидан идиш деворига таъсир қилувчи куч газнинг идиш деворига босимини ифодалайди. Девор юзи қанча катта бўлса газ томонидан деворга таъсир қилувчи куч, яъни газ босими шунча катта бўлади.

П босим деб, молекулалар томонидан деворга кўрсатиладиган Φ кучга нормал бўлган девор сиртининг юза бирлиги S га тўғри келадиган кучга айтилади, яъни

$$P = \frac{F}{S}. \quad (9)$$

Газнинг идиш деворига босими газ молекулаларининг деворлар билан чексиз тўқнашувлари натижасидир. Гарчи ҳар бир алоҳида молекуланинг тўқнашиш вақтида девор молекулалари билан ўзаро таъсир кучи ноъмалум бўлсада, механика қонунлари газнинг барча молекулаларининг биргаликдаги ўртача таъсир кучини, яъни босимини аниқлашга имкон беради. Фараз қилайлик газдан ажратиб олинган параллелепипед шаклидаги ҳажмнинг X ўқиға тик бўлган $abcd$ сирти деворига X ўқи йўналишида ҳаракатланаётган молекулалар таъсир кўрсатаётган бўлсин. Уларнинг тезликлари X ўқиға проекцияси v_x бўлсин.



Газдан ΔX қатламни ажратиб оламиз. Бу қатламга деформациаланган девор томонидан Φ кучга таъсир қилади. Газ ҳам деворга қарама-қарши йўналишда худди шундай куч билан таъсир кўрсатади. Газ молекулалари тартибсиз ҳаракати туфайли Δt вақт ичида танлаган қатламга чапдан ўнгга бирор сондаги молекулалар киради ва худди шунча молекулалар ўнгдан чапга қараб ҳаракатланиб газдан чиқиб кетади. Уларнинг импульслари ўзаро тенг, лекин

қарама-қарши. Δt вақт ичида газ молекулалари \mathcal{G}_x тезликни олган бўлсин. У ҳолда x ўқи бўйлаб $S\mathcal{G}_x \cdot \Delta t$ ҳажмдаги молекулаларнинг ярими чапдан ўнгга, қолган ярими тескари йўналишда ҳаракатланади. Агар ҳажм бирлигида n та молекула бўлса, Δt вақт ичида қатламга чапдан ўнгга $N^1 = \frac{1}{2}n\mathcal{G}_x\Delta t$ та молекула киради. Уларнинг ҳар бири $m_0\mathcal{G}_x$ импульсга ега, улар олиб кираётган умумий импульс

$$P^1 = \frac{1}{2}nm_0\mathcal{G}_x^2s\Delta t. \quad (10)$$

Худди шу Δt вақт ичида n та молекула, ўнгдан чапга ҳаракатланиб шунча

$$P^{11} = \frac{1}{2}nm_0\mathcal{G}_x^2s\Delta t, \quad (11)$$

импульсни олиб кетади. Шундай қилиб, қатлам импульсининг ўзгариши

$$\Delta P = P^1 - P^{11} = \frac{1}{2}nm_0\mathcal{G}_x^2s\Delta t - \left(-\frac{1}{2}nm_0\mathcal{G}_x^2s\Delta t\right) = nm_0\mathcal{G}_x^2s\Delta t., \quad (12)$$

бу ўзгариш, куч импульс $F \cdot \Delta t$ ни ифодалайди.

$$\Delta P = F \cdot \Delta t = nm_0\mathcal{G}_x^2s\Delta t, \quad (13)$$

бундан
$$\frac{F}{S} = P = nm_0\mathcal{G}_x^2. \quad (14)$$

Газ молекулалари турлича тезлик билан ҳаракатланади. Шундай қилиб, (14) дан \mathcal{G}_x^2 ўрнига унинг ўртача қиймати $\overline{\mathcal{G}_x^2}$ ни оламиз. Унда (14) ни қуйидагича ёзамиз

$$P = nm_0\overline{\mathcal{G}^2}. \quad (15)$$

Газ молекуласи тезлиги \mathcal{G} билан унинг x, y, z ўқларидаги ташкил етувчилари $\mathcal{G}_x, \mathcal{G}_y, \mathcal{G}_z$

$$\mathcal{G}_x^2 + \mathcal{G}_y^2 + \mathcal{G}_z^2 = \mathcal{G}^2$$

кўринишда боғланганлиги учун ўртача қийматлари учун ҳам шу муносабатлар ўринлидир.

$$\overline{\mathcal{G}_x^2} + \overline{\mathcal{G}_y^2} + \overline{\mathcal{G}_z^2} = \overline{\mathcal{G}^2}. \quad (16)$$

Газ молекулалар хаотик ҳаракат қилганликлари учун тезликнинг турли ўқларидаги проекциялари квадратларининг ўртача қийматлари ўзаро тенг деб фараз қилиш мумкин, яъни ҳар бир молекуланинг координата ўқларидаги ўртача тезлиги учун $\overline{\mathcal{G}_x^2} = \overline{\mathcal{G}_y^2} = \overline{\mathcal{G}_z^2}$ деб ёзиш мумкин. Молекулалар ҳаракати батамом тартибсиз бўлган туфайли

(16) дан $3\overline{\mathcal{G}_x^2} = \overline{\mathcal{G}^2}$ келиб чиқади. Натижада $\overline{\mathcal{G}_x^2} = \frac{\overline{\mathcal{G}^2}}{3}$ буни (15) га қўямиз. $P = \frac{1}{3}nm_0\overline{\mathcal{G}^2}$,

бу тенгликни қуйидагича ёзиш мумкин.
$$P = \frac{2}{3}n\frac{m_0\overline{\mathcal{G}^2}}{2}. \quad (17)$$

Бу йерда $\frac{m_0\overline{\mathcal{G}^2}}{2}$ битта молекуланинг ўртача кинетик энергиясидир. Шундай қилиб, газнинг босими ҳажм бирлигидаги газ молекулаларининг ўртача энергиясининг $2/3$ қисмига тенг.

$$P = \frac{2}{3}n\frac{m_0\overline{\mathcal{G}^2}}{2},$$

Бу формула алоҳида молекулага тегишли катталиқ билан бутун газга тегишли катталиқ P босим орасидаги боғланишни ифодалайди ва идеал газлар кинетик назариясининг асосий тенгламаси деб аталади.

ҲБС (СИ) да босим бирлиги учун шундай босим олинадики, бунда 1м^2 сиртига нормал ҳолда 1Н куч таъсир қилади. Бундай бирлик Паскал (Па) деб аталади.

$$1\text{Pa} = 1\text{H} / \text{м}^2 .$$

1Па жуда кичик бирлик. Ундан катта бирлик бар 1кГ кучнинг 1см^2 юзага босимига тенг, яъни $1\text{атм} = 1\text{кг} / \text{см}^2 = 98066.5\text{Па} = 0.98\text{бар}$ ундан 2% га фарқ қилади.

Физикавий босим бирлиги физ.атм. ҳам бор. У баландлиги 760мм бўлган симоб устинининг босимига тенг (симоб зичлиги $13.5951\text{кг}/\text{м}^3$).

$$1\text{атм.} = 1.01325 \times 10^5 \text{ дина}/\text{см}^2 = 101325\text{Па} = 1.01 \text{ бар}.$$

Паст босимларни ўлчаш учун тор бирлик қабул қилинган

$$1\text{тор} = 1/760\text{атм} = 133.322 \text{ Па} = 1.33 \times 10^3 \text{ дина}/\text{см}^2 .$$

Назорат саволлари:

1. Босим кучи ва таянчнинг реакция кучи орасидаги боғланишни тушунтиринг.

2. $2/3\text{нм}_0\text{в}^2/2$ формула нима учун молекуляр-кинетик назариянинг асосий тенгламаси деб ном олган?

3. Газ босимини чиқаришда молекулаларнинг ўртача квадратик тезлиги тушунчасидан фойдаланиш сабабини тушунтиринг.

4. Газ босими формуласини ҳар қандай газ учун ёзинг.

Мавзуга оид адабиётлар:

1. Паул А. Типлер. Гене Мосса, Пхйссисс фор ссиентисц анд енгинеерс. (with модерн пхйссисс) W. Ҳ. Фрееман анд Сомпанй • New Ёрк. 2016.

2. Карабайева М.А. Молекуляр физика. Т. Университет. 2014. 240 б.

3. Сивухин В.В. Умумий физика курси. Термодинамика ва молекуляр физика Т. 1984й. 526 б.

4. Хайриддинов Б “Молекуляр физика” Тошкент, 2004.

5. Қодиров О “Молекуляр физика” Тошкент, 2004.

6. Абдуллаев Р.М., Хамиджонов И, Карабаева М.А. «Молекуляр физика», Университет, Т. 2003.- 121 б.

7. Абдуллаев А. «Молекуляр физика» - Гулистон. 2012.- 95 б.

6-мавзу: Иссиқлик ва ҳарорат. Мутлоқ ҳароратни аниқлаш.

Асосий саволлар:

1. Иссиқлик ва ҳарорат.

2. Мутлоқ ҳароратни аниқлаш.

Мавзуга оид таянч тушунча ва иборалар: Босим формуласи, абсолют шкала, термодинамик жисм, селсий шкаласи, Репер нуқталар, Больсман доимийси, градус белгиси, Келвин градуси, абсолют ҳарорат, энергия ва ҳарорат.

1- савол бўйича дарс мақсади: Талабаларга газнинг босими ва ҳарорати орасидаги боғланишни тажриба натижалари билан боғлаб тушунтирилади. Жисмларнинг иссиқлик мувозанатига келтирилиши жараёнидан табиатнинг муҳим қонуни - иссиқлик мувозанати қонуни ҳақида тушунча берилади ҳамда идеал газ ҳақида тушунча кенгайтирилади.

Идентив ўқув мақсадлари:

1.1. Ҳароратнинг физикавий катталиқ сифатидаги маъносини билади.

1.2. Ҳарорат иссиқлик мувозанати ҳолатини характерловчи катталиқ еканлиги изоҳлай олади.

1.3. Молекуляр системаларни назарий ўрганиш мумкин емаслигини изоҳлай олади.

1.4. Ўртача қийматдан фойдаланишни билади.

1.5. Идеал газнинг асосий хоссаларини айта олади.

1.6. Ҳарорат ва босим орасидаги боғланишни билади.

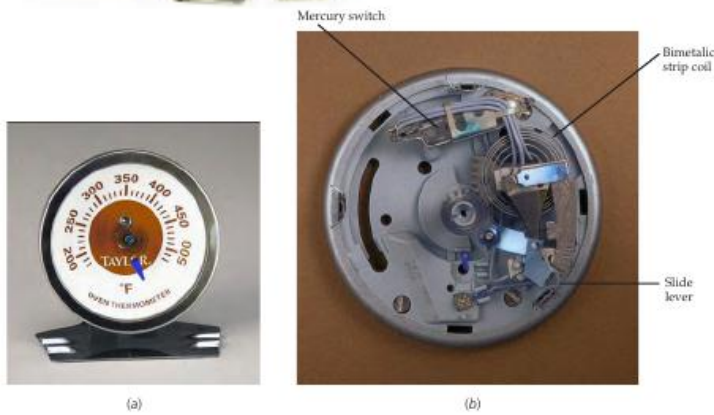
1.7. Ҳарорат ва молекуланинг илгариланма ҳаракати энергияси орасидаги боғланишни билади.

1- савол баёни: Ҳароратни қуйидаги тенгламадан
$$P = \frac{2}{3} n \frac{m_0 \overline{g^2}}{2}, \quad (1)$$

келтириб чиқариш мумкин, яъни идеал газнинг босими унинг молекулаларининг зичлиги (зичлик ҳажм бирлигидаги молекулалар сони n билан аниқланади) ва молекулалар илгариланма ҳаракатининг ўртача кинетик энергиясига пропорционал еканлиги келиб чиқади. n ўзгармас бўлганда, яъни газнинг V ҳажми ўзгармас бўлганда ($n=N/V$, бу йерда 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 юли билан ўлчаш мумкин; газ қиздирилганда унинг босими ортади, совитилганда еса камаяди. Барча жисмлар сингари қиздирилган ёки совитилган газ ҳам ўз ҳарорати билан характерланади. Бинобарин, ҳарорат ва молекулаларнинг ўртача кинетик энергияси орасида боғланиш мавжуд бўлиши керак. Қундалиқ ҳаётда ҳарорат иссиқни совуқдан фарқ қилувчи катталиқдир. Учта идиш олайлик. Уларнинг бирига иссиқ, иккинчисига совуқ ва учинчисига иссиқ ва совуқ сувларнинг аралашмасини қуяйлик. Бир қўлимизни, масалан, ўунг қулимизни иссиқ сувли идишга, чап қўлимизни еса совуқ сувли идишга ботирамиз. Қўлларимизни бир мунча вақт бу идишларда ушлаб туриб, энди учинчи идишга ботирамиз. Дастлабки иссиқ ва совуқ сувли идишларга ботирган қўлларимиз бир-биридан ва айни вақтда учинчи идишдаги сувнинг ҳароратидан фарқ қилувчи ҳароратга ега еди. Ҳар бирининг ҳарорати тенглашгунча бир мунча вақт керак бўлади. Бир мунча вақтдан кейин қўлларимизнинг ҳарорати ҳам бирдай бўлади. Бу оддий тажриба ҳарорат - иссиқлик мувозанати ҳолатини характерловчи катталиқ еканини кўрсатади: иссиқлик мувозанати ҳолатида бўлган жисмларнинг ҳарорати бир хил бўлади ва аксинча, бир хил ҳароратли 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. Ҳароратни ўлчаш мумкинлиги ҳам ана шу қонунга асосланади. Иссиқликнинг мувозанатили ҳолати ҳар қандай изолатацияланган системанинг ўтиши муқаррар бўлган ҳолатдир. Бу ҳолатга еришгандан кейин у ўзгармайди ва системада ҳеч қандай макроскопик ўзгаришлар бўлмайди. Маълумки, иссиқлик мувозанати қарор топиш жараёнида, яъни икки жисм ҳароратининг тенглашиш жараёнида иссиқлик бир жисмдан иккинчи жисмга узатилади [1].



10-расм. Биметалл пластинкалар. Уни иситилганда ва совитилганда, бу икки металл турли миқдорда кенгаяди ёки сиқилад, натижада пластинка егилади.



11-расм. Расмда (а) биметалл галтаксимон лента кўринишидаги термометрдан фойдаланилган. (Қизил кўрсаткич галтакнинг бир учига қотирилган.) Галтакдаги ҳароратнинг ортиши билан, игна соат стрелкаси йўналишида айланади, чунки ташиқи металл ички металлга нисбатан кўпроқ кенгаяди. (Б) Уй термостати марказий кондиционерни назорати

кўрсатилган.

Ҳарорат физикавий катталиклар қаторида алоҳида ўрин егаллайди. Ҳароратни улчаш учун илгаридан жисмнинг ҳарорати ўзгарганида унинг хоссалари ҳам ўзгаришидан фойдаланиб келинади. Бинобарин, бу хоссаларни характерловчи катталиклар ҳам ўзгаради. Шунинг учун ҳароратни ўлчайдиган асбоб, яъни термометрни яратишда бирор модда (термометрик модда) ва модданинг хоссасини характерловчи маълум катталик (термометрик катталик) танланади. Қандай модда ва қандай катталик танлаш мутлақо ихтиёрий. Енди температура бирлиги - градусни аниқлаш қолади. Градуснинг ўлчами қуйидагича аниқланади. Яна ихтиёрий ҳолда икки ҳарорат танланади - одатда бу музнинг ериш ва сувнинг атмосфера босимида қайнаш ҳароратлари (улар репер нуқталари деб аталади) бўлади. Бу ҳарорат интервалини бирор (яна ихтиёрий) сондаги тенг қисмларга - градусларга бўлинади. Шундай тарзда ҳарорат шкаласи ҳосил қилинади.

Замоновий термометр ҳисоби (термометрия) газ термометри ёрдамида аниқландиган идиал газ шкаласига асосланган. Газ термометри идеал газ билан тўлдирилган берк идиш бўлиб, газ босимини ўлчаш учун монометр таъминланган. Демак, бундай термометрик модда идеал газ, термометрик катталик газнинг ўзгармас ҳажмдаги босимидир. Босимнинг ҳароратга боғлиқлиги чизикли деб қабул қилинади. Бунда сувнинг қайнаш ҳароратидаги газ босими P_k ва музнинг ериш ҳароратидаги газ босими P_0 нинг нисбати шу ҳароратларнинг нисбатига тенг бўлади:

$$\frac{P_q}{P_o} = \frac{T_q}{T_o}, \quad (2)$$

бу нисбатни тажрибада осон аниқлаш мумкин ва у қуйидагига тенг,

$$\frac{P_q}{P_o} = 1,3661, \quad (3)$$

бинобарин ҳароратлар нисбатининг қиймати ҳам шундай бўлади.

$$\frac{T_q}{T_o} = 1,3661, \quad (4)$$

градус ўлчами $T_k - T_o$ ҳароратлар фарқини юз қисмга бўлиб топилади. $T_k - T_o = 100$. Кейинги икки тенгликдан музнинг ериш ҳарорати T_o биз танлаган шкала бўйича 273,15 градусга, сувнинг қайнаш ҳарорати еса 373,15 градиусга тенг. Газ термометри ёрдамида бирор жисмнинг ҳароратини ўлчаш учун жисмни газ термометрига тегизиш керак ва мувозанат бўлишини кутиб, термометрдаги газнинг босими P_k ни ўлчаш керак. Бунда газнинг ҳарорати қуйидаги формула билан аниқланади:

$$T = \frac{275,15}{P_o} \cdot P_q$$

бу йерда P_o - ериётган музга қуйилган газ термометридаги босим. Агар температура шкаласининг нолида термометрик катталиқ нолга айланса, бундай шкала **абсолют шкала** деб аталади. Уни кўпинча Келвин шкаласи, бу шкаладаги температура бирлигини - Келвин градуси ёки оддий қилиб келвин деб юритилади (К билан белгиланади). Техника ва турмушда бошқача температура шкаласидан фойдаланилади. Бу шкала швед астрономи А.Сельсий шкаласи деб аталади. Бу шкаладан ҳисобланадиган ҳарорат T абсолют ҳарорат билан қуйидагича боғланган: $t = T - 273,15$ ёки $T = 273,15 + t$.

Бу шкалада музнинг нормал атмосфера босимидаги ериш ҳарорати $t_1 = 0^\circ\text{C}$, қайнаш ҳарорати $t_2 = 100^\circ\text{C}$ деб олинади. У ҳалда градуснинг қиймати

$$t^\circ\text{C} = \frac{L_t - L_1}{L_2 - L_1} 100; \quad 1^\circ = \frac{L_2 - L_1}{t_2 - t_1}. \quad (5)$$

$$t = t_1 + \frac{L_t - L_1}{1^\circ} = t_1 + \frac{L_t - L_1}{L_2 - L_1} (t_2 - t_1), \quad (6)$$

А.Сельсий швед [2] (1742)

$$t_1 = 0; t_2 = 100;$$

Р.А.Реомур фрнсиялик [1] (1730)

$$t_1 = 0; t_2 = 80; t_R = 0,8t^\circ\text{C};$$

Д. Фаренгейт голандиялик [1] (1686-1736)

$$t_1 = 32; t_2 = 212; t_F = 32 + 1,8t^\circ\text{C}.$$

Шундай қилиб, температура-система мувозанат қарор топиши жараёнида тенглашадиган катталиқдир. Бироқ тенглашиш тушунчасининг ўзи системанинг бир қисмидан бошқа қисмига нимадир узатилишини англатади.

Идеал газ солинган изоляцияланган цилиндр берилган бўлсин. Мувозанат шароитида цилиндрдаги поршен тинч туради, бунда фақат температураларгина емас, босим ҳам поршеннинг икки томонида бир хил бўлади. (1) тенгламага

мувофиқ, $P = \frac{2}{3} n \frac{m_0 \bar{g}^2}{2}$ катталиқлар ҳам бир хил бўлади:

$$\left(n \frac{m_0 \bar{g}^2}{2} \right)_{chap} = \left(n \frac{m_0 \bar{g}^2}{2} \right)_{o'ng}$$

Енди вақтинча газли цилиндр изоляциясини бузамиз ва унинг қисмларидан бирини, масалан, поршендан чап томонини қиздирамиз. Бунда биз поршеннинг чапдан ўнгга ҳаракатланиб силжиётганини кўрамиз. Бунда иш бажарилаётгани ва бинобарин, чап бўлимдаги газдан ўнг бўлимдаги газга поршен орқали энергия узатилаётганини билдиради. Демак, иссиқлик мувозанати қарор топиш жараёнида узатилаётган “нимадир” деганимиз энергия экан. Бирор вақтдан кейин поршеннинг ҳаракати тўхтади. Газ тўлдирилган цилиндрда яна бошқатдан мувозанат ҳолати қарор топди. Лекин енди газнинг температураси, шунингдек босими ҳам биз қиздиргунигимизгача бўлган температура ва босимдан юқори бўлади, албатта. Поршен аввалги ўрнида тўхтади, шунинг учун молекулалар концентрацияси n (ҳажм бирлигидаги молекулалар сони) аввалгидек қолди. Бу газни қиздириш натижасида фақат унинг молекулаларнинг ўртача кинетик энергияси ортгалигини 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 ҳарорат демакдир.

Баён қилинган мулоҳазалар шуни кўрсатадики; илгаридан ҳарорат номи билан маълум бўлган катталиқ аслида молекулалар илгариланма ҳаракатининг ўртача кинетик энергиясидан иборат.

Идеал газ учун қўллаганда ҳарорат молекулалар ўртача кинетик энергиясининг учдан икки қисмига тенг деб ҳисоблаш қулай, чунки бу газ босими учун (1) формуланинг кўуринишини соддалаштиради. Температурани бундай аниқлашда у албатта энергия бирликларида (СИ системасида - жоул ҳисобида, СГС бирликлар системасида - ерг ҳисобида) ўлчаниши керак. Бироқ, амалда ҳароратнинг бундай бирлигидан фойдаланиш ноқулай. Шу сабабли, шунингдек, ҳарорат катталигидан илгаридан, яъни ҳароратнинг асл маъносини тушунтириб берувчи молекуляр-кинетик тасаввурлар ривожлангунга қадар фойдаланиб келингани учун уни (ҳароратни) ески бирликларда-гарчи бу бирлик шартли бўлса-да, градусларда ўлчанади.

Бироқ, ҳарорат градусларда ўлчанса, у ҳолда энергия бирлигини градусларга ўтказувчи тегишли к коэффициент киритиш керак. Натижада градусларда ўлчанган T ҳарорат билан ўртача кинетик энергия орасидаги боғланиш қуйидаги тенглик

билан ифодаланади:

$$\frac{2}{3} \frac{m_0 \overline{v^2}}{2} = kT, \text{ yoki } \frac{mv^2}{2} = \frac{3}{2} kT, \quad (7)$$

бундан E_k молекуланинг илгарилама ҳаракатидаги ўртача кинетик энергияси. Унинг кинетик энергияси илгариланма ҳаракатининг кинетик энергиясидир, бу ҳаракатнинг тезлиги уч ташкил етувчига ажратилиши мумкин. Молекуляр ҳаракатларнинг тартибсизлиги туфайли молекуланинг энергияси тезликнинг учала ташкил етувчиси буйлаб текис тақсимланади дейиш мумкин, бунда ҳар бир ташкил етувчига $1/2 kT$ энергия тўғри келади.

Энергия бирлиги билан келвин деб аталган температура бирлиги орасидаги муносабатни ифодаловчи к кўпинча – Больсман доимийси деб аталади. Унинг сон қиймати кўп методлар билан аниқланган.

$$k = \frac{R}{N} = \frac{8,31 \cdot 10^3 \text{ j / kmol} \cdot \text{grad}}{6,02 \cdot 10^{26} \text{ kmol}^{-1}} = 1,38 \cdot 10^{23} \text{ j / grad} .$$

Бу йерда Н - Авагадро сони, Р - газ доимийси.

Назорат саволлари:

1. Идеал газда қандай шартлар киритилади?
2. Идеал газларда энергия ва ҳарорат қандай боғланган?
3. Репер нуқта нима?
4. Фаренгейт шкаласи билан Т⁰С орасидаги боғланишни аниқланг.

2- савол бўйича дарс мақсади: Талабаларга **мутлоқ ҳароратни аниқлаш** ҳақида маълумот берилади.

Идентив ўқув мақсадлари:

- 2.1. Ҳарорат иссиқлик алмашилиш жараёнида бир жисмдан иккинчи жисмга ўтадиган энергия эканини билади.
- 2.2. Молекула ҳаракатини ҳар бир ташкил етувчига тўғри келадиган энергия улушларини билади.
- 2.3. Келвин ва Селсий шкалалари ўртасидаги боғланиш ва фарқларни кўрсата ўтилади.
- 2.4. Босимнинг бирликларини турли шкалалар учун алмаштиришни билади.

2-савол баёни: **Мутлоқ ҳароратни аниқлаш.** $\frac{mv^2}{2} = \frac{3}{2}kT, \quad (8)$

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 еслатиб ўтган абсолют нол температурадир.

(8) формуладан манфий температуралар бўлиши мумкин эмаслиги келиб чиқади, чунки кинетик энергия - фақат мусбат катталиқ. Газ зарраларининг хаотик ҳаракатлари билан боғлиқ бўлган энергия жуда кам. (8) формуладан ва Больцман доимийсининг келтирилган қийматидан 1 К температурага $1,38 \times 10^{-23}$ Ж энергия мос келиши кўриниб турибди. Ҳозирги вақтда еришилган энг паст (10^{-6} К тартибда) температурада молекулаларнинг ўртача энергияси тахминан 10^{-29} жоулга тенг. Хатто сунъий юл билан олинган 100 миллион градусга яқин температурада (ядро бомбаси портлаганда шундай температурага еришиш мумкин) зарраларнинг энергияси жуда оз - 10^{-15} жоул бўлади.

СИ бирликлар системасида температура бирлиги (Келвин) температуранинг “ериётган музнинг температураси- қайнаётган сувнинг температураси” интервали асосида эмас, балки “абсолют нол- сувнинг учланма нуқтаси температураси” интервали асосида аниқланади. Сувнинг учланма нуқтаси-шундай температураки, бу температурада сув, сув буғи ва муз мувозанатда бўлади. Сувнинг учланма нуқтаси температурасининг қиймати 273, 16 К га аниқ тенг.

Шундай қилиб, 1 Келвин температура абсолют нолдан сувнинг учланма нуқтаси температурасигача бўлган интервалининг 1/273,16 қисимга тенг. Сувнинг учлама нуқтаси температураси $0,01^0$ С га тенг бўлгани учун градуснинг Селсий ва Келвин шкалаларидаги ўлчами бир хил бўлади ва ҳар қандай температура ёки Селсий градуси (⁰С) ҳисобида ёки келвин (К) ҳисобида ифодаланиши

мумкин. Ҳароратни ўлчашда суюқлик, газ ва қаршилик термометрларидан фойдаланилади:

1. Суюқлик термометрлари шиша резервуарнинг устига шиша ёки кварс найча пайвандланган бўлиб, унинг бир қисми суюқлик билан тўлдирилади. Уларнинг қўлланилиш соҳаси -200 дан 600°C гачадир. Бундай термометрларда пентан ($-200; +20^{\circ}\text{C}$), этил спирти ($-80; +80^{\circ}\text{C}$), тоиоул ($-80; +100^{\circ}\text{C}$), симоб ($-30; -600^{\circ}\text{C}$) ишлатилади.

2. Газли термометрларда кўпинча X_2 , H_2 , Xe ишлатилади. Газли термометрларда 2 дан 1300 К гача ҳарорат ўлчанади.

3. Қаршилик термометрларида термометрик жисм ток ўтказувчи сим бўлиб, термометрик параметр электрик қаршиликдир. Тоза платина ($-259,34; +630^{\circ}\text{C}$) ва мис ($-50; +150^{\circ}\text{C}$) симлар кўп қўлланилади.

Селсий шкаласидаги газ босимининг ҳароратга боғлиқлиги

$$P = P_0(1 + \gamma), \quad (9)$$

Бу йерда P_0 – газнинг ($t=0^{\circ}\text{C}$; $T=273\text{ К}$) ҳароратдаги босими. Ҳарорат $t = -273^{\circ}\text{C}$ бўлганда газ босими нолга тенг бўлади. $P=0$, $0 = P_0(1 + \gamma)$; лекин $P_0 \neq 0$ эмас.

$0 = (1 + \gamma)$ бундан $t = -\frac{1}{\gamma} = -273,15^{\circ}\text{C}$ эканлиги келиб чиқади. $t = -273^{\circ}\text{C}$ (Келвин)

термодинамик шкаланинг, ҳисоб боши (ноли) деб қабул қилинган. Буни нол Келвин дейилади $0\text{ К} = -273^{\circ}\text{C}$. Амалда 0 К га еришиб бўлмайди, бу ҳароратга жуда яқин 10^{-7} К га тенг ҳароратга еришилган.

Назорат саволлари:

1. Газ босими ва ҳарорати ўртасидаги боғланишни ифодаловчи тажрибаларга мисоллар келтиринг.

2. Репер нуқталар нима ва уларга мисоллар келтиринг.

3. Абсолют нол ҳароратнинг маъносини айтинг.

4. Мутлақ ҳароратни аниқлаш усулини айтинг.

5. Тўғри жавобни кўрсатинг.

1) $T = t^{\circ} - 273,15$; 2) $T = t^{\circ} + 273,15$; 3) $t^{\circ} = T + 273,15$;

4) $t^{\circ} = T - 273,15$; 5) $t^{\circ} = 273,15 - T$; 6) $T = 273,15 - t^{\circ}$;

А) 1,6; Б) 4,5; С) 2,4; Д) 2,3,5; Е) 5,6;

6. Больсман доимийси нечага тенг?

А) $1,38 \times 10^{23}\text{ Ж}$; Б) $1,38 \times 10^{23}\text{ Ж/К}$; С) $1,38 \times 10^{-23}\text{ Ж}$;

Д) $1,38 \times 10^{23}\text{ Ж/К.мол}$; Е) $1,38 \times 10^{23}\text{ Ж/К.мол}$;

7. Абсолют нол ҳароратда газ босими қандай қийматга тенг бўлади?

А) 1 Па га; Б) 1 атм.га; С) 0 га; Д) -273 Па га;

Е) 760 мм симоб устунига.

Мавзуга оид адабиётлар:

1. Паул А. Типлер. Гене Мосса, Пҳйсисс фор ссиентисц анд енгинеерс. (with модерн пҳйсисс) W. Ҳ. Фрееман анд Сомпанй • New Ёрк. 2016.

2. Карабайева М.А. Молекуляр физика. Т. Университет. 2014. 240 б.

3. Сивухин В.В. Умумий физика курси. Термодинамика ва молекуляр физика Т. 1984й. 526 б.

4. Хайриддинов Б “Молекуляр физика” Тошкент, 2004.

5. Қодиров О “Молекуляр физика” Тошкент, 2004.

6.Абдуллаев Р.М., Хамиджонов И, Карабаева М.А. «Молекуляр физика», Университет, Т. 2003.- 121 б.

7.Абдуллаев А. «Молекуляр физика» -Гулистон.2012.- 95 б.

7- мавзу: Идеал газнинг ҳолат тенгламаси.

Асосий саволлар:

1. Идеал газнинг ҳолат тенгламаси.
2. Идеал газ қонунлари.

Мавзуга оид таянч тушунча ва иборалар: Идеал газ, ҳолат тенгламаси, ҳолат параметрлари, газ босими, ҳарорати, газ массаси, ҳажми,

1- савол бўйича дарс мақсади: Талабаларга молекуляр кинетик назариянинг асосий тенгламасидан фойдаланиб идеал газнинг ҳолат тенгламаси чиқарилади ва унинг хусусий ҳоли сифатида ҳолат параметрларининг ўзгаришлари орасидаги боғланиш ҳақида маълумот берилади.

Идентив ўқув мақсадлари:

1. Молекуляр кинетик назариянинг тенгламасининг тадбиқини билади.
2. Идеал газнинг ҳолат тенгламасини келтириб чиқара олади.
- 3.Моляр массани изоҳлай олади.

1-саволнинг баёни: Идеал газнинг ҳолат тенгламаси [1]. Агар газнинг босими P , ҳарорати T ва маълум m газ массаси егаллаган ҳажми V бўлса, уларни газнинг ҳолат параметрлари деб аталади. Улар мустақил параметрлар эмас, ҳар бири қолган иккитасининг функциясидир. Бу катталикларни ўзаро боғловчи тенглама газнинг ҳолат тенгламаси деб аталади ва қуйидагича ёзилади:

$$P = \phi(V, T)$$

(1)

Бу параметрларнинг иккитаси ҳам газ ҳолатини аниқлай олади. Учинчиси еса қолган иккитаси билан бир қийматли аниқланади. Газларда содир бўладиган турли жараёнларни ўрганиш ва таҳлил етиш учун унинг иккита параметри орасидаги боғланиш график тарзида ифодаланади. Идеал газнинг ҳолат тенгламасини кинетик назария тенгламасидан келтириб чиқариш мумкин.

$$P = \frac{2}{3} n \frac{m_0 v^2}{2}, \quad (2)$$

кўриб ўтилганидек $\frac{2}{3} n \frac{m_0 v^2}{2} = kT$, (3)

га тенг.(3) ни (2) га қўйиб қуйидагини ҳосил қиламиз

$$P = nkT \quad (4)$$

ҳосил қиламиз.Агар V ҳажмда N та зарра бўлса, $n = N/V$ у ҳолда (4) га қўйсақ

$$P = \frac{N}{V} kT, \text{ yoki } PV = NkT \quad (5)$$

кўринишини олади.(5) формулада газнинг учта параметри ҳам бор. Шу сабабли бу тенглама **газнинг ҳолат тенгламаси** деб аталади. Маълумки, молекула массаси m_0 ни N_A га кўпайтмаси шу модданинг **моляр массасини** беради, яъни

$$\mu = m_0 N_A. \quad (6)$$

Агар бирор массали газда молекулалар сони N та бўлса, унинг N_A га нисбати шу моддадаги моллар сонини беради: $\nu = \frac{N}{N_A}$. (7)

Моллар сони, яъни модда миқдорини газ массаси m ни унинг моляр массаси μ га бўлиб ҳам топиш мумкин, яъни
$$v = \frac{m}{\mu} \quad (8)$$

Шундай қилиб $\frac{N}{N_A} = \frac{m}{\mu}$ бундан
$$N = \frac{m}{\mu} N_A \quad (9)$$

(9) ни (5) га қуйиб қуйидагини топамиз:
$$PV = \frac{m}{\mu} N_A kT \quad (10)$$

Бунда $N_A = 6,0220943 \times 10^{23} \text{ мол}^{-1}$, $k = 1,38 \times 10^{-23} \text{ Ж/К}$, $R = N_A k = 8,31 \text{ Ж/мол К}$ деб белгиласак, қуйидагини оламиз:
$$PV = \frac{m}{\mu} RT \quad (11)$$

Идеал газнинг ҳолат тенгламасининг (11) кўриниши Менделеев-Клайперон тенгламаси деб аталади. R - универсал газ доимийси деб аталади. Бир мол газ учун $M = \mu$ бўлади, шунинг учун
$$PV = RT.$$

Назорат саволлари:

- 1.1. Идеал газнинг ҳолат тенгламаси газнинг қайси параметрларини ўзаро боғлайди? 1.2. Моляр масса билан модда миқдори статистик тушунча эканини изоҳланг.
- 1.3. Идеал газ тенгламасининг қўлланилиш чегараларини айтиб беринг.
- 1.4. Универсал газ доимийсининг маъносини тушунтиринг.
- 1.5. Бир мол газ учун Менделеев - Клайперон тенгламасини ёзинг.

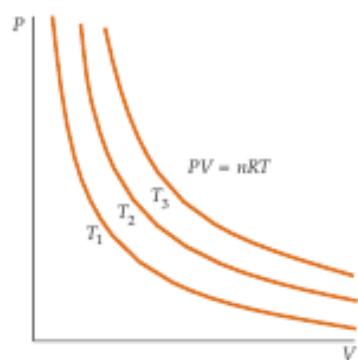
2- савол бўйича дарс мақсади: Талабаларга газ ҳолатининг ўзгармас ҳарорат, босим, ҳажм шароитида бошқа икки параметри ўзгаришлари орасидаги боғланишлар моҳияти ҳақида маълумот берилади.

Идентив ўқув мақсадлари:

1. Идеал газ қонунларини билиб олади.
2. Изожараёнлар моҳиятини изоҳлай олади.
3. Авогадро ва Дальтон қонунларини мазмунини айтиб бера олади.

2-саволнинг баёни: Идеал газ қонунлари.

Газлар табиатини ўргаувчи қонунлар газ ҳолат тенгламасидан анча аввал аниқланган еди. Уларни МКН тенгламасидан келтириб чиқариш мумкин. Газлар билан боғлиқ бўлган ҳодисаларни органишни соддалаштириш мақсадида **идеал газ** тушунчаси киритилади. Қуйидаги соддалаштиришларни киритайлик: а) газ молекулалари орасида озаро таъсирлашиш кучлари мавжуд емас.



б) газ молекулаларининг олчамлари ҳисобга олмаслик даражасида кичик.

в) газ молекулаларининг озаро тоқнашишлари еластик шарларнинг тоқнашувидек содир болади.

Сийраклаштирилган реал газларнинг хоссалари идеал газга яқин болади. Масалан, атмосфера босимида водород ва гелий газлари идеал газга жуда яқин болади. Газ бир ҳолатдан иккинчи ҳолатга ўтганда параметрлари озгаради. Ўзгармас

m массали газ ҳолатини ўзгаришида параметрлар (босим P ,

12-расм. [1]

ҳажм V ва температура T) дан бири ўзгармасдан сақланиб қолган иккитаси ўзгариши мумкин.

1.Изотермик жараён (Т=сонст) да газ ҳолатининг озгариши Бойл-Мариот қонуни билан аниқланади.Т=сонст бўлсин, газ ҳолатининг бундай ўзгариши изотермик жараён деб аталади. У ҳолда Менделеев-Клайперон тенгламаси

$$PV = \frac{m}{\mu} RT \quad \text{да} \quad \frac{m}{\mu} RT = const \quad \text{бўлади.}$$

Шундай қилиб,

$$PV=сонст; m=сонст; T=сонст, \quad (12)$$

бу изотермик жараённинг тенгламасидир. Бу боғланишни инглиз олими Р.Бой 1662 йилда ва француз олими Е. Мариоттлар тажриба юли билан 1667 йилда аниқлаган.

(12) га кўра идеал газнинг ҳарорати ўзгармас бўлганда босими ҳажмга тескари пропорционал равишда ўзгаради. (12) формулани газнинг икки ҳолати учун ёзамиз:

$$P_1V_1 = const; P_2V_2 = const \quad ; \quad P_1V_1 = P_2V_2; \frac{P_1}{P_2} = \frac{V_2}{V_1}.$$

$PV=П_0V_0$ кўринишда ёзиш мумкин, П,В координаталарда изотермик жараён графиги чизикдан иборат. Бу егри чизик изотерма деб аталади. Ҳарорат ортиши билан $T_1 > T_2 > T_3$ (12-расм) изотерма йқорига кўтарилади.

$V=f(1/p)$ боғланиш чизиғи изотермалар деб аталади. Юқори ҳароратларда бу изотерма чизиғи координата бошидан узоқлашади. Газнинг ҳажми ўзгариши билан босими ўзгариши хоссаси сиқилувчанлик деб аталади. Температура узгармаганда ҳажм ўзгаришининг босимининг бир бирликка нисбий ўзгаришини кўрсатувчи катталиқ **изотермик сиқилувчанлик** коэффициенти деб аталади.

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

Ҳолат тенгламасига асосан бирор газ учун $PV=сонст$. Бундан $d(PV)=VdP + PdV = 0$

$$1 + \frac{PdV}{VdP} = 0 \quad \text{ёки} \quad \left(\frac{PdV}{VdP} \right) = -1 ,$$

$\chi = \frac{1}{V} \left(\frac{dV}{dP} \right)_T = -\frac{1}{P}$ келиб чиқади. Минус ишораси ҳажм ортиши билан босимнинг камайишини кўрсатади.

2. Гей-Люссак қонуни. Ўзгармас босимда идеал газ ҳажмининг ҳароратга боғлиқ ҳолда ўзгариши **изобарик жараён** деб аталади. $P=сонст$ деб олиб газ ҳолат тенгламасидан қуйидагича ҳосил қиламиз:

$$\frac{V}{T} = \frac{m}{\mu} \frac{R}{P} = const.$$

(13)

(13) изобара тенгламаси деб аталади. Изобарик жараённи 1802 йилда француз олими Гей-Люссак топган ва у Гей-Люссак қонуни деб аталади. Бу қонун қуйидагича таърифланади: маълум массали газнинг босими ўзгармас бўлганда газ ҳажмининг ҳароратга нисбати ўзгармасдир.

$T=0$ да $V=0$ бўлади. $V = f(T)$ боғланишни ифодаловчи чизик изобара деб аталади.

Босим ўзгармаганда газ ҳарорати бир бирликка ўзгарганда унинг ҳажмининг нисбий ўзгаришини кўрсатувчи катталиқ ҳажм кенгайиш коэффициенти деб

аталади.

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

тенгламасидан $\left(\frac{dV}{dT} \right)_p = \frac{M}{\mu} \frac{R}{P}$ бўлгани учун (14) га асосан

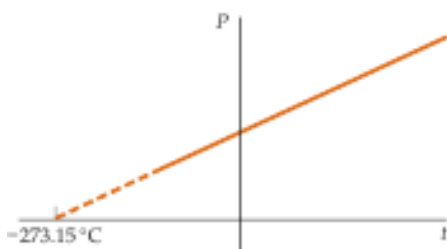
$\alpha = \frac{1}{V} \left(\frac{dV}{dT} \right)_p = \frac{1}{T}$ келиб чиқади. Газнинг V_1, T_1 ва V_2, T_2 ҳолатлари учун $\frac{V_1}{T_1} = \frac{V_2}{T_2}$ деб

ёзиш мумкин. $P = \text{const}$ боғланишни ифодаловчи чизик изобара деб аталади.

Бундан $V = V_0(1 + \alpha \Delta T); T_0 = 273K, \alpha = \left(\frac{1}{273} \right) K^{-1}$. еканлигини ҳисобга олган ҳолда,

ихтиёрий ҳароратдаги газнинг ҳажми $V = V_0 \alpha T$ гатенглиги топилади. ва бу

тенгламани қуйидагича ёзиш мумкин $\frac{V}{V_0} = \frac{T}{T_0}$.



$$V = V_0(1 + \alpha_v t) \quad \text{бундан} \quad \frac{V}{T} = \text{const}$$

ҳосил қиламиз (12-расм). Бунда α_v - газнинг кенгайиш термик коэффициенти,

$$\alpha_v = \frac{1}{273,15} K^{-1}.$$

13-расм. [1]

3.Изохорик жараён (V=сонст) да амалга ошади ва Шарл қонуни бойича

аниқланади (13-расм). $P = P_0(1 + \alpha_p t)$ бундан $\frac{P}{T} = \text{const}$

ни ҳосил қиламиз. Бунда идеал газ учун α_p - босимнинг термик коэффициенти дир.

Идеал газнинг ҳажми ўзгармас бўлганда унинг босими ҳароратга тўғри пропорционал равишда ўзгаради. Буни изохорик жараён деб аталади. Бу қонунни 1787 йилда Ж. Шарл аниқлаган. Идеал газ тенгламасидан:

$$\frac{P}{T} = \frac{m}{\mu} \frac{R}{V} = \text{const} . \quad (14)$$

Бундан маълум массали газнинг ҳажми ўзгармас бўлганда босимнинг T га нисбати ўзгармасдир деган ҳулоса келиб чиқади. Газнинг P_1, T_1 ва P_2, V_2 бўлган ҳолатлари

учун $\frac{P_1}{P_2} = \frac{T_1}{T_2}$ деб ёзиш мумкин. $P = \text{const}$ боғланишни ифодаловчи чизик

изохора деб аталади. Бу боғланишдан кўриниб турибдики $T = 0$ да $P = 0$ бўлади.

$P = P_0(1 + \alpha t)$ лекин паст температураларда ҳар қандай газ суюқликка айланади ва яна паст ҳароратларда қотади. Бошқача айтганда, модда 0 дан фарқли доимий босимга ега бўлиб қолади. Демак, идеал газ қонуни паст температураларда бузилади.

Энди идеал газ параметрининг ҳар учаласи P_1, V_1, T_1 ҳолатдан ўзагашиб P_2, V_2, T_2 ҳолатга оцин. Бу вақтда ($T_1 = \text{сонст}$) да газ босимини P_2 гача ўзгартирайлик. Натижада газ ҳажми ҳам озгаради (V'). Изотермик жараёнда $P_1 V_1 = P_2 V'$ бунда

$$V' = \frac{P_1 V_1}{P_2}$$

ифодани ҳосил қиламиз. Иккинчи жараёнда ($P_2 = \text{сонст}$) да температурани T_2 гача орттирамиз. Натижада газ V_2 ҳажмга изобарик кенгайди. Гей - Люссак қонунига асосан қуйидагини ёзамиз: $\frac{V'}{T_1} = \frac{V_2}{T_2}$ бунда $V' = \left(\frac{V_2}{T_2}\right) T_1$ ифода ҳосил болади. Буларлардан

$$\frac{P_1 V_1}{T_1} = \frac{P_2 V_2}{T_2}$$

тенгликни ёзамиз. Демак, ўзгармас массали газ учун босим ва ҳажм копейтмасини температурага нисбати $\frac{PV}{T} = B$

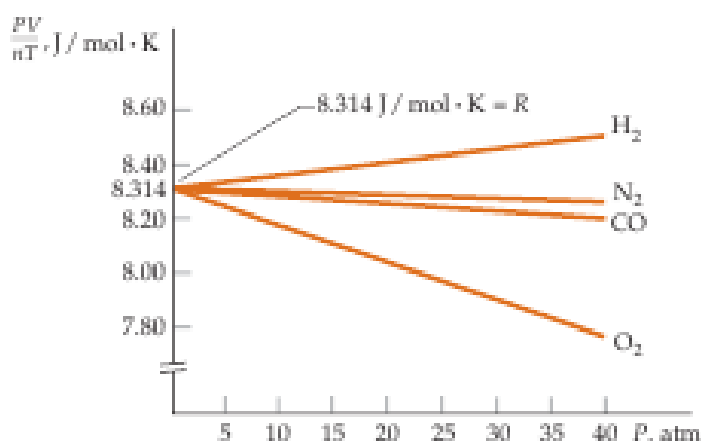
ўзгармас миқдорга тенг болиб, бу тенгламани Клапейрон тенгламаси деб аталади. Бунда V газ массаси, газ турига боғлиқ газ доимийсидир. Бу тенгламани Д.И.Менделеев нормал шароитда 1 мол газ учун қуйидаги ўзгартиради:

$$PV_M = RT, \quad (15)$$

бунда P - газнинг универсал доимийси деб аталади. $R = 8,31 \text{ Ж/мол} \cdot \text{К}$. $V_M = 22,41 \cdot 10^{-3} \text{ м}^3/\text{мол}$. Охириги тенгламанинг ҳар икки томонига m/μ ни копейтириб ва $(m/\mu) V_M = V$ тенг деб олсак

$$PV = \left(\frac{m}{\mu}\right) RT, \quad (16)$$

Клапейрон - Менделеев тенгламасини ҳосил қиламиз. Бунда μ - моляр масса, m - ихтиёрий олинган газ массаси.



14-расм. Универсал газ доимийсининг турли газларда аниқланган қийматлари [1].

4.Авагадро қонуни.Бирдай босим ва температураларда ҳар қандай газнинг тенг ҳажмидаги молекулалар сони бир хил бўлади. 1811 йилда италян олими Авагадро бу қонуни аниқлаган. Исботи учун идеал газ ҳолат тенгламасини икки хил газ учун ёзамиз.

$$Pv = N_1 kT \quad \text{ва} \quad pv = N_2 kT. \quad (17)$$

Бу йерда N_1 ва N_2 лар газларнинг ҳажм бирлигидаги молекулалари сони. Авагадро қонунига асосан $N_1 = N_2$. Бу қонун, аксинча, молекулалари сони бирдай бўлган турли газларнинг бирдай босим ва бирдай температураларда бирдай ҳажм егаллаши келиб чиқади. Маълумки, ҳар қандай газнинг бир молида бир хил сондаги молекулалар бор. Демак, ҳар қандай газнинг бир моли бирдай босим ва ҳароратларда бирдай ҳажмни егаллайди. Масалан 273,15 К ҳарорат ва бир атм. ($1,01 \times 10^5 \text{ Н/м}^2$) босимда ҳар қандай бир мол газ ҳажми

$$V_0 = \frac{RT}{P} \approx \frac{8,31 \cdot 273}{1,01 \cdot 10^5} = 22,4 \frac{\text{л}}{\text{мол}} = 22,4 \cdot 10^{-3} \frac{\text{м}^3}{\text{мол}}$$

бундай шароитдаги газнинг 1 м³ даги

моллар сони $n_c = \frac{N_A}{V_0} = \frac{6.02 \cdot 10^{23}}{22.4 \cdot 10^{-3}} = 2.68 \cdot 10^{25} m^{-3}$, бўлади, бу сон Лошмит сони дейилади.

Авогадро қонунига кўра бир хил шароитда турли газларнинг концентрацияси тенг бўлади. Бу натижа $P = nkT$ тенгламадан тўғридан-тўғри келиб чиқади, тенглама газнинг турига боғлиқ эмас. $0^\circ C$ температура ($T_0 = 273,15 K$) ва 1 атмосфера ($P_0 = 101325 Pa$) босимли шароитни **нормал шароит** дейишга одатланилган. Бундай шароитда газнинг $1 cm^3$ ҳажмдаги зарралар сони ҳолат тенгламасига асосан $L = 2.69 \cdot 10^{19}$ бўлиб, бу сонни **Лашмидт** сони дейилади. Нормал шароитда бир мол газнинг ҳажми $V_0 = 22.41$ литр бўлишини ҳисоблаш ҳам қийин эмас. Бу миқдорлар орасида $P_0 V_0 = RT_0$ ва $P_0 = LkT_0$ боғланишлар ўринли.

Юқоридаги босим учун ифода келтириб чиқаришдан кўринадики, газ бир-неча турдаги зарралар (молекулар) аралашмасидан иборат бўлса, бу компоненталарнинг ҳар бири идиш деворларига урилади ва босим ҳосил қилади, ҳар бири учун ҳолат тенгламасини ёзиш мумкин, уларда системанинг барча ташкил етувчилари учун умумий бўлган ҳажм V иштирок этади: $P_i V = n_i kT$. Бундай тенгламаларни қўшиб юбориб, умумий босимни топилади, ва у хусусий босимларни йиғиндисига тенг бўлади. Газларнинг босимини бундай ҳоссабини **Далтон қонуни** дейилади. **Дальтон қонуни**.

Бирон идишда бир-бири билан кимёвий реакцияга киришмайдиган турли газлар аралашмаси бўлсин. Бу аралашма учун ҳолат тенгламаси:

$$PV = (N_1 + N_2 + N_3 + \dots) \cdot kT, \quad (18)$$

Буни қуйидагича ёзиш мумкин. $P = \frac{N_1}{V} kT + \frac{N_2}{V} kT + \frac{N_3}{V} kT + \dots$ бу формула аралашманинг умумий босимини ифода қилади.

$$\text{Бунда } \frac{N_1}{V} kT = P_1, \quad \frac{N_2}{V} kT = P_2, \quad \frac{N_3}{V} kT = P_3, \dots$$

Деб олсак, улар аралашмадаги ҳар бир газнинг босимини беради. Шундай қилиб

$$P = P_1 + P_2 + P_3 + \dots \quad (19)$$

Демак, ҳар бир газ идиш деворига идишга бошқа газ бўлмаганидек босим кўрсатар экан. Ҳар бир газнинг босимини унинг парсиал босими дейилади. Шундай қилиб газлар аралашмасининг босими унинг компонентлари парсиал босимларининг йиғиндисига тенг. Бу хулоса Дальтон қонуни деб юритилади. Уни 1801 йилда инглиз физиги Д.Дальтон аниқлаган. Ўзгаришча юқори босимлардагина Дальтон қонунидан четлаштиришларни кузатиш мумкин. Газ ҳолати доимий босимда ўзгараётган бўлса, $PV = kNT$ тенгламадан $V = CT$, $C = kN/P = const$ эканлигини топамиз. Тарихан бу, **Гей-Люссак қонуни** абсолют температура тушунчаси бўлмаган пайтда, Сельсий температураси орқали эмпирик аниқланган еди: $V = V_0(1 + \alpha t)$, V_0 - газнинг $0^\circ C$ ҳароратдаги ҳажмидир. Таҷрибалардан газларни кенгайтириш коэффициенти $\alpha = 1/273.15$ ни аниқланиши абсолют температура тушунчасини вужудга келишига, ва Сельсий температураси билан боғланиш $T = t + 273.15$ ни топилишига олиб келган.

Газ ҳажми доимий бўлган ёпиқ идишда турса, босим учун қуйидаги **Шарл қонуни** ўринлидир: $P = C'T$, $C' = kN/V$. Бу қонун ҳам дастлаб эмпирик тарзда оъчилган бўлиб, Сельсий температураси билан ёзилган: $P = P_0(1 + \alpha t)$. Шарл ва Гей-Люссак қонунларида босим ва ҳажми температуравий ўзгаришини тавсиф етувчи коэффициентларни тенглиги аниқланган, ва бу Шарл ва Гей-Люссак қонунларини умумлаштирувчи Клапейрон тенгламасини очилишига асос бўлган.

Идеал газнинг ички энергияси:

$$U = \frac{3}{2}kNT \quad (20)$$

Бу йерда $\varepsilon = 3kT/2$ айрим зарранинг *ўртача* энергияси эканлиги аёндыр. Бу энергия зарранинг массасига боғлиқ емаслиги диққатга сазовордир.

Идеал газларга хос бўлган бошқа миқдорларни ҳам топайлик. (20) га кўра идеал газнинг ҳажм доимий бўлган ҳолдаги иссиқлик сиғими

$$C_V = \left(\frac{\partial U}{\partial T} \right)_V = \frac{3}{2}kN \quad (21)$$

екан. Термодинамикадан қуйидаги муносабат маълум:

$$C_P - C_V = \left(\frac{\partial V}{\partial T} \right)_P \left[\left(\frac{\partial U}{\partial V} \right)_T + P \right]. \quad (22)$$

Бу йерда C_P - ҳажм ўзгармас бўлган ҳолдаги иссиқлик сиғими; кавслалар ёнидаги индекслар хосилалар доимий босим ёки доимий температурада ҳисобланиши лозимлигини кўрсатмоқда. (20) ифодага кўра ички энергия ҳажмга боғлиқ емас, демак $(\partial U / \partial V)_T = 0$ экан. Ҳолат тенгламасидан фойдаланиб, иккинчи хосилаларни ҳисоблаймиз: $(\partial V / \partial T)_P = kN/P$. Буларни (22) га қўйсак:

$$C_P - C_V = kN, \quad (23)$$

$$C_P = \frac{5}{2}kN. \quad (24)$$

Адиабата кўрсаткичи деб иссиқлик сиғимларини нибатига айтилади:

$$\gamma = C_P / C_V = 5/3. \quad (25)$$

Ички энергия, иссиқлик сиғими ифодаларида N иштирок етиши уларни идеал газ учун аддитив миқдорлигини кўрсатади. Газларнинг иссиқлик сиғими масаласини қўшимча муҳокама қилайлик. Иссиқлик сиғими анъанавий равишда бир мол учун ($N = N_A$) ёзилади. Унда (23) тенглик қуйидагича ёзилади: $C_P = C_V + R$ (26)

ва *Майер тенгламаси* деб аталади. Бир атомли газ учун зарраларнинг эркинлик даражаси $i = 3$ иштирокида моляр иссиқлик сиғим $C_V = iR/2$ бўлади. Бундай иссиқлик сиғим зарраларнинг илгариланма ҳаракати билан боғлиқ бўлиб, газнинг босими ҳисобланганда зарраларнинг айнан илгариланма ҳаракати аҳамиятлидир.

Лекин икки атомли газларда молекулаларни айланма ва тебранма ҳаракатлари ҳам бўлади, уларни ҳисобига газнинг эркинлик даражаси ва иссиқлик сиғими ортади. Бундай ҳаракатларни классик тасаввурлар асосида ҳисобга олинганда $i = 7$ бўлиши керак. Тажриба еса нормал температурада кўпчилик икки атомли газлар учун $i = 5$ бўлишини, фақат юқори хароратлардагина тебранма ҳаракатлар кучайиб, $i = 7$ бўлишини кўрсатади. Бу ҳолда моляр иссиқлик сиғим икки атомли газ учун $C_V = 5R/2$ ва $C_P = 7R/2$, уч атомли газ учун $C_V = 3R$ ва

$C_V = 4R$ бўлади. Шунга мос равишда адиабата кўрсаткичи қуйидагича бўлади: $\gamma = 7/5$ ва $\gamma = 4/3$. Термодинамик характердаги Майер тенгламаси $C_p = C_V + R$ еса ҳамма вақт ўринлидир.

Назорат саволлари:

1. Изотремик жараёнда газ ҳажми икки марта орца босими неча марта ўзгаради?

А) ўзгармайди Б) икки марта ўзгаради. С) икки марта камаяди. Д) тўрт марта ортади. Е) тўрт марта камаяди.

2. Изобарик жараён тўғрисида тушунча беринг.

3. Лошмит сони нимани ифодалайди?

А) $1m^3$ даги молекулалар сони, Б) Ҳажм бирлигидаги молекулалар сони, С) нормал шароитдаги $1m^3$ даги молекулалар сони, Д) 1мол газдаги молекулалар сони,

Е) Бирлик ҳажмдаги молекулалар сони.

Мавзуга оид мустақил иш топшириқлари:

1. Идеал газнинг ҳолат тенгламаси келтириб чиқаринг.

2. Идеал газ қонунлари.

3. Изожараёнлар графигини чизинг.

Мавзуга оид адабиётлар:

1. Паул А. Типлер. Гене Мосса, Пҳйсисс фор ссиентисц анд енгийнере. (with модерн пҳйсисс) W. Ҳ. Фреман анд Сомпанй • New Ёрк. 2016.

2. Карабайева М.А. Молекуляр физика. Т. Университет. 2014. 240 б.

3. Сивухин В.В. Умумий физика курси. Термодинамика ва молекуляр физика Т. 1984й. 526 б.

4. Хайриддинов Б “Молекуляр физика” Тошкент, 2004.

5. Қодиров О “Молекуляр физика” Тошкент, 2004.

6. Абдуллаев Р.М., Хамиджонов И, Карабаева М.А. «Молекуляр физика», Университет, Т. 2003.- 121 б.

7. Абдуллаев А. «Молекуляр физика» - Гулистон. 2012.- 95 б.

8-мавзу. Барометрик формула.

Асосий саволлар:

1. Больсман тақсимоти.

2. Барометрик формула.

Мавзуга оид таянч тушунча ва иборалар: Оғирлик кучи, иссиқлик ҳаракати, баландлик бўйлаб тақсимот, зарралар потенциал энергияси, зарралар зичлиги, Больсман тақсимоти, барометрик формула.

1- савол бўйича дарс мақсади: Молекулаларнинг доимо хаотик ҳаракати табиатидан келиб чиққан ҳолда, Ёер атмосферасида, улар тортишиш кучи таъсирида бўлишини еътиборга олиб, атмосферадаги газ молекулаларини баландлик бўйлаб тақсимоти келтириб чиқарилади.

Идентив ўқув мақсадлари:

1. Тақсимот функциясини билади.

2. Молекулалар консетрасиясининг атмосферада баландлиги бўйлаб тақсимланиш қонуниятини изоҳлай олади.

3. Планеталар атмосферасининг босимини ҳисоблашни билади.

1-саволнинг баёни: Больцман тақсимоти. Одатда, биз газ хаотик ҳаракатлар туфайли ўзи қамалган идишнинг ҳамма қисмини текис егаллайди ва идишнинг ҳар қандай қисмининг бирлик ҳажмида бир хил сондаги молекулалар бўлади деб қараймиз. Лекин бундай эмас. Газ молекуляр иссиқлик ҳаракатидан ташқари ташқи кучлар таъсирида ҳам бўлиб туради ва бу кучлар уларнинг идиш бўйлаб тақсимотида ўзгаришлар бўлишга олиб келади. Ёер атмосферасини олайлик. Атмосфера асосан кислород ва азот газ молекулаларидан иборат. Бу газлар молекулалари иссиқлик ҳаракатидан ташқари доимо оғирлик кучи таъсирида ҳам бўлади. Агар молекулаларнинг иссиқлик ҳаракати бўлмаганда еди, уларнинг ҳаммаси оғирлик кучи таъсирида Ёерга “қулаб” тушар ва бутун ҳаво ёер сирти яқинида юпқа ҳаво суюқлиги қатламини ҳосил қилган бўлар еди. Агар оғирлик кучи бўлмай, фақат молекуляр ҳаракат бўлганда еди, молекулалар бутун олам фазоси бўйлаб тарқалиб кетар еди. Шундай қилиб атмосфера - ҳаводаги молекулаларнинг иссиқлик ҳаракати ва ёер тортиш кучи таъсирида ҳосил қилган газ қатламидир. Шу билан бирга ҳаводаги молекулаларнинг иссиқлик ҳаракатида турлича тезликдаги молекулалар учрайди. Тез молекулалар атмосферанинг юқори қатламларига кўтарилса, секин молекулалар оғирлик кучи таъсирида Ёер сиртига яқинлашади. Бу еса молекулаларнинг баландлик бўйлаб тақсимланишига олиб келади, яъни ҳаво молекулалари концентрацияси баландлик ортган сари камайиб боради. Бинобарин баландлик ортган сайин зарраларнинг потенциал энергияси ҳам ортиб боради. Зарраларнинг бундай баландлик бўйлаб тақсимотини назарий жиҳатдан Л.Больцман ўурганган ва бу тақсимот зарралар концентрациясининг уларнинг потенциал энергиясига боғлиқ ҳолда фазовий тақсимотини характерлайди ва Больцман тақсимоти деб аталади. Больцман тақсимоти қуйидаги формула билан ифодаланади, яъни **газ зарраларининг бирон х баландликдаги концентрацияси** қуйидагича бўлади:

$$n_h = n_o \exp\left(-\frac{U_h - U_o}{kT}\right) \quad (1)$$

бу ёерда n_o ва U_o зарраларнинг $x = 0$ баландликдаги концентрацияси ва потенциал энергияси, агар $x=0$ да U_o деб олинса, (1) қуйидаги кўринишни олади.

$$n_h = n_o \exp\left(-\frac{U_h}{kT}\right) \quad (2)$$

Больцман тақсимоти турли планеталарда атмосфераларнинг зичлигини баландлик бўйича ўзгариш қонуниятини аниқлаш имконини беради. Шарсимон самовий жисмнинг (планета) тортиш майдонида m массали зарранинг потенциал энергияси учун қуйидаги ифодани ёзиш мумкин.

$$U_h = -G \frac{Mm}{h}$$

(3)

Бу ёерда M - планета массаси, G - бутун олам тортишиш доимийси, x заррачадан планета марказигача бўлган масофа.

(3) ни (1) га қўйиб, планета атмосфераси зичлигининг баландлик бўйлаб ўзгариш

қонуниятни ҳосил қиламиз. $n_h = n_o \exp\left(-G \frac{mM}{kT} \left(\frac{1}{r_o} - \frac{1}{h}\right)\right) \quad (4)$

Назорат саволлари:

1. Атмосферадаги газ молекулаларига доимо оғирлик кучи таъсир етиб туради. Лекин, нима учун улар идишга солинган биллиард шарчалари каби Ёер сиртида бирор қалинликда тўпланган емас?

2. Атмосферадаги газ молекулалари доимо тартибсиз иссиқлик ҳаракатида бўлади. Лекин, нима учун улар зичлиги бирон ёпиқ идишдаги сингари бир хил бўлмай баландлик бўйлаб ўзгариб туради?

3. Ҳаводаги молекулалар қандай кучлар таъсирида ҳаракат қилади?

4. Атмосферадаги газ молекулалари концентрацияси қандай қонуният билан ўзгаради.

5. Больсман тақсимотини планета атмосфераси зичлигининг баландлик бўйлаб ўзгаришини ифодаловчи формулани тавсифлаб беринг.

2- савол бўйича дарс мақсади: Газ босимининг баландлик бўйича ўзгариш қонунияти ҳақида маълумот берилади.

Идентив ўқув мақсадлари:

1. Больсман тақсимотидан фойдаланиб атмосфера босимини ҳисоблашни билади.

2. Бошқа планеталар атмосферасида босимини ҳисоблаб чқара олади.

2-саволнинг баёни: Барометрик формула. Больцман тақсимотини тажрибада 1906 йили Ж.Б. Перрен текшириб кўрди ва ҳақиқатдан ҳам зарралар концентрацияси баландлик бўйлаб экспоненциал қонуният билан ўзгаришини исботлади. Перрен ўз тажрибалари асосида Больсман доимийси к нинг миқдорини ҳам текшириб кўрди ва ҳозирги пайтда маълум бўлган қайматга яқин миқдорни аниқлади. МКН га асосан газ босими қуйидагича

$$P = n_0 kT, \quad (5)$$

аниқланади. Бу формулани $x=0$ ва x баландликлар учун ёзиб, уни (2) га қўйиб қуйидагини ҳосил қиламиз:

$$P_h = P_0 \exp\left(-\frac{mgh}{kT}\right). \quad (6)$$

Бу формула газ босимининг баландлик бўйича ўзгариш қонунини ифойдалайди ва **барометрик формула** деб аталади. Ёер сирти учун ($x=0$) $P_0 = 101,325$ кПа, ҳарорат ўзгармас ($T=273$ К) олинса (6) формула қуйидаги кўринишга ўтади:

$$P_h = P_0 \exp\left(-\frac{\rho_0 g L}{P_0}\right); \quad (7)$$

$$P_h = P_0 \exp\left(-\frac{h}{7,99 P_0}\right). \quad (8)$$

Бунда Ёер атмосфераси асосан кислород ва азот газидан иборат еканлиги ҳисобга олинади. Ёер планетасининг атмосфераси босими баландлик ошган сари камайиб боради, бу еса босимнинг баландликка (6)ифода билан аниқланадиган боғланишига таъсир кўрсатади. Шунга қарамасдан, ўлчаш ишларида P_0 учун денгиз сиртидаги ўртача қиймат ва ҳарорат учун 15^0C олинб, барометрик формула қуйидагича ёзилади:

$$P_h = 101,3 \left(1 - \frac{6,5h}{288}\right). \quad (9)$$

Бу йерда P - босим, кПа бирлигида; h - баландлик, км бирликларда олинади.

$$m = \mu / N_A \text{ еканини етиборга олсак (6) ни куйидагича ёза оламиз [1]: } P = P_0 e^{-\frac{mg \cdot h}{kT}}. \quad (10)$$

Бу формуладан Йер сиртидан баландликни аниқлашда фойдаланилади. Шунингдек, барометрик формула Больцман доимийсини аниқлаш имконини ҳам беради, лекин аниқлиги унча катта бўлмайди. (4) формулани куйидагича ёзиб оламиз:

$$n = n_0 e^{-\frac{mg \cdot h}{kT}}. \quad (11)$$

(6)-(11) формулалардан кўриниб турибдики Йернинг (Бошқа планеталарнинг ҳам) атмосфераси чексизликкача ёйилган ва газнинг зичлиги хеч қайерда 0 га тенг бўлмайди. Лекин бундай бўлиши мумкин эмас, чунки зарралар сони чекли, коинот еса чексиз. Шунинг учун, Йернинг атмосфераси мувозанат ҳолатда эмас, деган хулоса қилишга тўғри келади. Газ муозанат ҳолатга интилиб, атрофга тарқалиб кетишга, яъни зичлигини бир хил қилишга интилади. Лекин йер атмосферасидаги жуда оз қисмигина Йернинг атмосфера қобиғини ташлаб кета олади. Шу сабабли йер атмосфераси миллиард йиллардан бери мавжуд. Ойда еса атмосфера йўқ ва газ зарралари мувозанат вазиятга еришган.

Маълумки зарралар тезликлар бўйича ҳам тақсимотга ега. Тезлиги иккинчи космик тезликдан катта бўлган зарралар планетанинг тортиш кучини йенгиб, планеталараро фазога чиқиб кетади. Бошқача айтганда планеталар атмосфераси вақт ўтиши билан сейраклашиб боради. Оғир планеталар учун иккинчи космик тезлик, енгилларига қараганда анча катта, шу сабабли, оғир планеталар атмосфераси секин сийраклашади. Шунингдек, планета атмосферасининг сийраклашиши суръати унинг радиусига, ҳароратига, атмосфера таркиби ва h к. ларга боғлиқ.

Назорат саволлари:

1. Йер атмосфераси асосан қандай газ молекулаларидан ташкил топган?
А. кислород, Б. Азот, С. кислород ва азот, Д. водород, Е) гелий.
2. Йер атмосфераси стационар ҳолатда эмас, чунки ...
А. у турли газдан иборат, Б. ҳарорат баландлик ортган сари камайиб боради,
С. газ зичлиги баландлик ортган сайин камайиб боради,
Д. оғирлик кучи мавжуд, Е. йер сиртида турлича нуктада турлича ҳарорат мавжуд.
3. Больцман қонунини қандай газлар учун қўллаш мумкин? А. реал газлар учун,
Б. сийракланган, С. фақат идеал газлар, Д. ҳаво газлари учун.
4. Оғир планеталар атмосфераси нима учун секин сийраклашади?
5. Барометрик формулани қандай катталикларни аниқлашда ишлатиш мумкин?

Мавзуга оид мустақил иш топшириқлари:

1. Молекулаларнинг потенциал энергия қийматлари бўйича.
2. Ташқи потенциал кучлар таъсирида Максвелл-Больцман тақсимот қонуни.
3. Планеталар атмосферасини ҳисоблашда тақсимот қонунларидан фойдаланиш.

Мавзуга оид адабиётлар:

1. Паул А. Типлер. Гене Мосса, Пҳйсисс фор ссиентисц анд енинеерс. (витх модерн пҳйсисс) W. X. Фреман анд Сомпанй • New Ёрк. 2016.
2. Карабайева М.А.Молекуляр физика.Т.Университет.2014.240 б.
- 3.Сивухин В.В.Умумий физика курси.Термодинамика ва молекуляр физика Т.1984й.526 б.
- 4.Хайриддинов Б “Молекуляр физика” Тошкент ,2004.
- 5.Қодиров О “Молекуляр физиа” Тошкент , 2004.
- 6.Абдуллаев Р.М., Хамиджонов И, Карабаева М.А. «Молекуляр физика», Университет, Т. 2003.- 121 б.
- 7.Абдуллаев А. «Молекуляр физика» -Гулистон.2012.- 95 б.

9-мавзу. Молекулаларнинг тезлик компонентлари бўйича тақсимоти.

Асосий саволлар:

- 1.Молекулаларнинг тезлик компонентлари бўйича тақсимоти.
- 2.Максвелл тақсимоти.
3. Мумтоз физиканинг қўлланиш чегаралари.

Мавзуга оид таянч тушунча ва иборалар: Максвелл тақсимоти, Больсман тақсимоти, тақсимот функциясининг энг катта еҳтимолли тезлиги, молекулаларнинг тезликлари бўйича тақсимоти, тақсимот функцияси, мувозанатли тақсимот, еркин югириш йўли.

1- савол бўйича дарс мақсади: Кўп сонли заррачалар мухитида зарраларнинг иссиқлик ҳаракати тезлиги хаотик- бўлмаи, маълум қонуниятга бўйсунганини кўрсатилади, шу асосда газ молекулаларининг тезликлар бўйича тақсимоти тўғрисида маълумотлар берилади.

Идентив ўқув мақсадлари:

- 1.Модданинг диоимо ҳаракатда бўлган зарраларидан ташкил топганлигини билади.
- 2.Тақсимот функциясини билади.
- 3.Молекулаларнинг ўртача арифметик, ўртача квадратик ва энг катта еҳтимоллий тезлигини келтириб чиқара олади.

1-саволнинг баёни: Молекулаларнинг тезлик компонентлари бўйича тақсимоти. Идеал газлардан иборат система берилган бўлсин, маълум бир вақтдаги сон-саноксиз молекулалар тартибсиз ҳаракати ва ўзаро тўқнашуви туфайли улар ичида турли тезликка ега бўлган молекулалар учрайди. Бошқача қилиб айтганда, молекулалар ҳаракати тартибсиз ва уларнинг тўқнашувлари тасодифий бўлишига қарамай, уларнинг тезликлари бўйича тақсимоти тамомила аниқ бўлишини назария ва тажрибалар кўрсатади. Уларнинг характериға молекулалараро таъсирлар хатто ташқи майдон ҳам таъсир кўрсата олмайди. Молекула 1с да 10^7 мартта тўқнашувни бошидан кечиради. Шу вақт ичида 10^{-7} м га силжишга улгуради. Бу масофани молекулаларнинг еркин югириш йўли деб аталади. Тезлиги бирор аниқ қийматга ега бўлган, айрим молекула тўғрисида гапириш маънога ега емас. Чунки бундай тезликли молекула бўлмаслиги мумкин. Шунинг учун тезликнинг бирор оралиғидаги молекулалар сони катталиғига боғлиқ бўлади, яъни

$$\Delta n = a \cdot \Delta v, \quad (1)$$

бу йерда, a – пропорцианаллик коэффиценти, Δv - ораликдаги тезликлар, Δn – тезликнинг ўзига боғлиқ бўлиши мумкин бўлган, тезликлар интервалида ҳаракатланувчи молекулалар сони. Мисол учун ёши 99-100 ёш ва 30-31 ёш бўйича

таксимот бошқа бўлади. Шу сабабли (1) формуладаги пропорционаллик коэффициенти a тезликнинг функцияси бўлади ва уни қуйидагича ёзиш мумкин $a = f(v)$. Шунингдек Δn катталиқ ҳажм бирлигидаги зарралар сонига ҳам боғлиқ бўлади. Шундай қилиб, (1) ни

$$\Delta n = f(v)\Delta v. \quad (2)$$

деб ёза оламиз (3) ни, одатда қуйидаги шаклда ўзгартириш мумкин

$$\Delta n / n = f(v)\Delta v. \quad (3)$$

Бунда $\frac{\Delta n}{n}$ катталиқ, тезликлари v_1 дан $v + \Delta v$ гача орасида ётувчи молекулалар сони. Бу улиш $f(v)$ функцияга боғлиқ. Шу сабабли $f(v)$ функцияни таксимот функцияси деб аталади, унинг маъноси Δv_1 га тенг бўлаган ҳол учун $f(v) = \frac{\Delta n}{n}$.

Функциянинг тезликлари v , тезлик яқинида тезликлар интервал бирлигида ётган зарралар улишига тенг бўлиб, уни лимитини қуйидагича ёзиш мумкин

$$\frac{dn}{n} = f(v)dv. \quad (4)$$

(4) дан, таксимот функцияси Δv нинг маъноси келиб чиқади. Бу функция катталиги газнинг ҳажм бирлигидаги ихтиёрий молекуласининг v тезлик яқинидаги бирлик тезлик интервалига ега бўлиш еҳтимоллигидир. Шунинг учун ҳам уни еҳтимоллик зичлик деб юритилади. Газли системадаги зарралар турли тезликлар билан турли йўналишларда ҳаракатланади. Бу бўлимда зарраларни тезликлар бўйича таксимланиш статистик қонунини келтириб чиқарамиз. Газдаги зарраларнинг кўплаб тўқнашувлари туфайли уларнинг тезликлари сон жиҳатдан ҳам, йўналиш жиҳатдан ҳам тасодифий равишда ўзгариб туради. Шунинг учун зарра тезлигини тасодифий миқдор сифатидагина, еҳтимоллик тушунчаси билан ўрганиш мумкин. *Битта* заррани x ўқи бўйлаб тезлиги ϑ_x , $\vartheta_x + d\vartheta_x$ оралиқда бўлиш еҳтимоллиги оралиқ кенглигига пропорционалдир:

$$dW(\vartheta_x) = f(\vartheta_x)d\vartheta_x$$

Зарранинг тезлиги ϑ ёки $-\vartheta$ бўлиши тенг кучлидир, шунинг учун еҳтимоллик зичлиги функцияси f тезликка нисбатан жуфт функция бўлиши керак:

$$dW(\vartheta_x) = f(\vartheta_x^2)d\vartheta_x \quad (5)$$

Шунга ўхшаш зарранинг y ўқи бўйлаб тезлиги ϑ_y , $\vartheta_y + d\vartheta_y$ оралиқда, z ўқи бўйлаб тезлиги ϑ_z , $\vartheta_z + d\vartheta_z$ оралиқда бўлиши еҳтимолликларини ёзишимиз мумкин:

$$dW(\vartheta_y) = f(\vartheta_y^2)d\vartheta_y, \quad dW(\vartheta_z) = f(\vartheta_z^2)d\vartheta_z \quad (6)$$

Максвелл томонидан киритилган гипотезага кўра, зарранинг уч йўналишдаги тезликлари ўзаро боғлиқ бўлмаган, еркин ҳодисалар дейилади. Унда еҳтимолликларни кўпайтириш қонунига кўра, зарранинг тезлиги $\vartheta_x, \vartheta_y, \vartheta_z$ тезликлар атрофида $d\vartheta_x, d\vartheta_y, d\vartheta_z$ интервалларда бўлиши еҳтимоллиги қуйидагича ифодаланади:

$$dW(\vartheta_x, \vartheta_y, \vartheta_z) = f(\vartheta_x^2)f(\vartheta_y^2)f(\vartheta_z^2)d\vartheta_x d\vartheta_y d\vartheta_z \quad (7)$$

Тезликни ташкил етувчилари $\vartheta_x, \vartheta_y, \vartheta_z$ билан, умумий тезлик қуйидагича боғланган:

(8)

$$\vartheta = \sqrt{\vartheta_x^2 + \vartheta_y^2 + \vartheta_z^2}.$$

Бу микдор ҳам тасодифий бўлгани учун, унинг еҳтимоллигини ёзишимиз мумкин:

$$dW(\varrho) = F(\varrho^2)d\varrho, \quad d\varrho = d\varrho_x d\varrho_y d\varrho_z \quad (9)$$

(7) ва (9) ифодаларни солиштириб, қуйидаги тенгликни ҳосил қиламиз:

$$F(\varrho^2) = f(\varrho_x^2)f(\varrho_y^2)f(\varrho_z^2) \quad (10)$$

Бу йердаги номаълум функцияларни излаймиз. Тенгликни ҳар икки томонидан ϱ_x^2 бўйича ҳосила олайлик:

$$\frac{\partial F}{\partial \varrho_x^2} = \frac{\partial F}{\partial \varrho^2} \frac{\partial \varrho^2}{\partial \varrho_x^2} = \frac{\partial F}{\partial \varrho^2}; \quad \frac{\partial f(\varrho_x^2)}{\partial \varrho_x^2} f(\varrho_y^2)f(\varrho_z^2) \quad (11)$$

Буларни тенглаштириб, (9) тенгликни мос ҳадларига бўлиб оламиз:

$$\frac{1}{F(\varrho^2)} \frac{\partial F(\varrho^2)}{\partial \varrho^2} = \frac{1}{f(\varrho_x^2)} \frac{\partial f(\varrho_x^2)}{\partial \varrho_x^2} \quad (12)$$

Турли аргументли функцияларни ҳар доим тенглиги – уларни доимий сонга тенглигидан дарак беради, бу сонни $-\beta$ деб белгиласак, бир хил еканлиги маълум бўлиб қолган F ва f функцияларни аниқлаймиз:

$$F(\varrho) = A^3 \exp(-\beta\varrho^2), \quad f(\varrho_x) = A \exp(-\beta\varrho_x^2) \quad (13)$$

Коеффициентларни (13) ифодада ёзилганидек боғланиши (10) тенгликдан келиб чиқади. Бошқа координата ўқлари бўйлаб тақсимот функцияси $f(\varrho_x)$ каби бўлади.

Нормировка шартидан A коеффициентни топайлик:

$$A \int_{-\infty}^{\infty} \exp(-\beta\varrho_x^2) d\varrho_x = 1, \quad A = \sqrt{\beta/\pi} \quad (14)$$

Демак, *битта* зарранинг турли тезликларга ега бўлиш еҳтимоллигининг зичлиги:

$$F(\varrho) = \left(\frac{\beta}{\pi}\right)^{3/2} \exp(-\beta\varrho^2), \quad f(\varrho_x) = \sqrt{\frac{\beta}{\pi}} \exp(-\beta\varrho_x^2) \quad (15)$$

Тезликнинг модулига боғлиқ бўлган, сферик симметрик физик микдорлар $F(\varrho)$ функцияси ёрдамида ўртачалаштирилади, интеграл $d\varrho_x d\varrho_y d\varrho_z$ ўзгарувчилар бўйича ҳисобланади, ёки сферик координаталарни қўллаб, бурчаклар бўйича интеграллашни амалга оширсак:

$$\iiint F(\varrho) d\varrho_x d\varrho_y d\varrho_z = \int F(\varrho) \varrho^2 d\varrho \int \int \sin\theta d\theta d\varphi = 4\pi \int_0^{\infty} F(\varrho) \varrho^2 d\varrho$$

Шундай қилиб, интеграллаш фақат $d\varrho$ бўйича бажарилиши учун, $F(\varrho)$ Максвелл тақсимот функцияси қуйидагича аниқланиши керак:

$$F(\varrho) = 4\pi \left(\frac{\beta}{\pi}\right)^{3/2} \varrho^2 \exp(-\beta\varrho^2) \quad (16)$$

Тақсимот функциясини келтириб чиқаришда асосан икки маълумотга асосланилди: бу функциянинг тезликка нисбатан жуфт функция бўлиши зарурати, ҳамда тезлик ва унинг компоненталари орасидаги $\varrho = \sqrt{\varrho_x^2 + \varrho_y^2 + \varrho_z^2}$ табиий муносабатга.

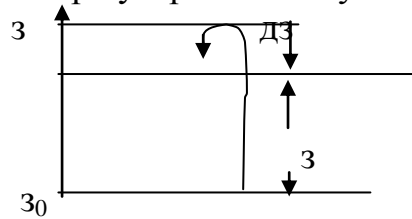
Топилган тақсимот функциялари битта заррани ϱ тезликка ега бўлиш еҳтимоллигини зичлигини билдиради. Бу тақсимот функцияларини системадаги зарралар сони N га кўпайтирсак, улар тезлиги ϱ га тенг бўлган зарралар сонини характерловчи еҳтимоллик зичлигини англатади.

Бу (7)-(16) ифодаларни [2] **Максвелл тақсимот тақсимоти**(1860) дейилади.
Молекулаларнинг тезликларининг Максвелл бўйича тақсимоти

Бирон идишда идеал газ берилган бўлсин. Унинг молекулалари оғирлик кучи таъсирида фақат тик яъни z ўқи бўйича ҳаракат қилияпти деб қарайлик. Координата боши бу ҳолда z_0 бўлади. Молекулаларнинг тезлиги шу координата бошида v_{z_0} бўлади. Бирон z баландликда унинг тезлиги v_z бўлади. Идишдаги молекулалар учун энергияни сақланиш қонунини ёзадиган бўлсак у қуйидаги кўринишга келади.

$$\frac{mv_{z_0}^2}{2} = \frac{mv_z^2}{2} + mgz. \quad (17)$$

Кинетик энергиялари $mv_{z_0}^2/2 \leq mgz$ кичик бўлган z баландликдан юқорига кўтарила олмайди. Молекулалар кўтарилиши мумкин бўлган енг юқори баландлик



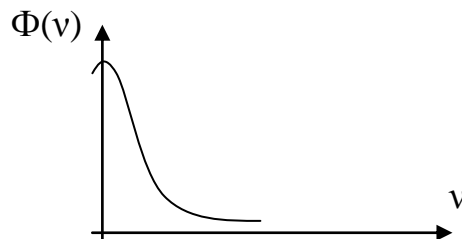
15-расм.

$\frac{mv_{z_0}^2}{2} \leq mgz$ тенгликдан аниқланади, яъни у $z = \frac{v_{z_0}^2}{2g}$ га тенг. z баландликда z ўқи бўйлаб ҳаракатланаётган молекулаларнинг сони, тезликларининг v_{z_0} дан $v_{z_0} + dv_{z_0}$ гача интервалда қуйидагича аниқланади

$$dn_{z_0} = n_0 [f(v_{z_0})] dv_{z_0}. \quad (18)$$

Бу йерда $n_{z_0} - z_0$ баландликдаги ҳажм бирлигидаги молекулалар сони, v_{z_0} молекулаларнинг z_0 баландликдаги тезликлари, $f(v_{z_0})$ -тақсимот функцияси. Назарий ҳисоблашлар ва кузатишлар, молекулаларнинг баландлик бўйлаб тақсимоти, экспоненциал характерга ега бўлишини кўрсатади. У ҳолда тақсимот функцияси z баландлик учун қуйидагича бўлади $f(v) = A \cdot \exp(-mv^2/2kT)$, z_0 учун, $f(v) = A \cdot \exp(-mv^2/2kT)$ бу йерда A -бирор ўзгармас сон. Умумий ҳолда, z ўқи бўйлаб тезлик ташкил етувчилари бўйича молекулаларнинг тақсимот функцияси қуйидагича бўлади

$$f(v_z) = A \exp(-mv_z^2/2kT). \quad (19)$$



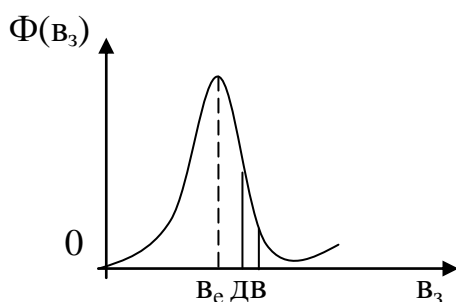
16-расм.

У ҳолда тезликларнинг ўқ бўйлаб v_z дан $v_z + dv_z$ гача бўлган интервалдаги молекулалар улуши $dn/n = A \exp(-mv_z^2/2kT) dv_z$, (20)

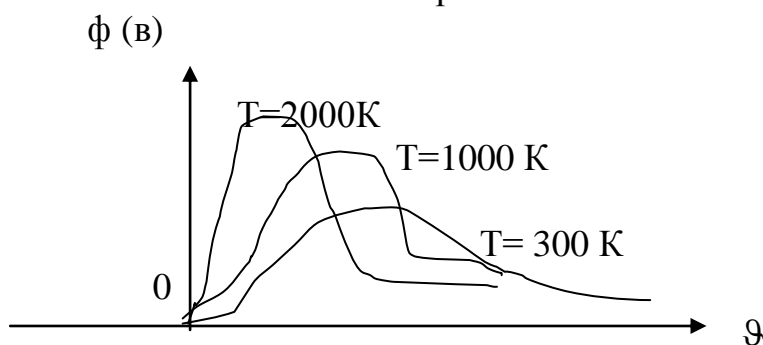
dn/n ни v_z тезликнинг $-\infty$ дан ∞ гача бўлган барча қийматлари учун интеграллаб, A нинг қийматини аниқлаймиз. Унда $A = (m/2\pi kT)^{1/2}$ га тенг эканлигини аниқлаш мумкин. Шундай қилиб, (20) даги тақсимот функцияси қуйидаги кўринишни олади

$$f(v_z) = dn/ndv_z = (m/2\pi kT)^{1/2} \exp(-mv_z^2/2kT) = 1/\sqrt{\pi}(m/2kT)^{1/2} \exp(-mv_z^2/2kT) \quad (21)$$

Бу функция графиги 15-расмда келтирилган. (21) формула ва 15-расмдан кўришиб турибдики тезликлари 0 га яқин бўлган молекулалар улуши A га тенг (бу унинг физик маъноси). Ҳарорат ортиши билан бундай молекулалар улуши камаяди. Оғирлик кучининг молекулалар тезликларининг бундай тақсимотида ҳеч бир роли йўқ. Оғирлик кучи шундай тақсимот мавжудлигини «намоён» қилади.



17-расм.

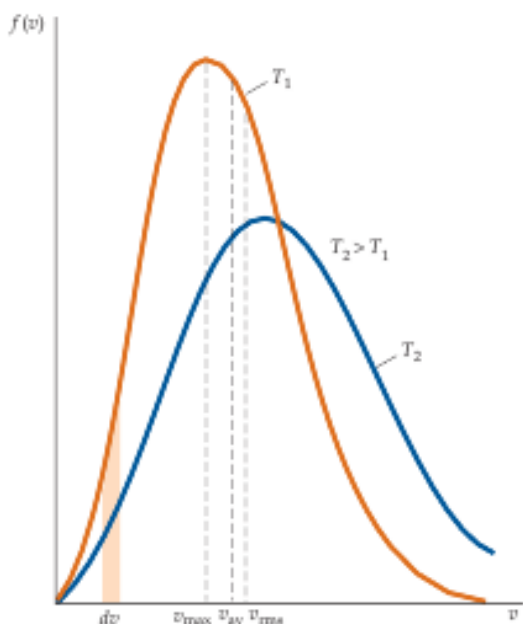


18-расм.

Бу тақсимот молекулаларнинг хаотик ҳаракатлари туфайли шундай тақсимланиши натижасидир. Енди молекулалар тезликлари x ўқи бўйича v_x дан $v_x + dv_x$ гача, y ўқи бўйича v_y дан $v_y + dv_y$ гача, z ўқи бўйича v_z дан $v_z + dv_z$ гача бўлган интервалда берилган бўлсин. Молекулалар тезлигини бир вақтнинг ўзида ҳар учала йўналишда

бўлиши еҳтимоллиги алоҳида йўналишдаги еҳтимоллар кўпайтмасига тенгдир. dn_{xyz} ҳажм бирлигидаги молекулалар сони бўлса, (18) формулага асосан қуйидагини ёза оламиз.

Аниқланган диапазондаги фраксия штрихланган соҳафдарасмда кўрсатилган. Максвеллнинг тезлик тақсимоти функциясини статистик механика ёрдамида ҳам олиш мумкин. Натижа



$$f(v) = \frac{4}{\sqrt{\pi}} \left(\frac{m}{2kT} \right)^{3/2} v^2 e^{-mv^2/2kT} \quad 17-36$$

MAXWELL-BOLTZMANN SPEED DISTRIBUTION FUNCTION

Енг катта еҳтимолли тезлик, максимал қийматга ега бўлиб, қуйидагига тенг бўлади

$$v_{\max} = \sqrt{\frac{2kT}{m}} = \sqrt{\frac{2RT}{M}}$$

17-37

MOST PROBABLE SPEED

$$dn_{xyz} / n = A^3 \exp(-mv^2 / 2kT) dv_x dv_y dv_z \quad (21)$$

бу йерда. $v^2 = v_x^2 + v_y^2 + v_z^2$ га тенг. $dv_x dv_y dv_z = v^2 dg$; дг-фазовий бурчак бўлиб, координата бошидан бошланиб сферик сирт сиртининг 19-расм [1]. юза кўриниши. $\int_{g=4\pi} v^2 dg = 4\pi v^2$. Шу сабабли дв

$$d\Pi(v) = 4\pi \left[\frac{m}{2\pi kT} \right]^{\frac{3}{2}} \cdot \exp[-mv^2 / (2kT)] v^2 dv. \quad (22)$$

А нинг юқоридаги қийматини ҳисобга олиб (19) ни қуйидагича ёза оламиз:

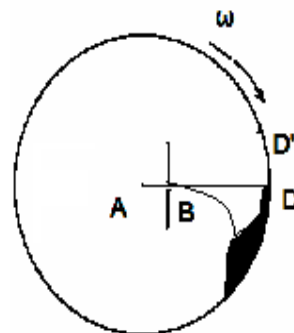
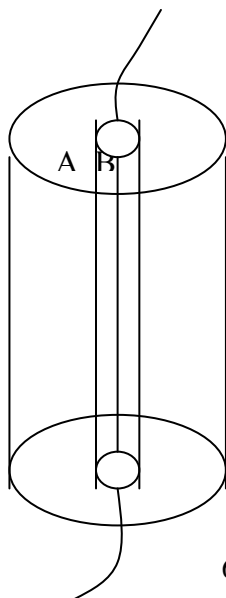
$$dn_{xyz} = n \left(\frac{m}{2\pi kT} \right)^{\frac{3}{2}} \exp(-mv^2 / 2kT) dv_x dv_y dv_z. \quad (23)$$

Бу формула ҳажм бирлигидаги молекулалардан қанчаси тезликлари v_x ва $v_x + dv_x$, v_y ва $v_y + dv_y$, v_z ва $v_z + dv_z$ интервалда ётган молекулалар сонини кўрсатади. (23) формулани бутун газ учун татбиқ ецак, тезликлари V дан $V + dV$ гача бўлган молекулалар улуши қуйидагича тенглигини аниқлаш мумкин.

$$f(v) = 4\pi \left(\frac{m}{2\pi kT} \right)^{\frac{3}{2}} \exp(-mv^2 / 2kT) v^2, \quad (24)$$

Бу функцияга молекулаларнинг тезликлар бўйича Максвелл тақсимоти қонунини ифодалайди. Ундан фойдаланиб, молекулаларнинг тезликлар бўйича тақсимот формуласини ёзиш мумкин. Газ молекулаларини тезликлар бўйича тақсимотни (24) биринчи марта 1860 йилда Максвелл томонидан топилган. Бу функция газ ҳажми бирлигидаги молекулаларнинг тезликлари айти шу тезликни ўз ичига олган тезликларнинг бирга тенг интервалида ётган улушини билдиради. Бу функция $V = 0$ ва $V \rightarrow \infty$ да 0 га айланади. 15-расмдан кўриниб турибдики, газ молекулаларининг енг кўпи, v_e га яқин тезликлар билан ҳаракатланар екан. Шунинг учун Максвелл тақсимоти егри чизиғининг максимуми **енг катта еҳтимолли тезлик** деб аталади. Тақсимот егри чизиғи кўриниши газнинг табиати ва ҳаракатига боғлиқ. 16-расмда азот газини учун турли ҳароратларда молекулаларнинг тезликлар бўйича тақсимот егри чизиғи келтирилган. Максвелл тақсимотини температура билан боғлиқлиги.

Штерн тажрибаси.



1-расм

20-расм.

Ҳарорат ортиши билан молекулалар тезлиги ортиб бутун егри чизик катта тезликлар томонга силжийди. Лекин егри чизик юзаси ўзгармайди, унинг максимуми еса пасаяди. Максвелл тақсимоти функциясини чиқаришда молекулаларнинг ўзаро тўқнашишини ҳисобга олди ва бунда тўқнашув натижасида барча газнинг мувозанат ҳолатига мос келади. Шу сабабли Максвелл (баъзида Максвелл-Больсман) тақсимоти **мувозанатли тақсимотидир**. Молекуланинг ўртача квадратик тезлиги учун қуйидагини ҳосил қиламиз.

$$\overline{V_{o_{kvaд}}} = \sqrt{8kT / \pi m_0} = \sqrt{\frac{8RT}{\pi \mu}} \quad (25)$$

Молекуланинг ўртача арифметик тезлиги учун қуйидагини ҳосил қиламиз .

$$V_{k_{arif_x}} = \sqrt{3kT / m_0} = \sqrt{\frac{3RT}{\mu}} \quad (26)$$

$$V_{exti} = \sqrt{2kT / m_0} = \sqrt{\frac{2RT}{\mu}} \quad (27)$$

Диффузия ҳодисаси ва Броун ҳаракатини ўрганиш газ молекулаларининг хаотик тезлиги тўғрисида бази тасаввурларга ега бўлишга имкон беради. Уни аниқлаш учун ҳизмат қилувчи содда ва яқол тажрибалардан бири 1920 йили О.Штерн қилган тажрибадир. Бу тажрибанинг моҳияти қуйдагилардан иборат. О ўқ атрофида айлана оладиган горизантал столча устига перпендикуляр равишда А ва Б цилиндр сиртлар маҳкамланган. Б сирт-яхлит, А сиртда еса О ўққа параллел ингичка тирқиш бор. О ўқ сифатида электр занжирига уланадиган, кумушланган вертикал платина сим хизмат қилади. Симдан ток ўтганда у қизийди (чўғланади) ва сим сиртидаги кумуш буғланади. Кумуш молекулалари ҳамма томонга учиб чиқади ва асосан А цилиндр сиртининг ички томонига ўтиради.

Кумуш молекулалари ҳаво молекулалари билан тўқнашиб сочилиб кетмаслиги учун бутун қурилма ҳавоси суриб олинадигон филоф остига жойлаштирилади. А сиртдаги тирқиш қанча ингичка бўлса, М соҳадаги қатлам ҳам шунча ингичка бўлади ва молекулаларнинг ҳаракат тезлиги шунчалик тез топилади. Тезлик Б ни аниқланиш ғояси қуйдагича. Агар қурилмани О ўқ атрофида ўзгармас ω бурчак тезлик билан айлантирилса, молекулаларнинг тирқишдан Б сиртгача етиб келиши учун кетган t вақт давомида Б сирт бурилади ва бунда молекулаларнинг учиб келиб ўтириш соҳаси М дан К га силжийди. Демак молекуланинг r радиус бўйича

учиш вақти билан B сирт бурилади ва бунда молекулаларнинг учиб келиб урилиши соҳаси M дан K га силжийди. Демак, молекуланинг r радиус бўйича учиш вақти билан B сиртдаги M нуқтанинг \cup KM масофага силжиш вақти бир хил бўлади. Молекула бир текис учгани сабабли $T=(p-p_0)/v$, $R=r-r_0$ бўлади, бунда в-изланаётган тезлик p_0 - A сиртнинг радиуси. B сирт нуқталарининг чизиқли тезлиги ωr бўлгани учун t вақтни бошқа формула билан ифодалашимиз мумкин $t = \frac{\Delta S}{\omega R}$,

шундай қилиб $\frac{r-r_0}{g} = \frac{\Delta S}{\omega R}$, ωR ва p_0 тажриба давомида ўзгармайди ва улар олдиндан аниқланган бўлади шунинг учун R ни ўлчаб молекулалар тезлиги в ни топиш мумкин. Штерн тажриасида бу тезлик 500 м/с га яқин еканлиги топилган, бундан B сиртга кумуш молекулалари турли тезлик билан учиб келади, деган хулоса чиқариш мумкин. $\bar{v} = \frac{\omega R^2}{\Delta S}$.

Максвелл тақсимотини температура билан боғлиқлиги

Максвелл тақсимот функциясини температура билан боғланишини топиш ниятида куб деворидаги газ босимини тезликлари Максвелл тақсимотида бўлган бир хил массали зарралар учун ҳисоблайлик. N та зарранинг деворга босими $P = \frac{1}{V} \sum_{i=1}^N m g_{ix}^2$. Йиғиндини интеграл билан алмаштириб, тақсимот функцияси бўйича

ўртачаштирсак:

$$P = \frac{Nm}{V} \int_{-\infty}^{\infty} g_x^2 f(g_x) dg_x = 2nm \sqrt{\frac{\beta}{\pi}} \int_0^{\infty} g_x^2 \exp(-\beta g_x^2) dg_x$$

Максвелл 1859 йилда еҳтимоллик назариясини тақсимот функциясига боғлади. Больсман бу функциясини газ молекулаларнинг тўқнашуви асосида келтириб чиқаради.

Максвелл тақсимот функциясини температура билан боғланишини топиш ниятида, куб деворидаги газ босимини тезликлари Максвелл тақсимотида бўлган бир хил массали зарралар учун ҳисоблайлик. N та зарранинг деворга босими $P = \frac{1}{V} \sum_{i=1}^N m g_{ix}^2$.

Йиғиндини интеграл билан алмаштириб, тақсимот функцияси бўйича ўртачаштирсак:

$$P = \frac{Nm}{V} \int_{-\infty}^{\infty} g_x^2 f(g_x) dg_x = 2nm \sqrt{\frac{\beta}{\pi}} \int_0^{\infty} g_x^2 \exp(-\beta g_x^2) dg_x$$

Бу йерда:

$$\int_0^{\infty} g_x^2 \exp(-\beta g_x^2) dg_x = \frac{1}{\beta^{3/2}} \int_0^{\infty} x^2 \exp(-x^2) dx = \frac{\sqrt{\pi}}{4\beta^{3/2}}$$

Демак:

$$P = 2mn \sqrt{\frac{\beta}{\pi}} \frac{\sqrt{\pi}}{4\beta^{3/2}} = \frac{mn}{2\beta} \quad (28)$$

Натижани ҳолат тенгламаси $P = nkT$ билан солиштириб, β ни топамиз

$$\beta = m/2kT \quad (29)$$

Шуниси диққатга сазоворки, тақсимот функциясидаги экспонента кўрсаткичи $\beta g^2 = (m g^2 / 2) / kT$ зарранинг кинетик энергияси орқали ифодаланар екан. Келгусида зарраларнинг тақсимотида потенциал энергиянинг аҳамияти ҳам таҳлил етилади.

Температура T ни (28) ва (29) тенгликлар орқали статистик характерга ега бўлган тақсимот функциясига кириши – уни статистик характерини белгилаб беради.

Газ молекулаларини тезликлар бўйича тақсимооти Максвелл тақсимоотига мос келиши бир неча бор қўйилган махсус тажрибаларда тасдиқланган. Биринчи тажрибалар **О.Штерн** томонидан 1920 йилда қўйилган еди. Молекулаларни манбаи сифатида кумуш билан қопланган электр токи билан қиздирилган платина сим олинган. Сим юқори ҳароратгача қиздирилганда (962°C , кумуш интенсив буғланган, кумуш атомлари иссиқлик ҳаракати тезлиги билан учиб чиққан. Кумуш атомларини ҳаракатига тўсқинлик қилмаслиги учун қурилма вакуумга жойлаштирилган. Атомлар оқими B тирқишдан ўтиб (17-расм), ундан l m масофадаги ташқи экранда D из қолдирган.

Тажрибани иккинчи қисмида бутун қурилма қиздирилган тола атрофида 2500-2700 айлана/минут тезлик билан айлантирилган. Айлантириш туфайли илгари D нуқтага келиб тушган атомлар оқими силжиб, экраннинг экраннинг D' нуқтага келиб тушган. Бу нуқталар орасидаги s силжишни ҳисоблайлик. Кумуш атомларининг тезлиги \mathcal{G} бўлса l масофага етиб бориши учун l/\mathcal{G} вақт керак бўлган, бу вақт ичида ω бурчак тезлиги билан айланаётган экран $s = (l/\mathcal{G})\omega R$ масофага силжишга улгурган. Атомларнинг тезликлари турлича бўлгани учун, атомларни экрандаги изи D' ёйилган ва нотекис бўлган. Тажрибада олинган s масофалар интервалини ўлчаб, атомларни ўртача тезлиги ҳисобланган. Бу тезлик формула бўйича ҳисобланган ўртача квадратик тезлик билан сифат жиҳатдан мос келди, атомларни турли тезликлар билан ҳаракатланишини тасдиқлади.

Штерн тажрибасидаги қийинчилик шундан иборат бўлганки, ўлчанадиган s масофалар 1 мм атрофида бўлиб, D' изларни ёйилиши сонли ўрганилиши қийин еди. Шунинг учун бу соҳадаги тажрибалар давом еттирилди. 1927 йилда Елдридж ва Ламмерт молекулаларни тезликлар бўйича тақсимотини ўрганиш учун ёруғлик тезлигини ўлчаш учун Физо тажрибасидаги тишли ғилдираклар методини қўллашди. Миллер ва Куш 1955 йилда ўтказишган тажрибаларида молекулалар дастасидан бир хил тезликли зарраларни ажратиб олиш учун айланувчи цилиндрда бурчак остида жойлашган шундай тирқишлар тешишдики, цилиндр ω тезлик билан айланаётганда бу тирқишдан фақат бир хил тезликли зарраларгина ўтган. Т.Сартман томонидан ўтказилган бошқа тажрибаларда еса атомларни экранда ёйилиб тушиши шаффоф экранда ўрганилди, натижада изни нозик оптик методлар билан ўрганиш мумкин бўлди. Бу тажрибалар зарраларни тезликлар бўйича Максвелл тақсимоотига бўйсинишини турли аниқликлар билан тасдиқлади.

Максвелл тақсимооти ёрдамида айрим муҳим физик катталикларни ҳисоблаш [1]

Максвелл тақсимот функциясини қўллаб топиладиган бир неча муҳим физик миқдорларни кўрайлик. Улардан бири – юқорида абсалут температурани таърифида ишлатилган молекулаларнинг ўртача квадратик тезлигидир:

$$\mathcal{G}_{kv}^2 = \overline{\mathcal{G}^2} = 4\pi \left(\frac{\beta}{\pi}\right)^{3/2} I_4, \quad I_4 = \int_0^\infty \mathcal{G}^4 \exp(-\beta \mathcal{G}^2) d\mathcal{G} = \frac{\partial^2}{\partial \beta^2} \int_0^\infty \exp(-\beta \mathcal{G}^2) d\mathcal{G}$$

Охирги интеграл Пуассон интеграллари деб аталади ва $\sqrt{\pi/\beta}/2$ га тенг. Унда: $I_4 = 3\sqrt{\pi}/8\beta^{5/2}$, $\overline{\mathcal{G}^2} = 3/2\beta = 3kT/m$, ёки $\mathcal{G}_{kv} = \sqrt{3kT/m}$ бўлиб, натижага мос келади.

Молекулаларнинг ўртача тезлиги \bar{g} ни топайлик:

$$\begin{aligned}\bar{g} &= \int_0^{\infty} gF(g)dg = 4\pi\left(\frac{\beta}{\pi}\right)^{3/2} \int_0^{\infty} g^3 \exp(-\beta g^2) dg = \\ &= 4\pi\left(\frac{\beta}{\pi}\right)^{3/2} \frac{1}{\beta^2} \int_0^{\infty} x^3 \exp(-x^2) dx = \frac{2}{\sqrt{\pi\beta}} = \left(\frac{8kT}{\pi m}\right)^{1/2}\end{aligned}\quad (30)$$

(охирги интегралл бўлаклаб интегралланади, натижа $1/2$ га тенг чиқади).

Бундан ташқари еҳтимоллиги енг катта бўлган g_e тезликни топайлик. Экстремумларни топишнинг умумий қондасига кўра, (3) ифодадан тезлик бўйича хосила ҳисоблаб, нолга тенглаймиз:

$$4\pi\left(\frac{\beta}{\pi}\right)^{3/2} \frac{d}{dg} [g^2 \exp(-\beta g^2)] = 0, \quad 2g \exp(-\beta g^2) (1 - \beta g^2) = 0$$

$$g_e = \frac{1}{\beta^{1/2}} = \left(\frac{2kT}{m}\right)^{1/2}\quad (31)$$

($g = 0$ ва $g = \infty$ тезликлар еҳтимолликни минимал қийматига тўғри келади).

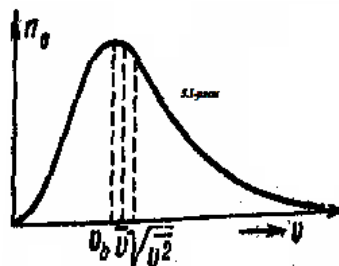
-расмда $F(g)$ Максвелл тақсимоти ва унга муҳим тезликлар график тарзда тасвирланган.

Тасодифий миқдорларнинг ўртача қийматидан четлашишини унинг дисперсияси характерлайди:

$$\delta = \sqrt{g^2 - \bar{g}^2} \approx g_e / 2\quad (32)$$

Дисперсиянинг катталиги газ молекулаларининг тезликлари жуда кенг интервалда, нолдан деярли чексизгача бўлишини кўрсатади.

Айрим масалаларда ҳаракатдаги икки зарранинг ўртача нисбий тезлиги керак бўлади. Нисбий тезлик $g_{12} = |g_1 - g_2|$ иккита тасодифий миқдорга боғлиқ бўлиб, уни ўртачалаштириш учун иккала тасодифий миқдорни ҳам Максвелл тақсимотини ҳисобга олиниши керак:



2-расм

22-расм.

$$\bar{g}_{12} = \iint g_{12} f(g_1) f(g_2) dg_1 dg_2\quad (33)$$

Нисбий тезлик билан бир қаторда нисбий квадратик тезликни ўртача қийматини топиш ҳақида масала қўйилиши мумкин: $g_{12}^2 = g_1^2 + g_2^2 - 2g_1 g_2 \cos \theta$. Бу ерда θ икки зарра тезликлари орасидаги бурчакдир. g_1 ва g_2 тезликлар турли йўналишлар бўйича симметрик еҳтимолликка ега бўлгани учун, улар орасидаги бурчак $0 - 2\pi$ интервалда текис тақсимланади, $\cos \theta$ функция ишораси ўзгарувчи функция сифатида бу ораликда ўртача қиймати нолга тенг бўлади, натижада

$$2g_1 g_2 \overline{\cos \theta} = 0, \quad \overline{g_{12}^2} = \overline{g_1^2} + \overline{g_2^2} = 2g_{kv}^2 = 6kT/m, \quad \sqrt{\overline{g_{12}^2}} = \sqrt{2}g_{kv}\quad (34)$$

(5) интегралнинг якуний жавобини келтирамиз:

$$\bar{g}_{12} = \sqrt{2}\bar{g}.\quad (35)$$

Назорат саволлари:

1. Тақсимот функцияси тўғрисида тушунча беринг.
2. Қандай тақсимот функциялари бор?
3. Тақсимот функцияси қандай катталикларга боғлиқ?

Мавзуга оид мустақил иш топшириқлари:

- 1.Беруний ва Ибн Синонинг модда тузилиши ҳақидаги фикрлари ва ишлари.
- 2.Модданинг физикавий ва кимёвий хоссалари.
- 3.Молекулаларнинг энг катта еҳтимоллий тезлигининг тақсимот функциясидаги ўрни.
- 4.Молекуланинг ўртача тезликлари.
- 5.Максвелл тақсимотининг Гаусс тақсимотидан фарқини тушунтиринг.

Мавзуга оид адабиётлар:

1. Паул А. Типлер. Гене Мосса, Пхйсисс фор ссиентисц анд енинеерс. (витх модерн пхйсисс) W. Ҳ. Фрееман анд Сомпанй • New Ёрк. 2016.
2. Карабайева М.А.Молекуляр физика.Т.Университет.2014.240 б.
- 3.Сивухин В.В.Умумий физика курси.Термодинамика ва молекуляр физика Т.1984й.526 б.
- 4.Хайриддинов Б “Молекуляр физика” Тошкент ,2004.
- 5.Қодиров О “Молекуляр физиа” Тошкент , 2004.
- 6.Абдуллаев Р.М., Хамиджонов И, Карабаева М.А. «Молекуляр физика», Университет, Т. 2003.- 121 б.
- 7.Абдуллаев А. «Молекуляр физика» -Гулистон.2012.- 95 б.

10-маву. Максвелл-Больсман тақсимоти.

Асосий саволлар:

- 1.Максвелл-Больсман тақсимоти.
- 2.Ферми-Дирак ва Бозе-Ейнштейн статистикаси тўғрисида тушунча

Мавзуга оид таянч тушунча ва иборалар: Максвелл тақсимоти, Ферми-Дирак ва Бозе-Ейнштейн статистикаси, тезликлари бўйича тақсимоти, тақсимот функцияси, мувозанатли тақсимот.

1-савол бўйича дарс мақсади:Максвелл ва Больцман тақсимотларининг ўзаро муносабатлари умумлаштирилади.

Идентив ўқув мақсадлари:

- 1.Модданинг диоимо ҳаракатда бўлган зарраларидан ташкил топганлиги билади.
- 2.Молекулаларнинг ўртача арифметик, ўртача квадратик ва энг катта еҳтимоллий тезлиги изоҳлай олади.

1-саволнинг баёни: **Максвелл-Больцман тақсимоти.**Газ молекулаларининг тезликлар бўйича тақсимоти функциясини йўналишга боғлиқ бўлмаганлиги туфайли

$$dn/n = (m/2\pi kT)^{3/2} \exp^{-m(g_x^2+g_y^2+g_z^2)/2kT} d g_x d g_y d g_z, \quad (1)$$

(1) формуладаги тезликларнинг х,й,з ўлардаги проексиялари тақсимотидан бевосита тезлик тақсимотига ўтиш мумкин.Бу тенгламани биринчи бўлиб Максвелл келтириб чиқарган ва у газсимон ва суюқ ҳолдаги моддалар молекуляр назариясида фундаментал қийматга ега. МКН асосан 19 асрнинг иккинчи ярмида Ж.К.Максвелл ва И.Больцманнинг ишлари туфайли тез ривожланиб кетди. Газ молекулаларининг радиуси $r = \vartheta \cdot t$ га тенг бўлган сфера марказида тўпланган деб тасаввур қилсак, бир секунд ўтгандан кейин бу газ $4\pi r^2 dr = 4\pi(\vartheta)^2 d(\vartheta)$ сфера қатламга тарқалади.Вақт бирлиги ичида газ тарқалган сфера қатламнинг ҳажми $4\pi\vartheta^2 d\vartheta$ га тенг бўлади.Ана шу $d g_x d g_y d g_z = 4\pi\vartheta^2 d\vartheta$ ҳажимдаги

тезлиги $\vartheta, \vartheta + d\vartheta$ оралиғда бўлган газ молекулалари учун (1) ифодани ўзгартириб умумлашган Максвелл тақсимоти ҳосил қилиш мумкин

$$dn/n = (m/2\pi kT)^{3/2} e^{-m\vartheta^2/2kT} 4\pi\vartheta^2 d\vartheta = 4\sqrt{\pi}(m/2kT)^{3/2} e^{-m\vartheta^2/2kT} \vartheta^2 d\vartheta. \quad (2)$$

Тақсимот функциясининг кўриниши $f(\vartheta) = 4\pi(m/2\pi kT)^{3/2} e^{-m\vartheta^2/2kT} \vartheta^2$, (3)

деб ёзиш мумкин. Бу функция тезлигининг нол ва чексизликка тенг қийматларида нолга ауланиб, унинг оралиқ қийматларида максимумга еришади.

Демак, Максвелл-Больсман тақсимоти газ молекулаларини маълум тезликлар интервалида доимий температурадаги тақсимотини характерлар экан. Газ молекулаларининг тезликлар бўйича тақсимоти Максвелл қонунига, унинг потенциал майдондаги консетрасион тақсимоти Больсман қонунига бўйсинади. Нисбий тезликлар орқали Максвелл тақсимоти

$$f(u) = \frac{4}{\sqrt{\pi}} e^{-u^2} u^2$$

кўринишда биламиз. Бу йерда $f(u) = \frac{dn}{ndu}$ еканлигини ҳисобга олсак

$f(u) = \frac{4}{\sqrt{\pi}} n e^{-u^2} u^2 du$ бўлади. Бу ифодага Больсман тақсимотидаги n нинг қийматига

қўйсак $dn = \frac{4}{\sqrt{\pi}} n_0 e^{-(u^2 + \frac{E_n}{kT})} u^2 du$ умумлашган Максвелл-Больсман тақсимотини

оламиз. Бу формула ташқи E_n потенциал майдонда ҳаракатланувчи умумий n та молекуланинг қанча қисми (dn) $u, u+du$ нисбий тезликлар интервалида ҳаракатланишини кўрсатади.

Назорат саволлари:

1. Максвелл тақсимот функцияси тўғрисида тушунча беринг.
2. Больсман тақсимот функцияси тўғрисида тушунча беринг.
3. Максвелл-Больсман тақсимотини келтириб чиқаринг.

2- савол бўйича дарс мақсади:

1. Ферми-Дирак статистикасини ҳақда маълумот бериади.
2. Бозе-Ейнштейн статистикаси қўлланилиши ҳақида тушунча берилади.

Идентив ўқув мақсадлари:

1. Газ молекулаларининг энергияларини квантланганлигини билади.
2. Квант механикасида барча зарралар икки синфга бўлинишини изоҳлай олади.

1-саволнинг баёни: Ферми-Дирак ва Бозе-Ейнштейн статистикаси.

Максвелл-Больсман тақсимоти хаотик ҳаракатдаги газ молекулаларининг тезликлари ва потенциал майдондаги массалари бўйича тақсимотни характерлайди. Бу тақсимотни келтириб чиқаришда газ молекулаларининг энергиялари аниқ қийматлар қабул қилади деб фараз қилинди. Аммо, газ молекулаларининг энергиялари квантланган қийматларга ега деган фикр айтилмади, яни бу ҳолдаги жараённи характерлашда классик нуктаиназарга асосланди.

Квант механикасида бир хил хоссаларга ега бўлган зарралар, яъни заряд, масса (m) ва спини (s) бир хил бўлса, “зарралар мутлақо айнан” дейилади. Квант механикасидаги айнанлик принципи Гейзенберг ноаниқлик принципининг натижасидир. Классик механикада ҳар бир заррани номерлаб чиқиш мумкин. Квант механикасида бундай қилиш мумкин эмас. Идиш о`ртасига то`сиқ қо`йиб классик зарраларни о`рганиш мумкин, квант механикасида еса туннел ҳодисаси

мавжудлиги туфайли зарраларни бир-биридан то`сиқ билан ажратиш мумкин эмас. Координаталари $q_1, q_2, \dots, q_i, \dots, q_k, \dots, q_n$ бо`лган зарралар системаси учун:

$$H(q_1, q_2, \dots, q_i, \dots, q_k, \dots, q_n) = H'(q_1, q_2, \dots, q_i, \dots, q_k, \dots, q_n), \quad (4)$$

- k ва i зарралар учун о`рин алмаштириш оператори.

$$P'_{ki}\psi(q_1, \dots, q_i, \dots, q_k) = \psi'(q_{1, \dots, q_k, \dots, q_i}), \quad (5)$$

$$P'_{ki}\psi(q_1, \dots, q_k, \dots, q_i) = \psi'(q_{1, \dots, q_i, \dots, q_k}). \quad (6)$$

Гамильтон функцияси зарралар о`рнини алмаштирилиши туфайли о`згармаганлиги сабабли Ψ масаланинг Ψ йечими бо`лади, я`ни Ψ ва Ψ жуда кичик миқдорга фарқ қилиши мумкин. Заррачалар о`рни алмашганда янги ҳолат вужудга келмайди. Айнанлик принципи: бир хил зарралар то`пламида зарралар о`рни алмашиши туфайли о`згармайдиган система ҳолатигина қайд етилади.

$$P'_k P'_{ki} \psi = \psi = \lambda^2 \psi; \lambda = \pm 1. \quad (7)$$

Зарралар о`рнини алмаштириш ҳеч қандай о`згариш бермайди, ёки фақатгина функциянинг ишораси о`згаради. Агар о`рин алмаштириш туфайли зарра функцияси о`згармаса бундай функция “симметрик” дейилади, агар ишора о`згарса функция “антисимметрик” дейилади. Шредингернинг вақтий тенгламасини йечиш билан симметрик ва антисимметриклик ҳолати о`згармаслигини исботлаш мумкин. Агар қандайдир зарралар системаси антисимметрик то`лқин функция билан ифодаланса, бундай зарралар доимо антисимметрик функциялар билан ифодаланиши исбот қилинган. Текширишлар ко`рсатадики, антисимметрик функциялар билан ярим бутун спинли зарралар ифодаланади.

$$s_z = \frac{1}{2}(2n+1); n = 0, 1, 2, \dots \quad (8)$$

Ҳозирги замон квант механикасига мувофиқ барча элементар ва мураккаб зарралар икки синфга бўлинади. Биринч синфга ярим бутун спинли запалар киради. Бундай зарралар-электрон, пратон, нейтрон (e, n, n) Ферми зарралари дейилади. Ферми зарралар учун Ферми-Дирак тақсимоти о`ринли:

$$n_{F,D} = n_0 / \exp(hv/kT) + 1. \quad (9)$$

Мувозанатли ҳолат, катта еҳтимоллик ҳолат деб қарасак максимум ҳолатдаги Γ сонни билан танишиб чиқайлик. Лагранжнинг аниқмас кўпайтмалар усулидан фойдаланамиз

$$(\delta \ln \Gamma - \beta \delta E - \alpha \delta n) = \sum_i \left[\frac{\partial \ln \Gamma_i}{\partial n} + \frac{\partial \Gamma_i}{\partial n_i} - \beta E_i - \alpha \right] \delta n_i = 0. \quad (10)$$

$$\delta n = \sum_i \delta n_i = 0. \quad (11)$$

$$\delta E = \sum_i [\partial E / \partial n_i] \delta n_i = \sum E_i \delta n_i = 0. \quad (12)$$

$$(\partial n / \partial n_i) = 1. \quad (13)$$

$$n_i / n = e^{-\beta E_i - \alpha}; n_i / n = P_i; P_i = A e^{-\beta E_i}; A = e^{-\alpha}; \beta = \frac{1}{kT}, \quad (14)$$

$$dn(x, y, z, v_x, v_y, v_z) = A e^{-\beta(E_k + E_p)} dx dy dz dv_x dv_y dv_z, \quad (15)$$

$$dn(x, y, z, v_x, v_y, v_z) = A e^{\left[\frac{mv^2}{2} + E_p \right] / kT} dx dy dz dv_x dv_y dv_z. \quad (16)$$

Бу формула Максвелл-Больсман тақсимоти еди. Γ_i ни алмаштириб, Стирлинг яқинлашиши ёрдамида $(\partial \ln \Gamma_i / \partial n_i) = \ln(g_i / n_i - 1)$.
(17)

Боғланмаган вариациялар учун δn_i ни қуйидагича ёзамиз

$$\ln(g_i / n_i - 1) - \beta E_i - \alpha = 0. \quad (18)$$

Бу ифодани потенциаллаб қуйидагини оламиз

$$(g_i / n_i) = \frac{1}{\exp(\alpha + \beta E_i) + 1}, \quad (19)$$

Ферми-Дирак тақсимоти дейилади. Ко`пчилиқ элементар ва мураккаб зарралар ток сонли Ферми зарралардан ташкил топган бо`лсалар, Ферми зарралари (фермионлар) ҳисобланади, улар учун [1] Паули принципи о`ринли бо`либ, я`ни битта квант ҳолатда фақат битта зарра бо`лиши мумкин ёки зарра мутлақо бо`лмаслиги мумкин. Иккинчи синфга бутун спинли барча зарралар киради. Спини бутун сон бо`лган зарралар, $s_z = n\hbar$, Бозе-зарралар (бозонлар) дейилади. Улар симметрик то`лқин функциялар билан ифодаланади: фотонлар, π - мезонлар, κ - мезонлар. Бозонлар Бозе-Ейнштейн тақсимотига бо`йсунди:

$$n_{B,E} = n_0 / \exp(h\nu / (kT - 1)), \quad (20)$$

Ферми-Дирак ва Бозе-Ейнштейн статистикасидаги фақ қуйидагилардан иборат: Ферми-Дирак статистикасида ҳар бир квант ҳолатида биттадан ортиқ зарра бўла олмайди. Бозе-Ейнштейн статистикасида бундай чеклашлар қўйилмайди. Больцман, Бозе-Ейнштейн, Ферми-Дирак тақсимотлари ўртасидаги фарқни қуйидаги мисолда кўрайлик: А ва Б заррачани уч квант ҳолати бўйича Больцман, Бозе-Ейнштейн, Ферми-Дирак статистикасида қандай тақсимланишларини қарайлик. Бу уч кват ҳолатини учта катак билан тавсифлайлик. Больцман тақсимотига кўра мумкин бўлган ҳолатлар сони 9 га тенг. Бозе-Ейнштейн, Ферми-Дирак статистикасида А ва Б заррачалар ўртасида фарқ йўқ. Улар “шахси”ни йўқотган. Шунинг учун уларни умумий бир белги билан, масалан нуқта билан белгилаш мумкин. Бозе-Ейнштейн статистикасида бундай ҳолатлар сони 6 та. Ферми-Дирак статистикасига биноан ҳар бир ҳолатда фақат битта зарра бўлишини инобатга олсак, бундай ҳолатлар сони фақатгина 3 га тенг бўлиши келиб чиқади.

1-жадвал.

Больсман			Бозе-Ейнштейн			Ферми-Дирак		
А	Б		
Б	А		
	А	Б
	Б	А	:					
А		А		:				
Б		А			:			
АБ								
	АБ							
		АБ						

3 квартира бор. Шу квартираларга N та кишини жойлаштириш керак бўлсин. Бу кишилар шахсининг аҳамияти йўқ, яъни қайси кишининг қайси квартирада бўлиши аҳамиятсиз ҳисоблансин. Бу масалани аввало фермионлар учун қарайлик. Бу ҳолда $z \geq N$, чунки $N > z$ бўлганда фермионларни квант ҳолатлар бўйича жойлаштириш мумкин эмас. Бунда n –квартирада кишилар жойлашади, $3-N$ та квартира бўш қолади. Қайси кишининг қайси квартирага жойлашишида фарқ бўлмаганлиги туфайли мумкин бўлган барча ўрин алмашишларни бажарамиз. Натижада тақсимланишлар сони $3!$ га тенг бўлади. Бироқ бу сони $N!$ марта камайтириш керак, чунки кишиларни квартиралар бўйича ўрин алмаштирилиши янги тақсимотга олиб келмайди. Бундан ташқари уни яна $(3-N)!$ марта камайтириш керак, чунки квартиралар ҳам бир-биридан фарқсиз бўлгани туфайли улардаги ўрин алмаштиришлар ҳам янги тақсимотларга олиб келмайди. Умумий тақсимотлар сони

$$z! / N!(z - N)!$$

га тенг бўлади. Бозе-Ейнштейн статистикасидаги тақсимотда бу кишиларнинг квартиралар бўйича тақсимоти қандай бўлишини кўрайлик. Бу ҳолда z ва N сонлар орасидаги муносабат исталганча бўлиши мумкин. Квант ҳолатини z катак билан тасвирлаймиз. Бу катаклар бир-биридан $z-1$ тўсиқ билан ажратилган. Охириги катакларнинг чеккаларига тўсиқлар қўймаймиз. Бу катакларга мутлақо ихтиёрий равишда барча зарралар- кишиларни жойлаштириш мумкин. У ҳолда $z+N-1$ та элементлар ҳосил бўлади, яъни N та зарур киши ва $z-1$ та тўсиқ. Бу элементлар орасида ўрин алмаштирамиз. N та зарранинг z катаклар бўйича турлича тақсимланишни оламиз. Бироқ бу сонни $N!$ марта камайтириш керак, чунки зарраларнинг ўрин алмаштирилиши янги тақсимотга олиб келмайди. Бундан ташқари уни яна $(3-N)!$ марта камайтириш керак, чунки тўсиқларнинг ўрнини алмаштирилиши янги тақсимотга олиб келмайди. Шундай қилиб, N бозон зарраларининг z квант ҳолатлари бўйлаб тақсимланиши сони

$$(z+N-1)! / N!(z-1)$$

га тенг бўлади. Доимий ҳажимдаги адиабатик деворли идишга солинган фермион ва бозонлардан иборат идеал газни олайлик. Бу идишдаги газни бир неча квант ҳолатига ега бўлган юпқа қаватли энергетик қатламларга ажратайлик.

Исталган i -қатламдаги квант ҳолат энергияси $\varepsilon_i, \varepsilon_i + \delta\varepsilon_i$ интервал орасида бўлсин. Қатлам қалинлиги шундайки, $\delta\varepsilon_i \ll \varepsilon_i$ шарт бажарилсин. Энергетик қатламдаги квант ҳолатлар сони z_i етарлича катта бўлсин. Газнинг макроҳолати ҳар бир энергетик қатламдаги зарралар N_i сонини бериш билан характерлансин. Зарраларнинг қатламда ҳар қандай ўрин алмашиши микро ва макро ҳолатларини ўзгартирмайди. Ана шундай газнинг макро ҳолатини амалга оширадиган микро ҳолатлар сонини яни бу макро ҳолатнинг Γ статистик оғирлигини аниқлайлик. Исталган i -қатламнинг z_i квант ҳолатлари бўйлаб N_i зарраларни тақсимлаш мумкин бўлган усуллар сони фермион ва бозонлар учун мос равишда

$$G_i = \frac{z_i!}{N_i!(z_i - N_i)!}, \quad (21)$$

$$G_i = \frac{(z_i + N_i - 1)!}{N_i!(z_i - 1)!}. \quad (22)$$

Барча G_i ларни бир-бирига кўпайтириб, бутун газнинг қаралаётган макро ҳолатнинг статистик оғирлигини топамиз. Фермионлар учун

$$G_i = \prod_i \frac{z_i!}{N_i!(z_i - N_i)!}, \quad (23)$$

Бозонлар учун

$$G_i = \prod_i \frac{(z_i + N_i - 1)!}{N_i!(z_i - 1)!}. \quad (24)$$

Термодинамик мувозанатда бўлган система учун мувозанатли ҳолат энг еҳтимолли ҳолат бўлгани учун Γ нинг қиймати энг катта, яъни максимал бўлиши керак. Бунинг учун фақат z_i ни эмас балки барча N_i ларни ҳам катта деб фараз қилиб, Стирлинг формуласини қўллаймиз.

Фермионлар учун $S_f = -k \sum [N_i \ln N_i + (z_i - N_i) \ln(z_i - N_i)] + const.$ (25)

Бозонлар учун $S_B = -k \sum [(z_i + N_i - 1) \ln(z_i + N_i - 1) - N_i \ln(N_i)] + const.$ (26)

Системадагизаррлар сонидоимийлик шартини (25) ва (26) ифодаларга қўлланса,

$$\sum \ln \frac{N_i}{(z_i - N_i)} dN_i = 0, \quad (27)$$

$$\sum \ln \frac{N_i}{(z_i + N_i - 1)} dN_i = 0, \quad (28)$$

ҳосил бўлади.(26) ва (27) ифодаларнинг экстремум қийматини Логранжнинг ноаниқлик

кўпайтувчиларига кўпайтириш усули билан топилса,

$$\frac{\bar{N}_i}{(z_i - N_i)} = Ae^{-\alpha \varepsilon_i} \text{ (fermionlar uchun)}$$

$$\frac{\bar{N}_i}{z_i + N_i - 1} = Ae^{-\alpha \varepsilon_i} \text{ (bozonlar o chun)}$$

Бу формуладаги $A = e^{-\beta}$ бўлиб, $\beta; \alpha = \frac{1}{kT}$ лар Логранж кўпайтувчиларидан иборат. E_i еса зарраларнинг и ячекадаги энергиясидир. Бир квант ҳолатига тўғри келадиган зарраларнинг ўртача сони (бу йерда $\frac{N_i}{z_i}$ га тенг бўлади). $\bar{n}_i = \frac{1}{e^{\frac{\varepsilon_i - \mu}{kT}} + 1}$ (фермионлар учун)

$$\bar{n}_i = \frac{1}{e^{\frac{\varepsilon_i - \mu}{kT}} - 1} \text{ (бозонлар учун).}$$

Бу ифодаларда μ янги доимий бўлиб, A билан қуйидагича боғланган: $A = e^{\frac{\mu}{kT}}$ - ифода Ферми-Дирак, Бозе-Ейнштейн тақсимоти $\bar{n}_i \ll 1$ бўлса махражидаги бирларни инобатга олмаслик мумкин. У ҳолда бу формулалар

$$n_i = e^{\frac{\varepsilon_i + \mu}{kT}} = e^{\frac{\mu}{kT}} e^{\frac{-\varepsilon_i}{kT}} = const e^{\frac{-\varepsilon_i}{kT}} \quad (27)$$

Бу ифода еса Больсман тақсимотининг ўзидан иборат. Бундан кўринадики, квант ячекаларининг сони кичик бўлганда Ферми-Дирак, Бозе-Ейнштейн тақсимотлари Больсман тақсимотига айланар екан.(26) ва (27) ифодалардаги доимий μ -

нормаллаштириш шарти $\sum z_i \bar{n}_i = \sum \frac{z_i}{e^{\frac{\varepsilon_i - \mu}{kT}} + 1} = N$ дан топилади.

μ га газнинг химиявий потенциали деб айтилади. Газнинг химиявий потенциали ҳам газнинг энергияси ε_i бирлигида аниқланади.

Тўлдиришнинг ўртача сони \bar{n}_i ўз маъносига кўра манфий бўла олмайди. Бу еса бозонлар учун μ нинг ишорасига маълум чеклашлар қўяди. \bar{n}_i нинг мусбат бўлиши, и нинг барча қийматлари учун $\mu \leq \varepsilon_i$ муносабатнинг бажарилишини тақозо этади. $i=1$ бўлганда, $\mu \leq 0$ болиши лозим. Бозонлар учун химиявий потенциал манфий ёки нолга тенг бўлмоғ керак. Фермионлар учун бундай чекланишлар йўқ.

Айнан квант зарраларнинг симметрик хоссалари о'зaro алмашиш муносабатига олиб келади. χ_e атомидаги системани ко'рамиз. χ_e атомида электрон спинининг ҳолатлари, электронлар Ферми зарралардир ва уларни антисимметрик функциялар ёрдамида ифодалаш мумкин. Шредингер тенгламасини йешиб: $H'\omega = E\phi$ турли сатҳлар системасини ҳосил қиламиз, турли сатҳлар функцияси (ϕ) симметрик бо'лиши ҳам мумкин, антисимметрик ҳам бо'лиши мумкин (l -га бог'лик равишда).

Тажрибалар ко'рсатишича пара- ва ортогелий ҳолатлар о'з-о'зича бир-бирига о'тмайди, спинлар о'з ҳолича айлана олмайди, албатта бирор ташқи та'сир бо'лиши лозим. Энергетик спектрнинг спинга бог'лиқлиги о'зaro та'сир алмашуви дейилади.

Паули принципи ва электронларни мураккаб атомларда ҳолатлар бўйича тақсимланиши, квант сонлари, атомларнинг чизиқли спектрини ўрганиш, атом ичига «назар солишга» имкон беради дейиш мумкин. Паули ҳам атом спектрларини ўрганиб атомда маълум бир ҳолатда n, l, m_l, m_s тўртала квант сонлари бир хил бўлган биттадан ортиқ электронни бўлиши мумкин емас деган хулосага келди. Бу физикада Паулининг тақиқлаш принципи деб юритилади. Паули принципига яна бошқача таъриф бериш мумкин: бир хил фермионлардан иккитаси бир вақтнинг ўзида айна бир ҳолатда бўлиши мумкин емас. Табиатда ҳолати фақат антисимметрик тўлқин функция билан ифодаланувчи фермионлар жуфтини учратиш мумкин. Бундан, агар тўртала квант сонларидан ҳеч бўлмаганда биттаси билан, масалан, спин квант сонлари билан фарқ қилса, бир ҳолатда иккита электрон бўлиши мумкин деган хулоса келиб чиқади.

Паулининг тақиқлаш принципи шундай кучли принципки, у ҳатто физик системани ўз-ўзидан энг кичик энергияли ҳолатни олишга интилишидан ҳам устун келади. Лекин бозонлар учун Паули принципи бажарилмайди. Айна бир ҳолатда бир хил бозонлардан истаганча сондагиси бўлиши мумкин. Атомдаги электронларнинг энергетик сатҳлар (ҳолатлар) бўйича тақсимланиши ҳам Паули принципига амал қилади.

Паули принципини атомдаги электронларга тадбиқ қилиб, куйидагича таърифлаш мумкин. Атомда n, l, m, s квант сонлар тўплами билан ифодаланувчи ихтиёрий энергетик сатҳда биттадан ортиқ электроннинг бўлиши мумкин емас. Атомда бир энергетик сатҳда иккита электрон бўлса, улар қарама-қарши спинга ега бўлиши керак. Атомда айна бир n бош квант сони учун бўлиши мумкин бўлган энергетик сатҳларининг умумий сонини ҳисоблайлик. Агар n ва l ларнинг қийматлари ўзгармасдан m ва s лари билан фарқланувчи сатҳлар сонини топиш керак бўлса, ҳар бир n ва l нинг $2l + 1$ рухсат етилган қиймати бор. Демак, n ва s ларнинг айнан

тўплами $(2l + 1)$ сатҳдан иборат. Айни n учун l нинг қийматлари 0 дан $n - 1$ гача бўлган бутун сонларни олиши мумкин. Шунинг учун асосий квант сони n нинг айни бир қиймати билан ифодаланувчи сатҳлар сони (арифметик прогрессия ҳадларининг йиғиндиси формуласига асосан)

$$\sum_{l=0}^{n-1} 2(2l + 1) = 2 \frac{1 - [2(n-1) + 1]n}{2} = 2n^2$$

$$\psi(r_1, r_2, s_{z_1}, s_{z_2}) = \varphi(r_1 \cdot r_2) \chi(s_{z_1} \cdot s_{z_2})$$

$$\psi_a = \left\{ \begin{array}{l} \varphi_a \chi_z \\ \varphi_z \chi_a \end{array} \right\}$$

бўлади. Ярим бутун спинли электрон, протон, нейтронлар каби зарралар Феми-Дирак статистикасига боʻй синади ва фермионлар деб аталади. Бутун спинли барча заррачалар, жумладан, фотонлар, π ва K мезонлар Бозе-Ейнштейн статистикасига бўйсинади ва бундай зарралар бозонлар деб аталади.

Назорат саволлари:

1. Айнан ўхшаш зарралар деб нимага айтилади?
2. Паули принципини тушунтиринг.
3. Квант сонлари ҳақида маълумот беринг.
4. Ферми ва бозе зарралар системаларида қандай фарқлар бор?

Мавзуга оид адабиётлар:

1. Паул А. Типлер. Гене Мосса, Пҳйсисс фор ссиентисц анд енинеерс. (with модерн пҳйсисс) W. X. Фреман анд Сомпанй • New Ёрк. 2016.
2. Карабайева М.А. Молекуляр физика. Т. Университет. 2014. 240 б.
3. Сивухин В.В. Умумий физика курси. Термодинамика ва молекуляр физика Т. 1984й. 526 б.
4. Хайриддинов Б “Молекуляр физика” Тошкент, 2004.
5. Қодиров О “Молекуляр физика” Тошкент, 2004.
6. Абдуллаев Р.М., Хамиджонов И, Карабаева М.А. «Молекуляр физика», Университет, Т. 2003.- 121 б.
7. Абдуллаев А. «Молекуляр физика» - Гулистон. 2012.- 95 б.

11-мавзу. Идеал газларнинг ички энергияси. Ички энергиянинг эркинлик даражалари бўйича тенг тақсимоти қонуни.

Асосий саволлар:

1. Идеал газнинг ички энергияси.
2. Ички энергиянинг эркинлик даражалари бўйича тенг тақсимоти қонуни.

Мавзуга оид таянч тушунча ва иборалар: Идеал газ, квазистационар, термодинамик мувозанат, қайтар жараён, энергия бирлиги, бир атомли газ, бажарилган иш, кўп атомли газ, термодинамик фаза, термодинамиканинг биринчи қонуни, ички энергия, мусбат иш, иссиқлик миқдори, манфий иш, гомоген система, эркинлик даражаси.

1- савол бўйича дарс мақсади: Бир ва икки атомлар газлар тўғрисида тушунча бериш, уларнинг ички энергиясининг ифодаси билан таништирилади. Иссиқлик бир жисмдан иккинчи жисмга узатиладиган энергия экани, бу энергияни узатиш жараёнида иш бажарилишини тушунтирилади. Иссиқлик ва энергия ўртасидаги боғланиш ҳақида маълумот берилади.

Идентив ўқув мақсадлари:

1. Идеал газнинг ички энергияси билади.
2. Иссиқлик миқдорини тушунтира олади.

1-саволнинг баёни: Идеал газнинг ички энергияси.

Термодинамикада иссиқлик, иш ва бошқа турдаги энергияларнинг ўзаро боғланиши ва бир- бирига айланиши ҳақидаги таълимотдан, унда молекуляр ҳаракатнинг аниқ бир формаси қаралмасдан, модда хоссаларини бутунича характерлайдиган макроскопик параметрларнинг ўзгариши асосида хулосалар чиқарилади.

Термодинамик система деб, термодинамика усули билан ўрганилувчи бир ёки бир неча жисмдан иборат, фикран ажратилган системага айтилади. Бу системага кирмаган барча жисмларга ташқи муҳит дейилади. Термодинамик система ҳолатини аниқловчи параметрлар вақт ўтиши билан доимий қолса, бундай ҳолатга термодинамик мувозанат ҳолат дейилади.

Термодинамикада системаларнинг фақат термодинамик мувозанат ҳолати ёки бир-биридан жуда кам фарқ қиладиган ва узулуксиз давом этадиган квазистационар жараёнлар ўрганилади.

Агар система бир ҳолатдан иккинчи ҳолатга ўтиб, яна шу йўл билан бошланғич ҳолатга қайтганда системанинг ўзида ва ташқи муҳитда ҳечқандай ўзгариш рўй бермаса, бундай жараёнга қайтар жараён дейилади.

Термодинамик фаза, бир ёки бир неча жисмлар системасидан иборат мувозанат ҳолатдаги ва бошқа системаларда маълум сиртбилан ажралган бир жинсли, гомоген системага айтилади. Термодинамика турли энергияларнинг ўзаро боғланиши ва бир- бирига айланиши тўғрисидаги таълимот бўлиб, ўзининг учта асосий қонунларига асосланади.

Термодинамиканинг биринч қонуни энергиянинг сақланиш ва айланиш қонунидан иборат ва бу қонун барча термодинамик системалар учун умумлаштирилади.

Термодинамиканинг иккинчи қонуни табиатда содир бўладиган жараёнларнинг йўналишини аниқлайди ва айланма жараёнларда иссиқликнинг қанча қисмини механик ишга айлантириш мумкин эканлигини кўрсатади.

Термодинамиканинг учинчи қонуни табиатда барча жараёнларнинг бирортаси билан ҳам мутлоқ нол температурага еришиб болмаслигини уқтиради. Системани ташкил етувчи зарраларнинг барча энергияларининг йиғиндиси ички энергияни ташкил этади. Идеал газнинг молекулалари ўзаро таъсирлашмаганликлари учун уларнинг потенциал энергияси нолга тенг. Шунинг учун бундай газларнинг ички энергияси фақатгина уларнинг кинетик энергиясидан иборат бўлади.

$$U = E_o^- = \frac{i}{2} kT = \frac{i}{2} \cdot \frac{R}{N} T \quad (1)$$

Бу формулада $i=3$ бир атомли газлар учун ўринлидир. Агар газда N та молекула бўлса, унинг умумий энергияси:

$$U = \frac{3}{2} kT \quad (2)$$

Бир мол газ учун бу ифода қуйидагича:

$$U = \frac{3}{2} RT \quad (3)$$

м массали газ учун:

$$U = \frac{m}{\mu} \frac{3}{2} RT = \frac{m}{\mu} \frac{3}{2} N_a kT \quad (4)$$

(2)-(4) формулалар бир атомли идеал газнинг ички энергияси деб аталади. Кўриниб турибдики, бу энергия фақат Т га боғлиқ бўлиб, босимга ҳам ҳажмга ҳам боғлиқ эмас.

Ички энергия термодинамик системанинг фақат мувозанат уолатига тегишлидир ва шунинг учун ҳам уфақатгина ҳолатнинг функциясидан иборат. Бир ҳолатдан иккинчи ҳолатга ўтиш йўлига боғлиқ эмас. Демак, система бир ҳолатдан иккинчи ҳолатга ўтиб, яна бшланғич ҳолатга қайтиб келса, унинг ўзгариши нолга тенг. Шунинг учун у тўлиқ дифференциалдан иборат.

$$\oint dU = 0,$$

(5)

Унинг тўлиқ дифференциаллиги (5) шартдан топилади ва унинг ўзгариши dU билан белгиланади. Моддаларнинг ички энергияси уларнинг температураси ва ҳажмининг функциясидан иборат.

Назорат саволлари:

1. Ички энергия формуласини изоҳлаб беринг.

2. Моддаларнинг ички энергияси қандай параметрларнинг функцияси.

2- савол бўйича дарс мақсади: Бир ва кўп атомли газ ҳақида маълумот берилади. Кўп атомли газ молекулаларининг еркинлик даражалари ва уларнинг моҳияти тўғрисида тушунча берилади. Энергиянинг еркинлик даражалари бўйича тақсимланиши ва унинг қўлланилиш чегаралари тўғрисида маълумот берилади.

Идентив ўқув мақсадлари:

1. Бир атомли газларни билади.

2. Еркинлик даражасини изоҳлай олади.

3. Кўп атомли газларни тиушунтира олади.

4. Еркинлик даражалари бўйлаб энергиянинг тақсимот қонунини изоҳлай олади.

1-саволнинг баёни: Ички энергиянинг еркинлик даражалари бўйича тенг тақсимоти қонуни. **МКН нинг асосий вазифаларидан бири ички энергиянинг тизим параметрларига боғлиқлигини аниқлашдан иборатдир:** $U = U(V, T)$. Бундай масала кам сонли еркинлик даражасига ега бўлган идеал газ учун соддароқ йечимга егадир.

Идеал газни иситиш учун унга маълум миқдорда иссиқлик бериш керак. Совитиш учун еса иссиқликни олиш керак. Бу икки ҳолда ҳам унинг ҳарорати ўзгаради.

Газ ҳароратининг ўзгариш катталиги иссиқлик бериш ёки олиш жараёнида иш бажарилиши ёки бажармаслигига боғлиқ. Агар газ ўзгармас ҳажмда иссиқлик олган (берган) бўлса, унга берилган (олинган) барча иссиқлик унинг ички энергиясини оширади (камайтиради) яъни, $dQ = dU$.

Идеал газнинг ички энергияси барча молекулаларнинг тартибсиз ҳаракати кинетик энергияси билан белгиланади. Молекулаларнинг ҳаракат кинетик энергияси илгарилама ҳаракат кинетик энергияларидангина иборат эмас. У молекулаларнинг айланиш ва тебранис кинетик энергияларининг йиғиндисидан иборат бўлиши ҳам мумкин. Молекулаларнинг барча тур ҳаракатларига тўғри

келадиган энергияни ҳисоблаш учун еркинлик даражаси тучунчаси киритилади. Жисмларнинг фазодаги вазиятини аниқлаш учун зарур бўлган еркинлик координаталарнинг сонига жисмнинг **еркинлик даражаси** дейилади. Моддий нуқтанинг еркинлик даражаси 3 га тенг. Моддий нуқтанинг фазодаги вазияти, учта координата билан, x, y, z билан аниқланади. Қаттиқ жисмнинг еркинлик даражаси олтига тенг. Агар жисмнинг айрим қисмлари бир-бирига нисбатан силжий оладиган (тебранма ҳаракат қилса) у ҳаракатларни текшириш усун яна қўшимча еркинлик даражалари киритилади ва аксинча, бирор ўқ атрофида айланмайдиган бўлса, унинг еркинлик даражаси 6 дан кичик бўлади. Гелий, Неон, Аргон, Криптон, Ксенон сингари газлар бир атомли газ ҳисобланади. Идеал газда молекулалар моддий нуқталар деб қаралади. Моддий нуқталар илгариланма ҳаракатнинг учта еркинлик даражасига ега. Шунинг учун идеал газ молекуласининг кинетик энергиясини унинг шу учта координата ўқиға нисбатан мос келадиган кинетик энергиялари йиғиндиси сифатида тасаввур етилиши мумкин, яъни

$$E = \frac{mv_x^2}{2} + \frac{mv_y^2}{2} + \frac{mv_z^2}{2}, \quad (6)$$

Шу билан бирга бир атомли молекулани моддий нуқта деб қарасак, бу молекуланинг илгариланма ҳаракатининг ўртача кинетик энергияси

$$E_k = \frac{m\bar{v}^2}{2} = \frac{3}{2}kT, \quad (7)$$

га тенг. Шу сабабли молекуланинг ҳар бир еркинлик даражасига $kT/2$ ўртача кинетик энергия мос келади. Бу хулоса кинетик энергиянинг еркинлик даражалари бўйича тенг тақсимланиш қонуни, ёки, тенг тақсимот қонуни дейилади. Шундай қилиб бир атомли идеал газни еркинлик даражалари $i = 3$ га тенг бўлган моддий нуқталар тўплами деб қараш мумкин.

$$U = E_o = \frac{i}{2}kT = \frac{i}{2} \cdot \frac{R}{N}T.$$

(8)

Кўп атомли газларнинг иссиқлик сиғимлари [1]. Икки атомли қаттиқ молекулалар бешта еркинлик даражасига ега бўлиб, уларнинг учтаси илгарилама, иккитаси айланмадир. Икки атомли молекулалар водород (X_2), водород хлорид (XCl), азот (H_2), кислород (O_2), углерод оксиди CO ва бошқа газлар қиради. Агар молекула икки атомдан гантесимон шаклда бўлиб, қаттиқ боғланиш ҳосил қилиб бириккан бўлса, бундай молекула x, y, z ўқи бўйича учта илгарилама ҳаракат еркинлик даражаларидан ташқари атомларнинг бириктирувси ўққа перпендикуляр бўлган яна икки ўқ (y, z) атрофида айланма еркинлик даражаларига ҳам ега бўлади. x ўқи бўйича айланма ҳаракат молекула энергиясининг ўзфаришига олб келмайди. Шу сабабли x ўқибўйича айланма еркинлик даражасига ега эмас деб ҳисобланади.

$$U = \frac{5}{2}RT, \quad (9)$$

Бу мулоҳазалар гантелсимон қаттиқ боғланган икки атомдан иборат молекула учун ўринлидир. Аммо реал молекулаларда атомлар бир-бирига ҳамма вақт ҳам қаттиқ боғланган бўлмайди. Улар ўзаро бир-бирига нисбатан тебранма ҳаракатда ҳам бўлиши мумкин. Реал икки атомли молекулаларнинг конфигурациясини

аниқлашда учта илгарилама, иккита айланма ва битта тебранма еркинлик даражасини ҳам инобатга олиш керак.

Шуни қайд қилиш керакки, уч атомли чизикли қаттиқ молекулалар ҳам бешта еркинлик даражасига ега. Бундай молекулаларга карбонат ангидрид CO_2 гази киради.

Уч атомли ночизикли молекулалар (улардаги атомлар марказий бир тўғри чизикда ётмайди) олтита еркинлик даражасига ега; улардан учтаси илгарилама ва учтаси айланмадир. Бу олтита еркинлик даражаси учдан ортиқ атомга ега бўлган барча молекулалар учун ўринли. Буларга сув буғи H_2O , аммиак каби газлар кўп атомли газларга мисол бўла олади. Ўлчашлар уларнинг моляр иссиқлик сиғимлари бир атомли газлар моляр иссиқлик сиғимларидан катта эканини кўрсатади. Молекулаларнинг еркинлик даражаси нечта бўлса ҳам унинг учтаси илгариламадир.

Енди икки ва ундан кўп атомлардан ташкил топган молекулаларнинг ички энергиясини кўриб чиқамиз. Бу молекулани x ўқи бўйлаб қаттиқ боғланган атомлардан иборат деб қараймиз. Бундай икки атомли газ молекулалари олтита еркинлик даражасига ега. Бу еркинлик даражаларидан учтаси уч координата ўқлари бўйлаб илгариланма ҳаракатни ва қолган учтаси шу ўқлар яқинида бўлиши мумкин бўлган айланма ҳаракатларини ифодалайди. Лекин тажриба ҳам, назария ҳам бундай молекуланинг x ўқи атрофида фақат юқори ҳароратларда айланиши мумкинлигини кўрсатади. Одатдаги ҳароратларда молекула x ўқи атрофида айланмайди. Бинобарин, қаттиқ икки атомли молекуланинг еркинлик даражалари сони 5 га тенг. Бунда газнинг босими ҳароратга боғлиқ ҳолда ўзгариб боради. Газ исиганда ҳажми ўзгарса, унга берилган иссиқлик миқдори газнинг ички энергиясини ўзгаришига ва газнинг бажарган ишига сарфланади.

Айтилганлардан молекула энергияси еркинлик даражалари бўйлаб тенг тақсимланади, деб ҳисоблаш унча тўғри емаслиги ва унинг қўлланилиш чегараси мавжудлиги тўғрисида хулоса чиқариш мумкин.

Назорат саволлари:

1. Кўп атомли газларга мисол келтиринг.
2. Атомни битта еркинлик даражасига мос келган кинетик энергия нимага тенг?

А) kT Б) $3/2 kT$ С) $1/2 kT$ Д) $1/3 kT$ Е) $2 kT$

3. Уч атомли газ учун γ қанчага тенг?

А) $1/2$ га, Б) $1/3$ га, С) $1,33$ Д) 2 га, Е) $3/2$ га

4. Нима учун газни ўзгармас босимда 1°C га иситиш учун унга бериладиган иссиқлик миқдори, уни ўзгармас ҳажмда 1°C га иситиш учун бериладиган иссиқлик миқдоридан ортиқ бўлишини изоҳланг.

А) Чунки газ кенгайди, Б) молекулалар тезлиги ортади, С) газ кенгайиб иш бажаради, Д) молекулалар потенциал энергияси ортади, Е) кинетик энергияси ортади.

Мавзуга оид адабиётлар:

1. Паул А. Типлер. Гене Мосса, Пўйссисс фор ссиентисс анд енгийнээрс. (with модерн пўйссисс) W. Х. Фрееман анд Сомпанй • Нью Ёрк. 2016.
2. Карабайева М.А. Молекуляр физика. Т. Университет. 2014. 240 б.

3. Сивухин В.В. Умумий физика курси. Термодинамика ва молекуляр физика Т. 1984й. 526 б.

4. Хайриддинов Б “Молекуляр физика” Тошкент, 2004.

5. Қодиров О “Молекуляр физика” Тошкент, 2004.

6. Абдуллаев Р.М., Хамиджонов И, Карабаева М.А. «Молекуляр физика», Университет, Т. 2003.- 121 б.

7. Абдуллаев А. «Молекуляр физика» - Гулистон. 2012.- 95 б.

12-мавзу. Иш ва иссиқлик миқдори. Термодинамиканинг И-қонуни.

Асосий саволлар:

1. Иш ва иссиқлик миқдори.

2. Термодинамиканинг И-қонуни

Мавзуга оид таянч тушунча ва иборалар: Идеал газ, квазистационар, термодинамик мувозанат, қайтар жараён, энергия бирлиги, бир атомли газ, бажарилган иш, кўп атомли газ, термодинамик фаза, термодинамиканинг биринчи қонуни, ички энергия, мусбат иш, иссиқлик миқдори, манфий иш, гомоген система, еркинлик даражаси.

1- савол бўйича дарс мақсади: Бир ва икки атомлар газлар тўғрисида тушунча бериш уларнинг ички энергиясининг ифодаси билан таништириш. Иссиқлик бир жисмдан иккинчи жисмга узатиладиган энергия экани, бу энергияни узатиш жараёнида иш бажарилишини тушунтирилади. Иссиқлик ва энергия ўртасидаги боғланиш курсатилади.

Идентив ўқув мақсадлари:

1. Иш, иссиқлик миқдори ва ички энергияси орасидаги боғланишнинг биланиши.

2. Ишни келтириб чиқара олади.

3. Иссиқлик миқдорини изоҳлай олади.

1-саволнинг баёни: **Иш.** Берк термодинамик система билан ташқи муҳит орасида энергия алмашиши бир-биридан фарқ қилувчи икки усулда бўлиши мумкин: а) системанинг иш бажариши орқали ёки система устида иш бажариш орқали; б) иш бажармасдан, фақат иссиқлик алмашиниши орқали. Системанинг иш бажариши содир бўладиган жараённи кўрайлик. Бирор В ҳажмли цилиндр идеал газ билан толдирилган бўлиб, бу система билан ташқи муҳит ўртасида энергия алмашиниши фақат цилиндрдаги поршень ҳаракати билан амалга оширилсин. Газнинг поршенга босим кучи $F = PS$ га тенг. П-газнинг босими, С- поршень юзаси.

Ташқи F куч таъсирида С юзали поршен dx масофага силжиган бўлсин. Газ ҳажми $Sdx = dV$ га камаяди. Газни сиқишда бажарилган иш

$$\delta A = Fdx = PSdx = PdV, \quad (1)$$

га тенг бўлади. Газнинг бажарган иши δA мусбат иш деб баҳоланади. Газ кенгайганда ташқи кучларга қарши PdV ишни бажаради. Газ ҳажмининг изотермик ўзгаришида бажарилган иш газ босими билан унинг ҳажми ўзгариши кўпайтмасига тенг.

Поршень пастга ҳаракатланганда газ сиқилиб, унинг устида ташқи кучлар иш бажаради ва бу иш манфий деб баҳоланади. Шундай қилиб, поршен dx масофага силжисида бажарилган иш газ кенгайганда, $\delta A = PdV$ (2)

газ сиқилганда, $\delta A = -PdV$ (3)

бўлади. Термодинамик система иш бажарганда унинг ҳолатини аниқловчи параметрлар босим P , ҳажм V , температура T ҳам ўзгаради. Бу вақтда бажарилган

иш системанинг бошланғич ва охири ҳолатлари билангина аниқланиб, қолмасдан, системанинг бир ҳолатдан иккинчи ҳолатга ўтиш йўлига ҳам боғлиқ. Буни идеал газ учун босим ва ҳажм диаграммасидан кўриш мумкин. Бир ҳолатдан иккинчи ҳолатга ўтиш йўлига боғлиқ бўлмаган катталикларга термодинамик система ҳолатининг функциялари, боғлиқ бўлмаган катталикларга ҳолатнинг функциялари эмас дейилади. Шундай қилиб, иш ҳолат функцияси эмс.

Иссиқлик миқдори. Идеал газнинг ички энергияси формуласидан кўришиб турибдики, унинг энергиясининг ўзгартириш учун газ устида иш барилиши ёки газ бошқа жисм температураси устида иш бажарилиши керак. Газ устида иш бажарилганда у исийди, газ устида иш бажарилмаганда еса совуйди. Газ ҳаракатининг ўзгариши унинг энергияси ўзгариши билан боғлиқ экан. Жисм энергиясини турли юллар билан ўзгартириш мумкин. Масалан, совуқ жисм иссиқ жисмга яқинлашганда ҳам улар орасида энергия алмашиш содир бўлади. Бунда иссиқ жисмдан совуқ жисмга бирор иссиқлик миқдорини берилади ёки иссиқ жисмдан бирор иссиқлик миқдорини олинади деб юритилади. Иссиқлик алмашилиш ҳар иккала жисмнинг температураси тенглашгунча давом этади. Жисмлар ўртасида иш бажарилмасдан узатилган энергияга иссиқлик дейилади. Иссиқлик алмашилиш конвексион, иссиқлик ўтказувчанлик ва нурланиш орқали бўлиши мумкин.

Демак, иссиқлик миқдори бир жисмдан иккинчи жисмга узатиладиган энергиядир. Бундай энергия узатиш жараёнида ҳам иш бажарилади. Бу иш жисмда тартибсиз ҳаракатланаётган микрозарралар томонидан бажарилади. Шундай қилиб бир жисмдан иккинчи жисмга берилган иссиқлик миқдори аслида жисм орасидан алмашинган энергияни ифодалар экан. Лекин иссиқлик калория бирликларида энергия жоул бириликларида ўлчанади.

Иссиқлик билан иш ўзаро эквивалент катталиклар эканлигини биринчи пайкаган олим Р. Майер бўлиб, унинг сон қийматлари ўртасидаги эквивалентликни Ж. Жоул топди. Ўша даврда иссиқликни калорияларда олчаш қабул қилинган еди. 1 калория деб, 1г тоза сувни температурасини 19,5⁰С дан 20,5⁰С гач кўтариш учун керак бўлган иссиқлик миқдорига айтилади.

Шунга қарамай, иссиқлик калорияларида ўлчанган энергия экани тўғрисида бемалол гапириш мумкин. Улар орасидаги эквивалентликни Ж. Жоул аниқлаган.

$$1 \text{ к кал} = 4186,5 \text{ Ж} \text{ ёки } 1 \text{ ка} = 4,186 \text{ Ж} = 4,2 \text{ Ж}.$$

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

$$Къ = 4,2 \text{ ж / кал}.$$

1 кал 1 кг сувни ҳароратини 1 К га кўтариш учун зарур бўлган иссиқлик миқдоридир.

Назорат саволлари:

1. Бир атомли идеал газнинг ички энергияси қандай параметрларга боғлиқ бўлади?
2. Иссиқликнинг механикавий эквиваленти нимага тенг?
3. Ихтиёрий м массали идеал газ учун ички энергия формуласини кўрсатинг.

А) $\frac{m}{\mu} \cdot \frac{1}{2} kT$, В) $\frac{m}{\mu} \cdot \frac{1}{2} RT$, С) $\frac{m}{\mu} \cdot \frac{3}{2} RT$, Д) $\frac{m}{N_A} \cdot \frac{3}{2} RT$, Е) $\frac{3}{2} kT$

4. Иссиқликнинг экваленти нечага тенг?

А) 2,24 ж / кал , Б) 2,4 ж / кал, С) 4,2 ж / кал, Д) 2,3 ж / кал, Е) 8,31 ж / кал.

2- савол бўйича дарс мақсади: Жисмга берилган иссиқликнинг ўзгариш юли билан таништирилади. Бу иссиқликнинг жисм ички энергияси билан унинг бажарган иши йиғиндисига тенглиги кўрсатилади. Энергиянинг сақланиш қонуни билан таништирилади. Термодинамиканинг биринчи қонуни газ ҳажмининг ўзгаришида бажариладиган иш билан боғлаб тушунтирилади.

Идентив ўқув мақсадлари:

1. Термодинамиканинг биринчи қонуни билади.
2. Мусбат ва манфий иш бажарилиш жараёнларини билиб олади.
3. Иссиқлик функцияси - энталпия била боғлиқ эканлигини айта олади.

1-саволнинг баёни: Термодинамиканинг биринчи қонуни. Система устида бажарилган ҳар қандай иш унинг ҳолатини ифодаловчи параметрлар орқали аниқланади. Газга dQ иссиқлик миқдори берилганда dA иш бажарилиб, унинг ички энергияси dU га ўзгаради. Бу жараёнда энергия сақланиш қонуни қуйидагича ифодаланади: системанинг бажарган иши берилган иссиқлик миқдори билан унинг ички энергиясининг ўзгариши орасидаги фарққа тенг. Ёпиқ термодинамик система учун термодинамиканинг биринчи қонуни қуйидагича таърифланади: термодинамик системага берилаётган иссиқлик миқдори δQ , шу система ички энергиясининг ўзгариши dU га ва системанинг бажарган иши δA га сарфланади, яъни

$$\delta Q = dU + \delta A \quad (4)$$

Агар иш система устида бажарилса

$$\delta Q = dU - \delta A \quad (5)$$

бўлади. (4) ва (5) формулалар механикавий ва иссиқлик энергиясига нисбатан энергиянинг сақланиш қонунини билдиради. Бу қонун термодинамиканинг биринчи бош қонуни деб аталади. Бу ҳолда термодинамиканинг биринчи бош қонуни қуйидаги кўринишда ёзилади.

$$\delta Q = dU + PdV \quad (6)$$

Агар газ ҳолати бир қанча ўзгаришлардан сўнг дастлабки ҳолатига қайца, бундай ҳолат ўзгариши айланма ёки сиклик жараён деб аталади. Айланма жараёнда жисм ташқи кучларга қарши иш бажарса бу иш мусбат бўлиб, ташқаридан Q га тенг иссиқлик миқдорини олади. Агар бунда ташқи кучлар жисм устида иш бажарса, иш манфий бўлиб, бу ишга тенг Q иссиқлик миқдори ажралади. Шундай қилиб сиклик жараёнда $Q = A$ бўлади.

Макраскопик параметрларнинг ўзгариши молекуляр ҳаракат характерининг ўзгариши туфайли рўй беради.

Назорат саволлари:

1. Термодинамика И-қонуни таърифини айтинг.
2. Жисмга берилган иссиқлик миқдори газ ҳолатини ўзгартириб бажарган иши формуласини ёзинг.
3. Ташқи кучларларнинг газ устида бажарган ишини термодинамик нуқтаи назардан тушинтиринг. А) Газ ҳажми ўзгаради, Б) газ қизийди, С) газдан ташқари куч бажарган ишга тенг иссиқлик ажралади, Д) газ босими ортади, Е) манфий иш бажарилади.
4. Қандай ҳолда система бажарган иш мусбат бўлади?
5. Қандай ҳолда система бажарган иш манфий бўлади?

Мавзуга оид мустақил иш топшириқлари:

1. Термодинамиканинг биринчи қонунининг тадбиқлари.
2. Газ ҳажмининг ўзгаришида бажарилган ишни ҳисоблаш.
3. Иссиқлик узатиш ва иссиқлик миқдори.

Мавзуга оид адабиётлар:

1. Паул А. Типлер. Гене Мосса, Пхйсисс фор ссиентисц анд енинеерс. (with модерн пхйсисс) W. Ҳ. Фрееман анд Сомпанй • New Ёрк. 2016.
2. Карабайева М.А. Молекуляр физика. Т. Университет. 2014. 240 б.
3. Сивухин В.В. Умумий физика курси. Термодинамика ва молекуляр физика Т. 1984й. 526 б.
4. Хайриддинов Б “Молекуляр физика” Тошкент, 2004.
5. Қодиров О “Молекуляр физика” Тошкент, 2004.
6. Абдуллаев Р.М., Хамиджонов И, Карабаева М.А. «Молекуляр физика», Университет, Т. 2003.- 121 б.
7. Абдуллаев А. «Молекуляр физика» - Гулистон. 2012.- 95 б.

13-мавзу: Газ ҳажмининг ўзгаришида бажарилган иш. Идеал газларнинг иссиқлик сизими.

Асосий саволлар:

1. Газ ҳажмининг ўзгаришида бажарилган иш. Идеал газларнинг иссиқлик сизими.
2. Идеал газларнинг иссиқлик сизими.

Мавзуга оид таянч тушунча ва иборалар: Иш, иссиқлик миқдори, идеал газ, изобара, изотерма, изохора, адиабата, политропик, Пуассон тенгламаси, иссиқлик сизими, Майер тенгламаси.

1- савол бўйича дарс мақсади: Идеал газ ҳажмининг изотермик, адиабатик ўзгаришлари ва бу ўзгаришларда бажариладиган ишлар ҳисоблаб чиқарилади. Бу ўзгаришларда сарфланадиган иссиқлик миқдорлари ва бажариладиган ишлар таққослаб кўрилади.

Идентив ўқув мақсадлари: 1. Изотермик жараёнда газга берилган иссиқлик миқдорининг ишга айланиш имкониятлари билади.

2. Адиабатик жараён хусусиятлари ва газ олган иссиқликнинг бу жараёнда ишга айлантирилиш имкониятларини изоҳлай олади.

1-саволнинг баёни: Газ ҳажмининг ўзгаришида бажарилган иш.

1. Идеал газ ҳажмининг изотермик ўзгаришида бажарилган иш.

Газнинг сиқилиши ва кенгайишини унинг ҳарорати ($T = \text{const}$) ўзгармас сақланган ҳолда амалга ошириш мумкин. Бундай жараён изотермик жараён деб аталади. Бундай жараёнда бажарилган ишни аниқлаш учун $\delta A = PdV$ ишни бутун изотерма бўйлаб интегралланади, яъни

$$\int dA = \int pdV$$

(1)

ПВ = РТ дан $P = \frac{RT}{V}$ бўлади, бу ифодани (1) га қўсак

$$A = \int_{V_1}^{V_2} RT \frac{dV}{V} = RT \int_{V_1}^{V_2} \frac{dV}{V} = RT \ln(V_2 - V_1) = RT \ln \frac{V_2}{V_1}, \quad (2)$$

(2) бир мол идеал газнинг изотермик кенгайишида бажарилган ишини ифодалайди. Ихтиёрий миқдордаги газ учун: $A = \frac{m}{\mu} RT \ln \frac{V_2}{V_1}$, (3)

Бойл-Мариотт қонунига кўра $P_1V_1 = P_2V_2$ бундан $\frac{V_2}{V_1} = \frac{P_1}{P_2}$ натижада (3) ни

$$A = \frac{m}{\mu} RT \ln \frac{P_2}{P_1}, \quad (4)$$

деб ёзишимиз мумкин. Бу формула газ ҳажмининг изотермик ўзгаришида бажарилган ишни ифодалайди. Бу ҳолда термодинамиканинг биринчи қонуни $dU=0$; $\delta Q = \delta A$ кўринишда бўлади.

2.Изобарик жараён. Бу жараён давомида идеал газ ҳолатини аниқловчи параметрлардан босим доимий ($P=\text{сонст}$) қолиб, газнинг температураси ўзгариши билан унинг ҳажми ўзгаради. Бу вақтда бажарилган иш $A = \int_1^2 PdV = P(V_2 - V_1)$, (5)

$$A = \int_1^2 PdV = \int_1^2 \frac{m}{\mu} R dT = \frac{m}{\mu} R(T_2 - T_1), \quad (6)$$

билан аниқланади. Сон жиҳатдан бу иш PV диаграммасидаги штрихланган юзага тенг. Бу жараёнда газга берилаётган иссиқлик миқдори δQ ва идеал газнинг ички энергияси dU ни оширишга ва газнинг кенгайиб бажарган иш δA га сарфланади:

$$\delta Q = dU + \delta A. \quad (7)$$

3. Изохорик жараён. Бу жараён давомида идеал газнинг ҳажми доимий ($V=\text{сонст}$) қолади. Шунинг учун бу жараён давомида иш бажарилмайди, чунки $dV=0$. Бу жараён давомида системага берилаётган иссиқлик миқдори газнинг фақат ички энергиясини оширишга сарфланади, яъни $\delta Q = dU$. (8)

4. Адиабатик жараён.

Адиабатик жараёнда газ атрофига иссиқлик бермайди ҳам, олмайди ҳам ($\delta Q = 0$). Шунинг учун ҳам бу жараён давомида газ ўз ички энергияси ҳисобига иш бажаради. Газ адиабатик кенгайётган бўлса унинг ички энергияси камаёди

$$-dU = \delta A, \text{ адиабатик сиклаётган бўлса, унинг ички энергияси ортади } dU = -\delta A, \quad (9)$$

Бу ҳолда термодинамиканинг биринчи қонуни қуйидагича ёзилади:

(Адиабата - юнонча утиб бўлмас маъносида). $C_v dT + pdV = 0$, ёки

$$-pdV = C_v dT, \quad (10)$$

Бунда газ ҳажмининг ўзгариши билан боғлиқ бўлган иш ички энергиянинг ўзгариши, яъни ҳароратнинг ўзгаришига олиб келиши керак. (10) даги минус ишораси газ ҳажмларининг ортиши билан унинг температураси пасайишини, газ ҳажмининг кенгайиши билан температуранинг кўтарилишини билдиради. Биринчи ҳолда, газ ички энергияси ҳисобига иш бажаради, шунинг учун у совийди. Иккинчи ҳолда ташқи куч ҳисобига иш бажарилади ва шу ҳисобига газнинг ички энергияси, демак, температура ҳам кўтарилади.

Адиабатик жараён Бойл-Мариотт қонунига буйсунмайди, (10) ни қуйидагича ёзамиз:

$$C_v dT + pdV = 0. \quad (11)$$

Дифференциаллаб, dT ни топамиз: $VdP + pdV = RdT$.

Бундан $dT = \frac{PdV + VdP}{R}$ буни (11) га қуямиз: $C_V \frac{PdV + VdP}{R} + pdV = 0$.

Маълумки, $R = C_p - C_v$ бироз шакл алмаштириб

$\frac{dp}{p} + \frac{C_p}{C_v} \cdot \frac{dV}{V} = 0$, ёки $\frac{dp}{p} + \gamma \cdot \frac{dV}{V} = 0$. Интеграллашни бажарамиз:

$$\int \frac{dP}{P} + \gamma \int \frac{dV}{V} = 0, \quad \ln P + \gamma \ln V = 0, \quad PV^\gamma = const. \quad (12)$$

Бу тенглама адиабатик жараёнда газ босими билан ҳажми орасидаги боғланишни ифодалайди ва у Пуассон тенгламаси деб аталади. $\gamma = \frac{C_p}{C_v}$ -адиабата кўрсаткичи деб аталади.

Адиабатик жараён учун босим ва ҳажм орасидаги боғланиш егри чизиғи адиабата деб аталади ва $\frac{C_p}{C_v} > 1$ бўлгани учун у энди изотермик жараёндаги каби гипербола бўлмайди. Босимнинг ҳажм ортганда тикроқ пасайишига сабаб шуки, у фақат ҳажм ўзгаришига боғлиқ ҳолда эмас, балки температуранинг пасайишига боғлиқ ҳолда ҳам камаяди. $P = \frac{RT}{V}$ ни (12) га қуйиб топамиз.

$\frac{RT}{V} V^\gamma = const$, ёки $TV^{\gamma-1} = const$. Шунингдек, $PV = RT$ дан $V = \frac{RT}{P}$ ни (12) га қуйиб қуйидагини топамиз: $PV^\gamma = P \left(\frac{RT}{P}\right)^\gamma = const$, ёки $T^\gamma P^{1-\gamma} = const$. (13) ни ҳар

икки томонини $\frac{1}{\gamma}$ даражага кўтарамиз. У ҳолда $TP^{\frac{1-\gamma}{\gamma}} = const$ ҳосил бўлади.

Газ ҳажмининг адиабатик ўзгаришида бажарилган иши. Маълумки 1 мол газ ҳажми dV га ўзгарганда бажарилган иш: $dA = p dV$, (1) га тенг.

Адиабатик жараёнда босим ва ҳажм орасидаги боғланиш: $PV^\gamma = const$, буни В ва V_1 ҳажмлар учун ёзамиз: $PV^\gamma = P_1V_1^\gamma$, бундан $P = \frac{P_1V_1^\gamma}{V^\gamma}$, (14)

(2)ни (1)га қуямиз $dA = \frac{P_1V_1^\gamma}{V^\gamma} dV$, буни

интеграллаймиз $A = \int_{V_1}^{V_2} \frac{P_1V_1^\gamma dV}{V^\gamma} = P_1V_1^\gamma \int_{V_1}^{V_2} \frac{dV}{V^\gamma}$, интеграллашни бажариб $P_1 = \frac{RT}{V_1}$ ни

ҳисобга олиб, қуйидагини топамиз: $A = \frac{RT_2}{V_1} \left[1 - \left(\frac{V_1}{V_2}\right)^{\gamma-1} \right]$, (15)

м массали газ учун: $A = \frac{m}{\mu} \cdot \frac{RT_2}{V_1} \left[1 - \left(\frac{V_1}{V_2}\right)^{\gamma-1} \right]$, (16)

$T_1V_1^{\gamma-1} = T_2V_2^{\gamma-1}$ бўлгани учун, бундан $\left[\left(\frac{V_1}{V_2}\right)^{\gamma-1} = \frac{T_2}{T_1} \right]$ ни (3) га қуямиз. У

ҳолда $A = \frac{RT_2}{\gamma-1} \left[1 - \left(\frac{T_1}{T_2}\right) \right] = \frac{R}{\gamma-1} (T_2 - T_1)$,

Маълумки $\frac{R}{\gamma-1} = C_v$. Шундай қилиб $A = C_v(T_2 - T_1)$. (17)

Агар (4) формулани изотермик жараёнда бажарилган иш $A = \frac{m}{\mu} RT \ln \frac{V_2}{V_1}$, (18)

формула билан солиштириб кўрсатиш мумкинки, газ ҳажмининг адиабатик ўзгаришида изотермик ўзгаришдагига нисбатан кам иш бажаради.

$\gamma \rightarrow 1$ бўлган кўп атомли газларда адиабатик ва изотермик жараёнларда бажарилган ишлар оралиқдаги фарқ жуда кам бўлади. Идеал газ адиабатик сиқилишда босими ошиб у қизийди. Бу еса ҳажмининг ошишига олиб келади. Шулар сабабли адиабатик жараёнда газнинг сиқилувчанлиги изотермик жараёндагига нисбатан камроқ бўлади.

Назорат саволлари:

1. Изотермик жараён тўғрисида тушунча беринг ва унда бажарилган ишни келтириб чиқаринг.
2. Бир мол газ ҳажмининг изотермик кенгайишида бажарилган иш формуласини ёзинг ва изохланг.
3. Идеал газга берилган иссиқлик ҳисобига унинг ҳажми икки марта ўзгаради - бунда газ неча марта кўп иш бажариш имкониятига ега бўлади?
А) 2 марта, Б) 4 марта, С) 0,7 марта, Д) 1,4 марта, Е) 2,1 марта.
4. Адиабатик жараён тўғрисида тушунча беринг.
5. Изотермик ва адиабатик жараёнларда босим ва ҳажм орасидаги боғланишлар бир-биридан қандай фарқ қилади?
А) Р билан фарқ қилади, Б) Изотермик жараёнда босим ҳароратга боғлиқ, С) Адиабатик жараёнда босим ҳароратга ҳам боғлиқ, Д) Адиабатик жараёнда ҳажм ҳароратга боғлиқ.

2- савол бўйича дарс мақсади: Идеал газнинг иссиқлик сиғими тўғрисида тушунча берилади, унинг ички энергияси ҳақида маълумот берилади.

Идентив ўқув мақсадлари:

1. Идеал газнинг иссиқлик сиғими билади.
2. Идеал газнинг иссиқлик сиғими келтириб чиқара олади.

2-саволнинг баёни: Идеал газнинг иссиқлик сиғими. Газни иситиш учун керак бўлган иссиқлик миқдори газнинг миқдорига ва унинг ҳароратини неча гардусга кўтарилишига боғлиқ. Шунинг учун газнинг ва бошқа жисмларнинг иссиқлик хоссаларини характерлаш учун **иссиқлик сиғими** деган катталиқ киритилади. Газга берилган иссиқлик миқдори унинг параметрларини ўзгартиш тарзида маълумотлар беради. Бир ва кўп атомли газлар тўғрисида маълумотлар берилади. Унда икки атомли газларда 3 та илгариланма ва 2 та айланма ҳаракат мавжуд деб қаради. Уч атомлида 6 та еркинлик даражалари бор. Ҳар бир еркинлик даражасига $kT/2$ кинетик энергия ва $kT/2$ потенциал энергия тўғри келади. Умумий ҳолда молекуланинг еркинлик даражалар и сонга тенг бўлса, у ҳолда унинг ўртача кинетик энергияси $(i/2)kT$ га тенг бўлади. Бундай газнинг ички энергияси $U=(i/2)$

kT га тенг. Шу газнинг моляр иссиқлик сиғими: $C_v = \frac{du}{dT} = \frac{i}{2} R$, (19)

ва $C_p = C_v + R = (\frac{i}{2} + 1)R$, (20)

Булар учун
$$\gamma = \frac{C_p}{C_v} = \frac{i+2}{i}, \quad (21)$$

Бироқ паст ва юқори ҳароратларда газларнинг иссиқлик сиғимлари ҳароратга боғлиқ равишда ўзгаради. Бу еса энергиянинг эркинлик даражалари бўйлаб тенг тақсимот қонунини ҳамма вақт ҳам қўллаб булмас эканлигини кўрсатилган еди.

Идеал газларга хос бўлган бошқа миқдорларни ҳам топайлик.
$$U = \frac{3}{2}kNT$$

(22)

Бу йерда
$$\varepsilon = 3kT/2 \quad (23)$$

айрим зарранинг ўртача энергияси эканлиги аёндыр. Бу энергия зарранинг массасига боғлиқ эмаслиги диққатга сазовордыр. (19) га кўра идеал газнинг ҳажм доимий бўлган ҳолдаги иссиқлик сиғими

$$C_v = \left(\frac{\partial U}{\partial T} \right)_v = \frac{3}{2}kN \quad (24)$$

екан. Термодинамикадан қуйидаги муносабат маълум:

$$C_p - C_v = \left(\frac{\partial V}{\partial T} \right)_p \left[\left(\frac{\partial U}{\partial V} \right)_T + P \right]. \quad (25)$$

Бу ерда C_p - ҳажм ўзгармас бўлган ҳолдаги иссиқлик сиғими; ҳосилалар ёнидаги индекслар ҳосилалар доимий босим ёки доимий температурада ҳисобланиши лозимлигини кўрсатмоқда. (22) ифодага кўра ички энергия ҳажмга боғлиқ эмас, демак $(\partial U / \partial V)_T = 0$ экан. Ҳолат тенгламасидан фойдаланиб, иккинчи ҳосилаларни ҳисоблаймиз: $(\partial V / \partial T)_p = kN / P$. Буларни (25) га қўйсак:

$$C_p - C_v = kN, \quad (26)$$

$$C_p = \frac{5}{2}kN. \quad (27)$$

Адиабата кўрсаткичи деб иссиқлик сиғимларини нибатига айтилади:

$$\gamma = C_p / C_v = 5/3. \quad (28)$$

Ички энергия, иссиқлик сиғими ифодаларида N иштирок етиши уларни идеал газ учун аддитив миқдорлигини кўрсатади.

Газларнинг иссиқлик сиғими масаласини қўшимча муҳокама қилайлик. Иссиқлик сиғими анъанавий равишда бир мол учун ($N = N_A$) ёзилади. Унда (26) тенглик қуйидагича ёзилади:

(29)

$$C_p = C_v + R$$

ва *Майер тенгламаси* деб аталади.

Бир атомли газ учун зарраларнинг эркинлик даражаси $i=3$ иштирокида моляр иссиқлик сиғим $C_v = iR/2$ бўлади. Бундай иссиқлик сиғим зарраларнинг илгариланма ҳаракати билан боғлиқ бўлиб, газнинг босими ҳисобланганда зарраларнинг айнан илгариланма ҳаракати аҳамиятлидыр.

Лекин икки атомли газларда молекулаларни айланма ва тебранма ҳаракатлари ҳам бўлади, уларни ҳисобига газнинг эркинлик даражаси ва иссиқлик сиғими ортади. Бундай ҳаракатларни классик тасавурлар асосида ҳисобга олинганда $i=7$ бўлиши керак. Таҷриба еса нормал температурада кўпчилик икки атомли газлар учун $i=5$ бўлишини, фақат юқори ҳароратлардагина тебранма ҳаракатлар кучайиб, $i=7$ бўлишини кўрсатади. Бу ҳолда моляр иссиқлик сиғим

икки атомли газ учун $C_V = 5R/2$ ва $C_V = 7R/2$, уч атомли газ учун $C_V = 3R$ ва $C_V = 4R$ бўлади. СХунга мос равишда адиабата кўрсаткичи қуйидагича бўлади: $\gamma = 7/5$ ва $\gamma = 4/3$. Термодинамик характердаги [1] Майер тенгламаси $C_p = C_V + R$ еса ҳамма вақт ўринлидир.

Назорат саволлари:

1. Идеал газнинг ички энергияси деб нимага айтилади?
2. Ички энергиянинг еркинлик даражас бўйича тақсимот қонунини кўсатинг.
3. Еркинлик даражаси нима?

Мавзуга оид мустақил иш топшириқлари:

1. Иссиқлик функцияси тўғрисида тушунча беринг.
2. Газнинг иссиқлик сифими ва молекулаларнинг еркинлик даражалари орасида боғланиш.
3. Водород газининг иссиқлик сифими.

Мавзуга оид адабиётлар:

1. Паул А. Типлер. Гене Мосса, Пхйссисс фор ссиентисц анд енгинеерс. (with модерн пхйссисс) W. Х. Фрееман анд Сомпанй • New Ёрк. 2016.
2. Карабайева М.А. Молекуляр физика. Т. Университет. 2014. 240 б.
3. Сивухин В.В. Умумий физика курси. Термодинамика ва молекуляр физика Т. 1984й. 526 б.
4. Хайриддинов Б “Молекуляр физика” Тошкент ,2004.
5. Қодиров О “Молекуляр физика” Тошкент , 2004.
6. Абдуллаев Р.М., Хамиджонов И, Карабаева М.А. «Молекуляр физика», Университет, Т. 2003.- 121 б.
7. Абдуллаев А. «Молекуляр физика» - Гулистон. 2012.- 95 б.

14-мавзу. Идеал газнинг иссиқлик сизимининг тажриба маълумотларидан четлашишлари.

Асосий саволлар:

1. Идеал газнинг иссиқлик сизимининг тажриба маълумотларидан четлашишлари.

Мавзуга оид таянч тушунча ва иборалар: Ички энергия, иссиқлик миқдори, иссиқлик сифими, солиштирма иссиқлик сифими, моляр иссиқлик сифими, Жоуль қонуни, кўп атомли газлар, еркинлик даражаси, битта молекула энергияси, бир атомли газ, еркинлик даражалари бўйича тенг тақимот қонуни.

1- савол бўйича дарс мақсади: Икки ва ундан ортиқ атомли газ молекулаларнинг иссиқлик сизимини температурага боғланишини классик назария асосида тушунтириб бўлмаслиги тўғрисида маълумо берилади.

Идентив ўқув мақсадлари:

1. Иссиқлик сифими билан температура орасидаги боғланишни билади.

2. Иссиқлик сизимини турла газлар учун ҳисоблай олади.

1-саволнинг баёни: Моддани иситиш учун сарфланаётган иссиқлик миқдори исийётган модда турига, унинг массасига ва қандай температурага қиздирилишига боғлиқ. Моддани ана шундай иситилиш хоссаларини характерлаш учун иссиқлик сифими тушунчаси киритилди.

Иссиқлик сифими деб, жисмга берилган δQ иссиқлик туфайли жисмнинг температураси dT миқдорга орца, берилган иссиқлик миқдори δQ нинг шу ортган dT температурага нисбатига айтилади:

$$C = \delta Q / dT , \quad (1)$$

Жисмнинг масса бирлигига тўғри келувчи иссиқлик сифимига солиштирма иссиқлик сифими дейилади:

$$C_m = \delta Q / mdT, \quad (2)$$

Солиштирма иссиқлик сифими ХБ системасида Ж/кгК ларда ўлчанади. Солиштирма иссиқлик сифими жисмнинг ўзини емас, жисмни ташкил этган зарраларни характерлайди.

Жисмларнинг бир молига тўғри келувчи иссиқлик сифимига моляр иссиқлик сифими дейилади:

$$C_\mu = \delta Q / \nu dT, \quad (3)$$

Моляр иссиқлик сифими Ж/мольК ларда ўлчанади. Исталган м массали жисмни дТ температурага иситиш учун кетган иссиқлик миқдори, шу жисмнинг массаси, истилиш температуралари интервалига ва солиштирма иссиқлик сифимига боғлиқ:

$$\delta Q = C_m mdT = C_\mu \nu dT. \quad (4)$$

Ўзгармас ҳажм ва босимдаги моляр иссиқлик сифимлари алоҳида индекслар билан белгиланади. $C_{\mu V}$ - ўзгармас ҳажмдаги, $C_{\mu P}$ - ўзгармас босимдаги моляр иссиқлик сифимлари.

1. $V = \text{сонст}$; $dV = 0$; $\delta A = PdV = 0$; $(\delta Q)_V = dU$; $C_{\mu V} = (\delta Q / \nu dT)_V = (dU / \nu dT)_V$; бундан $dU = \nu C_{\mu V} dT$, (5) келиб чиқади. Бу формуладан 1 моль идеал газ учун $U = C_{\mu V} T$, (6) эканлиги кўринади. Бу ифодадан идеал газнинг ички энергияси газ ҳажмига боғлиқ бўлмасдан, фақат газнинг мутлақо температураси билан аниқланади. Бу тасдиққа Жоуль қонуни дейилади. Термодинамиканинг биринчи қонуни $\delta Q = \nu C_{\mu V} dT + pdV$, (7) бўлади. $(\delta Q)_V = dU$ тенгликдан муҳим хулоса келиб чиқади: агар газнинг ҳажми ўзгармаса, иссиқлик ҳам ички энергия каби ҳолатнинг функциясидан иборат болади.

2. Агар газ ўзгармас босимда қиздириляётган бўлса, $(\delta Q)_P = dU + (pdV)_P = d(U + PV)$, (8) ва $C_{\mu P} = (\delta Q / \nu dT)_P = \frac{d(U + PV)_P}{\nu dT}$, (9)

бўлганлиги учун ўзгармас босимдаги иссиқлик сифими ҳам ҳолат функциясидан иборат. Бу ифодадаги $H = U + PV$ катталик энтальпия дейилади. У ҳолда (9) $C_{\mu P} = \frac{d(H)_P}{\nu dT}$, деб ёзиш мумкин.

Бир атомли газларнинг иссиқлик сифимлари, классик назария бўйича ҳисобланган натижалари билан тажрибада олинган қийматлар ўзаро мос келади.

Бундай боғланишни ҳарорат ўзгарганида молекулаларнинг “ҳақиқий” еркинлик даражалари сони ўзгаради, яъни молекулаларнинг ҳароратларининг бир соҳада мавжуд бўлган қандайдир ҳаракатлари бошқа соҳада тўхтар экан деб тушунтириш мумкин. Бироқ бундай дейилса, ҳарорат ўзгарганда иссиқлик сифими сакраш билан ўзгариши керак бўлади. Чунки молекуланинг у ёки бу ҳаракати содир бўлиши ҳам мумкин, бўлмаслиги ҳам мумкин; ҳаракат содир бўлганда унга $kT/2$ энергия тўғри келади, ҳаракат бўлмаган ҳолда еса бу энергия ва унинг иссиқлик сифимига қўшадиган ҳиссаси бўлмайди.

Албатта, молекулаларнинг ҳаракати тўсатдан тўхмаслиги ёки пайдо бўлмаслиги, балки унинг интенсивлиги аста-секин ўзгариши мумкин. Бироқ тенг тақсимот қонуни буни фарқ қилмайди; ҳар қандай еркинлик даражасига айна бир энергия тўғри келади. Ҳолбуки, тажрибанинг кўрсатишича, иссиқлик сифмининг ҳароратга боғлиқлиги силлиқ чизикдан иборат, яъни иссиқлик сифими аста-секин ўзгаради.

Бинобарин, энергиянинг еркинлик даражалари бўйича тенг тақсимот қонуни тамомила тўғри деб ҳисобланиши мумкин эмас, унинг қўлланилиши чеклангандир.

Водороднинг иссиқлик сифими. X_2 нинг шундай хусусияти борки, унинг иссиқлик сифимининг ҳароратга боғлиқлиги кескин ифодаланган. Агар хона ҳароратида X_2 нинг ўзгармас ҳажмдаги иссиқлик сифими 5 кал/мольК га тенг бўлса, 50 К (-223⁰С) ҳароратда унинг иссиқлик сифими 3 кал/мольК га тенг бўлиб қолади, яъни X_2 ўзини уч еркинлик даражасигага бўлган бир атомлигаз каби тутади.

X_2 нинг иссиқлик сифими температурага боғланиши –расмда кўрсатилган, унда температура пасайганда иссиқлик сифими аста-секин камайиширавшан кўриниб торида, буни иссиқлик сифимининг классик назариясиниқтаи назаридан тушунтириб бўлмайди. Ҳарорат пасайганда аста-секин айланма ҳаракат қилаётган молекулалар сони камаяди, деб фараз қилиш мумкин, бироқ бундай дейилганда нма учун бир қисм молекулалар айланма ҳаракат қилиб, бошқалари бундай ҳаракатдан озод бўлиш тушунарсиз қолди.

Назорат саволлари:

1. Водород гази учун C_v ва T орасидаги экспериментал боғланишни чизиб кўрсатинг.

2. Икки атомли газ (сл) хлорнинг C_v ва T орасидаги экспериментал боғланишни чизиб кўрсатинг.

Мавзуга оид муваққил иш топшириқлари:

1. **Иссиқлик сифимининг квант назарияси тўғрисида тушунча.**

Мавзуга оид адабиётлар:

1. Паул А. Типлер. Гене Мосса, Пҳисисс фор ссиентисц анд енгинеерс. (витх модерн пҳисисс) W. Ҳ. Фрееман анд Сомпанй • Нью Ёрк. 2016.

2. Карабайева М.А. Молекуляр физика. Т. Университет. 2014. 240 б.

3. Сивухин В.В. Умумий физика курси. Термодинамика ва молекуляр физика Т. 1984й. 526 б.

4. Хайриддинов Б “Молекуляр физика” Тошкент, 2004.

5. Қодиров О “Молекуляр физика” Тошкент, 2004.

6. Абдуллаев Р.М., Хамиджонов И, Карабаева М.А. «Молекуляр физика», Университет, Т. 2003.- 121 б.

7. Абдуллаев А. «Молекуляр физика» - Гулистон. 2012.- 95 б.

15-мавзу. Иссиқлик сифимининг квант назарияси тўғрисида тушунча.

Асосий саволлар:

1. **Иссиқлик сифимининг квант назарияси тўғрисида тушунча.**

2. **Политропик жароён.**

Мавзуга оид таянч тушунча ва иборалар: Иссиқлик сифми, квант назарияси, политропик жароён, иссиқлик микдори, газнинг солиштирма иссиқлик сифими, Пуассон коэффициентлари, квант назарияси, Ейнштейн, Дебай назарияси, Планк доимийси.

1- савол бўйича дарс мақсади: Иссиқлик сифимининг квант назарияси тўғрисида маълумот берилади. Идеал газлардаги иссиқлик сифимининг квант назарияси тўғрисида умумий тушунча берилади. Идеал газ ҳажмининг изотермик, адиабатик ўзгаришлари ва бу ўзгаришларда бажариладиган ишлар ҳисоблаб чиқарилди. Бу

ўзгаришларда сарфланадиган иссиқлик миқдорлари ва бажариладиган ишлар таққослаб кўрилади. Политропик жараён учун қандай бўлиши аниқланади.

Идентив ўқув мақсадлари:

1. Квант назарияси билади.

2. Иссиқликнинг кинетик назариясини изоҳлай олади.

3. Политропик жараёнда газга берилган иссиқлик миқдорининг ишга айланиш имкониятларини билади.

4. Политропик жараён хусусиятлари ва газ олган иссиқликнинг бу жараёнда ишга айлантирилишни изоҳлай олади.

1-саволнинг баёни: Иссиқлик сиғмининг квант назарияси. Газнинг солиштирма иссиқлик сиғими унинг қиздирилиш шароитига боғлиқ бўлади. Шу сабабли газни икки хил иситиш шароитига мос бўлган икки хил солиштирма иссиқлик сиғими: ўзгармас ҳажмдаги (C_V) ва ўзгармас босимдаги (C_P) солиштирма иссиқлик сиғими тушунчаси мавжуддир. (C_V) ёки (C_P) сон қиймати жиҳатикан ўзгармас ҳажмда (ёки ўзгармас босимда) бир бирлик газ массаси температурасини 1К га кўтариш учун зарур бўладиган иссиқлик миқдорига тенг:

$$C_V = \frac{\Delta Q_V}{m\Delta T} \text{ ёки } C_P = \frac{\Delta Q_P}{m\Delta T}. \quad (1)$$

Газларда солиштирма иссиқлик сиғими тушунчаси билан бир қаторда моляр иссиқлик сиғими тушунчасидан ҳам фойдаланилади. Газнинг ўзгармас ҳажмдаги (ёки ўзгармас босимдаги) моляр иссиқлик сиғими деб, сон қиймат жиҳатикан ўзгармас ҳажмда (ёки ўзгармас босимда) бир мол газнинг температурасини 1К га ошириш учун зарур бўладиган иссиқлик миқдорига тенг бўлган катталиқка айтилади:

$$C_{V\mu} = \frac{\Delta Q_V}{m\Delta T} \mu \text{ ёки } C_{P\mu} = \frac{\Delta Q_P}{m\Delta T} \mu, \quad (2)$$

бунда μ -газнинг моляр массаси. Юқоридаги (1) ни (2) билан солиштирсак, моляр иссиқлик сиғими билан солиштирма иссиқлик сиғими орасидаги қуйидаги боғланишларни топамиз: $C_{V\mu} = C_V \cdot \mu$ ёки $C_{P\mu} = C_P \cdot \mu$ ва (2) дан иссиқлик сиғимлари нисбати топилади:

$$\gamma = \frac{C_P}{C_V}. \quad (3)$$

γ - берилган газ учун ўзгармас бўлиб, Пуассон коэффициентини деб аталади. Доимий ҳажимда идеал газнинг иссиқлик сиғими қуйидаги ҳосила билан топилади;

$$C_V = \frac{dU}{dT} = \frac{i}{2} R \quad (4)$$

Майер муносабатини қўллаб, иссиқлик сиғими учун тенгламани доимий босимда ёзамиз

$$C_P = \frac{i}{2} R + R = \frac{i+2}{2} R \quad (5)$$

(4 ва (5) ни бирлаштириб

$$\gamma = \frac{C_P}{C_V} = \frac{i+2}{i} \quad (6)$$

нисбатни топамиз. Иссиқлик сиғимининг ҳароратга боғлиқлигини Планк томонидан ривожлантирилган квант назариясига асосланиб Ейнштейн (1907),

кеинроқ Дебай ва бошқалар назарий жиҳатдан кўрсатиб бердилар. Бу назарияга кўра тебраниш энергиясининг спектри

$$E_n = nh\nu = h\omega(n + 1/2) \quad (7)$$

бу йерда n -ихтиёрий бутун сон, ν - молекуланинг тебранишлар частотаси, h -Планк доимийси. Ейнштейн барча зарралар бирдай частотада тебранади деб фараз қилиб, бир мол кристалл ички энергияси учун қуйидаги ифодани топди:

$$U = 3N_A \frac{h\nu}{e^{h\nu/kT} - 1} \quad (8)$$

Дебай ўз назариясида тебраниш частоталарининг бутун бир тўплами мавжуд, деб фараз қилди. У жуда паст температураларда каттақ жисимнинг ички энергияси абсолют ҳароратнинг тўртинчи даражасига пропорционал эканлигини аниқлади:

$$U = \sigma T^4 \quad (9)$$

Бу ифодадан иссиқлик сиғими учун қуйидаги келиб чиқади: $C_V = 4\sigma T^3$ (10)

Бундан кўринадики, жуда паст ҳароратларда иссиқлик сиғими ҳароратнинг кубига пропорционал экан. Бази қаттиқ жисмлар учун ўта паст ҳароратларда Дебайнинг кублар қоидаси ўринли бўлмай қолади.

Биз бу ерда тажриба далилларини классик физика тушунтириб бера олмайдиган кўп ҳоллардан бирига дуч келдик. 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 ега эканлиги яхш маълум. Атом зарраларининг ҳаракати классик механикага бўйсинмайди, улар алоҳида “қонунлар мажмуаси” –квант механикаси билан бошқарилади. Шунинг учун гап бир атомга газлар, яъни атом ичида бўладиган ҳаракатлар ва 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 молекула ва атомларда бўладиган ички жараёнлар, шубҳасиз тебранма эркинлик даражалари билан боғлиқ бўлган жараёнлар катта роль ўйнайди. Табиийки, атом системаларининг алоҳида квант хоссаларини назарга олмайдиган бизнинг назария бу ҳолда фақат тахминан тўғринатижалар беради. Квант назарияси еса иссиқлик сиғими ҳақидаги барча тажриба маълумотларини тўла тушунтириб беради.

Хусусан, X_2 атоми ҳолида квант назарияси X_2 молекуласининг турли икки ҳолатида –иссиқлик сиғимлари бир-биридан фарқ қилиши керак бўлган пара водород ва ортоводород ҳолатида бўлиши мумкин эканлигини кўрсатади. Бу ҳолатлар орасидаги фарқ қуйидагидан иборат.

Квант назариясида атомлар (аниқроғи, атомларнинг ядролари) қандайдир ҳаракат миқдори моментига (импульс моментига) ега. X_2 нинг икки атомидан молекула ҳосил бўлганида ядроларнинг моментлари 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

йдро моментлари параллел ортирилган атомлардан иборат бўлган водород ортоводород, молекулалари ядромоментлари антипараллел ортирилган атомлардан тузилган водород параводород деб аталади.

Одатдаги водородда молекулаларнинг ҳарикки тури бўлади, уларнинг нисбий миқдори ҳароратга боғлиқ бўлади. Хона ҳароратида нормал водородда 25% га яқин параводород бўлади ва ҳарорат пасайиши билан параводороднинг миқдори ортади, 20 К да водород деярли бутунлай (99,8%) параводороддан иборат бўлади.

Политропик жараён.Изотермик ва адиабатик жараёнлар идеаллаштирилган жараёнлардир. Буларга нисбатан умумийроқ бўлган ва газнинг иссиқлик сифими C ўзгармас деб қараладиган жараён бор. Бу жараён политропик жараён деб аталади. Политропик - юнонча, поли - кўп ва тропик - йўналиш маъносида. Бунда иссиқлик сифими dQ/dT га тенг бўлиб қолаверади, яъни,

$$C = \frac{dQ}{dT} \text{ yoki } dQ = CdT .$$

Термодинамиканинг I қонунига кўра $dQ = C_v dT + pdV$.

Шундай қилиб $CdT = C_v dT + pdV$ бундан

$$(C - C_v) dT = pdV . \quad (11)$$

ПВ=РТ дан $dT = \frac{PdV + VdP}{R}$, буни $R = C_p - C_v$ ни (11) га қуямиз:

$$\frac{C - C_v}{C_p - C_v} (PdV + VdP) = PdV$$

буни қуйидагича ёзамиз: $\left(\frac{C - C_v}{C_p - C_v} - 1\right)PdV = \frac{C - C_v}{C_p - C_v} VdP$

Бу ифодани соддалаштириб, қуйидагини топамиз: $\frac{C - C_v}{C_p - C_v} \cdot \frac{dV}{V} = -\frac{C - C_v}{C_p - C_v} \cdot \frac{dP}{P}$

буни интегралласак: $\ln P + \frac{C - C_v}{C_p - C_v} \cdot \ln V = const$. Бундаги $\frac{C - C_v}{C_p - C_v} = n$ деб белгиласак, у

ҳолда $PV^n = const$, (12)

(12) даги n - политропа курсатгичи деб аталади. Бу йерда C политропик жараёндаги газнинг иссиқлик сифими. Адиабатик жараёнда $dQ=0$ бўлгани учун иссиқлик сифими ҳам $C=0$ бўлади. Бунда $n=\gamma$ бўлиб қолади. Изотермик жараёнда ($dT=C$) иссиқлик сифими $C \rightarrow \infty$ бўлади, (чунки $\frac{dQ}{dT} \rightarrow \infty$) ва $n=1$ бўлади.

Назорат саволлари:

1. Политропик жараён нима?
2. Пуассон тенгламасини ёзинг ва уни изоҳланг.
3. Политропик курсатгичини тушунтиринг.
4. Политропа курсатгичи ифодаси қандай ёзилади?

А) $\frac{C_p}{C_v}$, Б) $\frac{C - C_v}{C - C_p}$, С) $\frac{C - C_v}{C_p - C_v}$ Д) $\frac{C_p - C_v}{C - C_v}$ Е) $\frac{C - C_p}{C - C_v}$

5. Бир хил иссиқлик миқдорида сиқилган ва сийрак газларда қайси бири кўп роқ қизийди? А) сиқилган, Б) бир хил, С) сийрак, Д) ҳажми ёки босими ўзгаришига боғлиқ.

Мавзуга оид мустақил иш топшириқлари:

1. Иссиқлик функцияси.

2. Газнинг иссиқлик сиғими ва молекулаларнинг еркинлик даражалари.

3. Водород газининг иссиқлик сиғими.

Мавзуга оид адабиётлар:

1. Паул А. Типлер. Гене Мосса, Пхйсисс фор ссиентисц анд енгинеерс. (with модерн пхйсисс) W. X. Фрееман анд Сомпанй • New Ёрк. 2016.

2. Карабайева М.А.Молекуляр физика.Т.Университет.2014.240 б.

3.Сивухин В.В.Умумий физика курси.Термодинамика ва молекуляр физика Т.1984й.526 б.

4.Хайриддинов Б “Молекуляр физика” Тошкент ,2004.

5.Қодиров О “Молекуляр физиа” Тошкент , 2004.

6.Абдуллаев Р.М., Хамиджонов И, Карабаева М.А. «Молекуляр физика», Университет, Т. 2003.- 121 б.

7.Абдуллаев А. «Молекуляр физика» -Гулистон.2012.- 95 б.

16-мавзу.Кўчиш жараёнларининг элементар кинетик назарияси.Молекуляр ҳаракат ва кўчиш ҳодисалари.

Асосий саволлар:

1.Молекуляр ҳаракат ва кўчиш ҳодисалари.

2.Еффе́ктив кесим юзи. Ўртача еркин югириш йўли.

Мавзуга оид таянч тушунча ва иборалар: Мувозанат, кўчиш, иссиқлик кўчиши, диффузия, ички ишқаланиш, ковушқоқлик, тўқнашув, молекулаларнинг сочилиши, барн.

1- савол бўйича дарс мақсади: Молекуляр ҳаракати ва кўчиш ҳодисалари, еффе́ктив кесим юзини ҳақида маълумот берилади.

Идентив ўқув мақсадлари:

1. Зарралар ҳаракати ва кўчиш ҳодисасини моҳиятини билади.

2.Еффе́ктив кесим юзини изоҳлай олади.

3. Зарраларнинг еркин югириш йўлини билади.

1-саволнинг баёни:Молекуляр ҳаракат ва кўчиш ҳодисалари.МКН [1] га асосан молекуланинг тезлиги қуйдаги тенглама орқали ифода қилинади

$$\frac{mv^2}{2} = \frac{3}{2} kT \quad (1)$$

Агар идиш ичидаги газнинг бирор қисми иситилса, бунда газнинг мувозанати бузилади. Бир мунча вақт ўтгандан сўнг газнинг мувозанати тикланади. Ҳороратнинг бундай ўзгариши молекулаларнинг узулуксиз ҳаракатлари туфайли бўлиши аниқ. Фақат газнинг энергияси кўп бўлган томондаги энергия кўчиши амалга ошади.бундай ҳодисага иссиқлик кўчиши беб аталади.

Агар бирор ҳажмни егаллаган газга бошқа газ кўшилса ва бунда бутун ҳажмда босим ва ҳарорат бирдай дўлган ҳолда аралашманинг концентрасияси бир қисмдан қолган бошқа қисмдан кўпроқ бўлса, вақт ўтгандан сўнг аралашманинг ҳажм бўйича тарқалишини ва газнинг бир жинсли бўлиб қолиши мумкин. Консетрасиянинг бундай тенглашиши аралашма молекулаларнинг молекулалар кам бўлган йўналишда ҳаракати туфайли юзага келади ва диффузия деб аталади.

Газнинг тез ҳаракатланаётган қисмидан секин ҳаракатланаётган қисмига кўшилиши натижасида импульс кўчиши туфайли бирор вақт ўтгандан сўнг газнинг

бутунлай оқиш тезлиги ҳам унинг ҳамма қисмларида бирдай бўлиб қолади. Бу ҳодисага ички ишқаланиш ёки қовушқоқлик деб аталади.

Бу ҳодисалар моекулаларнинг тез ҳаракатланиси туфайли содир бўлишига қарамай, кўчиш ҳодисалари секин амалга ошади. Бу йерда молекулаларнинг ўзаро тўқнашуви ҳам иштирок этади. Бу тўқнашувлар молекулаларнинг еркин ҳаракатланишига тўсқинлик қилади.

Молекулаларнинг тўқнашуви натижасида ўз наракат йўхалисини ўзгартириш жараёнига молекулаларнинг сочилиши деб аталади. Молекулаларнинг ҳаракат йўналиши бошқа молекула таъсирида сезиларли бурчака ўзгариши молекулаларнинг тўқнашуви дейилади. Тўқнашув жараёнларини микдорий характерлаш учун эффектив кесим тушунчаси киритилади. Молекулаларни шарлар деб тўқнашувини қарасак, бу молекуланинг радиуси r га тенг бўлади. Бундай шарлар кўндаланг кесим юзи, яъни унинг катта доирасининг юзи $\sigma = \pi r^2$ га тенг. Бу деганни, молекуланинг эффектив кўндаланг кесими

$$\sigma = \pi r^2 = \pi(2r)^2 = 4\pi r^2, \quad (2)$$

молекуланинг кўндаланг кесим юзидан тўрт марта катта. Молекулалар доимо узулуксиз ва тартибсиз ҳаракатда бўлиб тўқнашгунча молекула тўғри чизikli ҳаракатланиб, тўқнашув натижасида молекула тезлигининг йўналис ўзгаради, шундан сўнг у яна тўғри чизик бўйлаб ҳаракатланади. Молекуланинг икки кетмакет тўқнашуишлар орасида ўтган масофа молекуланинг еркин югуриш йўли деб аталади. Аммо молекулалар кўп сонли бўлгани учун ўртача еркин югириш йўли аниқланади. Газ молекуласи вақт бирлиги ичида тўқнашувлар орасида l йўлни еркин босиб ўтади. Молекулалар сони жуда кўп бўлгани учун ва уларнинг ҳаракати тартибсиз бўлгани учун молекулаларнинг еркин йўлининг ўртача узунлиги тўғрисида гап юритиш мумкин. Молекуланинг мана шу ўтач узунлигини ҳисоблайлик. Молекула вақт бирлигида радиуси R ва L узунлиги сон жиҳатдан молекуланинг тезлигига тенг бўлган цилиндр ичида марказлари жойлашган z дона молекулага тегиб ўтади.

$$\text{Бундай цилиндрни ичида бўлган молекулалар сони } z = \pi R^2 \rho n_0, \quad (3)$$

Бунда, n_0 -бирлик ҳажмдаги молекулалар сони. Газнинг битта молекуласи емас, барча молекулалари ҳаракатланади. z нинг ифодасида молекуланинг абсолют тезлиг емас, унинг ўзи тўқнашаётган молекулаларга нисбатан тезлиги $v_{\text{нис}}$ олиниши керак. Молекулаларнинг тезликлар бўйича Максвелл тақсимотини еътиборга олиб, нисбий тезлик $\bar{v}_{\text{нис}}$ нинг абсолют тезлиги \bar{v} билан қуйидагича боғланган болади $\bar{v}_{\text{нис}} = \sqrt{2} \bar{v}$ (4)

У ҳолда молекуланинг вақт бирлиги ичидаги ўртача тўқнашувлар сони

$$z = \sqrt{2} \sigma \bar{v} n \quad (5)$$

ёки молекулаларни шарчалар деб олганимиз учун

$$\bar{z} = 4\pi r^2 \bar{v} n, \quad (6)$$

Газда вақт бирлиги ичида барча молекулалардуч келадиган тўқнашувларнинг ўртача сонини аниқлаш учун z ни газдаги молекулалар сони N га кўпайтириш керак. Бироқ ҳар бир тўқнашувда икки молекула қатнашгани учун бу сонни яна иккига бўлиш керак, бунда ҳар бир тўқнашувни икки марта ҳисоблаган бўламиз. N та заррадан иборат бўлган газдаги умумий тўқнашувлар сони қуйидагича бўлади

$$z' = \frac{nz}{2} = 2\sqrt{2}\pi r^2 \bar{g} n N. \quad (7)$$

Ҳар бир секундда газнинг ҳажм бирлигидаги тўқнашувлар сони

$$z'' = \frac{nz}{2} = 2\sqrt{2}\pi r^2 \bar{g} n^2 \quad (8)$$

бу ерда n -ҳажм бирлигидаги молекулалар сони

$$\bar{z} = 4\sqrt{2}\pi r^2 \bar{g} n, \quad (9)$$

бўлади. Вақ бирлигида босиб ўтилган йўл сон жиҳатдан тезликка тенг болгани учун t вақт ичида молекула $\bar{g} t$ га тенг бўлган синик чизик кўринишидаги йўлни ўтади. Бу йўлдагисинишлар сони қанча кўпбўлса, шунча тўқнашувлар рўй берган бўлади. Ўртача еркин югуриш йўли, яъни тўқнашувлар орсиддаги тўғри чизикли кесманинг ўртача узунлиги λ молекула ўтган йўлнинг шу йўлни ўтишда у дуч келган тўқнашувлар сонига бўлинганига тенг бўлади

$$\lambda = \frac{\bar{g} t}{z t} = \frac{\bar{g}}{z} \quad (10)$$

ёки z нинг ўрнига унинг (9) даги қийматини қўйсак

$$\lambda = \frac{1}{4\sqrt{2}\pi r^2 n} \quad (11)$$

Бу формуладан фойдаланиб, z ва λ нинг сон қийматини ҳаво (азот) учун нормаи шароитда ҳисоблашни бажарайлик. Азот молекуласининг r радиуси, ҳажм бирлигидаги зарралар сони n , ўртача тезлиги \bar{g} ни мос равишда $1,9 \cdot 10^{-10} m; n = 2,7 \cdot 10^{25} m^{-3}; \bar{g} \approx 5 \cdot 10^2 m/s$ деб олиш мумкин. Бунда

$$z = 4\sqrt{2} \cdot 3,14 (1,9 \cdot 10^{-10})^2 \cdot 2,7 \cdot 10^{25} \cdot 5 \cdot 10^2 \approx 8,6 \cdot 10^9 s^{-1}.$$

Қаралаётган шаротда газ молекуласининг еркин югириш йўли қуйидагича топилади

$$\lambda = \frac{1}{4\sqrt{2}\pi r^2 n} = \frac{0,057}{r^2 n} = \frac{\bar{g}}{z} \approx 0,6 \cdot 10^{-7} m.$$

(11) формулага асосан молекуланинг ўтач еркин югириш йўлининг узунлигини температурага боғланишини Сйезерленг формуласига асосан аниқланади

$$\bar{\lambda} = \frac{T}{C + T}, \quad (12)$$

Қатламдаги барча молекулаларнинг умумий кесим юзи

$$\Delta S = n \sigma \Delta X \cdot 1 sm^2, \quad (13)$$

га тенг бўлади.

$$z = n \sigma \bar{g}, \quad (14)$$

бу ифодадан

$$n \sigma = \frac{z}{\bar{g}}, \quad (15)$$

$$\sigma = \frac{z'}{n} \quad (16)$$

Бу ифодадан σ -молекуланинг ўртача катталиги, еҳтимолликни бериш кераклиги келиб чиқади. Молекуланинг ўртача эффектив кесими

$$\sigma = \sigma_0 \left(1 + \frac{c}{T}\right) \quad (17)$$

кўринишдаги формуладан аниқаш мумкин. Физикада эффектив кўндаланг кесим учун махсус бирлик қабул қилинган. Бу бирлик атом ядросининг ўлчамлари билан боғлиқ бўлган эффектив кесим юзига яқин келади, у $1 \text{ барн} = 1 \cdot 10^{-24} sm^2$.

Назорат саволлари:

- 1.Зарралар ҳаракати ва кўчиш ҳодисасини моҳиятини тушунтиринг.
- 2.Еффе́ктив кесим юзини изоҳлаб беринг.
3. Зарраларнинг еркин югириш йўлини қандай аниқлаш мумкин?

Мавзуга оид адабиётлар:

1. Паул А. Типлер. Гене Мосса, Пхйссисс фор ссиентисц анд енгинеерс. (витх модерн пхйссисс) W. Ҳ. Фрееман анд Сомпанй • New Ёрк. 2016.
2. Карабайева М.А.Молекуляр физика.Т.Университет.2014.240 б.
- 3.Сивухин В.В.Умумий физика курси.Термодинамика ва молекуляр физика Т.1984й.526 б.
- 4.Хайриддинов Б “Молекуляр физика” Тошкент ,2004.
- 5.Қодиров О “Молекуляр физиа” Тошкент , 2004.
- 6.Абдуллаев Р.М., Хамиджонов И, Карабаева М.А. «Молекуляр физика», Университет, Т. 2003.- 121 б.
- 7.Абдуллаев А. «Молекуляр физика» -Гулистон.2012.- 95 б.

17- мавзу:Диффузия ва модда кўчиши.

Асоси й саволлар:

1. Диффузия ва модда кўчиши.
2. Қовушқоқлик ва импульс кўчиши.

Мавзуга оид таянч тушунча ва иборалар: Паст босим, молекуляр диффузия, вакуум, ламинар оқим, иссиқлик узатиш, турбулент оқим, иссиқлик ўтказувчанлик, Рейнольдс сони, молекуляр оқим, ваккумдаги диффузия, газ диффузияси. сурувчи насос, газ еффузияси, молекуляр еффузияси.

1- савол бўйича дарс мақсади:Паст босимли газларда иссиқлик узатиш ва газларнинг оқиши тўғрисида маълумот берилади.Сийракланган газларда иссиқлик ўтказувчанлик ходисасининг содир бўлиши ва иссиқлик ўтказувчанлик коэффиценти формуласи келтириб чиқарилади. Паст босимларда газларнинг еффузия ходисаси ўргатилади.

Идентив ўқув мақсадлари:

1. Паст босимларда иссиқлик узатиш жараёнини билади.
- 2.Иссиқлик ўтказувчанлик коэффицентининг газ турган идиш деворига боғлиқлик формуласини келтириб чиқара олади.
3. Паст босимларда содир бўладиган газ еффузия ходисасини билади.

1-мавзунинг баёни: Газларда диффузия [2]. Диффузиянинг асосий қонуни (Фик қонуни).

Қувурда бирор компонентанинг диффузион оқими шу компонента концентрасияси градиентининг тескари ишораси билан олинган қийматига тенг эканини кўрсатади (Фик).Бирор бирор йўналиш, x ўқ бўйлаб ўзгарадиган Γ катталиқ қизиқтиради, бу ҳолда градиентнинг сон қиймати қуйидагига тенг бўлади

$$\text{grad}G = \frac{\partial G}{\partial x},$$

Γ катталиқни фақат x ўқ бўйлаб ўзгаради деб олиблсак, хусусий ҳосиа ўрнига тўла ҳосилани ёзиш мумкин.

$$\text{grad}G = \frac{dG}{dx},$$

Диффузиянинг асосий қонуни (Фик қонуни) шундай ифодаланади :

$$I = -D \frac{dq}{dx}, \quad (1)$$

бундан И- компонентанинг x ўқ йўналишидаги диффузион оқим, (1) нинг ўнг томонидаги манфий ишораси диффузион оқимнинг концентрасия камайиши томонга қараб йўналганлигини ифодалайди. (1) тенгламадаги D коэффициенти диффузия коэффициенти деб аталади. U концентрасия градиенти 1 га тенг бўлгандаги диффузия оқимининг сон қийматига тенг. $XБ$ системасида диффузия коэффициенти D $-m^2/s$; диффузия

оқими $I - kg/m^2 \cdot s$; концентрасия; $q - kg/m^3$; концентрасия градиенти $\frac{dq}{dx} - kg/m^4$ бирликларда ўлчанади. Бундан $D = 1/\frac{dq}{dx} - m^2/s$ ларда ўлчаниши келиб

чиқади. (1) тенгламани шундай ёзиш мумкин бўлади

$$M = -D \frac{d\rho}{dx}, \quad (2)$$

Агар оқимни масса билан емас, 1с да $1cm^2$ юзадан ўтувчизарралар сони n билан ифодаласак унда концентрасия $1cm^3$ даги молекулалар сони билан ифодаланади

$$N = -D \frac{dn}{dx}. \quad (3)$$

Сийраклашган газларда физикавий ҳодисалар. Газларнинг диффузияси, иссиқлик ўтказувчанлиги ва ички қовушқоқлиги каби хоссалари молекулаларнинг еркин югуриш юли узунлигига боғлиқ эканини кўриб ўтдик. Бу ҳодисаларнинг намоён бўлишида молекулалар орасидаги тўқнашувлар муҳим аҳамиятга эга. Лекин паст босимларда молекулалар орасидаги ўзаро тўқнашувлар содир бўлмай қолади ва уларнинг еркин югуриш юли узунлиги газ турган идишнинг ўлчамларидан катта бўлиб қолади. Бундай шароитга 10^{-6} мм симоб устунига (-10^5 Па) яқин босимларда еришиш мумкин. Бунда газ молекулалари фақат идиш деворлари билангина тўқнашади. Газларда кузатиладиган бундай шароит **вакуум** деб аталади. Вакуум тушунчаси нисбий тушунчадир: газ тўлдирилган идиш ўлчамлари қанча кичик бўлса, унда шунча юқори босимларда вакуум шароити вужудга келади. Паст босимларда кўчиш ҳодисалари катта босимдагиларга қараганда бошқача тарзда содир бўлади.

Паст босимли газларда иссиқлик узатиш. Маълумки иссиқлик ўтказувчанлик коэффициенти $\chi = \frac{1}{3} nm C_v \lambda \bar{v}$, (4)

бўлиб босимга боғлиқ емас. Лекин паст босимларда молекулаларнинг еркин югуриш юли газ турган идиш деворидан катта бўлиб қолганда, молекулаларнинг тўқнашувлари билан тавсифланувчи одатдаги иссиқлик ўтказиш ходисаси ўз маъносини йўқотади. Шу сабабли паст босимлардаги иссиқлик ўтказувчанликни тавсифлаш учун иссиқлик узатиш тушунчасидан фойдаланамиз.

Сийракланган газларда иссиқлик узатиш механизми томман башқача тарзда амалга ошади. Газ ичида ҳарорат градиенти йўқ. Бу йерда газ молекулалари фақат идиш девори билан тўқнашади. Бунда улар иссиқ девордан совуқ деворга иссиқликни олиб ўтувчи воситалар вазифасини бажаради, холос. Молекулалар иссиқ деворга урилганда бу сиртнинг ҳароратига мос энергияни олади ва сиртдан

қайтиб, совуқ сиртга бориб урилади ва унга ортикча энергияни беради ва сиртдан яна иссиқ сиртга қараб қайтади.

Равшанки, иссиқ девордан совуқ деворга газ олиб ўтаётган иссиқлик миқдори молекулаларни идиш деворига урилиш сонига, яъни газнинг босимига пропорционал бўлади. Одатдаги газда еса иссиқлик ўтказувчанлик босимига боғлиқ емас.

Агар деворлар ҳарорати T_1 ва T_2 , улар оралиғи d бўлса, бир девордан иккинчи деворга олиб ўтилатган иссиқлик миқдори

$$q = -\lambda \frac{T_1 - T_2}{d} = -\lambda \frac{dT}{dx}, \quad (5)$$

Бу йерда $T_1 \geq T_2$ деб олинса. Бундаги иссиқлик ўтказувчанлик коэффициенти учун расман

$$\lambda = \frac{1}{3} \rho \bar{v} \bar{\lambda} C_v, \quad (6)$$

ифода ёзилса ҳам унга қуйидаги ўзгартишларни киритиш зарур ни d га. $\rho = nm$ ва $n = \frac{P}{kT}$ ўзгартишлардан кейин, (3) қуйидаги кўринишни олади.

$$\lambda = \frac{1}{3} \frac{\rho m \bar{v} \bar{\lambda} C_v}{kT}, \quad (7)$$

(4) нинг ўнг томонини N_A га бўлиб ва кўпайтириб, ҳамда $mN_A C_v = C$ ва $kN_A = R$

$$\text{бўлишни еътиборга олиб, ёза оламиз: } \lambda = \frac{1}{3} \frac{\rho d \bar{v} C_v}{RT}. \quad (8)$$

Иссиқлик узатишнинг вакуумда босимга боғлиқлигидан амалда Дьюар идишлари ва термослар ясашда фойдаланилади. Улар суюқ газларни сақлашда ва иссиқ суюқликларни сақлашда ишлатилади.

Паст босимларда газларнинг оқиши. Сийрак газ труба буйлаб ҳаракатланганда унинг молекулалари орасида ўзаро тўқнашув бўлмайди, одатдаги газда кузатилганида ички ишқаланиш йўқолади, ковшоқлик тушунчаси еса ўзининг аввалги маъносини йўқотади. Газ молекулалари фақат қувур девори билан тўқнашади. Шу сабали газнинг молекулалари ўзаро тўқнашмайдиган шароитда оқиши молекуляр оқиш деб аталади.

Вакуумда газлар диффузияси. Вакуумда молекулалар орасида тўқнашувлар йўқ. Шу сабали вакуумда газлар диффузиясини одатдаги газлардагидек секин амалга оширилган жараён деб бўлмайди. Бунда диффузия жуда тез амалга ошади. Бунда газ турган идиш ўлчами ҳам аҳамиятга ега бўлади. Агар идиш цилиндрсимон

$$\text{бўлса, диффузия коэффициенти } D = \frac{1}{3} \lambda \bar{v} = \frac{1}{3} \bar{v} d, \quad (9)$$

бу йерда d - қувурнинг диаметри. Вакуумда молекулаларнинг ҳаракати учун газнинг турли қисмлари оралиғида босимлар фарқи бўлиши зарур емасдек туюлади. Лекин қувурдаги молекуляр оқим учун ҳам босим фарқи зарурлигини кўрсатади. Бирор идиш кичик C юзага тенг тириқишли тўсик билан тенг иккига ажратилган бўлсин. Тешик ўлчами молекулаларнинг еркин югуриш юлидан кичик деб оламиз. Биринчи томонда босим P_1 , иккинчи томонда P_2 бўлсин. $P_1 \geq P_2$ деб фараз қиламиз. Шунингдек биринчи томонда молекулалар зичлиги n_1 ва

иккинчи томонда n_2 бўлсин. $n_1 \geq n_2$ бўлиши тушунарли. Биринчи томондан иккинчига вақт бирлигида бирлик юза орқали ўтган молекулалар сони

$$N = N_1 - N_2 = \frac{1}{4} (n_1 - n_2) g \quad (10)$$

Маълумки $n_1 = \frac{P_1}{kT}$ ва $n_2 = \frac{P_2}{kT}$.

Шу сабабли (6) ни
$$N = N_1 - N_2 = \frac{1}{4} g \frac{\Delta P}{kT} \quad (11)$$

деб ёза оламиз. Бутун S юза орқали бирлик вақт ичида ўтган молекулалар сони

$$N' = NS = \frac{1}{4} g \frac{\Delta P}{kT} S \quad (12)$$

бўлади. Бунда $1с$ давомида тешик орқали олиб ўтилган газ массаси:

$$M = mN = \frac{1}{4} g \frac{m}{kT} S \Delta P, \quad (13)$$

m - битта молекула массаси. Маълумки, $m = \frac{\mu}{N_A}$ ва $kN_A = R$.

Шундай қилиб,
$$M = \frac{1}{4} g \frac{m}{RT} S \Delta P. \quad (14)$$

Тешик орқали ўтган газ миқдорини секундига мол билан иодалаш мумкин.

$$Q = \frac{M}{\mu} = \frac{1}{4} g \frac{S}{RT} \Delta P. \quad (15)$$

Маълумки, $g = \sqrt{\frac{8RT}{\pi\mu}}$, натижада
$$Q = \frac{1}{\sqrt{2\pi\mu RT}} S \Delta P \quad (16)$$

(14), (15) ва (16) тенгламалар вакуумга жойлаштирилган диафрагмадаги кичик тешикдан ўтган газ миқдорини билдиради. Бу миқдор босимлар фарқига боғлиқ экан. Газнинг босим фарқи таъсирида кичик тешик орқали оқиш жараёни *газнинг еффузияси* деб аталади. Жумладан газнинг вакуум шароитида кичик тешик орқали оқими *молекуляр еффузияси* деб аталади.

Назорат саволлари:

1. Қандай талабаларга жавоб берганда газдаги шароит вакуум деб аталади?
2. Вакуум шароитига еришиш идиш ўлчамларига боғлиқми?
3. Паст босимда газ олиб ўтаётган иссиқлик миқдори нималарга қандай параметрларга боғлиқ?
А. Газ турган идиш деворлари ҳарорати айрмаси тўғри пропорционал.
Б. Идиш деворлари оралиғига тескари пропорционал.
С. Деворлар ҳарорати айирмасига тўғри ва деворлар оралиғига тескари пропорционал.
Д. Газ молекулалари тезлигига боғлиқ.
Е. Газнинг зичлигига боғлиқ.
4. Паст босимлардан фойдаланиш усуллари айтинг.
5. Газ диффузияси ходисасини тушунтиринг.

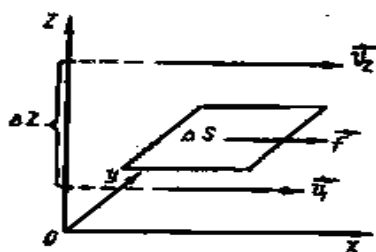
2-савол бўйича дарс мақсади: Зич ва сийрак газларда бирлик юза орқали олиб ўтилаётган газ массасининг идиш ўлчамларига боғлиқ массаси ҳақида маълумот берилди. Оқимнинг ламинар ёки турбулент бўлиш шартлари тўғрисида маълумот берилди.

Идентив ўқув мақсадлари:

1. Паст босимларда қувур орқали олиб ўтилган газ миқдорини аниқлашни билади.
2. Пуазейл формуласини татбиқ қилаолади.

1-мавзунинг баёни: Қовушқоқлик ва импульс кўчиши. Силиндрик қувурда молекуляр оқим. Ламинар ва турбулент оқим.

Газларнинг қовушқоқлиги уларнинг шундай хоссасики, бу хосса туфайли газнинг турли қатламларининг ҳаракат тезликлари тенглашади. Масалан, шамол ёки бўроннинг вақт ўтиши билан тўхташи газларнинг ана шу хоссаси туфайли рўй беради. Агар газ қўшни қатламларининг тезликлари турлича бўлса, у ҳолда қатламдан қатламга ўтувчи импульс оқими ҳам ўзгармас бўлади, шу билан бирга бу оқим тезликининг камайиш йўналиши бўйлаб йўналган бўлади. Газнинг икки пластина оралигида ёки қувурда ҳаракат йўналиши бўйлаб ташқи босимлар фарқи доимий бўлган шароитда секин оқишда ана шундай ҳол бўлиши мумкин.



23-расм.

Газнинг қувур бўйлаб оқишида унинг турли қатламларининг тезликлари – расмда кўрсатилгандек тақсимланади, бу ерда стрелкалар билан газнинг ҳаракат тезлиги вектори кўрсатилган. Енг катта тезлик қувурнинг ўрта қисмида унинг ўқиға тақалувчи қисмида бўлиши кузатилади, қувур деворларига бевосита тегиб турган қатлам ҳаракатланмай тинч туради. Бундай оқишда импульс газнинг тезлигиенг катта болган марказий қатламдан кичик тезликлар билан ҳаракатланаётган қатлам оқимларига берилади. Бу жараён ҳаракат миқдорининг ўзгариши билан боғлиқ бўлгани сабабли газ ўзини худдиунга бирор куч (ички ишқаланиш кучи) таъсир қилаётгандек тутди.

Импульс кўчишининг миқдорий катталиги ҳақида худди иссиқлик ўтказувчанлик ҳодисасида энергия кўчишини кўганимиздек баён қилиш мумкин. Газ ҳаракатининг ўзгариши X ўқ йўналишида болсин, X ўққа перпендикуляр йўналишда ҳаракат тезлиги барча нуқталарда бирдай бўлади, яъни v тезлик фақат x нинг функциясиدير. Тажрибага асосан X ўққа перпендикуляр 1 см^2 юзада 1 с ичида олиб ўтилган ҳаракат миқдори L қуйидаги тенглама билан аниқланади:

$$L = -\eta \frac{d\vartheta}{dx}, \quad (17)$$

бу ерда dv/dx – тезликнинг X оқ бўйлаб градиенти бўлиб, тезликнинг бу оқ бўйлаб ўзгариш суратини билдиради. η -коэффициент газнинг қовушқоқлик коэффициенти ёки газнинг ички ишқаланиш коэффициенти деб аталади.

$$F = -\eta \frac{d\vartheta}{dx}. \quad (18)$$

Силиндрик трубада молекуляр оқим

Одатдаги газлар трубадан оқиши учун ички ишқаланиш бўлгани сабабли трубанинг турли қисмлари оралиғида газнинг босимлари фарқи $\Delta P = P_1 - P_2$ бўлиши зарур. Унча катта тезликда бўлмаган газнинг ҳажми ва босимлар фарқи орасидаги боғланиш Пуазейл формуласи билан аниқланади:

$$V = \frac{\pi}{8} \cdot \frac{R_0^4}{\eta} \cdot \frac{\Delta P}{l}, \quad (19)$$

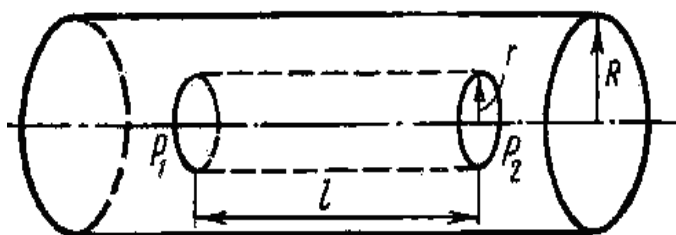
бу йерда l - трубанинг узунлиги ва R_0 - унинг радиуси, η - газнинг қовушқоқлик коэффициентини. Формуладан кўришиб турибдики вақт бирлигида трубадан оқаётган газ ҳажми труба радиусининг 4-даражасига пропорционал бўлар экан. Шу

ҳажмдаги газ массаси
$$M = \rho \cdot V = \rho \frac{\pi}{8} \cdot \frac{R_0^4}{\eta} \cdot \frac{P_1 - P_2}{l}, \quad (20)$$

ρ - газнинг ўртача зичлиги. Идеал газ ҳолат тенгламасидан

$$\bar{\rho} = \frac{m}{V} = \frac{\bar{\rho}\mu}{RT} \quad (21)$$

П - газнинг ўртача босими.
$$\bar{P} = \frac{P_1 + P_2}{2}, \quad (22)$$



24-расм.

(20) га бу қийматларни қўйсақ:
$$M = \frac{\pi\mu}{16} \cdot \frac{R_0^4}{\eta RT} \cdot \frac{P_1^2 - P_2^2}{l}. \quad (23)$$

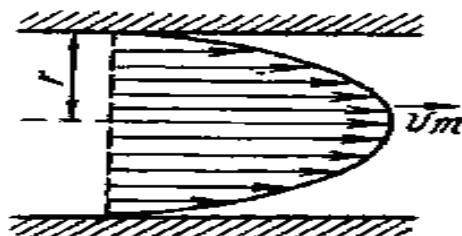
Бу T ҳароратда R_0 радиусли труба орқали вақт бирлигида оқиб ўтган қовушқоқлиги η бўлган газнинг массаси формуласи. (22), (23) ва (24) формулалар молекулалари еркин югуриш юли идиш ўлчамларидан кичик бўлган яҳлит муҳит деб қараш мумкин бўлган зич газлар учун ўринли. Агар газ сийрак ва унинг молекулалари еркин югуриш юли идиш ўлчамларидан катта бўлса бу формуладан фойдаланиб бўлмайди. Сийрак газнинг вақт бирлигида оқиб ўтган массаси:

$$M = \frac{8\pi}{3} \sqrt{\frac{\mu}{2\pi RT}} \cdot \frac{R_0^3}{l} \cdot \Delta P \quad (24)$$

бўлади.(18) дан кўришиб турибдики, вакуум шароитларида цилиндрик труба орқали оқаётган газнинг миқдори труба радиусининг 4- даражасига эмас, балки 3-даражасига пропорционал бўлар экан.

(17) ва (18) формулалардан газни берилган тезлик билан ўтказишга мўлжалланган трубаларнинг геометрик ўлчамларини (диаметри ёки узунлигини) аниқлашда фойдаланиш мумкин. Улардан газни ҳайдаш тезлиги газни сўриб олинаётган идишни насос билан боғловчи трубанинг диаметрига қандай кучли боғланганлигига кўришиб турибди. Труба диаметри кичик бўлса, насос имкониятидан тўлиқ фойдаланилмай қолинади.

Ламинар ва турбулент оқимлар. Газлар (суюқликлар) кичик тезликлар билан оққанда уларнинг қатламлари бир-бирига параллел қолган ҳолда кўчади. Шундай оқимдаги газлар учун Пуазейл формуласидан фойдаланиб газларнинг қовушқоқлик коэффициентини ўлчаш мумкин. Бундай оқимларни *ламинар оқимлар* деб аталади.



25-расм.

Оқим тезлиги ортганда ламинарлик бузилади ва газда (суюқликда) уюрмалар пайдо бўлади. Бундай оқим **турбулент** деб аталади.

Турбулент оқим газларнинг хоссаларига, трубанинг ўлчамларига ва ҳаракат тезлигига боғлиқ бўлган бирор шароитда газ беради. Масалан, цилиндрик трубадаги оқим турбулент бўлиш учун куйидаги катталиқ $Re = \frac{P U r}{\eta}$, (25)

бирор критик қиймат, масалан, 1000 дан катта бўлиши керак. Бу Рейнолдс сони деб аталади. Бу йерда U -оқим тезлиги, r -труба радиуси.

$Re < 1000$ да оқим ламинар бўлади.

Назорат саволлари:

1. T ҳароратда қувур орқали вақт бирлигида оқиб ўтаётган қовушқоқлиги η бўлган зич газнинг массаси қувур радиусига қандай боғлиқ?
А. P^2 га пропорционал, Б. P^3 га пропорционал, С. P^4 га пропорционал, Д. P^5 га пропорционал, Е. P га боғлиқ емас.
2. Қандай оқим ламинар оқим деб аталади?
А. Кичик тезликли газ суюқлик оқими, Б. Қовушқоқ суюқлик оқими, С. Газ (суюқлик) қатламлари бир-бирига параллел кўчганда, Д. Газ (суюқлик) катта диаметрли трубада оққанда, Е. Оқим доимий босимда содир бўлганда.
3. Рейнолдс сони маъносини тушунтириб беринг.
4. Оқимнинг турбулентлик шарти қандай?
А. Оқимда уюрмалар пайдо бўлиши керак, Б. ламинарлик бузилади. С. 1000, Д. Труба кесими кичик, Е. А, Б, С, жавоблар тўғри.

Мавзуга оид мустақил иш топшириқлари:

1. Вакуум техникаси элементлари.
2. Кичик босимларни улчаш.

Мавзуга оид адабиётлар:

1. Паул А. Типлер. Гене Мосса, Пхйссисс фор ссиентисц анд енгинеерс. (with модерн пхйссисс) W. Ҳ. Фрееман анд Сомпанй • New Ёрк. 2016.
2. Карабайева М.А. Молекуляр физика. Т. Университет. 2014. 240 б.
3. Сивухин В.В. Умумий физика курси. Термодинамика ва молекуляр физика Т. 1984й. 526 б.

4.Хайриддинов Б “Молекуляр физика” Тошкент ,2004.

5.Қодиров О “Молекуляр физика” Тошкент , 2004.

6.Абдуллаев Р.М., Хамиджонов И, Карабаева М.А. «Молекуляр физика», Университет, Т. 2003.- 121 б.

7.Абдуллаев А. «Молекуляр физика» -Гулистон.2012.- 95 б.

18- мавзу: Иссиқликни механикавий ишга айлантириш.

Асоси й саволлар:

1. Иссиқликни механикавий ишга айлантириш.

2. Сиклик жараён ва сикл иши..Термодинамиканинг 2-қонуни.

Мавзуга оид таянч тушунча ва иборалар:Иссиқлик ҳаракати, айланма жараёнлар, термодинамика, термодинамик жисм, иситгич, термодинамик мувозанат, ишчи жисм, термодинамик жисм, совутгич, флуктациялар, Карно сикли, мувозанат ҳолати, Келвин принципи, релаксация, релаксация вақти, Карно принципи, қайтар жараёнлар, совитгич машина, қайтмас жараён, еркин энергия, квазистатик жараёнлар, энтропия, биринчи бош қонун, термодинамик айният, Клаузиус тенгсизлиги.

1- савол бўйича дарс мақсади: Иссиқликни механикавий ишга айлантириш тўғрисида маълумот берилади.

Идентив ўқув мақсадлари:

1. Термодинамик мувозанат тушунчасини билади.

2. Қайтар жараёнлар тўғрисида маълумот бера олади.

1-мавзунинг баёни: Иссиқликни механикавий ишга айлантириш.Ҳар қандай молекуляр система бир-бири билан ўзаро таъсирлашувчи, узлуксиз ҳаракатланувчи ва ўзларининг ўзаро жойлашишини ўзгартириб турувчи кўп сонли заррадан ташкил топган. Бундай системадаги ҳар бир молекулалага вақтнинг бирор momentiда таъсир етувчи кучларни аниқ билиш ва демак, уларнинг ҳаракатини аниқ билишнинг иложи бўлмайди. Лекин шунга қарамай, газни идеал молекулалардан ташкил топган деб қараб, ундаги кўплаб ҳодисаларни, молекуляр ҳаракатлар механизмини батафсил билмай туриб ҳам ўрганиш мумкинлигини кўриб ўтдик. Бундай макроскопик катталиклардан, яъни моддани бутунича характерлайдиган, бироқ алоҳида зарраларга нисбатан қўллаш бутунлай маъносиз бўлган катталиклардан фойдаланилди.Бундай катталик фақат кўп сонли зарралар тўпламига нисбатан ишлатилганда маънога ега.

Шунга кўра газлардаги (моддалардаги) иссиқлик ҳаракатлари билан боғлиқ бўлган ҳодисаларни ўрганишда ҳам модданинг тузилишига боғлиқ бўлмаган баъзи умумий қонуниятлардан фойдаланиш мумкин.

Иссиқлик ҳаракатига боғлиқ бўлган хоссалари ўрганилаётган жисм термодинамик жисм деб аталади. Бундай жисмлардаги иссиқлик ҳаракатлари улар бир мувозанат ҳолатидан иккинчисига ўтганда яққол намоён бўлади.

Агар системанинг ҳолатини белгиловчи макроскопик катталиклар ўзгармас бўлса, система термодинамик мувозанатда бўлади. Термодинамик мувозанатда бўлган жисмлар орасида иссиқлик ўтказувчанлик, диффузия, кимёвий реакциялар ва бошқа ҳодисалар содир бўлмайди. Масалан, бир хил температурали жисмлар орасида иссиқлик энергияси бир жисмдан икки жисмга ўтмайди. Шунингдек тўйинган буғ билан унинг суюқлиги орасида ҳам мувозанат вужудга келди. Қанча молекулалар учиб чиқса, шунча молекулалар қайтиб тушади. Шунга қарамай,

газнинг (жисмнинг) турли қисмларда айрим молекулалар энергияси ўртача қийматдан фарқ қилиб туриш мумкин. Бундай четлашишлар флуктуациялар деб аталади. Флуктуациялар жисмнинг умумий мувозанат ҳолатига таъсир кўрсата олмайди.

Қайтар ва қайтмас жараёнлар. Ҳар қандай молекуляр система унга ташқи кучлар таъсир қилмаганда ўтадиган ва истаганча узоқ муддат тинч туриб қоладиган ҳолати унинг мувозанат ҳолати деб аталади. Системанинг номувозанат ҳолатдан мувозанат ҳолатга ўтиш жараёни релаксация, бунинг учун керак бўлган вақт еса релаксация вақти деб аталади. Шу билан бирга система бир мувозанат ҳолатдан иккинчисига ўтган бўлса, у ўз-ўзидан дастлабки ҳолатига қайтиб ўта олмайди. Бошқача айтганда система мувозанат ҳолатга ўтишдаги ҳолат ўзгаришлари ташқи таъсирсиз тескари йўналишда рўй бериши мумкин эмас экан.

Газ бўш идишга қуйиб юборилса, бироз вақтдан кейин бу идишнинг бирча қисмини егаллайди ва барча жойда деярлик бир хил зичликга ега бўлади. Бироқ ташқи кучлар таъсирсиз газ ҳеч вақт идишнинг бир қисмида унинг бошқа қисмидагига қараганда катта миқдорда (катта зичлик билан) тўпланмайди. Худди шунингдек аввал алоҳида бўлган газларни аралашгандан сўнг ташқи кучлар таъсирсиз ажратиб бўлмайди. Бу мисол молекуляр системада рўй берадиган жараёнлар қайтмас жараёнлар эканини кўрсатади.

Қайтар жараёнлар деб система ҳолатининг шундай ўзгаришига айтиладики, бу жараён тескари йўналишда амалга ошганда система тўғри йўналишдаги оралик ҳолатлар орқали кетма-кет ўтиб дастлабки ҳолатга ўтадиган, бироқ системадан ташқаридаги жисмлар ҳолатига ҳеч қандай ўзгариш киритилмайдиган ўутиш эканлигига айтилади. Бу қоида шартларни қаноатлантирмайдиган ўтишлар қайтмас жараёнлар деб аталади.

Барча кўчиш ҳодисалари - иссиқлик ўтказувчанлик, диффузия ва ички ишқаланиш қайтмас жараёнлардир.

Системанинг мувозанатга ўтишида табиатда рўй берадиган жараёнлардан бири. Механикавий энергиянинг иссиқликка айланишидир. Механикавий энергия жисмлар ҳаракат энергияси ва бу жисмларга таъсир етувчи кучлар туфайли юзага келадиган потенциал энергия йиғиндисидан иборат макроскопик энергиядир.

Молекулаларнинг иссиқлик ҳаракати кинетик энергияси ва уларнинг ўзаро таъсирининг потенциал энергияси еса ички энергиясини ҳосил қилади. Бу энергиялар бир-бирига чамбарчас боғлиқ.

Тескари жараён - бу иссиқликнинг механикавий энергияга айланиши, яъни иссиқлик ҳисобига механикавий энергия ҳосил қилишдир. Бу жараён иссиқлик ҳисобига механикавий иш бажариш усуллариининг кашф этилишига олиб келди. Бу усуллар - ёниш маҳсулотларининг ёнишидан ҳосил бўлган иссиқликнинг механикавий энергияга айланиши, ядро энергиясидан иш бажаришда фойдаланиш усулидир.

Термодинамика механикавий ва иссиқлик энергиялари орасидаги боғланишни ўрганувчи физиканинг бўлими сифатида пайдо бўлди. Шунингдек, термодинамика иссиқлик энергияси ва бошқа тур энергиялар кимёвий, электр, нурланиш энергиялари ва ҳаказолар ораларидаги боғланишни ўрганувчи фан бўлиб ҳисобланади.

Бу боғланишланиш ўрганувчи асосий қонун энергиянинг сақланиш қонунидир. Бу қонун термодинамиканинг биринчи-бош қонунидир. Бу қонун таърифига кўра берилган иссиқлик миқдори бажарган иш билан система ички энергиясининг ўзгаришига тенг, яъни

$$dQ = du + dA, \quad (1)$$

Шуни қайд этиб ўтиш керакки бунда система ҳолати ўзгаради ва dA иш ёки dQ иссиқлик миқдори бир ҳолатдан иккинчи ҳолатга системанинг қандай юл билан ўтишига боғлиқ бўлса, dU ички энергиянинг ўзгариши еса ўтиш йўлига боғлиқ емас, балки фақат бошланғич ва охириги ҳолатларга боғлиқ бўлади. Бу деган сўз ҳар бир ҳолатда система ички энергиянинг аниқ қийматига ега бўлади демакдир. Бироқ система аниқ иссиқлик миқдори ёки ишга ега деб бўлмайди. Шунинг учун ички энергияни ҳолат функцияси деб юритилади. Q ва A лар еса ҳолат ўзгариш жараёнининг функциялари ҳисобланади.

Система қатор ҳолатлардан ўтиб ўзининг дастлабки ҳолатига қайтадиган ўтишлари айланма жараён деб аталади. Айланма жараёнда ички энергиянинг ўзгариши нолга тенг ва термодинамиканинг биринчи бош қонуни қуйидагича ёзилади:

$$\oint dQ = \oint dA, \quad (2)$$

Термодинамиканинг биринчи бош қонуни идеал газга тадбиқ этиб қуйидаги муносабатларни аниқлаш мумкин.

1. Бир моль газнинг ҳажми V_1 дан V_2 гача изотермик кенгайганда бажарилган иш.

$$A = RT \ln \frac{V_1}{V_2}. \quad (3)$$

2. Адиабатик кенгайиб ҳарорати T_1 дан T_2 гача пасайганда бажарилган иш

$$A = \frac{R(T_1 - T_2)}{\gamma - 1}. \quad (4)$$

3. Термодинамиканинг биринчи бош қонунига кўра система ҳолати ўзгаришида бажарилган иш ҳолатнинг қандай йўналишида ўзгаришига боғлиқ емас. Бу қонунга кўра иссиқлик иссиқ жисмдан совуқ жисмга ва совуқ жисмдан иссиқ жисмга бир хил тарзда ўтиш мумкин. Бунда фақат бир жисм томонидан берилган энергия иккинчи жисм олган энергияга тенг бўлиши керак. Бу жараёнга тескари жараён иссиқликнинг механикавий ишга айланишида бир жисмдан иккинчи жисмга иссиқлик берилиши туфайли иккинчи жисм кенгайган бўлса, бажарилган иш:

$$dA = dQ - dU, \quad (5)$$

га тенг бўлади. Изотермик жараёнда ($dU=0$) энг кўп иш бажарилади, яъни $dQ = dA$.

Бундан ортиқ иш бажариб бўлмайди. Ўз-ўзидан равшанки, бунда бир жисмдан иккинчи жисмга иссиқлик узатилмайди. Бироқ техникада иссиқликни механикавий ишга айлантириб турувчи қурилмалар даврий равишда ишлаб туради, яъни уларда иссиқлик узатиш ва уни ишга айлантириш жараёнлари даврий такрорланиб туради.

Бунинг учун иш бажараётган жисм манбадан олган иссиқликдан сўнг, яна худди шундай жараённи қайтадан бошлаш учун ўзининг дастлабки ҳолатига қайтиб туруши керак. Бошқача айтганда жисм айланма жараёнларни бажариши керак. Аввалги ҳолатни қайта тикловчи ҳолат ўзгаришлари тўплами цикл деб

аталади. Айланма жараён (цикл) АаБбА ёпиқ чизик билан ифодаланади ва бунда бажарилган иш шу ёпиқ чизик билан чегараланган юзага тенг бўлади.

Айланма жараёндан кўриниб турибдики, манбадан олинган иссиқлик миқдорига тенг иш бажариш мумкин экан. Шу сабабли, иссиқлик узатиш жараёни такрорланиб туриши учун иссиқлик узатиш бевосита эмас, балки бошқа учунчи жисм, яъни “йўл-йўлакай” кенгайиб механикавий иш бажарадиган ва дастлабки ҳолатига қайтадиган жисм орқали амалга оширилиши керак. Бу учунчи жисм-ишчи жисм, иссиқлик манбаи-иситгич, иссиқлик узатилаётган паст температурали жисм-совитгич деб аталади. Бундай шакл асосида ишлайдиган иссиқлик машиналарининг иш жараёнини ўрганиб, В. Томсон 1854 йилда иссиқликни механикавий ишга айланиш жараёни учун қуйидаги қоида ни яратди.

Бирор жисмдан олинган иссиқликни бошқа қандайдир жисм ёки жисмларда ҳеч қандай ўзгариш вужудга келтирмай, ягона механикавий ишга айлантириб берувчи айланма (циклик) жараёни амалга ошириш мумкин эмас [1]. Бу қоидада бошқа жисм деганда “совитгич” назарда тутилади. Демак, сиклик жараёнда иш бажариш учун турли температурали икки жисм қатнашиши шарт экан. Шу сабабли бу тасдиқ Келвин принципи деб ном олган.

Ишчи жисм дастлабки ҳолатига БбА егри чизик билан ўтиши учун унинг ҳарорати пастроқ бўлиши керак. Демак ишчи жисмни дастлабки ҳолатга ўтказиш, яъни сижитиш учун ундан маълум миқдорда иссиқлик олиниши ва совитгичга берилиши керак.

Назорат саволлари:

1. Термодинамик жисм ва унинг иссиқлик ҳаракатининг хусусиятлари тўғрисида тушунча беринг.

2. Термодинамик жисмнинг мувозанат ҳолатининг қандай белгилари бор?

3. Қайтар ва қайтмас жараёнларга мисоллар келтиринг?

4. Релаксация вақти нима?

А. Системанинг номувозанат ҳолатдан мувозанат ҳолатга ўтиши учун кетган вақт.

Б. Система ҳолатининг ҳар қандай ўзгариши учун кетган вақт.

С. Система энергиясининг ўзгариши учун кетган вақт.

Д. Системадаги тасодифий ўзгаришлар орасидаги вақт

Е. Қайтар жараёнлар орасидаги вақт.

5. Иссиқлик ўтказувчанлик, диффузия ва ички ишқаланиш каби ҳодисалар қайси жараёнларга мисол бўлаолади?

А. Изожараёнлар, Б. Қайтар жараёнлар, С. Қайтмас жараёнлар, Д. Кўчиш жараёнлари,

Е. Номувозанациз жараёнлар.

6. Термодинамиканинг биринчи қонунини таърифини айтинг.

7. Ички энергиянинг ўзгариши системанинг биринчи ҳолатдан иккинчи ҳолатга ўтиш юлига ... (тўғри жавобни кўрсатинг)

А. Боғлиқ. Б. Ҳароратга боғлиқ. С. Боғлиқ эмас. Д. Босимга боғлиқ. Е. Ўтиш жараёнига боғлиқ.

8. Ички энергия U , иссиқлик миқдори Q ва бажарилган иш A лардан қайси бири δ ҳолат функцияси ҳисобланади?

А) Q , A , Б) U, Q С) фақат U , Д) фақат Q , Е) учаласи ҳам.

9. Енг кўп иш қайси жараёнда бажарилади?

А. адиабатик, Б. айланма, С. изотермик, Д. изобарик, Е. политропик.

10. Айланма жараёнда ситемага 200 кЖ иссиқлик энергияси берилди. Бу жараёнда қандай иш бажарилади?

А. 100кЖ, Б. 300кЖ, С. 200кЖ, Д. 50кЖ, Е. бажарилмайди.

Мавзуга оид адабиётлар:

1. Паул А. Типлер. Гене Мосса, Пхйсисс фор ссиентисц анд енгинеерс. (витх модерн пхйсисс) W. X. Фреман анд Сомпанй • New Ёрк. 2016.

2. Карабайева М.А. Молекуляр физика. Т. Университет. 2014. 240 б.

3. Сивухин В.В. Умумий физика курси. Термодинамика ва молекуляр физика Т. 1984й. 526 б.

4. Хайриддинов Б “Молекуляр физика” Тошкент, 2004.

5. Қодиров О “Молекуляр физика” Тошкент, 2004.

6. Абдуллаев Р.М., Хамиджонов И, Карабаева М.А. «Молекуляр физика», Университет, Т. 2003.- 121 б.

7. Абдуллаев А. «Молекуляр физика» - Гулистон. 2012.- 95 б.

19-мавзу. Иссиқлик машиналари ва уларнинг фойдали иш коэффициенти (Ф.И.К.).

Асоси й саволлар:

1. Иссиқлик машиналари ва уларнинг фойдали иш коэффициенти (Ф.И.К.).

2. Карно сикли ва унинг Ф.И.К. Карно теоремалари.

Мавзуга оид таянч тушунча ва иборалар: Термодинамика, иситгич, термодинамик мувозанат, ишчи жисм, термодинамик жисм, совутгич, тациялар, Карно сикли, мувозанат ҳолати, Келвин принципи, Карно принципи, қайтар жараёнлар, совитгич машина, қайтмас жараён.

1-асосий саволнинг мақсади: Энергия турларининг бир-бирига айланиши табиат қонунлари орасида энг муҳими еканлиги кўрастиб берилди. Карно сикли асосида иссиқликни механик ишга айлантиришнинг энг муҳим қонунияти ўргатилади.

Идентив ўқув мақсадлари:

1. Энергия турларининг ўзаро айланиш жараёнларини билиб олади.

2. Иссиқлик машиналари ва уларнинг фойдали иш коэффициенти (Ф.И.К.) билади.

3. Карно сикли бўйича ишловчи машинанинг фойдали иш коэффициентини ҳисоблашни билади.

1-мавзунинг баёни: Иссиқлик машиналари ва уларнинг фойдали иш коэффициенти (Ф.И.К.) [2].

Қайтар жараённинг муҳим хусуияти система дастлабки ҳолатга қайтганда уни ўраб олган муҳитда ўзгаришнинг бўлмаслигидир. Агар система қайтар жараён давомида ташқаридан олинган иссиқлик ҳисобига иш бажарса, система дастлабки ҳолатга қайтганда у шунча миқдорда иссиқлик бериши керак ва система устидан сиситеманинг ўзуи бажарган ишга тенг бўлган иш бажарилиши керак.

Бундай жараённи 1824 йилда француз инженерини С. Карно текширган ва шунинг учун у Карно сикли номини олган.

Карно цикли ўзаро алмашилиб келадиган, икки изотермик ва икки адиабатик жараёндан иборат. Ташқи бажарувчи система деб 1 мол идеал газни олайлик.

Унинг бошланғич ҳолат параметрларининг қийматлари

P_1, V_1, T_1 бўлсин. Газга изотермик равишда V_2 ҳажмгача кенгая олишга имконият яратайлик. Бунинг натижасида газнинг босими P_2 қийматгача камаяди ва система 1 ҳолатдан 2 ҳолатга ўтади. Изотермик кенгайиш жараёнида газ қуйидаги ишни бажаради: $Q_1 = A_{12} = RT_1 \ln \frac{V_2}{V_1}$, (1) Бунда газнинг

температурасини ўзгармас қилиб сақлаш учун, газ бажарган ишга эквивалент бўлган Q_1 иссиқлик миқдори берилиши керак: $Q=A$. Демак, A_{12} газга берилган Q_1 иссиқлик бажарган тўла ишдан изотермик сиқиш жараёнида газнинг ҳарорати ўзгармаслиги учун бажарилган ишга эквивалент бўлган иссиқлик миқдори системадан олиниши керак, ишчи жисм совитгичга берган иссиқлиги газнинг V_3 ҳажмидан V_4 ҳажимгача изотермик сиқилишдаги иш билан аниқланади:

$$Q_2 = A_{34} = RT_2 \ln \frac{V_4}{V_3} = -RT_2 \ln \frac{V_3}{V_4}. \quad (2)$$

Адиабатик равишда газни V_4 ҳажмдан V_1 ҳажмгача сиқувчи ташқи кучларнинг иши ҳисобига цикл тугалланади. Бу иш газнинг ички энергиясини орттиришга сарф бўлади.

$$A_{41} = C_v (T_2 - T_1). \quad (3)$$

Термодинамиканинг биринчи қонунига биноан цикл давомида газнинг бажарган иши қуйидагига тенг: $A = C_v (T_2 - T_1)$, (4)

бу йерда Q_1, Q_2 бир цикл давомида газга берилган умумий иссиқлик миқдори.

$$Q_1 - Q_2 = A_{12} - A_{34} \text{ бўлгани учун (ёки } A = A = A_{12} - A_{34}) \text{ бўлади.}$$

$$A = RT_1 \ln \frac{V_2}{V_1} - RT_2 \ln \frac{V_3}{V_4}. \quad (5)$$

Демак, цикл давомида газ кенгайганда унга ташқаридан Q_1 иссиқлик миқдори берилган, газнинг ўзи еса сиқилганда Q_2 дан кам бўлган Q_2 иссиқлик миқдорини берган. Мана шу $Q_1 - Q_2$ айирма ҳисобига ташқи кучларга қарши газ A иш бажарилади. Иссиқлик ишга айланадиган бундай цикллар **тўғри цикллар** деб аталади. Иссиқлик кўринишида олинган энергияни механик ишга айлантирадиган барча иссиқлик машиналари **тўғри цикл** бажаради.

Механик энергияни иссиқликга айлантириш тескари жараёнга нисбатан анча содда ва осон, деярлик исрофсиз амалга ошиши мумкин.

Сиклнинг фойдали иш коэффициенти деб, цикл давомида олинган ишнинг системага берилган барча иссиқлик миқдорини ишга айлантирилганда ҳосил бўлган ишга нисбатига айтилади.

$$\eta = \frac{A_{12} - A_{34}}{A_{12}},$$

(6)

ёки иссиқлик билан ишнинг эквивалентлигини ҳисобга олсак,

$$\eta = \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1}. \quad (7)$$

(1) ёки (2) муносабатдан фойдаланиб, қуйидагини ёзиш мумкин:

$$\eta = \frac{RT_1 \ln \left(\frac{V_2}{V_1} \right) - RT_2 \ln \left(\frac{V_3}{V_4} \right)}{RT_1 \ln \frac{V_2}{V_1}}. \quad (8)$$

Маълумки, $T_1 V_2^{\gamma-1} = T_2 V_3^{\gamma-1}$. Худди шунингдек V_1 ва V_4 ҳажмлар уртасида қуйидаги муносабат бажарилиши керак: $T_1 V_1^{\gamma-1} = T_2 V_4^{\gamma-1}$. Биринчи тенгликни иккинчи

тенгликка ҳадма-ҳад бўлиб, қуйидагини ҳосил қиламиз: $\left(\frac{V_2}{V_1}\right)^{\gamma-1} = \left(\frac{V_3}{V_4}\right)^{\gamma-1}$, (9)

ёки бу тенгликнинг иккала қисмидан $(\gamma-1)$ даражали илдиз чиқарсак,

$$\frac{V_2}{V_1} = \frac{V_3}{V_4}, \quad (10)$$

бўлади. Бу олинган муносабат (8) даги $\left(\ln \frac{V_2}{V_1}\right)$ ва $\left(\ln \frac{V_3}{V_4}\right)$ ларни (10) қиймат билан алмаштиришга имкон беради ва у вақтда, қисқартиришни бажариб, қуйидагини топамиз:

$$\eta = \frac{T_1 - T_2}{T_1}, \quad (11)$$

бу ерда T_1 – иситкичнинг ҳарорати, T_2 – совуткичнинг ҳарорати.

Карно циклининг ф.и.к. иситкич ва совуткичларнинг фақат абсолют температуралари билан аниқланади ва цикл бажарадиган моддага боғлиқ эмас. Бу хулоса **Карно теоремаси** деб аталади.

Карно циклининг Ф. И. К. ни орттириш учун иситкич ва совуткич температуралари фарқини орттириш зарурлиги (11) формуладан келиб чиқади. Жумладан, истгич ва совуткичнинг температуралари бир хил бўлса, Карно циклининг Ф. И. К. нолга тенг бўлади. Бу хил цикллар тесқари цикллар номини олган. Тесқари циклда ташқи кучларнинг иши ҳисобига система цикл давомида ташқаридан олган иссиқлик миқдорига нисбатан кўп иссиқлик миқдори беради: $Q_1 = Q_2 + A$. Бунда A – ташқи кучлар бажарган иш, Q_1 -система олган иссиқлик миқдори.

Бу билан тесқари цикл ташқи кучларнинг бажарган иши ҳисобига қандайдир иссиқлик миқдорини совуқроқ жисмдан иссиқроқ жисмга олиб ўтишга имкон беради. Натижада совуқ жисм янада совийди. Шунинг учун турли совуткич машиналарнинг ишлаши шу жараёнга асосланган бўлади.

Карно циклида иситгичдан олинган иссиқликнинг фақат бир қисми иссиқликка айланади, қолган қисмидан фойдаланилмайди ва совуткичга узатмай уни тўла ишга айлантирадиган двигател яратилса, ниҳоятда ажойиб иш булар еди. Бундай двигател одатдан ташқари фойдали бўлар еди, чунки (8) га биноан унинг ф.и.к. $\eta = 1$ бўлади ва у ҳар хил ҳароратли икки жисм: иситкич ва совуткичнинг бўлишини талаб қилмас еди

Назорат саволлари: 1. Карно цикли қандай жараёндан иборат?

А) 2 та изотермик ва 2 та адиабатик, Б) Қайтар ва циклик, С) икки изотермик ва икки изобарик, Д) 4 та изотермик, Е) изотермик ва изобарик.

2. Карно цикли бўйича газ кенгайганда бажарилган иш сиқилганда бажарилган ишдан қандай фарқ қилади?

А) кенгайишдаги иш кичик, Б) иккаласи тенг, С) Сиқилганда иш кичик, Д) кенгайгандаги иш мусбат, Е) сиқилгандаги иш манфий.

3. Қуйидаги формуладан қайси бири Карно циклининг ф.и.к. ни ифодалайди?

1) $Q_1 - Q_2 = A_{12}$; 2) $\frac{A_{12} - A_{34}}{A_{34}}$; 3) $\frac{T_1 - T_2}{T_1}$; 4) $\frac{Q_1 - Q_2}{Q_1}$

А) 1,2 Б) 2,3 В) 3.4 Д) 1,2 Е) барчаси

4. Карно циклининг ф.и.к иш бажарадиган модда турига боғлиқми?

А) Ҳа, Б) Газ бўлиши шарт, С) Йўқ, Д) Сикл қайтар бўлса, боғлиқ, Е) Сикл қайтмас бўлса боғлиқ бўлади.

5. Совутил машиналарининг ишлаш қандай принципга асосланган?

А) Карно сиклида, Б) Ташқи кучларнинг иш бажаришига, С) Тескари Карно сиклига, Д) Совуқ жисмдан иссиқ жисмга иссиқлик утишига, Е) С ва Д тўғри.

Мавзуга оид адабиётлар:

1. Паул А. Типлер. Гене Мосса, Пхйсисс фор ссиентисц анд енгийнере. (with модерн пхйсисс) W. Ҳ. Фрееман анд Сомпанй • New Ёрк. 2016.

2. Карабайева М.А. Молекуляр физика. Т. Университет. 2014. 240 б.

3. Сивухин В.В. Умумий физика курси. Термодинамика ва молекуляр физика Т. 1984й. 526 б.

4. Хайриддинов Б “Молекуляр физика” Тошкент, 2004.

5. Қодиров О “Молекуляр физика” Тошкент, 2004.

6. Абдуллаев Р.М., Хамиджонов И, Карабаева М.А. «Молекуляр физика», Университет, Т. 2003.- 121 б.

7. Абдуллаев А. «Молекуляр физика» - Гулистон. 2012.- 95 б.

20-мавзу. Термодинамиканинг ИИ-қонунининг турли таърифлари.

Асоси й саволлар:

1. Термодинамиканинг ИИ-қонунининг турли таърифлари.

2. Энтропия. Клаузис тенгсизлиги. Энтропия ва еҳтимолик. Энтропия ва тартибсизлик.

Мавзуга оид таянч тушунча ва иборалар: Термодинамика, иситгич, термодинамик мувозанат, ишчи жисм, термодинамик жисм, совутгич, мувозанат ҳолати, Лоренц келтирилган иссиқлиги, Келвин принципи, Карно принципи, совитгич машина, энтропия, термодинамик айният.

1-асосий саволнинг мақсади: Термодинамиканинг ИИ-қонунининг турли таърифларини ҳақида маълумот берилди.

Идентив ўқув мақсадлари:

1. Термодинамиканинг ИИ-қонунининг турли таърифларини билади.

2. Еркин энергия ва энтропия тушунчаларини ўзлаштириб олади.

3. Клаузис тенгсизлигининг билади.

4. Қайтмас жараёнларда энтропиянинг ўтиш қоуни билан танишади.

5. Термодинамиканинг учинчи бош қонуни билади.

1-мавзунинг баёни: Термодинамиканинг ИИ-қонунининг турли таърифлари. Ф.И.К. бирга тенг бўлган двигател яратиш имконияти термодинамиканинг биринчи қонунига ҳилоф эмас, чунки унда иш ташқаридан бериладиган иссиқлик ҳисобига бажарилади. Лекин бундай двигател яратиш мумкин эмас. Шу сабабли Карно сиклидан қуйидаги хулосани чиқариш мумкин. **Бирдан-бир натижаси иссиқликни ишга айлантиришдан иборат бўлган даврий процесс бўлиши мумкин эмас** (М.Планк таърифи)[2]. Бу таъриф термодинамиканинг иккинчи

қонуни деб аталади. Термодинамикада иссиқликни ишга айлантирадиган абадий двигател иккинчи тур абадий двигател деб ном олган. Бундай двигател яратишдаги уринишлар ҳамма вақт муваффақиятсиз тугаган ва шу сабабли термодинамиканинг иккинчи қонуни бундай двигател қуриш мумкин эмаслигига курсатма бериш тарзида таърифланади: **иккинчи тур абадий двигателни қуриш мумкин эмас.** Термодинамиканинг иккинчи қонунидан ҳар қандай даврий равишда ишлайдиган иссиқлик машинаси учун совитгичга иссиқликнинг бир қисмини бериш иссиқликни ишга айлантиришнинг зарурий шарти эканлиги келиб чиқади.

Ишчи жисм сифатида идеал газ билан Карно цикли бўйича ишлайдиган иссиқлик машинаси **қайтар машина** деб аталади. Бундан фойдаланиб, иситгичнинг температураси T_1 совитгичнинг температураси T_2 бўлган барча қайтар машиналарнинг ф.и.к учун қуйидагини ёзиш мумкин:

$$\eta = \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1} = \frac{T_1 - T_2}{T_1}, \quad (1)$$

бундан
$$\frac{T_1}{T_2} = \frac{Q_1}{Q_2}. \quad (2)$$

Қайтар жараён-идеал жараёндир. Барча реал иссиқлик машиналарида атроф-муҳит билан иссиқлик алмашишда ва ишқаланиш кучларини енгишда муқаррар равишда иссиқлик йўқотилади. Бу реал машиналарда амалда жараёнларнинг тўла қайтувчанлигига еришиб бўлмаслигига олиб келади ва шунинг учун бу жараёнлар мохиятан **қайтмас** жараёнлардир.

Равшанки, қайтмас машиналарда қайтар машиналарга қараганда цикл давомида ишчи жисмдан кўп роқ Q_2' иссиқлик, яъни $Q_2' > Q_2$ иссиқлик миқдори олинади. Бундан

$$\frac{Q_1 - Q_2}{Q_1} > \frac{Q_1' - Q_2'}{Q_1'}, \quad (3)$$

ёки $\eta > \eta'$ келиб чиқади (η' -қайтмас машинанинг ф.и.к.).(1) ва (3) ифодаларни умумлаштириб, қуйидагини оламиз:

$$\frac{Q_1 - Q_2}{Q_1} \leq \frac{T_1 - T_2}{T_1}, \quad (4)$$

бу ерда тенглик белгиси қайтар машиналарга тегишлидир, тенгсизлик қайтмас машиналарга тегишли.

Система ҳеч қандай механик иш бажармасдан, балки фақат бир жисмдан иккинчи жисмга иссиқлик ўуца, у вақтда $K_1=K_2$ бўлади ва (4) муносабат қуйидаги кўринишни олади:

$$0 \leq \frac{T_1 - T_2}{T_1}, \quad (5)$$

Иссиқлик узатиш қайтмас процесс эканлигини ҳисобга олиб, тенглик белгисини чиқариб ташлаш ва $T_1 - T_2 > 0$ деб ёзиш керак, бундан $T_1 > T_2$

бўлади, яъни ҳар қандай қайтмас жараёнда иссиқлик берадиган жисм ҳарорати иссиқлик олаётган ҳароратдан юқори бўлиши керак. Бошқача айтганда, иссиқлик иссиқроқ жисмдан совуқроқ жисмга ихтиёрий равишда, яъни иш бажармасдан ўтади, аммо аксинча бўлмайди. Бу термодинамика иккинчи қонунинг таърифларидан биридир.

Хулоса қилиб, реал двигателлардаги Карно циклини амалга ошириш мумкин емаслигини таъкидлаш лозим. Шунинг учун реал двигателларнинг ф.и.к. Карно циклининг ф.и.к. га яқинроқ бўлган цикллардан фойдаланишга ҳаракат қилинади. Замонавий ички ёнув двигателларида иссиқлик келтирадиган циклларнинг қуйидаги уч типидан фойдаланилади:

- 1) узгармас ҳажмда ($V=\text{сонст}$) - Отто цикли;
- 2) узгармас босимда ($P=\text{сонст}$) - Дизел цикли;
- 3) Қисман ўзгармас ҳажмда, қисман ўзгармас босимда - Тринклер цикли.

Назорат саволлари:

1. Еркин энергия тушунчасини изоҳланг.
2. Қайтмас жараёнда жисм энтропияси қандай ўзгаради?
А.Сақраб ўзгаради, Б.Бажарилган ишга тенг, С.ортади, Д. камаяди, Е. ўзгармайди.
3. Энтропия қандай хусусиятларга ега?
4. Абсолют нолда жисмнинг иссиқлик сиғими, иссиқликдан кенгайиш коэффициенти, сиқилиш коэффициенти, энтропияси ва хоказолар нимага тенг?

А) α ва χ нолга тенг, $C>0$, $C=\text{сонст}$.

Б) α , χ , $C=0$, $C>0$

С) α , χ , C , $C=0$.

Д) α , χ , $C=0$, $C>0$.

Е) α , χ , $C=0$, $C<0$.

2-асосий саволнинг мақсади: Карно циклиди бажариладиган ишни-ифодалаш учун еркин энергия тушунчасидан фойдаланиш ва қайтмас жараёнларда система энтропияси доимо ортиб бориши тўғрисида маълумот берилади.

Идентив ўқув мақсадлари:

1. Еркин энергияни билади.
2. Энтропия ва Клаузиус тенгламаси тушунади ва изоҳлай олади.

2-мавзунинг баёни: Еркин энергия. Карно циклида 1-изотермик кенгайишда жисм ички энергияси ҳисобига иш бажаради, бунда унинг ички энергияси камаяди:

$$dA = -dU'. \quad (6)$$

Бундай изотермик жараёнда жисм температураси ўзгармаслиги керак. Демак, жисмнинг умумий энергиясидан иш бажариш учун фойдаланиладиган бирон қисмини ажратиб олишимиз керак. Жисмнинг умумий энергиясининг иш бажарадиган бу қисми еркин энергия деб аталади. Бу энергияга тенг бўлган иссиқлик жисмга ташқаридан берилади.

Еркин энергияни ифодалаш учун ички энергия тушунчасидан фойдаланиб бўлмайди, чунки жараён изотермик бўлгани туфайли бу ички энергия ўзгармаслиги керак. Адиабатик жараёнда ички энергия ўзгаради, унинг ўзгариши (камайиши) шу жараёнда бажарилган ишга тенг бўлади.

Еркин энергия системанинг ўзи турган бирон ҳолатдан еркин энергия нолга тенг бўладиган ҳолатгача изотермик ва қайтувчан ўзгаришида бажарган иши билан ўлчанади.

Агар системанинг ички энергиясини Γ билан белгиласак, у ҳолда қайтувчан изотермик жараёнда бажарилган dA иш $dA = -d\Gamma$ бўлади.

Жисм изотермик кенгайганда бажарилган иш мусбат бўлиб, у еркин энергиянинг камайишига тенг (минус ишораси). Аксинча, жисм сиқилганда бажарилган иш манфий бўлиб, еркин энергия ошади.

Газнинг ички энергияси унинг егаллаган ҳажмига боғлиқ эмас, яъни бир хил температурали сиқилган ва сиқилмаган газларнинг ички энергия ўзаро тенг бўлади. Бироқ сиқилган газнинг еркин энергияси катта бўлиб, у изотермик кенгайганда катта иш бажаради. Еркин энергия жисм ҳолати ўзгаришларида намоён бўлади. Демак, еркин энергия ҳолат функцияси ҳисобланади.

Энтропия. Клаузиус тенгламаси. Ишчи жисмнинг T_0 температурали иситгичдан олган иссиқлиги Q_0 , унинг T_1 температурали совутгичга берилган иссиқлиги Q_1 бўлсин. Карно сиклига асосан жисм чиқарган ёки ютган иссиқлик микдорларининг температурага нисбати бир-бирига тенг бўлади, яъни

$$\frac{Q_0}{T_0} = \frac{Q_1}{T_1}, \quad (7)$$

уни қуйидаги шаклда ёза оламиз. Q/T - нисбатни *Лоренс келтирилган иссиқлиги* деб атади. Демак, айланма жараёнларда жисм олган ва берган келтирилган иссиқликлари тенгдир. Термодинамикада келтирилган иссиқлик **энтропия** деб юритилади. Система ҳолати кичик қайтувчан ўзгаришлар билан узараётган бўлсин. Бундай айланма жараён учун келтирилган иссиқлик йиғиндиси нолга тенг, яъни

$$\oint \frac{dQ}{T} = 0, \quad (8)$$

бўлади. Лекин, Карно сиклида амалда иш бажарилади. Демак, система ҳолатини ифодаловчи қандайдир катталик ўзгаради. Уни S билан белгилаймиз. Система ҳолати A дан B га ўзгарганда бу катталикнинг ўзгариши, табиийки

$$S_A - S_B = \int_A^B \frac{dQ}{T}. \quad (9)$$

бўлади. Агар система бирон ҳолатда S катталик нолга тенг болган ҳолатга ўтган бўлса, у ҳолда (9) ни

$$S = \int \frac{dQ}{T}, \quad (10)$$

деб ёза оламиз. Шу юл билан аниқланган бу S катталик **энтропия** деб аталади. Чексиз кичик ҳолат ўзгаришлари учун энтропиянинг ўзгаришини қуйидагича ёза оламиз:

$$dS = \frac{dQ}{T}. \quad (11)$$

Бундан $dQ = TdS$. Буни Термодинамиканинг 1-қонуни билан солиштирамиз.

$$TdS = du + dA. \quad (12)$$

Бу тенглик **термодинамик айният** деб аталади. Кўпинча бу формула қайтар жараёнлар учун термодинамиканинг иккинчи бош қонуни ҳам деб аталади.

Агар жараёнлар қайтмас бўлса, $\oint \frac{dQ}{T} < 0$ бўлади. Бу тенгсизлик [1] **Клаузиус тенгламаси** деб аталади. Карно сикли қайтмас бўлса, келтирилган иссиқликлар йиғиндиси

$$\frac{Q_1}{T_1} + \frac{Q_2}{T_2} < 0,$$

бўлади. Берк системада қайтувчан адиабатик жараён содир бўлаётган бўлса, у ҳолда

$$dS = \frac{dQ}{T}$$

тенгсизликда $dQ=0$ бўлганидан $dS = 0$, яъни $S = \text{сонст.}$

Бошқача айтганда берк системанинг ҳолати адиабатик ўзгарганда, унинг энтропияси ўзгаришсиз қолади.

Берк системада энтропиянинг ўзгариши. Енди берк система қайтмас тарзда 1-мувозанат ҳолатдан 2-мувозанат ҳолатга 1а2б йўл билан ўтган бўлсин. Сўнгра қайтувчан 2б1а юл билан бошланғич ҳолатга ўцин. Шундай қилиб, система ҳолати ўзгаришининг бир қисми қайтмас, бир қисми қайтувчан. Бундай ҳол учун $\oint \frac{dQ}{dT} < 0$

тенгсизлик ўринли бўлади.

Бирок,

$$\oint \frac{dQ}{T} = \int_1^2 \frac{dQ}{T} + \int_2^1 \frac{dQ}{T} < 0, \quad (13)$$

Бундаги иккинчи интеграл қайтар жараёнга тегишли, шу сабали

$$S_1 - S_2 = \int_2^1 \frac{dQ}{T},$$

бунга асосан (13) ни қуйидагича ёзамиз:

$$S_2 - S_1 > \int_1^2 \frac{dQ}{T}.$$

Система берк бўлгани учун $dQ = 0$ ва шу сабабли $S_2 - S_1 > 0$ ёки $S_2 > S_1$.

Бундан берк системанинг энтропияси қайтмас жараёнда ортар екан деган хулоса чиқади. Табиатда барча жараёнлар қайтмас бўлгани туфайли энтропия ортиб боради. Шу билан бирга, энтропиянинг ортиш жараёнининг қайси йўналишда содир бўлиши мумкин ва қайси йўналишда мумкин емаслигини, қайси ҳолат бошланғич ва қайси ҳолат охириги ҳолат еканини билишга имкон беради. Айтилганлардан кўриниб турибди **энтропия** пайдо бўлиши мумкин ва у системанинг ҳамма вақт мувозанатга ўтиш жараёнида ҳосил бўлади. **Энтропия** ҳамма вақт ортади. **Энтропия** пайдо бўлгандан сўнг йўқотилиши мумкин емас.

Назорат саволлари:

1. Берк система ҳолати адиабатик ўзгарганда унинг энтропияси қандай бўлади?
2. Табиатдаги жараёнларнинг энтропияси қандай ўзгаради?
3. Қайтувчан жараёнларда система энтропияси қандай бўлади?
4. Энтропиянинг максимал қиймати системанинг қандай ҳолатини ифодалайди?

Мустақил иш учун топшириқ:

1. Энтропиянинг ортиш қонуни.

Мавзуга оид адабиётлар:

1. Паул А. Типлер. Гене Мосса, Пҳйсисс фор ссиентисц анд енгинеерс. (витх модерн пҳйсисс) W. Ҳ. Фрееман анд Сомпанй • New Ёрк. 2016.
2. Карабайева М.А.Молекуляр физика.Т.Университет.2014.240 б.
- 3.Сивухин В.В.Умумий физика курси.Термодинамика ва молекуляр физика Т.1984й.526 б.
- 4.Хайриддинов Б “Молекуляр физика” Тошкент ,2004.
- 5.Қодиров О “Молекуляр физиа” Тошкент , 2004.

6.Абдуллаев Р.М., Хамиджонов И, Карабаева М.А. «Молекуляр физика», Университет, Т. 2003.- 121 б.

7.Абдуллаев А. «Молекуляр физика» -Гулистон.2012.- 95 б.

21-мавзу. Молекулалараро ўзаро таъсир кучлари.

Асосий саволлар:

1. Молекулалараро ўзаро таъсир кучлари.

Мавзуга оид таянч тушунча ва иборалар: Реал газ, молекуланинг хусусий ўлчами, хаотик ҳаракат, изобарик, тортишиш, итариш кучлари, босим, ҳарорат.

1-асосий саволнинг мақсади: Молекулалараро ўзаро таъсир кучлари қандай катталикларга боғлиқ эканлиги ҳақида маълумот берилади.

Идентив ўқув мақсадлари:

1. Електр таъсир кучларини билади.

2. Тортишиш кучларини ва итаришиш кучларининг фарқлай олади.

1-мавзунинг баёни: Молекулалараро ўзаро таъсир кучлари. Идеал газ тартибсиз ҳаракатланувчи эластик шарларга ўхшаган молекуланинг йиғиндисидан иборатдир. Идеал газ молекулалари орасида ўзаро тортув кучи юк; улар ўзаро тўқнашгандагина бир-бирларини итарувчи эластик кучни пайдо этадилар. Молекулаларнинг ўлчамлари шундай кичикки, улар орасидаги ўртача масофага қараганда катталикларини назарга олмасак ҳам бўлади. Мана шу хусусиятга ега бўлган газлар Бойл-Мариотт ва Гей-Люссак қонунларига тўла бўйсундилар. Бироқ, реал газлар бўлса, идеал газ қонунларига тахминан бўйсундилар. Чунки, реал газларда икки хил куч мавжуд. Ҳар қандай атом ва молекула икки хил зарядга егадир. Уларнинг ядросида мусбат заряд бўлиб, электрон қатламида еса манфий зарядлар бўлади. Икки қўшни атом ядросидаги мусбат зарядлар ёки атомларнинг электрон қатламидаги манфий зарядлар ўзаро итарувчи кучларини пайдо қиладилар. Бир атомнинг мусбат маркази билан иккинчи атомнинг электронлари орасида тортув кучи пайдо бўлади.

Шу асосда реал газ молекулалари орасидаги тортув ва итарув кучлари тушунтирилади. Молекулаларнинг ўзаро тортув кучлари фақат маълум масофадагина пайдо бўлади. Молекулалар тортув кучининг таъсири етган енг катта масофага унинг таъсир радиуси дейилади. Катта босимда молекулалар ўзаро шундай яқинлашадиларки, уларнинг электрон қатламлари бир-бирига жуда ҳам яқин масофага келиб қоладилар. Электрон қатламларининг ўзаро таъсири шундай кучликим, заррачалар бир-бирларидан қочадилар. Ҳар қандай жуфт молекулалар орасида маълум бир масофа бўладикки, уларнинг тортув ва итарув кучлари шу масофада ўзаро тенглашади. Бу масофанинг ортиши билан тортув кучлари кўпайиб, итарув кучлари озая боради ва аксинча бўлиши ҳам мумкин.

Молекулалар бир-бирларига яқинлашганларида уларнинг итарув кучларига қарши иш бажарилади. Реал газ молекулалари маълум ҳажмга ега. Сийраклашган реал газ молекулаларининг ўз ҳажмлари уларнинг хаотик ҳаракат қилиб турган фазо ҳажмига қараганда жуда кичик бўлади.

Шу сабабли реал газ молекулаларининг ўз ҳажмлари идеал газ қонунларининг тўғрилигига сезиларлик даражада таъсир қила олмайдилар. Катта босимларда бўлса, молекулалар еркин ҳаракат етадиган фазо озайиб, реал газ молекулаларининг ўз ҳажмлари идеал газ қонунларига итоат қилмай бошлайдилар. Молекулаларнинг ўз ҳажмлари йиғиндисининг таъсири ҳисобга олинмаганлиги

учун реал газлар Клапейрон қонунига ҳам бўйсунмайдилар. Бундан ташқари, молекулалар яқинлашганда уларнинг ўзаро тортув кучлари пайдо бўлиб, газнинг сиқилишга, яъни ҳажмнинг кичрайишига тўсиқлик қиладилар.

Иккинчи томондан, молекулаларнинг бир-бирларига яқинлашиши натижасида улар орасидаги тортув кучлари газнинг сиқилишига ёрдам беради.

Бу кучлар мусбат ишни бажарадилар. Тортув кучининг иши газ молекулаларининг кинетик энергиясини оширишга сарф бўлади. Шунинг учун бир-бирларига яқинлашиб келаётган молекулаларнинг тортув кучларининг мувозанат ҳолати (тортув ва итарув кучларининг тенглашган ҳолати) дан ўтиб қайтадилар. Молекулаларнинг кинетик энергиялари улар орасидаги ўзаро итарув кучларини енгиш ишига сарф бўлиб, кинетик энергиялари тамом бўлганча, улар бир-бирларига яқинлашадилар.

Кейинчалик, молекулалар итарув кучининг таъсири остида бир-бирларидан узоклаша бошлайдилар. Шу пайтда улар еластик равишда тўкнашгандай бўладилар.

Иккита бир жинсли молекулалар марказининг ўзаро яқинлашиш масофасига молекуланинг диаметри сифатида қабул қилинади. Молекулаларнинг диаметрларини олдин кўриб, ўтган формулалар ёрдами билан ҳисоблаб чиқариш мумкин.

Ҳисоблаш шуни кўрсатадики, 1атм босим ва 0°С температурада газ молекулаларининг ўзлари егаллаган ҳажмлари уларнинг ишғол қилиб турган умумий ҳажмнинг ўн мингдан бир қисмини ташқил этади. 5000атм. босимда бўлса, газ молекулаларининг ўзлари егаллаган ҳажмлари газ умумий ҳажмининг ярмини ташқил этадилар. Шуни ҳам айтиш керакки, молекулалар мувозанат ҳолатидан ўзоқлашишлари билан уларнинг ўзаро тортув кучлари тез ортиб, максимумга етгандан кейин масофа яна катталаниб ўзаро тортув кучи тез камаё бошлайди. Бу камайиш миқдори тахминан масофанинг еттинчи даражасига тўғри пропорциональдир. Демак, молекулалар орасидаги ўзаро таъсир етувчи куч, масофа жуда қисқа бўлгандагина пайдо бўлар экан.

Молекулаларнинг ўзаро таъсир механизми ва газлар кинетикасининг тўла физик асосини машҳур рус олими М.В.Ломоносов ишлаб чиқиб, фанга киргизган еди. Ломоносов-газлар кинетик назариясининг асосчисидир.

Юқорида айтилганларга биноан реал газлар билан идеал газлар хусусиятларининг фарқи шундаки, реал газ молекулаларининг ўзлари ҳажмларининг бўлиши ва уларнинг ўзаро таъсир қонунлари еластик шарлар таъсирига қараганда ҳам мураккаброқ қонун бўйича ўзгаришидадир.

Бойл-Мариотт қонуни томомила тўғри қонун емаслиги тўғрисидаги фикрни биринчи мартаба Ломоносов айтган еди.

У жуда кўп сиқилган ҳавонинг зичлиги унинг еластиклигига пропорционал емас, деб исбот қилди.

Ломоносов даврида Бойл қонунидан четка чиқишлар тажрибада исбот қилинмаган. Бу қонундан четка чиқиш Ломоносов томонидан назарий йўл билан исбот қилинган еди.

Ломоносов газ босимининг жуда кўп ортиши натижасида молекулалар диаметрининг еркин ҳаракатланадиган фазосига бўлган нисбатларининг кўпайиб боришини исбот қилди.

Юқоридагидан маълумки, жуда ҳам сиқилган ҳавода еластиклик нисбати зичлик нисбатидан фарқланиш керак.

Кўп олимлар Бойл –Мариотт қонунини тажрибада текшириб, қуйидаги натижага келганлар. Бойл-мариотт қонунининг кўрсатишига қараганда, водороддан ташқари бошқа ҳамма газларда босимнинг ортиши билан сиқилиш кўпроқ бўлади, яъни шу газлар кўпроқ сиқиладилар.

Водород бўлса, бу қонуннинг кўрсатишига қараганда, озроқ сиқилади. Углерод газини ҳаммадан кўпроқ сиқилади, шунинг учун бу газга йенгил сиқиладиган газ дейилади.

Бир неча минг (3000-3500)атмосфера босимда ҳамма газлар ҳам водород газини сингари Бойл-Мариотт қонунининг кўрсатишидан фарқ қилиб; озроқ сиқиладилар. Д.И.Менделеев 1874-1876 йилларда Бойл-Мариотт қонунини текшириб, уни бир атмосферадан кам бўлган босимга тўғри келишини исбот қилди. Менделеев жуда кам босимда Бойл-Мариотт қонунидан четка чиқишлар жуда оз бўлишини кўрсатди.

Изобарик процесслар, яъни доимий босимда газ ҳолатининг ўзгариши Гей-Люссак қонуни бўйича бўлади. Гей-Люссак тажрибалар кўпчилик газларнинг ҳажми кенгайиши коэффициентини бир хил $\frac{1}{266.6}$ га тенг эканлигини кўрсатди. Гей-

Люссак ўз тажрибалари ҳақида бундай деган еди:

"Менинг жуда диққат билан ўтказган тажрибаларим: атмосфера ҳавоси, кислород, водород, азот, азот кислотаси, аммиак, туз кислотаси, гугурт ва корбонат кислоталарининг буғлари ва бошқалар температуранинг баровар кўтарилиш натижасида, кенгайишлари ҳам бир хил баровар бўлишини ва натижа қилиб айтиши мумкинки, умуман ҳамма газлар иссиқликдан бир хил даражада кенгайишларини кўрсатдилар."

Кейинчалик, XIX асрнинг ИИ-ярмида ўтказилган тажрибалар газларнинг ҳажмий кенгайиш коэффициентини $\beta = \frac{1}{273} = 0.003662$; га тенг эканлигини кўрсатдилар.

0⁰С-дан 100⁰С–гача бўлган темературада ва бир атмосферадан кам бўлган босимда Гей-Люссак қонунидан четка чиқишлар сезилмайдиган даражада бўлади. Юқори босимлардаги газлар бўйича ўтказилган тажрибалар Гей-Люссак қонунидан сезиларли даражада четланишни кўрсатди. Гей-Люссак ҳажм кенгайиш коэффициентининг қиймати температура ва босимга боғлиқ эканлигини исботлади.

Реал газлар идеал газлардан фақатгина Бойл нуқтаси ёки инверсия температурасида ўзларининг физик хусусиятлари билан фарқ қилмайдилар ва Бойл-Мариотт, Гей-Люссак қонунларига тўла бўйсунмайдилар. Бойл нуқтасидан паст температурада ҳажмнинг ўзгариши Гей-Люссак қонунининг кўрсатишига қараганда озгач бўлади.

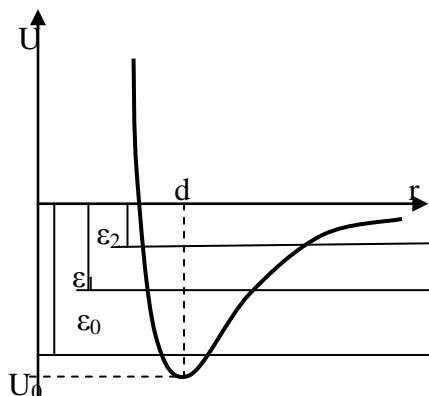
Гей-Люссак қонунидан четка чиқишнинг сабаби, юқорида айtilган–молекулаларнинг ўзаро таъсир кучлари ва уларнинг ўз ҳажмларидадир. Маълум босим ва температурада идеал газ қонунларидан ҳар хил реал газларнинг чекинишлари турли катталикларда бўлади. Демак, идеал газлар хусусиятларини яхши тушинтирадиган Бойл-Мариотт ва Гей-Люссак қонунлари реал газлар учун кам яроқли экан. Шунинг учун реал газларнинг ўзгаришини тасирловчи

тенгламани топиш керак. Турли температура ва босимларда реал газларнинг ҳолатларига тўла тўғри келадиган бир тенглама ҳам ҳозирча топилган эмас. Бир қанча олимлар томонидан кўп тенгламалар тақдим етилган бўлса ҳам, лекин улар мураккаб бўлганликлари учун тажрибада реал газларга татбиқ қилиб бўлмайди.

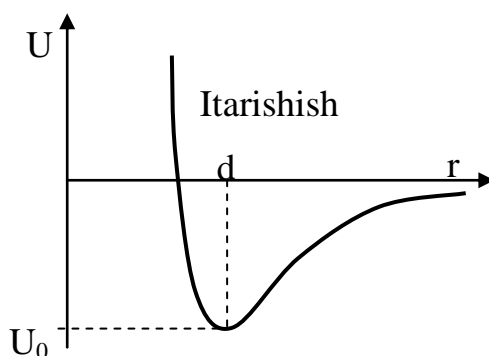
Реал газда бу итаришиш кучлари молекулалар ораларидаги масофа кичик бўлганда, албтга, таъсир қилади, бироқ реал газ молекулалари орасида бу кучлардан тасқаритортишиш кучлари ҳам таъсир қилади ва биз бу топтишиш кучларини ҳолат тенгламасидаги босимга тузатма киритиш йўли билан ҳисобга оламиз. Реал газлар тўғрисида уларнинг молекулалари бундай газда ега 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, молекулаларнинг таркибидаги электрик зарядланган зарралар-электронлар ва ядроларнинг мавжудлигига боғлиқ. Бир хил ишорали зарядлар бир-биридан итаришишлари ва турли ишорали зарядлар бир-бирига тортишишлари туфайли молекулалар орасида тортишиш ва итаришиш кучларининг мавжудлигини тушунтириш осон.

$$F = F_{\text{мор}} + F_{\text{ум}} = -\frac{a}{r^7} + \frac{b}{r^9} \quad (1)$$



26-расм.



27-расм.

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 алмашилишини фақат шартли равишдагина икки тур кучларнинг айна 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.

Назария ва тажрибанинг кўрсатишича, тортишиш ва итаришиш кучлари молекулалар марказлари орасидаги масофага жуда кучли боғлиқ бўлади. Тақрибан тортишиш ва итаришиш кучлари ҳам молекулалар орасидаги R масофанинг қандайдир бирор даражасига тесқари пропорционал бўлади дейиш мумкин:

$$F \approx \frac{1}{R^m}. \quad (2)$$

Тортишиш ва итаришиш кучлари орасидаги фарқ ишорасидан ташқари, P нинг даражасидаги кўрсаткичга ҳам боғлиқ бўлади. Тортишиш кучлари учун $m \approx 7$; $F \approx 1/R^7$ 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 шнинг учун ҳамқаттиқ шарлар модели тақрибан тўғри натижалар беради.

Молекулаларнинг ўзаро тортишиш потенциалини $E_n = -\frac{a_1}{R^m}$, итаришиш потенциалини $E_n = \frac{a_2}{R^n}$ деб белгиласак, молекулаларо таъсир потенциалнинг умумий кўриниши

$$E_n = -\frac{a_1}{R^m} + \frac{a_2}{R^n} = \frac{a_2}{R^n} - \frac{a_1}{R^m}, \quad (3) \quad \text{билан аниқланади.}$$

Амалда кенг қўлланиладиган потенциаллардан бири Леннард-Жонс потенциалидир

[1]. Унинг кўриниши
$$E_n(R) = 4\varepsilon_0 \left[\left(\frac{\sigma}{R} \right)^{12} - \left(\frac{\sigma}{R} \right)^6 \right]. \quad (4)$$

Назорат саволлари:

1. Реал газ идеал газдан қандай фарқ қилади?
2. Ван-дер-Ваальс кучларида m ва n нечага тенг бўлади?

Мустақил иш учун топшириқ:

1. Молекулаларнинг таъсир кучлари.

Мавзуга оид адабиётлар:

1. Паул А. Типлер. Гене Мосса, Пхйссисс фор ссиентисц анд енгинеерс. (with модерн пхйссисс) W. X. Фрееман анд Сомпанй • New Ёрк. 2016.
2. Карабайева М.А. Молекуляр физика. Т. Университет. 2014. 240 б.
3. Сивухин В.В. Умумий физика курси. Термодинамика ва молекуляр физика Т. 1984й. 526 б.
4. Хайриддинов Б “Молекуляр физика” Тошкент, 2004.
5. Қодиров О “Молекуляр физика” Тошкент, 2004.
6. Абдуллаев Р.М., Хамиджонов И, Карабаева М.А. «Молекуляр физика», Университет, Т. 2003.- 121 б.
7. Абдуллаев А. «Молекуляр физика» - Гулистон. 2012.- 95 б.

22-мавзу: Экспериментал изотермалар .

Асосий саволлар:

1. Экспериментал изотермалар

Мавзуга оид таянч тушунча ва иборалар: Реал газ, молекуланинг хусусий ўлчами, хаотик ҳаракат, изобарик, тортишиш, итариш кучлари, босим, ҳарорат, Реал газлар изотермаси, фазалари.

1-асосий саволнинг мақсади: Экспериментал изотермалар ёрдамида идеал газларнинг газ қонунларидан четлашишлари кўрсатилади.

Идентив ўқув мақсадлари:

1. Електр таъсир кучларини билади.

2. Тортишиш кучларини ва итаришиш кучларининг фарқлайди.

3. Реал газларнинг ҳолат ўзгаришларини ҳолат тенгламаси билади.

1-мавзунинг баёни: Клапейрон тенгламаси газларнинг тажрибадан маълум бўлган хоссаларини йетарлича яхши ифодалаб бериши кўрсатилган еди. Бироқ бу тенглама ҳақиқатан аниқ, барча шароитларда ўринли тенгламами ёки бу тенглама фақат тажрибада кузатиладиган муносабатларга маълум тахминийлик билан мос келадими?

Бирор табиат ҳодисасини ўрганишда физиклар тажриба маълумотлари – ўлчашлар асосида ўрганилаётган ҳодисани характерловчи катталиклар орасидаги миқдорий муносабатларни аниқлайдилар. Кўпинча бу муносабатлар тахминий характерга ега бўлади. Бу муносабатлар, уларга кирувчи катталикларнинг қийматлари аниқ чегараларда бўлгандагина ўринли.

Клапейрон тенгламаси ҳам тақрибий тенгламадир. Бу тенглама фақат йетарлича кичик босимлардагина ўринли бўлиб, босим қанча кичик бўлса шунча аниқ бажарилади. Юқори босимларда еса Боуль-Мариотт қонуни ва Гей-Люссак қонунисингари қонуналардан, яъни Клапейрон ҳолат тенгламасининг бевосита натижаси бўлган қонуналардан четга чиқишлар кузатилади.

2-жадвалда бир моль азотнинг 0°C ҳароратда ва турли P босимларда егаллаган ҳажмининг тажрибаларда олинган қийматлари ва pV кўпайтманининг қийматлари келтирилган. Бу жадвалдан 100 атм босимдаёқ V нинг қиймати назарий ҳисобланганидан 7% га фарқ қилиши кўриниб турибди. Босим 1000 атм йетганда газнинг ҳажми икки марта катта бўлади.

Катта босимларда ташқи кучлар реал газни идеал газ ҳолати тенгламаси асосида ҳисобланганидан камроқ сиқилар экан.

2-жадвал.

1 моль азотнинг турли босимларда егаллаган ҳажми.

$P, \text{атм}$	$V \cdot 10^4, \text{м}^3$	$P \cdot V \cdot 10^4, \text{атм м}^3$	$P, \text{атм}$	$V \cdot 10^4, \text{м}^3$	$PV10^4, \text{атм м}^3$
1	224	224	700	0,532	372
100	2,4	240	900	0,483	437
300	0,85	255	1000	0,460	461
500	0,625	322			

Газ ва буғларнинг ҳажми билан босими орасидаги боғланиш кўп олимлар томонидан текширилган. Тажрибалар Ван-дер-Ваальс изотермасининг тўлқинсимон қисми ўрнига ҳажм ўқиға параллел бўлган тўғри чизиқни беради. Карбонат ангидрид газининг изотермаси бир қанча олимлар томонидан жуда диққат билан текширилган.

Инглиз физиги Ендрюъс карбонат ангидрид газини учун ҳақиқатан ҳам шундай экспериментал изотермалар олиш мумкинлигини кўрсатган еди. Ана шундай изотермаларни ҳосил бўлиши билан танишайлик.

Тажриба учун маълум миқдордаги карбонат ангидрид газини солинган қалин деворли шиша трубка олинади. Трубкадаги босим ўзига уланган ва жуда яхши

текширилган манометр билан ўлчанади. Температуранинг ўзгармас ҳолда сақлаш учун шиша трубка термостат ичига жойлаштирилади. Автоматик равишда температурани ўзгармас ҳолда сақлайдиган қурилмага термостат дейилади. Корбонат ангидрид газининг ҳар хил босимдаги ҳажмини билиш учун трубкани аниқ равишда калибрлаш, яъни баробар ҳажмларга бўлиши керак. 0°C да корбонат ангидрид газининг босим ва ҳажм ўзгаришини текширайлик. Газнинг бошланғич ҳажми билан бошланғич босимининг қийматларини графикадаги а-нукта белгилайди.

Корбонат ангидрид газининг сиқиш билан унинг ҳажми секин-секин озайиб, босими еса ортади. Бунда корбонат ангидрид газининг Бойл-Мариотт қонуни талаб қилганидан кўра кўпроқ сиқилади. Маълум бир ҳолатга йетганда ҳажмининг ўзгариши билан газнинг босими ҳам ўзгариб, графикадаги б-нуктага йетгандан кейин ҳажмининг ўзгариши билан унинг босими ўзгармайди. Чунки б ва с нукталари орасидаги газ тўйинган ҳолда бўлади. Ўзгармас температура ва ўзгармас босимда газ ҳажмини кичрайтириш билан суюқ ҳолга айлантириш мумкин бўлган газга тўйинган буғ дейилади. Ҳажмининг кейинги озайиши тўйинган газ ҳолидаги корбонат ангидрид газининг босимини ўзгартирмайди. Чунки ҳажмининг камайиши билан у секин-аста суюқ ҳолга ўтиб туради. Тўйинган газнинг ҳаммаси суюқликка айланганча унинг босими ўзгармайди. Графиканинг ҳажм ўқиға параллел бўлган бс-кесмаси босимнинг бир хилда қолишини кўрсатади. бс-кесманинг истаган нуктасида корбонат ангидрид газининг бир қисми суюқ ҳолда бўлиб, қолган қисми газ ҳолича қолади. Текшираётган нуктамиз с-га қанча яқинлашса корбонат ангидрид газининг ҳажми шунчалик кичик ва газ ҳолида оз, суюқ ҳолида кўп бўлади. с-нуктанинг ўзида бўлса, корбонат ангидрид газининг ҳаммаси суюқ ҳолга ўтган бўлади.

Корбонат ангидрид газининг ҳажмининг кейинги озайиши билан суюқ ҳолдаги босими кўп ортади. Бу еса суюқлик сиқилишининг жуда оз еканлигини кўрсатади. Шунинг учун изотерма егри чизигининг сд-кесмаси жуда тез кўтарилади. Юқори температураларда изотерманинг бс-туғри чизиқ кесмаси қисқара боради.

Температуранинг кўтарилиши билан б ва с нукталари ўзаро яқинлашиб, бу нукталар критик температурада (T_k) (корбонат ангидрид газининг учун $t_k = 31,15^{\circ}\text{C}$) «к»- нуктага келиб қўшилади. к-нуктага критик нукта дейилади. Критик нуктада ҳар бир жисмининг газ ҳолати билан суюқлик ҳолати орасида ҳеч қандай айирма бўлмайди. Критик температурада суюқликнинг буғланиш иссиқлиги ва юза таранглик коэффициенти нолга тенглашади.

Тажиба ҳар бир газнинг ўзига хос критик температураси, критик ҳажми ва критик босими борлигини кўрсатади. Кўп суюқликларнинг критик температураси Надежин, Зайончевске, Авенариус ва бошқа олимлар томонидан текширилган. Критик температуралардан пастда, иссиқлик даражасида бўлган жисмлар тўла суюқ ёки тўла газ ҳолида, ёки ўзининг тўйинган буғи билан чегарадош бўлиб, суюқ ҳолда бўлишлари мумкин. Критик температурадан юқори бўлган температураларда жисмлар фақат газ ҳолатида турадилар. Критик температурадан юқори температурада бўлган газларни босиш билан уларни суюқ ҳолга айлантириш мумкин емас. Демак, газларнинг суюқ ҳолатига келтириш учун аввал унинг

температурасини критик температурдан пастга тушириб, кейин уни сиқиш керак. Критик температурадан юқори температурада бўлган газ ҳолатидаги жисмларни газ деб атайдилар ва температураси критик температурадан пастда бўлган газ ҳолатидаги жисмларни буғ деб аташ қабул қилинган.

Фазавий ўтишлар [1].

Агар тизим физик жиҳатдан турли ҳолатда бўлган ва бир-биридан ажралиб турувчи бир жинсли қисмлардан иборат бўлса, у ҳолда бу қисмлар унинг фазалари деб аталади.

Берилган шароитда модданинг икки ёки ундан ортиқ фазалари бир-бирига тегиб турса ва бунда бири иккинчисининг ҳисобига ўсмаса, модданинг бундай ҳолати унинг фазавий мувозанати деб аталади. Модданинг бир ҳолатдан иккинчи ҳолатга ўтиши унинг фазавий ўтиши ёки фазавий айланиши деб аталади. Модданинг таркибига қараб мувозанатда бўладиган фазалар сони турлича бўлиши мумкин.

Сиқилган газда суюқ ва газ ҳолатлар мавжуд бўлиб туриши мумкин экан. Бу ҳолатлар ўзларининг хоссалари билан бир-биридан фарқ қилади.

Агар T ҳароратда ва P 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) ўтиш фазавий ўтиш ёки фазавий айланиши деб аталади. Модданинг таркибига қараб мувозанатда бўладиган фазалар сони турлича бўлиши мумкин.

Газ ёки суюқликнинг қаттиқ ҳолатга ўтиши ҳам фазавий ўтиш бўлади. Ендрюэс изотермаларидаги буғнинг суюқликка ўтиш ва суюқликнинг буғга ўтиш нуқталари BB^1 , CC^1 , ... ларни бирлаштирсак, икки фазали соҳани бир фазали соҳадан ажратувчи егри чизик ҳосил бўлади. Бу егри чизикнинг $рз$ тармогидан унг томони модданинг газ ҳолатига мос келади. тармогидан чап томони модданинг суюқ ҳолатга мос келади. - егри чизикнинг ичкарасида модда икки фазали ҳолатда бўлади.

Модданинг критик ҳолат орқали ўтишини кузатиш осон. Масалан, оғзи берк шиша идишга ефир солиниб у қиздирилса, буғга айланиб боради. Бунда суюқликнинг буғдан ажратувчи қатлам - мениск юзага келади. Бу қатлам ҳарорат ортиши билан ефир кўп бўлса най буйлаб юқорига қараб, кам бўлса пастга қараб силжийди. Температуранинг маълум қийматида йетгандан сўнг менск юқолади бу суюқликнинг бутунлай буғга айланган температурасига мос келади. Ефир учун бу ҳарорат 467,1 К га тенг.

Клапейрон тенгламасига нисбатан, тажриба билан яхши келишадиган реал газлар ва хатто суюқликлар учун ҳам тўғри келадиган тенгламани Ван-дер-Ваалс топди

Назорат саволлари:

1. Реал газ идеал газдан қандай фарқ қилади?
2. Ван-дер-Ваалс кучларида m ва n нечага тенг бўлади?
3. Клапейрон ҳолат тенгламаси ҳақиқатан аниқ, барча шароитларда ўринли тенгламами ёки бу тенглама фақат тажрибада кузатиладиган муносабатларга маълум тахминийлик билан мос келадими?

Мустақил иш учун топшириқ:

1. Ван-дер-Ваалс назариясига ўтилганда молекула тушунчаси қандай ўзгаради ?

2. Потенциал энергия билан молекула орасидаги ўзаро таъсир графигини чизинг.
3. Ван-дер-Ваальс назариясида қандай аппроксимасия қўлланилган ?

Мавзуга оид адабиётлар:

1. Паул А. Типлер. Гене Мосса, Пҳисисс фор ссиентисц анд енинеерс. (витх модерн пҳисисс) W. Ҳ. Фрееман анд Сомпанй • New Ёрк. 2016.
2. Карабайева М.А.Молекуляр физика.Т.Университет.2014.240 б.
- 3.Сивухин В.В.Умумий физика курси.Термодинамика ва молекуляр физика Т.1984й.526 б.
- 4.Хайриддинов Б “Молекуляр физика” Тошкент ,2004.
- 5.Қодиров О “Молекуляр физиа” Тошкент , 2004.
- 6.Абдуллаев Р.М., Хамиджонов И, Карабаева М.А. «Молекуляр физика», Университет, Т. 2003.- 121 б.
- 7.Абдуллаев А. «Молекуляр физика» -Гулистон.2012.- 95 б.

23-март. Реал газларнинг ҳолат тенгламаси

Асосий саволлар:

1. Реал газларнинг ҳолат тенгламаси.
2. Ван-дер-Ваальс тенгламаси.

Мавзуга оид таянч тушунча ва иборалар: Реал газ, Ван-дер-Ваальс тенгламаси, Клапейрон-Клаузиуснинг дифференциал тенгламаси, биринчи тур фазавий ўтиш,

1-асосий саволнинг мақсади: Реал газларнинг ҳолат тенгламаси келтириб чиқариш.

Идентив ўқув мақсадлари:

1. Реал газларнинг ҳолат тенгламаси билади.
- 2.Фазавий ўтишларни билади.
3. Клапейрон-Клаузиус тенгламасини келтириб чқара олади.
- 4.Тортишиш кучларини ва итаришиш кучларининг фарқлайди.
5. Реал газларнинг ҳолат ўзгаришларини ҳолат тенгламаси билан боғлай олади.

1-мавзунинг баёни: Реал газларнинг ҳолат тенгламаси. Суюқлик ва буғ ўртасидаги фазавий ўтишлардан кўринадики, ҳариратнинг ортиши билан тўйинган буғнинг босими орта боради.Тўйинган буғнинг босими ва ҳарорати орасидаги боғланиш Клапейрон-Клаузиус тенгламаси орқали аниқланади. Бу тенгламани келтириб чиқаришда Клапейрон-Клаузиус ишчимоддаси суюқлик ва унинг тўйинган буғи бўлган Карно сиклидан фойдаланди.

Иситгичдан олинган Q_1 иссиқлик миқдори ҳисобига суюқликнинг бир қисми доимий босимда тўйинган буғга айланади.Бу вақтда олинган иссиқлик миқдори $Q_1 = \rho m$ буғланишга сарфланади. Бу ҳолда T температура доимий қолади.

Тизимнинг кейинги адиабатик кенгайишида иссиқликни у ўзининг ҳисобидан олади. Унинг ҳарорати $T-dT$ га пасаяди ва унга мос равишда тўйинган буғнинг босими ҳам dP га камади.

Сиклининг учинчи босқичида изотермик сиқилиш туфайли K_2 иссиқлик совитгичга берилади ва ниҳоят сиқилиш адиабатик давом етиб, сикл ниҳоясига етади.

Сикл давомида бажарилган фойдали иш

$$\delta A = Q_1 - Q_2 = m(V_1 - V_2)dP, \quad (1)$$

Га тенг деб олиш мумкин. Бу йерда V_1 ва V_2 лар буғ ва суюқликнинг солиштрма ҳажмлари. Карно сиклининг фойдали иш коэффициенти

$$\eta = \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1} = \frac{T_1 - T_2}{T_1}, \quad (2)$$

бўлгани учун

$$\eta = \frac{m(V_1 - V_2)}{mL} = \frac{T_1 - T_2}{T_1} = \frac{T - (T - dT)}{T}, \quad (3)$$

ёки

$$\frac{V_1 - V_2}{L} dP = \frac{dT}{T}. \quad (4)$$

Бундан

$$\frac{dP}{dT} = \frac{L}{T(V_1 - V_2)}, \quad (5)$$

бўлади ва [1] уни Клапейрон-Клаузиуснинг дифференциал тенгламаси дейилади. Бу тенглама исталган биринчи тур фазавий ўтишлар учун ўринлидир. Суюқлик ва буғ фазаларининг ҳажмлари ҳамда фазавий ўтиш иссиқлиги L маълум бўлса, тўйинган буғ босимини ҳароратнинг бир қийматли функцияси сифатида аниқлаш мумкин. Клапейрон-Клаузиуснинг интеграл тенгламаси топиш да ҳам юқоридаги хулосалардан фойдаланиш мумкин. Босими P_0 , ҳарорати T_0 билан характерланадиган суюқликни босим P ва ҳарорат T бўлган буғга айлантириш учун И ёки ИИ усуллардан фойдаланиш мумкин.

И ўтишда 1 моль модда микдори учун сарфланадиган энергия

$$\Delta Q_1 = C_c(T - T_0) + L(T), \quad (6)$$

ИИ ўтишда сарфланадиган энергия

$$\Delta Q_2 = C_b(T - T_0) + L(T_0). \quad (7)$$

Бу икки тенгламани тенглаштириб

$$L(T) = L(T_0) + (C_b - C_c)(T - T_0) \quad (8)$$

ни ҳосил қиламиз. У ҳолда (5) нинг ўрнига қуйидаги тенгламани ёзамиз

$$\frac{dP}{dT} = (C_b - C_c)(T - T_0) + L(T_0) / T(V_1 - V_2). \quad (9)$$

Суюқликнинг моляр ҳажми V_1 га нисбатан жуда кичик ($V_1 \gg V_2$) бўлганлиги учун V_2

ни ҳисобга олмасдан, тўйинган буғни газ қонунларига бўйсинади деб ҳисоблаб, (9)

ни қуйидагича ёзамиз, бу ифодани ўзгарувчан босим ва температуралар интервалида интегралласак:

$$\int_{P_0}^P \frac{dP}{P} = \int_{T_0}^T \frac{dT}{RT^2} [L(T_0) + (C_b - C_c)(T - T_0)]$$

қуйидаги муносабатни оламиз

$$\ln \frac{P}{P_0} = \frac{L(T_0) - (C_b - C_c) \left[\frac{1}{T} - \frac{1}{T_0} \right] + \frac{C_b - C_c}{R} \ln \frac{T}{T_0}}{R}. \quad (10)$$

Бу ифода Клапейрон-Клаузиуснинг тенгламасининг интеграл кўринишидир. Ван-дер-Ваалс тенгламаси қандай катталиқларга боғлиқ эканлиги ўрганилади.

2-асосий саволнинг мақсади: Ван-дер-Ваальс тенгламасини кетириб чиқарилади.

Идентив ўқув мақсадлари:

1. Ван-дер-Ваальс тенгламаси билади.
2. Ван-дер-Ваальс тенгламасини келтириб чиқараолади.

2-мавзунинг баёни:

Реал газлар молекулаларнинг ўз ҳажмларининг борлиги ва улар ўзаро таъсирида бўлганликлари билан идеал газлардан ажраладилар. Ван-дер Ваальс [1] бу фарқларни ҳисобга олиб, Клапейрон тенгламасига иккита тузатиш киргизди. Бу тузатмаларда молекулаларнинг тортув ва итарув кучлари ҳисобга олинган.

Идеал газ молекулалари нукта, реал газ молекулалари бўлса, маълум ҳажмига ега деб қаралади. Шунинг учун ҳам идишдаги реал газ молекулалари идеал газ молекулалари каби еркин ҳаракат қилмайдилар.

Молекулаларнинг еркин ҳаракатланадиган газнинг умумий ҳажмидан раел газ ишғол қилган ҳажм б-миқдорига кичик бўлади б-га эффектив ҳажм дейилади. У газ молекулаларининг ўлчамларига боғлиқдир. Демак, молекулаларнинг еркин ҳаракатланишлари учун В-б ҳажм қолар екан. Бир мол газ учун тўзатма киргизилгандан сўнг, Клапейрон тенгламаси қуйидагича ёзилади:

$$P(V - b) = RT \quad (1)$$

газ босими бўлса:

$$P = \frac{RT}{V - b} \quad (2)$$

$T=0^{\circ}\text{C}$ температурада газнинг умумий ҳажми ҳамма молекулалар егаллаган ҳажмга тенг бўлади, яъни $V = b$ шуни ҳам айтиш керакки, В-миқдор газнинг ҳамма молекулалари егаллаган ҳажмга тенг емас. Бу миқдор газ молекулаларининг ҳақиқий ҳажмидан 4 мартаба каттадир.

Қуйидаги мулоҳазани текшириб кўрамиз. Икки молекула бир-бири билан ҳар қандай тўқнашганда уларнинг марказлари орасидаги масофа молекуланинг диаметри $d = 2r$ қадар яқинлашади. Бир молекула иккинчи молекуланинг истаган томонидан қанчалик унга яқинлашса ҳам, биринчи молекуланинг маркази иккинчисининг сфераси ичига киролмайди. Сфера ҳажми молекула ҳажмидан

$$\frac{\frac{4}{3}\pi R^3}{\frac{4}{3}\pi r^3} = \frac{(2r)^3}{r^3} = 8; \text{ мартаба каттадир .}$$

Бундай ҳажмда икки молекула ҳаракатлана олмайди. Битта молекуланинг ҳаракати учун юқорида айтилган сфера ҳажмининг ярми, яъни ҳар бир молекуланинг ҳажмидан 4 мартаба катта бўлган ҳажм керак бўлади.

Демак, Клапейрон тенгламасига фақатгина «б» тузатмасини киргизиш етарли емас екан. Шу сабабли тузатилган Клапейрон тенгламаси билан ҳисобланган газ босими манометр кўрсатган босимдан катта бўлади. Клапейрон тенгламасининг реал газ ҳолатни тўғри ифодалаш учун Ван-дер-Ваалс унга яна бошқа бир тузатиш киргизади. Молекулаларнинг ўзаро тортишувлари бу тузатманинг киргизилишига сабабчи бўлади. Молекулаларнинг ўзаро тортув кучлари натижасида шундай қўшимча босим пайдо бўладики, бунга ички босим дейилади. Ички босим P_i ҳам газни сиқади. Ички босимнинг келиб чиқишни қуйидагича тушунтириш мумкин: Газ ичидаги ҳар бир молекула бошқа молекулалар

томонидан текис ўраб олинган бўлиб, кўшни молекулалар учун ҳар томондан тенг тортадилар. Тортув кучлари ҳар томондан тенг бўлганликлари сабабли, улар ўзаро йўқоладилар. Шунинг учун газ ичидаги молекулалар еркин ҳаракатлана оладилар. Агар молекула идиш деворига яқинлашса, қолган газ молекулалари уни яна газ ичига томон тортадилар.

Агар молекула газ ичида ρ -тезлик билан ҳаракатланса, деворга яқинлашган сари унинг тезлиги камай боради. Бунинг сабаби, идиш деворидан узоқда бўлган молекулалар деворга яқинлашаётган молекулаларни газ ичига томон тортишларидадир.

Молекулаларнинг ўзаро тортишишлари бўлмаганда идиш деворларига бериладиган босим P_n -миқдори қадар кўп бўлар еди. Тажрибадан олинган натижалар билан назарий ҳисоблаб чиқарилган қийматларнинг бир-бирига тўғри келишлари учун (2) тенгламанинг ўнг томонига ички босим P_n -тузатмасини киргизиш керак. Босим учун бу тузатмани киргизгандан кейин қуйидаги ифодани оламиз:

$$P = \frac{RT}{V-b} - P_i \quad (3)$$

Газ молекулалари идиш деворига яқинлашганда, девор билан молекула орасидаги тортув кучи пайдо бўлади. Температура мувозанатида деворга қараб бораётган ва девордан қайтаётган газ молекулаларининг ўртача энергиялари бир-бирига тенг бўлганликлари учун идиш девори билан газ молекулалари орасидаги тортув кучи ҳисобга олинмайди. Молекуланинг идиш деворига яқинлашиши билан унинг тортув кучи ўсганлиги сабаби, тезлиги ҳам ортиб боради ва идиш деворидан узоқлашган сари унинг тезлиги камай боради. Шу сабаби идиш девори билан молекуланинг тўқнашувидаги куч импульсларининг йиғиндиси қийматлари нолга тенг бўлади. Натижада газ молекулаларининг идиш деворига берган куч импульслари босим сифатида таъсир етмайди.

Ички босим P_n -нинг миқдори газ зичлигининг квадратига пропорционалдир. Газ ичида бирор текис юзани кўз олдимизга келтирайлик. Шу текис юзанинг ҳар икки томонидаги молекулалар бир-бири билан тортишадилар. Ўзаро тортишув кучлари юзанинг бир томонидаги 1 см^3 ҳажмдаги молекулаларнинг сонига ва юзанинг иккинчи томонидаги молекулалар сонига тўғри пропорционалдир.

Юзанинг чап томонидаги 1 см^3 ҳажмдаги газ молекулаларининг сони икки марта орца, унинг босими ҳам икки марта кўпаяди. Агар бир вақтда чап ва ўнг томондаги юзаларга таъсир етувчи газ молекулаларининг сони икки марта кўпайса, натижасида босим тўрт марта ортади. Демак, текис юзанинг 1 см^3 юзасига таъсир етган молекулаларнинг ўзаро тортишувларидан пайдо бўлган ички босим P_n - 1 см^3 ҳажмдаги газ молекулалар сони (n) нинг квадратига тўғри пропорционал бўлар экан, яъни:

$$P_i = Cn^2;$$

бундаги C -ўзгармас бўлиб, молекулаларнинг хусусиятига боғлиқдир. Бир мол газдаги молекулалар сони N ва унинг ҳажмини, V_0 - иккинчи босим миқдори учун

қуйидагини ёзамиз: $P_i = \frac{CN^2}{V_0^2}$; агар, $CN^2 = a$ десак,

$$P_i = \frac{a}{V_0^2}; \quad (4)$$

бўлади. (4) ни (3) га қўйсақ, қуйидаги тенглама келиб чиқади:

$$P = \frac{RT}{V_0 \cdot b} - \frac{a}{V_0^2} \quad (5)$$

(5) чи тенгламадаги биринчи ифоданинг сурат ва маҳражини $(V + b)$ га кўпайтирсак,

$$P = \frac{RT(V + b)}{V^2 - b^2} - \frac{a}{V^2};$$

ни оламиз. «б²» жуда кичик бўлгани учун уни еътиборсиз қолдирсак, реал газ босимини кўрсатадиган тенглама қуйидагича ёзишимиз мумкин:

$$P = \frac{RT}{V} + \frac{RTb}{V^2} - \frac{a}{V^2}; \quad (6)$$

(5) тенгламани 1 мол газ учун қуйидагича ёза оламиз:

$$\left(P + \frac{a}{V_0^2}\right)(V_0 - b) = RT; \quad (7)$$

Бу тенгламага Ван-дер-Ваалс тенгламаси дейилади. Ван-дер-Ваалс тенгламасидаги «а» ва «б» ўзгармас сонлари реал газларнинг хусусиятларини белгилайди. «а» ва «б» қийматлари тажрибада топилади.

Истаган миқдордаги газ учун Ван-дер-Ваалс тенгламасини чиқарамиз. Агар Т-температурада, V- ҳажмда, n-мол газ бўлса, бу ҳажмни қуйидагича ифодалаймиз.

$$V = nV_0;$$

1 мол газнинг ҳажми V_0 -ни топиб, (7) чи тенгламага қўйгандан кейинги Ван-дер-Ваалс тенгламасини истаган миқдордаги газ учун татбиқ қилиш мумкин бўлади.

$$\left(P + n^2 \frac{a}{V^2}\right)(V - nb) = nRT; \quad (8)$$

(8) тенглама чидаги $n = \frac{M}{\mu}$ бўлади. M-газнинг миқдори, μ -молекуляр оғирлиги «а»

ва «б» тузатма ўзгармас миқдордир.

Назорат саволлари:

1. Ван-дер-Ваалс тенгламасининг кўриниши қандай бўлади?

2. Ван-дер-Ваалс тенгламаси Клапейрон тенгламасининг кўринишидан қандай фарқи бор?

Мустақил иш учун топшириқ:

1. Ван-дер-Ваалс тенгламасини келтириб чиқаринг. Реал газларнинг ҳолат тенгламасини ёзиб, Ван-дер-Ваалс тузатмаларини маъносини тунуштиринг.

2. Реал газ изотермасини чизиб, унинг идеал газ изотермасидан фарқини тушунтиринг.

3. Қандай экспериментал шароитда идеал газ моделидан фойдаланиб бўлмайди ?

Мавзуга оид адабиётлар:

1. Паул А. Типлер. Гене Мосса, Пхйссисс фор ссиентисц анд енгинеерс. (with модерн пхйссисс) W. X. Фрееман анд Сомпанй • New Ёрк. 2016.

2. Карабайева М.А.Молекуляр физика.Т.Университет.2014.240 б.

3.Сивухин В.В.Умумий физика курси.Термодинамика ва молекуляр физика Т.1984й.526 б.

4. Хайриддинов Б “Молекуляр физика” Тошкент ,2004.
5. Қодиров О “Молекуляр физика” Тошкент , 2004.
6. Абдуллаев Р.М., Хамиджонов И, Карабаева М.А. «Молекуляр физика», Университет, Т. 2003.- 121 б.
7. Абдуллаев А. «Молекуляр физика» - Гулистон.2012.- 95 б.

24-мавзу. Ван-дер-Ваальс изотермалари.

Асосий саволлар:

1. Ван-дер-Ваальс изотермалари.
2. Газларнинг суюқлиши ва фазавий ўтишлар.

Мавзуга оид таянч тушунча ва иборалар: Ван –дер- Ваальс изатермаси, метастабил ҳолатлар, ўта туйинган буғ, ўта қизиган суюқлик, вериал коэффициентлари.

1-асосий саволнинг мақсади: Молекулалараро ўзаро таъсир кучлари қандай катталикларга боғлиқ эканлиги ўрганилади ва Ван-дер-Ваальс изотермалари чизилади.

Идентив ўқув мақсадлари:

1. Ван-дер-Ваальс тенгламаси билади.
2. Ван-дер-Ваальс изотермаларини идеал газ изотермаларидан фарқлай олади.

1-мавзунинг баёни: Ван-дер-Ваальс тенгламасини график равишда кўрсатиш мумкин. Агар берилган температура учун координатанинг горизонтал ўқиға Ван-дер-Ваальс тенгламаси билан ҳисоблаб чиқарилган ҳажм V , ҳам вертикал ўқиға бунга тўғри келган босим P қийматларини қўйиб чиқсак, Ван-дер-Ваальс тенгламасининг графиги авсдефг –тўлқинсимон егри чизиқ шаклини олади.

Бу изотерманинг ва деф қисми тўлқинсимон болиб, бундаги в,д ва ф нуқталарида босим катталиги бир хил бўлиб, ҳажм қиймати бўлса уч хил V_1, V_2, V_3 бўлади. Демак, Ван-дер-Ваальс тенгламаси кубинч (учинчи даражали) тенглама экан. Ҳақиқатан ҳам Ван-дер-Ваальс тенгламасидаги қавсни очиб, унинг ҳар бир аъзосини $\frac{V^2}{P}$ га кўпайтирсак, [2] қуйидаги ифодани оламиз:

$$V^3 - bV^2 - \frac{RT}{P}V^2 + \frac{a}{P}V - \frac{ab}{P} = 0, \quad (1)$$

Газ ҳароратининг ортиши билан графикнинг тўлқинсимон қисми озайиб, «а» ва «с» нуқталари бир-бирига яқинлаша борадилар. Маълум ҳароратда бўлса, бу «а» ва «с» нуқталари қўшилишиб, битта «к» нуқтасини пайдо қилади.

«в» ва «ф» нуқталарнинг қўшилиши натижасида босим P бир хил бўлиб, ҳажмларнинг учаласи ҳам бараварлашади, яъни $V_1 = V_2 = V_3$; ҳажмнинг ҳар уч қиймати тенглашган нуқтага критик нуқта дейилади.

Критик нуқтада реал газларнинг ҳолатини характерлайдиган параметрларга критик параметрлар деб ном берилади. Критик ҳажм V_k , критик босим (P_k) ва критик температура (T_k).

Реал газларнинг критик ҳолатини ифодаловчи тенгламани қуйидагича ёзишимиз мумкин. $(V - V_k)^3 = 0$ қавсни очсак $V^3 - 3V^2 \cdot V_k + 3V \cdot V_k^3 - V_k^3 = 0$ (2)

(1) ва (2) тенгламалардаги V^3, V^2 ва V ҳажмлари олдидаги коэффициентларни тенглаштириб, «а» ва «б» миқдорларнинг критик ҳажм (V_k), критик босим (P_k) ва критик температура (T_k) билан боғланишни топамиз:

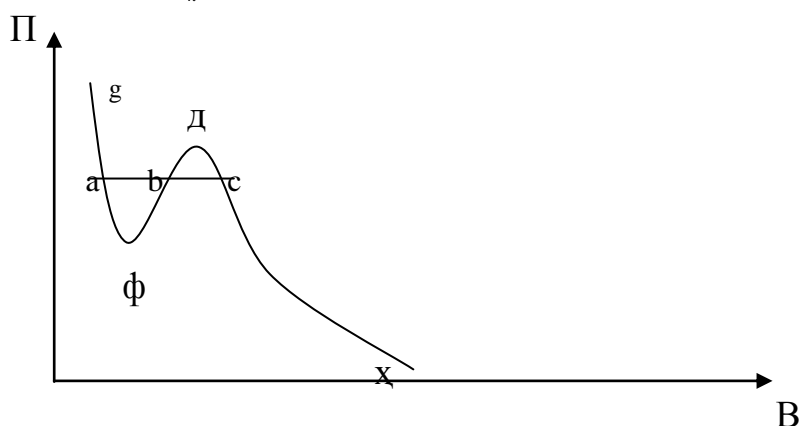
$$b + \frac{RT_k}{P_k} = 3V_k; \quad \frac{a}{P_k} = 3V_k^2; \quad V_{kr}^3 = \frac{ab}{P_k} \quad (3)$$

(1) тенгламани критик ҳолатда бўлган вақтида тенглаштирганимиз учун T ва P параметрларга «к» индексни ёзамиз.

Одатда берилган газ учун P_k, V_k, T_k критик қийматлар тажрибадан топилгандан кейин (3) тенглама ёрдами билан «а» ва «б» қийматлари аниқланади. Масалан: корбонат ангидрид газ (углекислий) учун

$$P_k = 73 \text{ ат}; \quad V_k = 98,2 \text{ см}^3 \quad \text{ва} \quad t_k = 31,35^\circ \text{C}$$

$$P_k = 218 \text{ ат}; \quad V_k = 55,0 \text{ см}^3 \quad \text{ва} \quad t_k = 374^\circ \text{C}$$



28-расм.

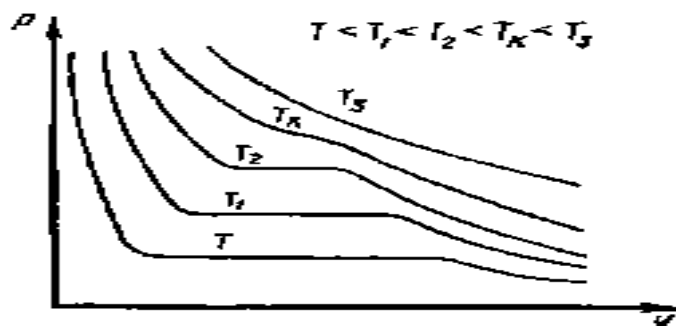
Критик температурадан юқори даражаларда реал газ хусусиятлари идеал газникидек бўлади. Шунинг учун юқори температурали газ учун чизилган Ван-дер Ваалс изотермаси Клапейрон изотермасидан оз фарқ қилади. Температураси критик даражадан пастда бўлган газлар учун Ван-дер-Ваалс егри чизиғининг айрим қисмларини текшираемиз. Агар «а» нуқтасидан бошлаб газ ҳажмини озайтира борсак, «с» нуқтагача газнинг босими кўпайиб боради. Ҳажмнинг кейинги озайиши билан газнинг босими «е» нуқтага қадар камаяди. «е» нуқтасидан бошлаб яна босим кўпая бошлайди. Демак, егри чизикнинг сде қисмида ҳажмнинг камайиши билан босим ҳам озая боради. Егри чизикнинг сде қисмига қараб жисм қандай ҳолатда эканлигини айта олмаемиз. Бу ҳолатни тажрибада кўриш жуда қийиндир. Чунки егри чизикдаги сде ҳолатидан суюқ ҳолатга ёки газ ҳолатга ўтади. Егри чизикнинг «а-б» қисмида ҳажм озаяди аммо босим орта боради.

Демак, изотерманинг бу қисми жисмнинг газ ҳолатини ёки тўйинмаган буғ ҳолатини ифодалайди. Егри чизикнинг «а-б» қисми учун Клапейрон қонунини татбиқ етамиз.

Бу ҳолатни «б» нуқтага етгандан кейин, у тўйинган буғ ҳолига келади. Буғ жойлашган фазога яна кўшимча буғ жойлаша олмайдиган ҳолатга тўйинган буғ деб айтилади.

Тўйинган буғларнинг изотермик сиқилишларида уларнинг бир қисми суюқликка айланиб, босими еса ўзгармайди. Бироқ тўйинган буғларнинг температуралари жуда тезлик билан пасайганда, улар суюқ ҳолга ўтмасдан ўта тўйинган ҳолатга келадилар.

Егри чизикнинг «б-с» қисми ўта тўйинган буғ ҳолатини кўрсатади. Егри чизикнинг бу қисмини тажрибада кўриш мумкин бўлади.



§ 29-rasm.

Ўта тўйинган буғ ҳолати турғун бўлмасдан осонлик билан суюқлик ёки тўйинган буғ ҳолатига ўтади. Яъни ҳолат б-нуқта билан емас б¹-нуқта билан аниқланади. «еф» қисми кенгайганда суюқлик ҳолатини кўрсатади. Тажрибада бу ҳолатни куйидагича кўриш мумкин: жуда ҳам тозаланган шиша идишга тоза спирт куйилади. Спиртни қайнатиш билан ундаги ҳаво чиқарилади, маҳкам қилинади ва янгидан қиздирилади. Қиздириш натижасида спирт кенгайиб, идишни тўлдиради. Спирт совиб, ўзининг аввалги температурасига келса ҳам унинг ҳажми кенгайган ҳолда қолаверади. Чунки, спирт идиш деворига ёпишиб еркин юзани ҳосил қилмайди. Бу идишни қаттиқ силкитганда спирт идиш деворининг бир қисмидан ажралиб, юза таранглик парданинг ёрдами билан товуш чиқариб, ўзининг авалги ҳажмига қайтиб келади. Идишдаги суюқлик нормал зичликка ега бўлиб унинг устида қисман тўйинган буғ ҳосил бўлади. «ф» нуқта жисмнинг суюқ ҳолатини ифодалайди. Егри чизикнинг «фг» қисми тез юқорига кўтарилади. Бу тажриба суюқлик ҳажмининг озгина кичрайиши билан унинг босими тез кўтарилишини кўрсатади. Демак, суюқлик ҳажмини озроқ ўзгартиш учун катта босим бериш керак. Шундай қилиб, Ван-дер-Ваальс изотермасининг «б» нуқтасида жисм тўла равишда тўйинган буғ ҳолида бўлиб, «ф» нуқтасида еса суюқ ҳолатда бўлади. Критик температурада бу нуқталар қўшилиб кетадилар. Демак, критик нуқтада жисмнинг ҳар икки ҳолати (тўйинган буғ ва суюқлик) қўшилади. Суюқлик ва унинг тўйинган буғи орасидаги фарқ к-нуқта ҳолатида йўқолади.

Рус олими Д.И. Менделеев жисмларнинг критик ҳолатини тажриба йўли билан очди. Менделеев ҳар қандай жисмларнинг критик нуқтадан юқори температураларда суюқ ҳолатда тура олмасликларини аниқлади. Демак, критик температура деб, ундан юқори ва у билан баробар температурада турган газларнинг босимини орттириш билан суюқликка айлантириш мумкин бўлмаган температурага айтилади. Ван-дер-Ваальс тенгламасини реал газлардан ташқари суюқликларга ҳам татбиқ қилиш мумкин. Тенгламанинг егри чизиғи максимум ва минимумлардан иборат. Минимал қийматига газнинг суюқ ҳолати, максимум қийматига газсимон ҳолати мос келади.

Тажрибада д максимум ва ф минимумлар кузатилмайди, фақат абс чизикли ўтиш кузатилади. сд кесмани ч кесманинг давоми деб қараш мумкин, яъни модда бу ҳолатда газсимон кўринишда бўлади. Бунда буғ *ўта*

туйинган ҳолатда бўлади, яъни буғ миқдори унинг туйиниш миқдоридан кўп бўлади. Бундай буғ **ўта туйинган** ёки **ўта совиган** буғ деб аталади. аф тармоқ суяқ ҳолатга мос келади. Модданинг бу ҳолати **ўта қизиган суяқлик** деб аталади.

фбд қисмдаги ҳолатлар ностабил, сд ва аф қисмларга мос келувчи ҳолатлар метастабил ҳолатлар деб аталади. Шу сабабли бу ҳолатлар тажрибада кузатилмайди. Ван-дер-Ваалъс тенгламасини тажриба натижалари билан солиштириш кўрсатадики а ва б катталиклар берилган газ учун мутлоқ доимий қийматга ега эмас экан. а ва б константалар ҳароратга боғлиқ бўлар экан.

Шунингдек, амалий топилган P_k, V_k, T_k

ларнинг қийматлари назарий қийматларга мос келмайди. Бу четлашишлар Ван-дер-Ваалъс тенгламасининг тақрибий эканини исботлайди.

Ҳозирги пайтда реал газ ҳолатини тасвирлаш учун янада умумийроқ тенглама қабул қилинган[2]:

$$PV = RT + \frac{B}{V} + \frac{C}{V^2} + \dots$$

Бу ерда B, C, ... коэффициентлар тажрибадан аниқланади ва улар ҳароратга боғлиқ. Бу коэффициентлар **вириал коэффициентлар** деб аталади.

Назорат саволлари:

1. а-тузатманинг моҳиятини тушунтиринг.
2. Реал газлар орасида қўшимча босим қандай қилиб юзага келади?
3. а ва б-константалар тўғрисида тушинча беринг

Мустақил иш учун топшириқ:

1. “а” ва “б” тузатмани ҳисобга олинг ва изотермалар оиласини чизинг. босимнинг манфий қисмининг физик маъносини тушунтиринг.
2. Агар сувнинг ички босими 11 000 атм.га тахминан тенг бўлса, ҳисоблаш нимани кўрсатади ?
3. Манометр ёрдамида реал газнинг ёки суяқликнинг босимини ўлчаш мумкинми
4. Ўзгармас ҳажм ва босимда идеал ва реал газнинг солиштирма иссиқлик сиғимини қандай аниқлаш мумкин ?
5. Бўшлиқда реал газ адиабатик кенгайди. Унинг ички энергияси қандай ўзгаради ? Температурасичи ? Энтропиясичи ?
6. PV координата ўқларида Ван-дер-Ваалъс изотермасини чизинг. Уни идеал газ изотермаси оиласи билан солиштиринг.

Мавзуга оид адабиётлар:

1. Паул А. Типлер. Гене Мосса, Пхйссисс фор ссиентисц анд енгинеерс. (витх модерн пхйссисс) W. Ҳ. Фрееман анд Сомпанй • New Ёрк. 2016.
2. Карабайева М.А. Молекуляр физика. Т. Университет. 2014. 240 б.
3. Сивухин В.В. Умумий физика курси. Термодинамика ва молекуляр физика Т. 1984й. 526 б.
4. Хайриддинов Б “Молекуляр физика” Тошкент ,2004.
5. Қодиров О “Молекуляр физика” Тошкент , 2004.
6. Абдуллаев Р.М., Хамиджонов И, Карабаева М.А. «Молекуляр физика», Университет, Т. 2003.- 121 б.
7. Абдуллаев А. «Молекуляр физика» - Гулистон. 2012.- 95 б.

25-мавзу. Критик ҳолат.

Асосий саволлар:

1. Критик ҳолат, мос ҳолатлар қонуни, реал газларнинг иссиқлик сиғими.

2. Реал газнинг ички энергияси

Мавзуга оид таянч тушунча ва иборалар: Реал газ, мос ҳолатлар, молекуланинг хусусий ўлчами, хаотик ҳаракат, инверсия нуқтаси, тортишиш, итариш кучлари, босим, ҳарорат, реал газлар изотермаси, фазалар, фазавий ўтишлар, реал газларнинг иссиқлик сиғими, реал газнинг ички энергияси.

1-асосий саволнинг мақсади: Критик ҳолат, мос ҳолатлар қонуни, реал газларнинг иссиқлик сиғими ва реал газнинг ички энергияси ҳақида маълумот берилади.

Идентив ўқув мақсадлари:

1. Критик ҳолатларни билади.

2. Критик ҳолат фарқлайди.

3. Критик ҳолатни келтириб чиқара олади.

4. Ван-дер-Ваальс изотермаларини идеал газ изотермаларидан фарқлай олади.

1-мавзунинг баёни: Критик ҳолат. Ван-дер-Ваальс тенгламасидаги қавсни очиб, унинг ҳар бир аъзосини $\frac{V^2}{p}$ га кўпайтирсак, қуйидаги ифодани оламиз [6]:

$$V^3 - bV^2 - \frac{RT}{P}V^2 + \frac{a}{p}V - \frac{ab}{p} = 0, \quad (1)$$

Газ ҳароратининг ортиши билан графикнинг тўлқинсимон қисми озайиб, «а» ва «с» нуқталари бир-бирига яқинлаша борадилар. Маълум ҳароратда бўлса, бу «а» ва «с» нуқталари қўшилишиб, битта «к» нуқтасини пайдо қилади.

«в» ва «ф» нуқталарнинг қўшилиши натижасида босим P бир хил бўлиб, ҳажмларнинг учаласи ҳам бараварлашади, яъни $V_1 = V_2 = V_3$; ҳажмнинг ҳар уч қиймати тенглашган нуқтага критик нуқта дейилади.

Критик нуқтада реал газларнинг ҳолатини характерлайдиган параметрларга критик параметрлар деб ном берилади. Критик ҳажм V_k , критик босим (P_k) ва критик температура (T_k).

Реал газларнинг критик ҳолатини ифодаловчи тенгламани қуйидагича ёзишимиз мумкин. $b + \frac{RT_k}{P_k} = 3V_k$ қавсни очсак $V^3 - 3V^2 \cdot V_k + 3V \cdot V_k^3 = 0$ (2)

(1) ва (2) тенгламалардаги V^3, V^2 ва V ҳажмлари олдидаги коэффициентларни тенглаштириб, «а» ва «б» миқдорларнинг критик ҳажм (V_k), критик босим (P_k) ва критик температура (T_k) билан боғланишни топамиз:

$$b + \frac{RT_k}{P_k} = 3V_k; \quad \frac{a}{P_k} = 3V_k^2; \quad V_{kr}^3 = \frac{ab}{P_k} \quad (3)$$

(1) тенгламани критик ҳолатда бўлган вақтида тенглаштирганимиз учун T ва P параметрларга «к» индексини ёзамиз.

Одатда берилган газ учун P_k, V_k, T_k критик қийматлар тажрибадан топилгандан кейин (3) тенглама ёрдами билан «а» ва «б» қийматлари аниқланади. Масалан: корбонат ангидрид гази (углекислий) учун

$$P_k = 73 \text{ ат}; \quad V_k = 98,2 \text{ см}^3 \quad \text{Ва} \quad t_k = 31,35^\circ \text{C}$$

$$P_k = 218 \text{ ат}; \quad V_k = 55,0 \text{ см}^3 \quad t_k = 374^\circ \text{C}$$

Шундай қилиб учта тенглама бўлиб ундан иккита Ван-дер-Ваальс доимийсини аниқлаш мумкин бўлади. Агар Р (3) орқали аниқлансагина тенглама қаноатлантирилади. Бу тенгламани Р, а, б га нисбатан ечсак:

$$a = 3p_{kr} V_{kr}^2; b = V_{kr} / 3; R = 8p_{kr} V_{kr} (3T_{kr}). \quad (4)$$

3-жадвалда айрим моддаларнинг критик параметрларининг қийматлари берилган.

3-жадвал

Моддалар	$T_{кр}, \text{ К}$	$P_{кр}, 10^5 \text{ Па}$	$V_{кр}, 10^{-3} \text{ м}^3/\text{кг}$
Бодород	33,2	13,29	32,26
Азот	126,0	33,93	3,22
Кислород	164,3	50,34	2,32
Хлор	417,1	77,08	1,75
Сув буғи	647,25	220,53	2,50

Тажриба ҳар бир газнинг ўзига хос критик температураси, критик ҳажми ва критик босими борлигини кўрсатади. Кўп суюқликларнинг критик температураси Надеждин, Зайончевске, Авенариус ва бошқа олимлар томонидан текширилган. Критик температуралардан пастда, иссиқлик даражасида бўлган жисмлар тўла суюқ ёки тўла газ ҳолида, ёки ўзининг тўйинган буғи билан чегарадош бўлиб, суюқ ҳолда бўлишлари мумкин. Критик температурадан юқори бўлган температураларда жисмлар фақат газ ҳолатида турадилар. Критик температурадан юқори температурада бўлган газларни босиш билан уларни суюқ ҳолга айлантириш мумкин эмас. Демак, газларнинг суюқ ҳолатига келтириш учун аввал унинг температурасини критик температурдан пастга тушириб, кейин уни сиқиш керак. Критик температурадан юқори температурада бўлган газ ҳолатидаги жисмларни газ деб атайдилар ва температураси критик температурадан пастда бўлган газ ҳолатидаги жисмларни буғ деб аташ қабул қилинган.

Мос ҳолатлар қонуни. Ван-дер-Ваальс тенгламаси газнинг табиатига боғлиқ. Турли газлар учун бир хил ҳароратда турлича изотермалар ҳосил қилинади. Лекин изотерма тенгламасини газ табиатига боғлиқ бўлмайдиган кўринишга келтириш мумкин. Бунинг учун газ ҳолатининг параметрлари критик параметрлар билан бирдай нисбатларда бўлиши керак.

$$\frac{T}{T_k} = \theta; \quad \frac{P}{P_k} = \pi; \quad \frac{V}{V_0} = \omega;$$

(4)

(4) деб белгилаймиз. Бу ўлчамсиз катталиқлар келтирилган параметрлар деб аталади. (4) дан $T = \theta T_k, P = \pi P_k, V = \omega V_k$ ларни Ван-дер-Ваальс тенгламасига қўйсак

$$\left(\pi + \frac{3}{\omega^2} \right) \left(\omega - \frac{1}{3} \right) = \frac{8}{3} \theta, \quad (5)$$

(5) да алоҳида моддани характерлайдиган константа йўқ. Шунинг учун бу тенглама барча моддалар учун ўринли бўлган универсал тенгламадир. Бу тенглик келтирилган ҳолатлар тенгламаси деб аталади. Бу тенгламалар шундай хусусиятга егаки, агар моддаларда иккита келтирилган параметр бирдай бўлса, учинчиси ҳам бирдай бўлиб чиқади. Шу сабабли бу қонун мос ҳолатлар қонуни деб аталади.

Мос ҳолатлар қонуни ҳам тақрибий характерга ега. Лекин бу қонун ёрдасида турли газларнинг номаълум изотермаларини ҳисоблаш мумкин.

Реал газларнинг иссиқлик сиғими. Идеал газнинг иссиқлик сиғими газнинг ҳароратига ҳам, ҳажмига ҳам боғлиқ эмас. Ички энергияси еса фақат ҳароратга боғлиқ. Реал газларда ички энергия фақат ҳароратга эмас, балки молекулалар орасидаги масофага, бинобарин молекулаларнинг ўзаро таъсир потенциал энергиясига ҳам боғлиқ,

$$\text{яъни} \quad U = f(T, V).$$

$$\text{Маълумки} \quad C = \frac{dQ}{dT}.$$

Термодинамиканинг биринчи қонунига мувофиқ $dQ = dU + dA$.

$$\text{Шунга кўра} \quad C = \frac{dU + dA}{dT}. \quad (6)$$

Реал газлар учун ички энергия ўзгариши икки қисмдан иборат деб қараш мумкин: 1) ўзгармас ҳажмда фақат ҳароратнинг ўзгаришига боғлиқ бўлган қисми,

$$\text{яъни} \quad (dU)_V = \left(\frac{\partial U}{\partial T} \right)_V dT, \quad (7)$$

2) ўзгармас температурада фақат ҳажмнинг ўзгаришига боғлиқ бўлган қисми:

$$(dU)_T = \left(\frac{\partial U}{\partial V} \right)_T dV. \quad (8)$$

$$\text{Бинобарин} \quad dU = (dU)_V + (dU)_T = \left(\frac{\partial U}{\partial T} \right)_V dT + \left(\frac{\partial U}{\partial V} \right)_T dV = C_V dT + [T(\partial p / \partial T)_V - p] dV. \quad (9)$$

Ван-дер-Ваалс теҳғламасига бўйсинувчи газларнинг ички энергияси аниқлашда

$$E_p = \int_{\infty}^V \frac{a}{V^2} dV = -\frac{a}{V}, \quad (10)$$

$$U = C_V T - a/V. \quad (11)$$

Назорат саволлари:

1. “а” тузатманинг моҳиятини тушунтиринг.
2. Реал газ молекулалари орасида кўшимча босим қандай қилиб юзага келади?
3. “а” ва “б” константалар тўғрисида тушунчалар беринг?
4. Келтирилган параметрларни ёзинг.

А) $\frac{T}{T_k} = \theta$, Б) $\frac{P}{P_k} = \pi$, С) $\frac{V}{V_k} = \omega$, Д) $\frac{a}{b} = k$, Е) А, Б, С жавоблар тўғри.

5. Келтирилган ҳолатлар тенгламаси қандай хусусиятга ега?

2-асосий саволнинг мақсади: Реал газларда ички энергия молекулаларининг температурага боғлиқ бўлган, кинетик энергияси ва молекулалар орасидаги масофага боғлиқлиги ҳақида маълумот берилади.

Идентив ўқув мақсадлари:

1. Идеал ва реал газ ички энергиялари орасидаги асосий фарқни билади.
2. Реал газнинг ички энергиясини изоҳлай олади.

1-мавзунинг баёни:

Идеал газнинг ички энергияси молекулалар хаотик ҳаркатиининг кинетик энергияси билангина аниқланади. Реал газларда молекулаларнинг ўзаро таъсири уларнинг ўзаро Е потенциал энергиясини белгилайди, шунинг учун теал газнинг

ички энергияси унинг молекулалари ҳаракатининг кинетик энергияси ва молекулаларнинг ўзаро потенциал энергияси йиғиндисига тенг:

$$U = E_k + E_{\text{П}}$$

Молекулаларнинг $E_{\text{П}}$ ўзаро потенциал энергияси молекулалар орасидаги ўртача масофага боғлиқ ва шунинг учун у газ егаллаган ҳажм ўзгарганда ўзгаради. Газ ва ташқи муҳит орасида энергия алмашиши бўлмаган ҳолда газнинг ички энергияси доимий қолиши керак. Бинобарин, бу ҳолда энергия кўринишларидан бири ўзгарганда энергиянинг бошқа кўриниши ҳам мос равишда ўзгариши керак.

$$\Delta E_p = -\Delta E_k$$

Ван-дер-Ваальс тенгламасига бўйсунадиган газ учун Жоул-Томсон эффектининг ишораси тенгламадаги тузатма ҳадлардан қайси бири катта рол ўйнашига боғлиқ. Дастлаб газ молекулалари орасидаги тортишиш кучини ҳисобга олиш билан боғлиқ бўлган тенгламанинг биринчи тузатма ҳадини ҳисобга олмаслик мумкин бўлган газни қарайлик. Бу ҳолда молекула орасидаги масофа ортиши билан молекулаларнинг ўртача кинетик энергияси камаяди, бу еса газ температурасининг пасайишини билдиради.

Бинобарин, тортишиш кучлари муҳим рол ўйнаган ва Ван-дер-Ваальс тенгламасида а тузатма ҳадини ҳисобга олмаслик мумкин бўлган газ кенгайганда совуяди ва мусбат Жоул-Томсон эффектини беради.

Айни бир газ учун Жоул-Томсон эффектининг ишораси газнинг температурасига ва босимига боғлиқ. Бунда ҳар бир газ учун мусбат эффект температура ва босим қийматларининг чегараланган соҳаларидагина кузатилади. Ҳар бир газ учун Жоул-Томсон эффекти нолга тенг бўлган температура ва босимнинг қийматлари мавжуд ва идеал газ каби, газ кенгайганда исимаиди ва совумаиди. Жоул-Томсон эффекти нолга тенг бўлган газнинг ҳолати инверсия нуқтаси дейилади. Бу ҳолда газ молекулалари орасидаги тортишиш кучларининг таъсири итаришиш кучларининг таъсирини тўла компенсациялайди ва шунинг учун газнинг катта бўлмаган кенгайишида температураси ўзгармайди. Енди газларни совутиш усуллари билан танишамиз.

Назорат саволлари:

1. Реал газнинг ички энергия тўғрисида тушунча беринг.
2. Молекулаларнинг ўзаро таъсир потенциал энергияси газнинг қайси параметрига боғлиқ?
А) газнинг ҳажмига, Б) босимига, С) Молекулалар орасидаги масофага, Д) ҳароратга, Е) Жавобларнинг ҳаммаси тўғри.
3. Жоул ва Томсон эффектининг моҳияти нимадан иборат?
4. Инверсия нуқтаси нима ва уни мисолларда тушунтиринг.
5. Ван-дер-Ваальс тенгламаси билан Жоул-Томсон эффекти ўртасида қандай боғланиш бор?

Мавзуга оид мустақил иш учун топшириқлар: 1. Критик параметрларни аниқлаш методлари

Мавзуга оид адабиётлар:

1. Паул А. Типлер. Гене Мосса, Пҳйсисс фор ссиентисц анд енгийнээрс. (with модерн пҳйсисс) W. Ҳ. Фрееман анд Сомпанй • New Ёрк. 2016.
2. Карабайева М.А. Молекуляр физика. Т. Университет. 2014. 240 б.

3. Сивухин В.В. Умумий физика курси. Термодинамика ва молекуляр физика Т.1984й. 526 б.

4. Хайриддинов Б “Молекуляр физика” Тошкент, 2004.

5. Қодиров О “Молекуляр физика” Тошкент, 2004.

6. Абдуллаев Р.М., Хамиджонов И, Карабаева М.А. «Молекуляр физика», Университет, Т. 2003.- 121 б.

7. Абдуллаев А. «Молекуляр физика» - Гулистон. 2012.- 95 б.

26-мавзу. Газнинг бўшлиқда кенгайиши. Жоул-Томсон самараси.

Асосий саволлар:

1. Газнинг бўшлиқда кенгайиши.

2. Жоул-Томсон самараси.

Мавзуга оид таянч тушунча ва иборалар: Реал газ, мос ҳолатлар, молекуланинг хусусий ўлчами, хаотик ҳаракат, изобарик, тортишиш, итариш кучлари, босим, ҳарорат, реал газлар изотермаси, фазалар, фазавий ўтишлар, реал газларнинг иссиқлик сифими, реал газнинг ички энергияси, босим, ҳарорат, инверсия, Жоул-Томсон эффекти, дросселлаш, критик тезлик, критик изотерма, келтирилган параметрлар, критик ҳажм, конденсация, критик босим, мос ҳолатлар, монометр, критик ҳолат, туйинган буғ, фазовий мувозанат, туйинган буғ босими, фазовий ўтиш, критик ҳарорат, метастабил ҳолатлар, ўта туйинган буғ, ўта қизиган суяқлик, вириал коэффициентлар.

1-асосий саволнинг мақсади: Газнинг бўшлиқда кенгайишини молекулалараро ўзаро таъсир кучлари қандай катталикларга боғлиқ эканлиги ўрганилади. Газ сиқилганда унинг хоссасининг бутунлай ўзгариши ва бошқа табиатга ега бўлган моддага айланиш жараёнлари ҳақида маълумот берилади.

Идентив ўқув мақсадлари:

1. Газнинг бўшлиқда кенгайишини билади.

2. Газларни суюлтириш жараёнининг ўрганиш усуллари билиб олади.

3. Газларни суюлтириш жараёнининг ўрганади.

4. Фазовий ўтишлар ҳақида тушунча олади.

1-мавзунинг баёни: Иссиқлик ўтказувчи цилиндр ичидаги идеал газ адиабатик равишда кенгайиб, поршенни кўтаради деб қабул қиламиз. Маълумки, бундай кенгайишда ташқи кучни енгиш учун газнинг бажарган иши ички энергиясининг камайиши ҳисобида бўлади. Бундай кенгайишда идеал газ температураси пасаяди. Идеал газнинг бўшлиқда кенгайиши еса бутунлай бошқачадир. Масалан: Газ бир идишдан бутунлай бўш бўлган бошқа идишга ўцин. Бу ҳолда идеал газнинг температураси ўзгармайди, чунки кенгайишда идеал газ ҳеч қандай иш бажармайди.

Демак, ташқи ишни бажармасдан туриб кенгайганда идеал газнинг ички энергияси ўзгармайди. Маълумки, реал газ молекулалари орасида тортишув ва итариш кучлари бор. Шунинг учун бўшлиқда ёки босими оз бўлган муҳитда кенгайган реал газнинг температураси ўзгаради. Реал газ кенгайганда унинг молекулалари орасидаги тортув кучи газ температурасининг пасайтириб, итарув кучлари бўлса унинг температурасини оширади. Агар газ молекулалари орасидаги тортув кучи бор десак, бундай газлар бўшлиқда кенгайганда уларнинг молекулалари бир-биридан узоклашиб, ўзаро тотув кучларини енгиш учун

ўзларининг кинетик энергияларининг камайиши ҳисобида иш бажарилади. Молекулалар бир-биридан узоқлашганда, ўзаро тортув кучлари уларнинг тезликларини камайтиради. Бўшлиқда кенгайганда газ молекулалари тезлигининг озайиши уларнинг кинетик энергияларини ҳам озайтиради. Газ молекулаларининг кинетик энергиялари газнинг температурасига боғлиқ бўлгани учун кинетик энергиянинг камайиши газнинг температурасини озайтиради ва бўшлиқда кенгайган газнинг босими ҳам камаяди. Бу натижа молекулаларнинг ўзаро тортув кучларинигина ҳисобга олиб, реал газлар босими учун ёзилган тенгламадан келиб чиқади.

$$P = \frac{RT}{g} - \frac{a}{g^2}.$$

Бу формуладаги $\frac{RT}{g}$ Клапейрон тенгламасидан чиқарилган идеал газ босимидир; $\frac{a}{g^2}$ бўлса, молекулаларнинг ўзаро тортув кучидан келиб чиққан тузатма босимини озайтиради. Бироқ молекулаларнинг ўзаро тортув кучларидан ташқари, ўзаро итарув кучлари ҳам бор. Бу итарув кучлари еса бўшлиқда кенгайган газ молекулаларининг тезлигининг ортишига ёрдам беради. Газ кенгайганда молекулалар орасидаги итарув кучлари уларнинг ўзаро тезликларини кўпайтиради. Шу вақтда газнинг потенциал энергияси озайиб, унинг ҳисобига кинетик энергияси кўпаяди.

Натижада газнинг температураси кўтарилади. Итарув кучлари газ молекулаларининг ҳажмига боғлиқ бўлгани учун бўшлиқда кенгаётган газ температурасининг ортишига ёрдам беради. Итарув кучи берадиган босимни молекулаларнинг ҳажмлари орқали ифодалаш мумкин. Реал газ босимини ҳисоблаш учун чиқарилган тенгламадаги $\frac{RTb}{V^2}$ босим молекуланинг ўз ҳажмига боғлиқ эканлигини кўрсатади. Реал газ молекулаларининг тортув кучлари натижасида пайдо бўлган босим $\frac{a}{g^2}$ бўлган уларнинг итарув кучлари натижасида пайдо бўлган босим $\frac{RT\epsilon}{g^2}$ ўзаро тенгдир. $\frac{a}{g^2} = \frac{RT\epsilon}{g^2}$ бўлганда, $P = \frac{RT}{g} + \frac{RT\epsilon}{g^2} - \frac{a}{g^2}$, тенгламадан Клапейрон тенгламаси келиб чиқади. $P = \frac{RT}{g}$. Демак, бундай ҳолатда реал газ босими идеал газники сингари бўлади. Кўриб ўтилган босимлар тенглиги маълум T температурадагина бўлиши мумкин, чунки у температура босимнинг $\frac{RT\epsilon}{g}$ ифодаси ичига киради.

Реал газ босими идеал газ босими каби бўлгандаги температурага Бойл нуқтаси ёки инверсия температураси дейилади. Инверсия температураси: водород учун -73°C ; гелий учун -258°C ; кислород учун $+720^{\circ}\text{C}$; корбонат ангидрид газини учун $+1800^{\circ}\text{C}$ бўлади. Бойл нуқтасидан юқори температурада босим $\frac{RT\epsilon}{g^2} > \frac{a}{g^2}$ бўлади.

Шунинг учун бўшлиқда кенгайган реал газнинг босими ортади. Бойл нуқтасидан юқори бўлган температураларда, бўшлиқда кенгайган реал газлар қизийди.

Бойл нуктасидан паст бўлган температурада босим $\frac{a}{g^2} > \frac{RT_0}{g^2}$, ва бўшлиқда кенгайган газ совийди.

Бўшлиқда кенгайган реал газларнинг қизиши ёки совийшга Джоул-Томсон ҳодисаси дейилади. Джоул Томсон тажрибаси қуйидагидан иборатдир. Иссиқлик ўтказувчанлиги кам бўлган бамбук трубканинг ўртасида прессланган пахта пробкаси «с» жойлаштирилган. Шу пробка орқали юқори босимли газ паст босимли газга қараб секинлик билан ўтишга мажбур бўлади.

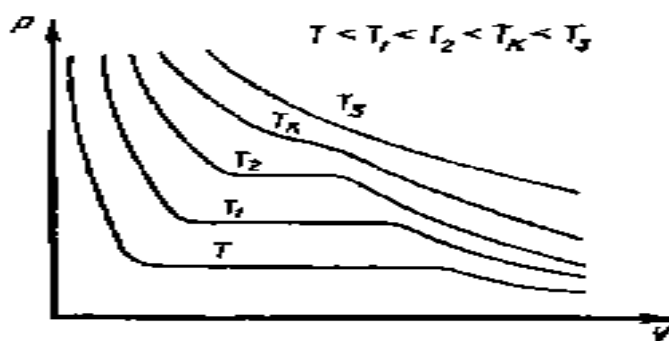
Қувур қалин жун қатлами билан ўралган. Бамбук трубки «с» пробка билан иккига ажратиб, ҳар икки томонида сезгир термометрлар жойлаштирилган. «с» пробканинг бир томонидаги газга поршен орқали берилган босим P_1 ва иккинчи томонидаги газнинг босими P_2 бўлиб, бироқ $P_1 > P_2$ дир. Шунинг учун иссиқлик ўтказувчанлиги ёмон бўлган пробка орқали чап томондан ўнг томонга ўтган газ адиабатик равишда камаяди. Джоул – Томсон тажрибаси уй температурасида «с» пробка орқали босим катта бўлган томондан босим оз бўлган томонга ўтган ҳаво ва корбонат ангидрид газларининг совийши ва водороднинг еса қизиганлигини кўрсатади.

Тажрибада босим бир атмосферага камайганда ҳаво тахминан $0,25^{\circ}\text{C}$ га, корбонат ангидрид гази $1,3^{\circ}\text{C}$ га совийб, водород $0,04^{\circ}\text{C}$ га қизиши аниқланган. Джоул-Томсон тажрибаси газ молекулалари орасида ўзаро тортув ва итарув кучлари борлигини исбот қилади. Джоул-Томсон ҳодисаси суюқ газ олиши учун ва паст температурани олиш техникасида ишлатилади.

Газларнинг суюлтириш (конденсация)[6]. Идеал газ назариясига кўра газ қанча сиқилмасин у газ ҳолича оола бериши керак. Реал газларда еса босимнинг катта қийматларида газни ифодаловчи катталиклар қийматларидан четлашишларгина кузатиб қолмай, балки газ ҳолатида сифатий ўзгаришлар ҳам кузатилади. Бундай ўзгаришлар юқори босимларда ва ҳар бир газ учун маълум бир тегишли ҳароратларда кузатилади.

Силжийдиган поршен билан таминланган шаффоф цилиндр ичида бирон газ ҳажми камайтириб борилса, унинг босими ошиб боради. Босим ўзаришини M монаметр билан ўлчаб борилади. Босим ва ҳажм орасидаги боғланишни PV графигида кўрсатиб берамиз.

$T = \text{сонст}$ қилиб турилади. Газнинг дастлабки сиқилишида (B_2 ҳажмигача) босим ошади ва газ ҳолати идеал газ қонунига буйсиниб ўзгаради (AB қисм).

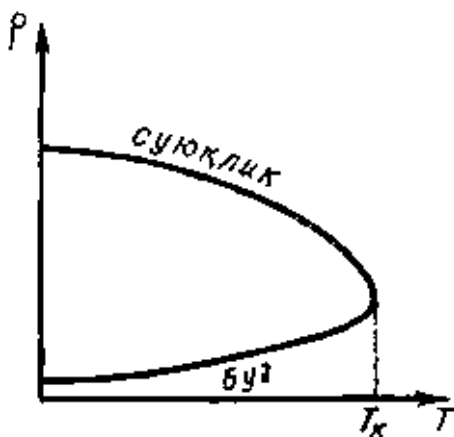


55-расм.

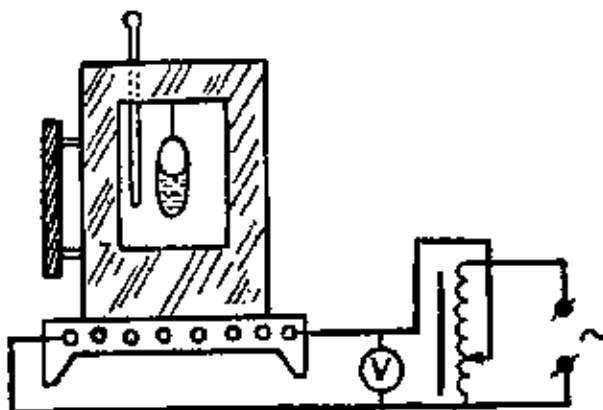
30-расм.

Реал газнинг турли температураларга оид изотермаларида барча моддалар учун умумий бўлган қонуниятни кўриш мумкин (30-расм). Масалан, температура қанча юқори бўлса, биринчидан, газ конденсацияси бошланадиган ҳажм шунчалик кичик; иккинчидан, газ тўла конденсациялангандан кейин суюқлик егаллайдиган ҳажм шунчалик каттадир. Демак, суюқлик ва газ орасидаги мувозанат ҳолатига мос келувчи изотерма тўғри чизиғининг узунлиги температура ортиши билан қисқариб боради. Конденсация газнинг катта зичлигида бошланиб, суюқликнинг кичик зичлигида тўхтайтиди. Бошқача қилиб айтганда, температура қанча юқори бўлса, бирдай босимда газ ва суюқлик зичликлари бир-бирига шунчалик яқин бўлади, йетарлича юқори температурада изотерманинг уфқий қисми қисқара бориб, маълум бир температурада нуқтага айланади. Шу температура (T_k) **критик температура** дейилади. Ҳар хил моддаларнинг критик температуралари қийматлари турличадир. Масалан, сув учун у 647К, азот учун 126К, карбонат ангидрид (CO_2) учун 305К га тенг.

Изотерма уфқий қисмининг $T = T_k$ да нуқтага айланиш вазиятига мос келувчи модда ҳолати **критик ҳолат** дейилади. Бу ҳолатга мос келувчи босим еса **критик босим** дейилади. Сув учун критик босим 217,7 атм га тенг. Критик ҳолатда модда массаси муайян критик ҳажмни егаллайди. Агар температурасини критик температурада доимий сақлаб, газни сиқилса, унинг зичлиги айти шу температура ва босимдаги суюқлик зичлигига тенглашгунча орта боради. Ундан кейинги сиқиша идишда фақат суюқлик бўлади. Критик температурада модданинг газсимон ҳолатдан суюқ ҳолатга ўтишда газ –суюқлик чегараси ҳосил бўлмайди, яъни суюқлик ва газлар бир вақтда мувозанат ҳолатда бўладиган соҳа йўқ. Критик ҳолатда суюқлик ва газнинг фарқи йўқолади. Шунинг учун, агар суюқлик ва суюқлик буғи зичлигининг температурага боғланиш графигини битта чизмада чизилса у суюқлик учун пастга, буғ учун юқорига қараб йўналади. Критик температурада ҳар иккала чизиқ учрашади, яъни суюқлик зичлиги буғ зичлигига тенглашади (4-расм). Критик ҳолатда суюқликнинг сирт таранглик коэффициентини ва солиштирма буғланиш иссиқлиги нолга тенг бўлади.



31-rasm.



32-rasm.

Лекин, ҳажмнинг V_2 дан кейинги камайиши босимнинг ўзгаришига олиб келмайди. Аксинча идиш деворида ва поршен устида суюқлик томчилари ҳосил бўла бошлайди. Бу жараён конденсация деб аталади. Ҳажмнинг кийинги

кичиклашишида томчилар кўп айиб, суюқлик ҳолида поршен устида тўпланади ва ҳажмнинг камайишига қараб суюқлик миқдори ошиб боради. Поршен ва цилиндр оралиғи бутунлай суюқлик билан тўлгунча яни цилиндрдаги газнинг ҳаммаси суюқ ҳолатга ўтгунча босим ўзгаришсиз қолади (БС қисм). Цилиндр ҳажми V_1 гача камайгандан сўнг унинг жуда кичик ўзгариши ҳам босимнинг бирдан ошиб кетишга олиб келади, чунки суюқликнинг сиқилувчанлиги жуда кичик.

БС қисмга мос келувчи босим ва ҳажмларда ҳажмнинг бир қисми суюқлик билан, бошқа қисми туйинган ҳолдаги буғ деб аталувчи газ билан банд. Бу ҳолатга мос келган босим туйинган буғнинг босими ёки берилган ҳароратда туйинган буғнинг еластиклиги деб аталади.

1 мол сувнинг туйинган буғнинг 20^0 С даги еластиклиги 17,5 мм. сим. уст. га тенг. Унинг моляр ҳажми $V = 1,04 \text{ м}^3 / \text{мол}$ ни ташкил этади. Сув ҳажмининг еса $V=1,8 \cdot 10^{-5} \text{ м}^3 / \text{мол}$ га тенг. Буғ ва суюқлик моляр ҳажмларининг нисбати 60000 га тенг. Ҳарорат ошиши билан нисбатан камаяди. Бунда туйинган буғ зичлиги ошиб бориб, сув зичлиги камаяди. Бирор ҳароратда улар орасида фарқ юқолади. Бу ҳароратга критик ҳарорат T деб аталади. Критик ҳароратдан юқори ҳароратда сув юзини худди одатдаги газ сингари тутади, яъни босим ортиши билан ҳажм камаяди. Сувнинг критик температураси 647,3 К, азотнинг 126, К, кислородники 154,3 К ва х.к. нинг критик температураси 3,25 К табиатда ундан паст критик ҳароратли модда учрамайди. Расмда карбонат ангидрид учун Ендрюс чизиқлар келтирилган. T_c га мос келган изотерма критик изотерма деб аталади.

Критик ҳароратдан юқори ҳароратда ҳар қандай босимда ҳам суюқлик ҳосил бўлмайди. Босимнинг ортиши ҳажмнинг камайишига олиб келади, холос.

Критик ҳароратга мос келувчи ҳажм критик ҳажм - V_c , критик ҳароратга мос келувчи ҳароратга критик ҳарорат- T_c , критик босимга мос келувчи босим критик босим – P_c деб аталади.

Газ ҳолатидаги ҳарқандай жисмни суюқликка айлантириш мумкин. Газни суюқ ҳолатга келтириш учун аввал уни критик температурадан паст бўлган температурагача совитиб, кейин сиқиш керак.

Масалан: азот нормал босимда- 190^0 С, ҳаво 20 атм. босимда -180^0 С да суюлади. Паст температураларни олиш учун адиабатик кенгайишда газнинг совиши кенг миқёсда ишлатилади. Газларнинг суюлтириш махсус машина ёрдами билан бажарилади.

Атмосфера ҳавоси компрессор томонидан сўрилиб, 20-атмосферагача сиқилади. Сиқилган газ компрессорга кириб, босими яна 200 атмосферага етганча сиқилади. Сиқилган газ қизиб кетади. Компрессорлардан чиққан газ балонга киради. Балонда совиткич ва тозалатгич бўлиб, муз туз аралашмаси билан ўралган едкий калий парчалари билан тўлдирилган. Балондаги едкий калий ундан ўтаётган ҳавони сув буғларидан ва корбонат ангидрид газидан тозалайди. Тозаланган ҳаво латундан ясалган буралма ўрам шаклидаги трубкадан ўтадики, у трубка бошқа бир кенгроқ трубканинг ичига жойлаштирилган.

Ингичка тубкадаги жумракни очганда. Ҳаво цилиндр шаклидаги идишга ўтиб, кенгайиб совийди ва унинг босими 20 атмосферагача пасаяди. Джоул Томсон ҳодисасига асосан 220 атмосфера босимдан 20 атм. босимгача

кенгайган ҳаво тахминан 50°C да совийди. Совиган ҳаво кенг найча бўйича келаётган ҳавони 50°C да совитади. Бу совиган ҳаво кенгайгандан кейин яна 50°C да совийди. Натижада ҳаво 100°C да совийди, кейин сиқилган ҳаво 150°C да совийди. 20 атм. босимда ҳавонинг температураси -180°C га йетганда унинг бир қисми ўта тўйинган буғ ҳолига келиб, конденсацияланиб суюла бошлайди.

Суюқ ҳаво томчилари остидаги Дюар идиши ичига томади. Идиш ташқарисида бўлган кранини очганда идиш ичидаги босим 20 атм. бўлгани учун суюқ ҳаво ичкаридаги дюар идишдан оқиб, ташқаридаги дюар идишига қуйилади. Суюқ ҳаво тиниқ бўлиб, зичлиги $1\frac{\text{г}}{\text{см}^3}$ га яқиндир.

У атмосфера босимида -193°C да қайнайди. Суюқ ҳаво махсус идишлар ичида юқори вакуум олиш учун ишлатилади. Суюлган ҳаводан азот ва кислород олинади. Азот бўлса, аммиак ва бошқа шунга ўхшаш қўшилмаларни олиш учун ишлатилади.

Кислород автоген маъданларни еритиб яшашда ва маъдаларни кесиш ишларида кенг миқёсда ишлатилади.

Суюқ ҳаво тоғ ишларида, тоғ тошларини қўпориш ва йемириш учун портловчи модда сифатида ишлатилади. Бунинг учун корбонат талқони ёки пахтани суюқ ҳаво билан ҳўллаб, махсус қазилган чуқурларга жойлаштирилиб ёндирилгандан кейин катта куч билан портлайди ва тоғ тошларини қўпориб ташлайди.

Суюқ ҳаводан олинган кислород домен печларида чўянни еритиш учун ҳам ишлатилади. Домен печларига юборилган кислород чўяннинг тез ериши ва сифатли чиқишига сабабчи бўлади. Юқорида кўриб ўтилган машина ёрдами билан водород ва гелийни суюлтириш учун олдин уларни инверция температураларидан паст бўлган температурагача совитиш керак. Олшевский ва Вроблевскийларнинг тажрибалари водородни машинага юборишдан олдин -73°C гача совитиш кераклигини кўрсатди. Совитилган водород бошқа газлар каби машинанинг к-кранидан чиққандан кейин кенгайиб совийди ва суюлади.

Суюқ водород биринчи марта 1898 йилда микдорда олинган еди. Суюқ водород рангсиз бўлиб, унинг зичлиги $0,07\frac{\text{г}}{\text{см}^3}$; у нормал босимда -253°C да қайнайди. Босимни озайтириш билан суюқ водород тез буғланиб, -259°C да қотади, музлайди.

Кўп вақт гелий газини суюлтираолмадилар. Суюқ гелийнинг зичлиги $0,154\frac{\text{г}}{\text{см}^3}$.

Буғланиб турган суюқ гелий ёрдами билан $0,82^{\circ}$ абсолют температурда даражасини олишга муваффақ бўлганлар. Суюқ ҳаво температурасигача совитилган кўп жисмлар янгича хусусиятга ега бўладилар.

Еластик резинка қувурни суюқ ҳавога ботирганда, у шиша каби синувчан бўлиб, болға билан урганда майдаланиб сочилиб кетади. Суюқ ҳавога ботирилган гуллар чинни каби қаттиқ бўлиб, силкитганда майдаланади. Қўрғошиндан ясалган пружинани совуқ ҳавога ботирганда, у пўлат пружина каби еластик бўлади. Юмшоқ темирдан ясалган идишга суюқ ҳаво солинса, у шиша каби синувчан ҳолга келади.

Баъзи жисмларни суяқ ҳаво билан совитганда, улар ўзларининг еластик хусусиятларини йўқотмайдилар. Масалан: қизил мис; мойсиз чарм; зангламайдиган пўлат ва бошқалар.

Юқоридагилардан паст температурада ишловчи қуроллар ясалади. Суяқ ҳаво билан совитилган спирт ёнмайди. Гўшт, мева каби нарсаларни талқон (порошок) қилиш учун уларни суяқ ҳаво билан совитиб, майдалайдилар.

Бу талқонлар еригандан кейин ўзларининг аввалги хусусияти ва сифатларини сақлайдилар.

СУЊИЙ ЙЎЛ БИЛАН СОВУҚ ОЛИСҲ ВА УНИНГ ИСҲЛАТИЛИСҲИ

Паст ҳарорат керак бўлганда, у совиткич машиналар ва қаттиқ корбонат кислотаси («қуруқ муз») ёрдами билан олинади.

Одамлар қадим замонлардан бери озиқ-овқатларни сақлаш учун қишдаги қор ва музларни ёзга қадар омборларда сақлаб келганлар. Музга туз сепганда унинг ҳарорати яна ҳам паст бўлишини билгандан кейин, одамлар яна ҳам пастроқ ҳароратни олиш учун музга туз аралаштирганлар.

Олимлар ХВИИИ ва ХИХ асрларда паст ҳарорат оладиган машинани яшагга муваффақ бўлдилар. Табиий ва суъний музлар таёрлаш совуқлик механикасини ривожлантириш ва уни тажрибада ишлатиш, халқ хўжалигида муздан яхши фойдаланиш учун анча ишлар қилдилар.

Ҳозирги вақтда қиш фаслида кўп миқдорда муз тайёрлаш учун Н.Т.Кудряшйев методи ишлатилади.

Махсус тайёрланган майдонда машиналар ёрдами билан сув сепилиб, музлатилади. Бу йўл билан 5 м баландликдаги муз қатламини олиш мумкин. Тайёрланган музларни ёзгача сақлаш учун уларни сомон ёки ёғоч қириндилари билан кўмадилар.

Ҳозирги замон совиткич машиналари суяқликнинг буғланиш хусусияти асосида қурадилар. Совиткич машиналарида совийдиган жисмдан кўпроқ иссиқликни ўзига оладиган суяқликлар ишлатилади. Масалан: сувда еритилган аммиак еритмаси ёки нашатир спирти ишлатилади. Стаканга қуйилган суяқ аммиакнинг тез буғланиши натижасида унинг температураси -33,4⁰С гача пасаяди. Ҳаводаги сув буғлари стаканнинг ташқи деворида конденсацияланиб, кейин музлайди. Шунинг учун аммиак совиткич машиналарида кенг миқёсида фойдаланилади. Буғ совиткич машинаси буғлантирувчи, компрессор, конденсатор ва крандан иборатдир.

Машинанинг чап томонидаги буғлантирувчи идишга паст температура ва босимда буғланувчи суяқлик қўшилади. Суяқлик буғланганда камерадаги ҳаводан иссиқликни олиб кетади.

Буғланувчи суяқликнинг буғлари компрессорга ўтиб, компрессор томонидан сиқилгандан кейин конденсаторда суюлади. Шундай қилиб, суяқликни қайта-қайта ишлатиш мумкин. Кўпроқ совуқлик учун сув музлари ўрнига қуруқ муз олинади. Қуруқ муз қотган-корбонат кислотаси (рангсиз) бўлади. Қуруқ музнинг буғланиш ҳарорати жуда паст, яъни -78,9⁰С қуруқ музни қўлда ушлаш мумкин емас, чунки қўл терисини совуқ уради. Қуруқ муз олиш учун корбонат ангидрид газининг суюлтириб, махсус машиналар ёрдами билан музлатилиши керак. Умуман совуқлик тез бузиладиган озиқ-овқатларни сақлаш, портловчи моддалар таёрлаш, анилин бўёғи олиш, нефтдан

парафин ажратиш, металларни қайтадан ишлаш, газларни суюлтириш, каучик олиш, хирургияда одам танасининг бирор қисмини вақтинча музлатиш ва бошқа шунга ўхшаш ишларда кўп ишлатилади.

Кўп совуқлик берадиган суюқ ҳаво машинасозликда ҳам кўп миқёсида ишлатилади. Масалан: қувурнинг пўлат дискасини ўққа ўрнатиш керак бўлса, дискани юқори температурагача қиздирадилар. Қиздирилган диска ўққа кийгизилади. Диска, совигандан кейин сиқилиб ўққа маҳкам ўрнашади. Бирок қизитиб совитилган диска егилиб, механик хусусиятини йўқотиши мумкин.

Қувурни дисканинг ўққа ўрнатишнинг яна оддий ва яхши йўли шуки, ўқни суюқ ҳавога ботирилади. Суюқ ҳавога ботирилган ўқ тораяди. Сиқилган ўққа дискани кийгизгандан кейин у секин-секин аввалги ҳароратига келиб, дискага маҳкам жипслашади. Суюқ ҳавода азот кўп бўлади; унинг буғланиши билан ҳаво таркибидаги азот камай боради, чунки азотнинг қайнаш ва буғланиш температураси, -196°C бўлиб, кислороднинг қайнаш температураси, -183°C дир. Шунинг учун кислород азотдан кейин буғлана бошлайди.

Суюқ ҳаво буғланган сари унда кислороднинг ҳиссаси кўпаяди. Лекин суюқ ҳавонинг буғланиш билан тоза кислород олиш мумкин эмас. Олимлар бошқа йўл билан суюқ ҳаводан тоза кислород олишга муваффақ бўлганлар. Суюқ ҳаво маҳсус қурилма ёрдами билан кислород, азот ва аргон газига ажратилади. Аргон газига электр лампаларининг тўлдириш ва бошқа ишларда ишлатилади. Суюқ кислород сувдан оғир бўлиб, зичлиги $1,72 \frac{\text{г}}{\text{см}^3}$ дир. Бир литр суюқ кислород оддий босим ва оддий температурадаги 800 литр газига айланади. Суюқ кислород кон ва тоғ саноатида портловчи модда сифатида ҳам ишлатилади. Бунинг учун картондан ясалган патронлар ичига ёғоч қириндиси ёки самон каби нарсалар солиниб, кислород қуйилади ҳамда уларни қисқичлар билан термослардан чуқурчаларга жойлаштирилади ва электр токи ёрдами билан портлатилади. Бу портлаш натижасида тоғ жисмлари кўпорилиб кетади. Совуқлик лобараторияси автомашина ва самалётларнинг моторларини паст температураларда тажриба қилиб кўрадилар.

Юқорида келтирилган мисоллардан совуқликнинг одамлар учун катта аҳамиятга ега эканлигини кўриб турипди.

Назорат саволлари:

1. Совуткич машинларининг ишлаш принсипини тушунтиринг
2. Совуткич машинлари билан иссиқлик машиналари орасида қандай фарк бор?
3. ПВ кўп айтманинг босимга боғланиши идеал газлар учун қандай?
А) Изотермадан иборат, Б) ўзгармас, С) тўғри чизиқли, Д) камайди, Е) Б, С жавоблар тўғри.
4. ПВ кўп айтманинг босимга боғланиши реал газлар учун қандай?
А) Изотермадан иборат, Б) камайди, С) аввал камайиб, катта босимларда ортади, Д) тўғри чизиқли, Е) ўзгармас.
5. Бир хил катта босимда қайси газ кўп сиқилади, идеалми, реалми?
А) реал газ, Б) бир хил сиқилади, С) идеал газ, Д) реал газ сиқилмайди, Е) Идеал газ икки марта кўп сиқилади.
6. Газнинг суюқликка айланиш жараёнини тушунтириб беринг?

7. Критик ҳолат ва критик параметрлар ҳақида тушунча беринг

8. Фазавий ўтишлар тўғрисида тушунчалар беринг.

Мавзуга оид адабиётлар:

1. Паул А. Типлер. Гене Мосса, Пҳйсисс фор ссиентисц анд енинеерс. (with модерн пҳйсисс) W. X. Фрееман анд Сомпанй • New Ёрк. 2016.

2. Карабайева М.А.Молекуляр физика.Т.Университет.2014.240 б.

3.Сивухин В.В.Умумий физика курси.Термодинамика ва молекуляр физика Т.1984й.526 б.

4.Хайриддинов Б “Молекуляр физика” Тошкент ,2004.

5.Қодиров О “Молекуляр физиа” Тошкент , 2004.

6.Абдуллаев Р.М., Хамиджонов И, Карабаева М.А. «Молекуляр физика», Университет, Т. 2003.- 121 б.

7.Абдуллаев А. «Молекуляр физика» -Гулистон.2012.- 95 б

27-март. Сирт таранглик.

Асосий савол:

1.Сирт таранглик.

Мавзуга оид таянч сўз ва иборалар: Еркин сирт, сиқилувчанлик, сирт таранглик коеффисенти, чегаравий бурчак, итариш кучлари, босим, ҳарорат, мениск, капилляр, молекулаларни ўзаро таъсир сфераси, куч майдони, тезометр, сиқилиш коеффисенти, адсорбсия, сирт актив модда, абсорбсия.

1-асосий саволнинг мақсади: Сирт таранглик ҳақида умумий тушунча берилади. Суёқликнинг сиқилувчанлик ҳақида маълумот берилади.

Идентив ўқув мақсадлари:

1. Сирт таранглик билади.

2.Суёқликнинг умумий хоссаларини изоҳлай олади.

1-мавзунинг баёни: Молекуляр- кинетик назариясига мувофиқ суёқлик молекулалари тартибсиз жойлашган бўлиб, ўзаро жуда яқин турадилар. Суёқлик молекулалари зич жойлашганлиги учун улар газ молекулалари каби еркин ҳаракатлана олмайдилар.

Й.И.Френкел назарияси бўйича суёқликнинг ҳар бир молекуласи маълум бир мувозанат ҳолатининг атрофида тебранади. Вақт ўтиши билан бу тебраниб турган молекула таҳминан ўзининг ўлчамига тенг бўлган масофага силжиб туради.

Молекулалар орасида ўзаро тортув кучи борлиги учун ҳар бир силжиган молекула ўзига қўшни бўлган молекулани ҳам силжитади. Шундай қилиб, суёқлик молекулалари ўзларининг мувозанат ҳолати атрофида тебраниб, шу билан улар суёқлик ичида силжиб турадилар. Суёқлик молекулалари орасида ҳамма вақт ўзаро тортув кучи мавжуд.

Шунинг учун суёқлик ичидаги молекулалар унинг еркин сиртидаги молекулаларга қараганда бутунлай бошқача шароитда туради. Суёқлик ичидаги ҳар бир молекуланинг теварагидаги бошқа молекулалар тортадилар. Суёқлик ичидаги молекуланинг теварагида r -радиусли сферани чизамиз. R ўзаро тортув кучга ега бўлган икки молекула

оралигидаги нуқта, агар икки молекула орасидаги масофа r дан катта бўлса, у молекулалар ўзаро тортилмайдилар. Икки молекуланинг тортилиши бор бўлган бу r масофага молекулалар ўзаро тортув масофаси ва шу радиус (r) билан чизилган

сферани молекулаларни ўзаро таъсир сфераси дейилади. Суюқликнинг зичлиги унинг ҳамма қисмида бир хил бўлгани учун чизилган таъсир сферасининг марказидаги M молекулани тенг миқдордаги молекулалар ҳамма томондан ўраб оладилар. Бу молекулаларнинг M молекулага берган таъсирлари ҳам ҳар томондан баробар бўлади. Шунинг учун суюқлик ичидаги молекулаларда бошқа молекулалар томондан берилган таъсир кучларининг йиғиндиси (тенг таъсир етувчиси) нолга тенгдир.

Суюқлик ичида унинг еркин сиртидан пастда турган M молекулани бошқа молекулалар ҳар томондан ўраб олган бўлиб, улар M молекулани ҳар томонга тенг куч билан тартадилар. Шунинг учун суюқлик ичида ҳаракатланган молекулалар ҳеч қандай иш бажармайдилар. Молекулаларнинг ўзаро тортув кучларини ўрганиш учун суюқликнинг сиртидаги молекулани текшираимиз. Суюқлик сиртидаги ҳар бир молекулани фақатгина суюқлик ичидаги молекулалар тартадилар. Натижада тортилиш бир томонлама бўлади. Агар суюқлик юзасидан бирор молекулани олиб, унинг теварагидаги молекуляр таъсир сферасини чизсак, бу сферанинг ярми суюқлик билан тўлган бўлиб, қолган ярми ҳавода туради.

Ҳаво заррачалари юқори томонга йўналган тенг таъсир етувчи куч беради. Бу куч жуда кичик. Суюқлик зарралари бўлса, пастга томон йўналган тенг таъсир етувчи куч беради. Натижада суюқликнинг юзасидаги молекулани юзага тик бўлган тенг таъсир етувчи куч пастга қараб тартади. Ичкарига томон тартиладиган юза молекулалари қатламининг қалинлиги молекуляр таъсир радиуси $r = 10^{-7} \text{ sm}$ тенг бўлиб, унга куч майдони дейилади. Шундай қалинликдаги куч миқдори суюқлик юзасининг устида ҳам бор. Юзадаги битта молекулага таъсир етувчи куч жуда кичик, лекин юзанинг 1 sm^2 даги молекулаларига таъсир етувчи куч жуда катта бўлади. 1 sm^2 еркин юзадаги молекулаларнинг суюқлик ичига тортувчи кучга молекуляр босим ёки юза босим дейилади. Суюқлик юзасидаги молекулалар тартибсиз ҳолда турмасдан, кристалл жисмининг молекулалари каби қатор ва тартиб билан ўринлашган бўладилар. Суюқлик ичидаги бирор молекула тортилганда унинг ўрнини бошқа молекула егаллайди. Молекулаларнинг бу хилда алмашилиб туриши юза молекула тартибини ва унинг энергиясини ўзгартирмайди.

Агар бирон сабаб билан суюқлик юзаси катталанса, унинг потенциал энергияси ҳам ортади. Суюқликнинг молекуляр босими жуда катта бўлиб, Ван-дер-Ваальс тенгламасидаги $P_i = \frac{a}{g^2}$ тузатма ёрдами билан ҳисоблаб чиқарилади. Газлардаги каби a –ўзгармас миқдор бўлиб, g -суюқликнинг солиштирма ҳажми (1г ёки 1кг суюқликнинг ҳажми).

Газларда молекуляр босим атмосфера босимини юздан бир қисмига тўғри келса, суюқликларда бир неча минг атмосферага баробар бўлади. Масалан: молекуляр босим сув учун 11000 атмосферага яқин, ефир учун 1400 атм. ва симоб учун 40000 атмосферага яқин бўлади. Шунинг учун ҳам суюқлик молекулалари газ молекулалари каби тарқалиб кетолмайдилар. Суюқликнинг жуда кам сиқилиши юза босимининг кўп катта бўлганлиги билан тушунтирилади. Суюқ жисмлар катта юза босимини ортида жуда ҳам сиқилган ҳолда турадилар. Суюқликнинг юза босимига бир, икки ёки ўн атмосфера босими қўшганда у шунчалик оз сиқиладики, амалда уни назарга олмайдилар натижада суюқликни жуда оз сиқилдиган деб ҳисоблайдилар. Ҳар ҳолда суюқлик сиқилади ва бу сиқилишни тажрибада ўлчаш

мумкин. Тажрибада суюқликни сиқилишини ўлчаш учун **тезометр** деган қурол ишлатилади.

Тезометрлар бир неча ҳолда бўлиб, унинг энг соддаси, бу тезометр пўлатдан ясалган, қалин деворли цилиндр бўлиб, глисерин билан тўлдирилган ва глисерин остида симоб қуйилган. Текшириладиган суюқлик юпқа шиша колба ичига солиниб, колбани оғзи капилляр трубкадан иборат. Колбанинг очик капилляр учи симобга ботирилгандир. Босим глисеринга поршен ёрдами билан берилади. Глисерин устидаги босим ошганда колба ичидаги суюқлик сиқилиб, симоб капилляр трубка орқали юқорига кўтарилади. Текширилаётган суюқликнинг сиқилишини ҳисоблаш учун колбали капиллярини тенг ораликларидан тешиб унга платина симлари жойлаштирилади. Бу симларнинг бу учи капиллярнинг ичида бўлиб, ташқаридаги учлари икки ом қаршиликли спирал симлари билан бир-бирига уланган. Бу спиралнинг энг юқоридагиси галванометр орқали электр батареасига уланиб, батареанинг иккинчи кутиби цилиндрдаги симобга уланган. Суюқликнинг сиқилишидан олдин электр токи спиралларнинг ҳаммасидан ўтади ва галванометрнинг стрелкаси 0 дан салгина чекланади.

Колбадаги суюқликнинг сиқилишини симоб капилляр найча бўйлаб, юқорига чиқа боради. Симоб юқорига чиқиб, платина симларининг учига тегади ва ток ўтадиган спиралнинг сони озая бориши билан қаршилик камайиб, ток-кучи ортади ва галванометрнинг стелкаси кўпроқ четланади. Галванометрдан ўтадиган токнинг ортишига қараб колбадаги суюқлик ҳажмининг қанча сиқилганини билиш мумкин. Ташқи босим бир атмосфера ошганда ҳажм бирлигининг қанча озайганини кўрсатадиган миқдорга **сиқилиш коэффициенти [2]** дейилади.

Агар бошланғич ҳажм V бўлиб, босим dP атмосферага ошганда, ҳажм dV -га озайса, унинг сиқилиш коэффициенти:
$$\beta = -\frac{1}{V} \frac{dV}{dP} \quad (1)$$

бўлади. Турли суюқликнинг сиқилиш коэффициенти ҳар хил бўлиб, паст босимларда 10^{-4} дан $10^{-6} \frac{1}{\text{ат}}$ қадардир. Суюқликнинг молекуляр босими ҳамма вақт унинг ичига томон йўналганлиги учун уни тажриба йўли билан топиб бўлмайди.

Босимни ўлчайдиган қуролни суюқлика ботирсак у суюқликнинг ички (молекуляр) босимини кўрсатмайди. Суюқликка ботирилган ҳар қандай жисм ҳам суюқликнинг молекуляр босимини сезмайди. Чунки суюқликка ботирилган қаттиқ жисмнинг сирти дарҳол суюқлик пардаси билан ўралиб, унинг босим кучи жисмдан суюқликка томон йўналгандир. Суюқликнинг еркин юзасидаги молекулаларни текшириб, унинг молекуляр босиминигина назарга олдик. Бироқ юзадаги ҳар бир молекулада молекуляр босим кучидан ташқари суюқлик юзасига уринма ҳолда йўналган бошқа куч ҳам бор. Бу куч суюқлик юзасини қисқартиришга мажбур етилади. Шунинг учун ҳам суюқликнинг юзаси таранг тортилган юпқа резин пардага ўхшайди. Лекин бу ўхшатиш юзакидир. Чунки резин пардасининг еластиклик кучи унинг чўзилиши билан катталанади, аммо суюқлик юзасининг таранглик кучи юзасининг чўзилиб катталанишига боғлиқ емас. Суюқликнинг юзасидаги ҳар бир молекулани суюқлик ичидаги бошқа молекулалар ичкарига томон тартадилар. Шу кучларнинг таъсири остида кўп молекулалар суюқликнинг юзасидан унинг ичига томон кетадилар. Натижада суюқликнинг еркин юзаси камаяди. **Сирт таранглик**

коэффициенти. Суюқликнинг бошқа муҳит билан тегишиб турган сирти, масалан, шу суюқлик буғи, бошқа суюқлик ёки қаттиқ жисм билан тегишиб турган сирти унинг қолган массасига нисбатан алоҳида шароитларда бўлади. Бу алоҳида шароитнинг пайдо бўлишига сабаб шуки, суюқликнинг чегара қатламидаги молекулаларининг қўшниларининг бир қисми бошқа муҳит молекулалари ҳисобланади. Бу муҳит еса суюқликдан табиати билан ҳам, зарраларнинг зичлиги билан ҳам фарқ қилиши мумкин. Шу сабабли бу қатламдаги молекулаларга таъсир этаётган кучлар мувозанатлишмаган бўлади. Бу кучлар суюқлик ичига ёки суюқлик чегараланиб турган муҳит ичига юналган бўлиши мумкин. Бу кучлар суюқлик сиртидаги молекулаларни суюқлик ичига ёки уни чегаралаб турган муҳит ичига қараб силжитиб иш бажаради. Молекулала сиртки қатламдан суюқлик ичига қараб силжиганда мусбат иш бажарилади. Аксинча бўлганда, молекулалар суюқлик ҳажмидан унинг сиртига ўтишида манфий иш бажарилади, бунда ташқи иш бажарилиши керак. Маълум сондаги молекулалар суюқлик сиртига ўтиб, унинг сирти катталашаётган бўлсин. Бунда ташқи иш бажарилиши керак. Шундай қилиб, суюқлик сирти ортганда манфий иш бажарилади. Аксинча сирт қисқарганда мусбат иш бажарилади. Суюқлик сирти дс катталиқга ўзгартирилган бўлсин. У ҳолда бажарилган иш

$$dA = -\delta ds, \quad (1)$$

бўлади. Минус ишораси сиртнинг катталашувида манфий иш бажарилишини курсатади. δ - коэффициент суюқлик сиртининг хоссаларини характерловчи асосий катталиқ бўлиб, **сирт таранглик коэффициенти** деб аталади ва унинг бирлиги Ж/м².

Айтилганлардан хулоса қилиш мумкинки, суюқлик сиртидаги молекулалар ҳажмидаги молекулаларга қараганда ортиқча потециал энергияга ега. Бу потенциал энергияни U_s билан белгилаймиз. Бу энергиянинг пайдо бўлишига суюқлик сирти сабаб бўлгани учун у сиртга пропорционал:

$$U_s = \delta \cdot S, \quad (2)$$

$$\text{Сирт дС га ўзгарганда бу энергия ўзгариши } dU_s = \delta \cdot dS \quad (3)$$

$$\text{бўлади ва (1) ишга тенг. } dA = -dU_s = -\delta \cdot dS, \quad (4)$$

Агар сирт ўзгармас ҳароратда ва қайтувчан жараёнда ўзгарган бўлса (4) иш сиртнинг Φ **еркин энергия**сининг ўзгаришига тенг бўлади, яъни

$$dA = -d\Phi. \quad (5)$$

Шундай қилиб, суюқлик сиртининг ортиқча потенциал энергияси сиртнинг еркин энергияси бўлар экан. (1) ва (5) га асосан $d\Phi = \delta dC$ ёки бундан

$$\delta = \Phi/C, \quad (6)$$

яъни суюқлик сиртининг таранглик коэффициенти бу сиртнинг юза бирлигига мос келган еркин энергиясига тенгдир. Ҳар қандай модда сингари суюқлик ҳам мувозанат ҳолатда ўзининг энергияси минимал бўлган ҳолатга ўтишга интилади. Суюқлик ҳам мувозанат ҳолатда сирт энергиясининг минимал қийматини олишга, яъни сиртининг минимал бўлишига интилади. Демак, суюқлик сиртининг катталашушига тўсқинлик қиладиган, яъни сиртни қисқартиришга интилувчи кучлар мавжуд экан. Бу кучлар **сирт таранглик кучлари** деб аталади. Сирт таранглик кучлари суюқлик сиртига уринма бўйлаб юналган бўлади. Сирт

таранглик кучлари суюклик сиртини бинобарин сирт энергиясини камайтиришга интилади ва унинг бирлиги Н/м.

Молекулаларнинг суюклик ичидан юзага чиқишлари ҳисобига суюкликнинг юзаси катталанади. Юза таранглигининг борлиги ва суюклик юзасининг қисқариш хусусиятини кўп тажрибалар ёрдами билан кўрсатиш мумкин.

Кистичкани олиб сувга ботирсак, унинг қиллари ёйилиб кетади. Кистичкани сувдан чиқарганда унинг қиллари бир-бирига ёпишиб тўдалашади. Кистичканинг қилларини бир жойга йиғувчи куч сувнинг сирт таранглик кучидир.

Йенгил гул чангини сув бетига сепиб, учи юмолоқ бўлган ебонит таёқчани унга ботирамиз. Сув пардасининг чўзилиши натижасида гул чанги таёқча билан бирга сув ичига томон тортилади. Таёқчани олганда суюклик юзасининг қисқаришини кўриш мумкин. Сувдан чиқарилган бу таёқча ҳўлланмаган бўлади.

Зичлиги мойнинг зичлигига тенг бўлган спирт сув аралашмасига озгина мой томизамиз. Архимед қонунига асосан бу мой томчиси ўз ҳажмига тенг бўлган суюкликни сиқиб чиқаради. Мойнинг зичлиги аралашманинг зичлигига тенг бўлгани учун унинг оғирлиги суюқ аралашманинг кўтарув кучига тенг бўлиб, унга молекуляр кучдан бошқа ҳеч қандай куч таъсир қилмайди. Юзанинг тортилиши натижасида мой томчисининг сирти камаяди. Сферанинг сирти шу миқдордаги суюкликнинг бошқа шакилдаги сиртларидан энг кичик бўлгани учун мой томчиси сфера шаклини олади.

Ўртаси бўш тортилган ип билан иккига ажратилган сим ҳалқани совун еритмасига ботирамиз. Совун еритмасидан чиқарилган ҳалқанинг юзи парда билан қопланган бўлади. Ҳалқани бураганда унинг ўртасида бўш тортилган ип оғирлиги билан парда бўйича пастга силжийди. Агар ипнинг пастдаги пардасини бармоқ билан ёрсак ип ўз оғирлигига қарамасдан юқорига кўтарилиб, ёй шаклини олади.

Бу шуни кўрсатадики, совун пардаси бутун бўлганда иплик кучлари ўзаро тенг бўлади. Ипнинг бир томонидан парда ёрилгандан кейин ипга таъсир етувчи кучларнинг мувозанати йўқолади.

Энди фақатгина ипга совун пардасининг бир томонидан куч таъсир етиб унга ёй шаклини беради.

«П» шаклини симдан ясалган ва пастки қисмида кўзгалувчан «аб» сими ўрнатилган рамкани олиб совун еритмасига ботирамиз. Рамкани совун еритмасидан чиқариб, «аб» симни пастга томон тортамыз. Бу вақтда совун пардасининг чўзилганини кўрамыз. Агар «аб» симини кўйиб юборсак, парда қисқариб сим юқорига кўтарилади.

Симдан турли геометрик шакллар ясаб, уларни навбати билан совун еритмасига ботириб оласак, юзаси энг кичик бўлган турли шаклдаги пардалар ҳосил бўлганини кўрамыз сувнинг юза пардаси устида баъзи ҳашоратлар чопиб юрадилар. Буларнинг оёғи остидаги сувнинг юзаси егилса ҳам лекин уларнинг оёғи сувга ботмайди, чунки ҳашорат ўз оғирлиги билан катта юзага оз босим беради ва унинг оёқлари сувда ҳўлланмайди.

Агар игнага мой суртиб, уни секинлик билан сув юзасига кўйсак, солиштирма оғирлиги сувнинг солиштирма оғирлигидан катта бўлишига қарамасдан, у ботиб кетмайди. Юза таранглик кучи ҳамма вақт суюклик юзасига

урунма бўлган текисликда ётиб, унинг еркин юзасини чекловчи чизиққа тик йўналган бўлади.

Суюқлик юзасини чекловчи чизиқнинг узунлик бирлиги (1см ёки 1мм) таъсир етувчи кучга сирт таранглик коэффициенти дейилади.

Агар сирт таранглик коэффициенти α_1 юзани чекловчи чизиқнинг узунлиги l ва юза таранглик кучини f десак, сирт таранглик кучини тенгламаси қуйидагича ёзилади:

$$f = \alpha \cdot l . \quad (6)$$

Бундан сирт таранглик коэффициенти: $\alpha = \frac{f}{l} . \quad (7)$

Сирт таранглик коэффициенти $\frac{Joul}{m^2} = \frac{1N}{m} ; \frac{dina}{sm}$ *yoki* $\frac{mg}{mm}$ билан ўлчанади. Сирт таранглик коэффициенти турли суюқликлар учун турлича бўлиб, суюқлик юзасининг тозалигига ва унинг температурасига боғлиқ бўлади. Бу боғланишнинг математик ифодаси Етвеш томонидан чиқарилганлиги учун унинг номи билан

юритилади. Бу формула
$$\alpha = B(T_k - T - \tau) \left(\frac{\rho}{\mu} \right)^{\frac{2}{3}} ; \quad (8)$$

бу йерда B –доимий коэффициент, T_k - критик ҳарорат, τ - ҳарорат ўлчамига ега бўлган кичик катталиқ, ρ -суюқликнинг зичлиги, μ -унинг моляр массаси.

Сирт таранглигининг термик коэффициенти қуйидагича аниқланади

$$\frac{d\alpha}{dT} = -B \left(\frac{\rho}{\mu} \right)^{\frac{2}{3}} ; \quad (9)$$

Тоza сувнинг сирт таранглиги спирт ёки эфирнинг юза таранглигидан каттадидир.

Агар тоza сув юзасига гул чангини сепаиб, сувнинг юзасига эфир томизсак, сувнинг юза таранглиги озайиб, эфир томизилган жойдаги гул чанглари четка тарқала бошлайди.

Сув юзасидаги эфир буғлангандан кейин гул чанглари яна юзининг ҳамма жойини текис қоплайди.

Баъзи бир моддаларнинг сувга қўшганимизда улар уни сирт таранглигини кўпайтирадилар. Масалан: бир бўлак қандни сув юзасига тегизсак, гул чанглари қандга томон йиғилади. Демак, қанд еритмасининг сирт таранглиги тоza сувниқидан кўра катта бўлар экан. Сувга совун аралаштирсак, унинг юза таранглиги бирдан камайиб кетади. Температуранинг ортиши билан юза таранглиги камаяди.

Критик температурада, яъни газ ва суюқликларнинг хусусиятлари ўзаро тенглашганда сирт таранглик коэффициенти нолга тенг бўлади. Температураси 1^0 ортганда уй ҳароратдаги сувнинг сирт таранглик коэффициенти $0,13 \frac{dina}{sm}$ ва спиртники $0,09 \frac{dina}{sm}$ қадар камаяди.

Сирт таранглик кучи фақатгина суюқликнинг ўзига боғлиқ бўлмасдан, суюқликнинг чеклаб турган жисмга ҳам боғлиқдир. Ҳақиқатан ҳам сирт қатламидаги молекулалар фақатгина суюқлик молекулаларининг таъсири остида

бўлмасдан, уни чеклаб турган қаттиқ жисм молекуларнинг ҳам таъсири остида бўлади. Шунинг учун суюқликнинг сирт таранглигини аниқлашда уни қандай жисм билан чегараланиб турганини ҳам аниқлаш керак. Одатда газ билан чегараланиб турган суюқликнинг сирт таранглигига газнинг таъсири жуда оз бўлади. Бундай ҳолатда суюқликнинг қандай газ ёки ўзининг буғи билан чегараланиб, турганлигини кўрсатилмайди. Ҳар хил суюқликларнинг сирт таранглик коэффициенти қуйидаги жадвалда кўрсатилган.

2-жадвал.

Моддалар	$t, ^\circ\text{C}$	$\alpha, \frac{\text{dina}}{\text{sm}}$	Моддалар	$t, ^\circ\text{C}$	$\alpha, \frac{\text{dina}}{\text{sm}}$
Сув	18	73	Симоб	18	490
Ҳаво	-19	12	Сув-бензин	20	33.6
Бензол	18	22,5	Сув-ефир	20	12,2.
Ефир	18	29	Симоб-сув	20	42.7

3-жадвал.

Турли температурада сувнинг сирт таранглик коэффициенти кўрсатадиган жадвал.

$t, ^\circ\text{C}$	$\alpha, \frac{\text{dina}}{\text{sm}}$	$t, ^\circ\text{C}$	$\alpha, \frac{\text{dina}}{\text{sm}}$	$t, ^\circ\text{C}$	$\alpha, \frac{\text{dina}}{\text{sm}}$	$t, ^\circ\text{C}$	$\alpha, \frac{\text{dina}}{\text{sm}}$
0	75,49	20	72,53	40	69,54	60	66,0
5	74,75	25	71,78	45	68,6	65	65,1
10	74,01	30	71,03	50	67,8	70	64,2
15	73,26	35	70,29	55	66,9	75	63,3

4-жадвал.

Сув ва спиртнинг турли ҳароратдаги сирт таранглик коэффициентлари

$t, ^\circ\text{C}$	$\alpha, \frac{N}{m}$		$t, ^\circ\text{C}$	$\alpha, \frac{N}{m}$	
	сув	етил спирти		сув	етил спирти
0	0,0756	0,0249	210	0,0354	0,0033
30	0,0712	0,0219	240	0,0286	0,0001
60	0,0662	0,0192	243	-	0
90	0,0608	0,0164	300	0,0144	-
120	0,0549	0,0134	370	0,0005	-
150	0,0186	0,0101	374	0	-
180	0,0123	0,0067			

Бир хил ҳароратда суюқликнинг ҳамма молекулалари турлича энергия миқдорига эга бўладилар. Суюқлик юзасидаги молекулаларнинг потенциал энергиялари унинг ичидагиларникига қараганда кўпроқ бўлади.

Сууюқликнинг еркин юзасини катталаштириш учун маълум миқдордаги молекулалар унинг ичидан юзасига чиқишлари керак. Сууюқлик сиртига чиққан ҳар бир молекула юзага тик бўлган молекуляр босимни енгиш учун маълум миқдорда иш бажариш керак.

Бажарилган иш юзага чиққан молекулуланинг потенциал энергиясини кўпайтиради. Шунинг учун ҳам сууюқлик ичидаги молекулаларга қараганда унинг юзадагиларининг энергиялари каттадир.

Юзанинг 1sm^2 га тўғри келган бундай ортиқча энергиясига сууюқлик юзасининг солиштирма еркин энергияси дейилади. Сууюқлик юзасининг еркин энергияси $\frac{\text{erg}}{\text{sm}^2}; \frac{\text{Joul}}{\text{m}^2}$ билан ўлчанади. Шундай қилиб, сууюқлик ичидан юзага чиққан молекулуларнинг энергиялари кўпаяди, сууюқликнинг ичига кирганда еса камаяди.

Демак, ўзгармас ҳароратда сууюқликнинг еркин сирти орца, унинг еркин энергияси ҳам ортади. Сууюқлик сирти адиабатик равишда орца, у совийди. Чунки тезлиги катта бўлган молекулалар сууюқликнинг газ босимига қарши иш бажариб, сиртга чиқадилар. Шунинг учун ҳам сиртга чиққан молекулуланинг потенциал энергияси ортади.

Сууюқлик юзаси адиабатик равишда қисқарганда сиртдаги молекулалар сууюқлик ичига кириши натижасида уларнинг ортиқча потенциал энергиялари иссиқлик энергияга айланади ва сууюқлик исийди. Сууюқлик сирти ортиқча потенциал энергияга ега бўлганлигидан, у еркин сиртни кичирайтира олади.

Механикадан маълумки, ҳамма вақт жисм ўзларининг потенциал энергияларини мумкин қадар енг кичик ҳолатга интиладилар. Сууюқлик еркин сиртининг кенгайиши учун унинг ичидаги молекулалардан бир қисми юзага чиқиши керак. Сууюқлик бетига чиққан молекулалар сирт босимини йенгиш учун кинетик энергияларини сарф етадилар. Натижада сууюқлик совийди.

Сууюқликнинг ҳароратини ўзгармас сақлаш учун унга ташқаридан иссиқлик бериши керак. Шундай қилиб, сууюқлик юзадаги куч майдони молекулуларнинг потенциал энергияларни ортиши ва унинг юзага жойлашишиларига сабаб бўлади. Умуман айтганда сиртдаги молекулуларнинг еркин энергиялари унча катта емас.

Масалан: Сув учун 0°C да $75,5 \frac{\text{erg}}{\text{sm}^2}$, спирт 20°C -да $22 \frac{\text{erg}}{\text{sm}^2}$ ва симоб, $546 \frac{\text{erg}}{\text{sm}^2}$.

Шуни ҳам айтиш керакки, сууюқлик сиртининг еркин энергияси сон жиҳатидан сирт таранглик кучининг коэффицентига тенг бўлади. Ҳақиқатан ҳам сууюқликнинг С-юзасини пайдо қилишда W –ерг иш сарф етилса, бирлик юзани ҳосил қилиш учун сарф қилинган иш миқдори, яъни юзанинг солиштирма еркин энергиясини (α -ни) аниқлашда қуйидаги ифодадан фойдаланиш керак.

$$\alpha = \frac{W}{S} \frac{\text{erg}}{\text{sm}^2}; \quad (10)$$

$$\text{ерг- дина см. бўлгани учун} \quad \alpha = \frac{W}{S}; \quad (11)$$

ёки (α -ни) $\frac{dina}{sm}$ билан ифодалаш мумкин. Шундай қилиб, юзанинг солиштирма еркин энергияси сон жихатидан $\frac{dina}{sm}$ билан ифодаланган сирт таранглик коэффициентига тенгдир.

Демак, α -нинг қиймати, иккинчи томондан суюқлик юзасини $1sm^2$ га кўпайтириш учун сарф етилган иш миқдорини кўрсатади.

Суюқлик сиртининг еркин энергияси унинг таранглик кучи коэффициенти билан ва юза қатламининг кўпайтмаси орқали ифодаланади, $W = \alpha \cdot S$. (12) Суюқликнинг еркин сирти ва сирт таранглик коэффициентининг камайиши билан унинг еркин энергияси ҳам камаяди.

Агар сувга сирт таранглик кучининг коэффициенти озроқ бўлган бирон суюқликни кўшсак, бу суюқлик молекулалари сиртидаги сув молекулаларининг ўрнини олиб, еркин энергияси оз бўлган парда ҳосил етади.

Суюқликнинг сирт таранглик кучини озайтирадиган нарсаларга сирт тараглигини активлаштирувчи моддалар дейилади.

Суюқликка еритилган сирт актив моддаларнинг кўпроқ қисми унинг бетига жойлашади. Бу хусусиятидан фойдаланиб, суюқликларни сирт актив моддалардан тозалайдилар. Еритма орқали ҳавони пуфлаб ўтказганда, у сирт актив моддалардан тозаланади. Ериган сирт актив моддалар ҳаво пуфакчалари билан еритманинг юзига чиқадиладар.

Суюқлик бетига пуфак ёрилмасилиги учун еритмага кўпик берувчи модда кўшилади. Кўп вақт пуфлагандан кейин ерувчи модданинг молекулалари еритма юзадаги кўпикнинг ичига тўпланади. Кўпикни олиб ташлаш билан суюқликда ериётган моддадан уни тозалайди. Еритмаларни ерувчидан тозалашдаги бу метод қанд заводларида ишлатилади.

Лавлагидан олинган шарбатда қанд моддаси бўлиб, шарбатнинг кристалланишига ҳалақит беради. Қанд шарбати орқали ҳавони пуфлаб ўтказиш билан уни тозаланади.

Совун ҳам юза активлаштирувчи моддаларни биридир. Совун еритилган сувнинг юза пардаси томомила совун молекулаларидан иборатдир. Совун молекуласи жуда мураккаб бўлиб, уни бир учида учта водород атоми, иккинчи учида натрий ва кислород ўрнашган углерод занжирига ўхшатиш мумкин. Молекуланинг ўзига ҳам бутун узунлиги бўйича водород атомлари билан ўралиб олинган. Совун молекуласининг натрийли учи кучли равишда сув таркибидаги водород томонидан тортилади, аммо молекуланинг водородли учини сув молекуласининг тортганлиги сезилмайди. Шунинг учун сув юзасидаги совун молекуласининг кучли (кислород-натрийли) учи сувга қаратилган бўлиб, кучсиз бўлса ҳавога томон йўналган тартибда ўрнашган бўлади.

Сув юзасининг бундай тузилиши билан совун пардасининг катта турғунликка ега эканлигини тушинтирилади. Ҳақиқатдан ҳам совун пардасини тешганда у йиртилмайди. Ҳаммадан олдин фақат совун молекуласидан тузилган парда йиртилади. Совун пардаси остидаги юпқа сув қатламининг сирт таранглиги совунниқидан кўра катта бўлганлиги учун ўз устидаги совун пардасини ҳар томондан сиқиб, ўзаро бирлаштириради ва совун пардасининг турғунлигини сақлайди. Баъзи моддаларни сувга аралаштирганда сувнинг сирт таранглиги

ортади. Суюклик сирт таранглигини орттирадиган моддаларнинг молекулаларининг сони сирт актив моддалар молекулалари сонидан кам бўладилар.

Масалан: совун еритмасига ош тузини солсак, туз молекуласи совунникени сиқиб, еритманинг бетига чиқаради. Шунинг учун совун заводларида еритмадан совунни ажратиш учун унга туз қўшадилар. Ҳарқандай юза қатламидаги ҳамма молекула ёки атомлар ортиқча энергияга ега. Юзадаги молекулалар бу энергия ҳисобида кўп иш бажаришлари мумкин.

Юқоридаги молекулалар ўзларини ўраб, олган муҳитдан бошқа иккинчи бир модда молекуласини тутиб ушлаб туриш қобилиятига егадирлар. Масалан: Корбонат сиртидаги молекулалар ҳаводан газ молекуласини ўзига тортиб олиб иш бажариши натижада ундан иссиқлик ажралади. Корбонат ютган ҳар бир мол газдан ҳосил бўлган иссиқлик бир неча минг калорияга етади. Агар бу иссиқлик очиқ ҳавога чиқолмаса, корбонат ичига йиғилиб, корбонатни ёндириб, юборади. Дераза шишаси сув буғуни ютиб, узоқ вақт ўзида сақлай олади. Шиша юзидан сув буғининг ажралиб чиқиши учун уни 500°C гача қиздириши керак бўлади. Юқори температурада қиздиргандагина буғ молекулалари катта тезликка ега бўлиб, шишанинг сиртидан учиб кета оладилар. Жисм бетининг бошқа бир модда молекулаларини ютиш хусусиятига адсорбция ҳодисаси дейилади. Жисм юзаси қанча катта бўлса, у бошқа моддалар молекулаларини шунчалик кўп адсорбциялайди. Шунинг учун талқонланган жисмлар енг катта ютиш қобилиятига егадирлар. Ҳаво молекулалари талқонсимон жисмларни фақатгина ўраб олмасдан, балки унинг атрофида жуда каттиқ пўстлоқ ҳам ҳосил қиладилар. Мана шу ҳаво пўстлоғининг ёрдами билан унинг доначалри бир-бирига ёпишиб кетмайди. Адсорбцияланиш хусусияти катта бўлган жисмлар техникада кўп ишлатилади.

Масалан: Тўқимадаги ип ранги адсорбсиялантириш хусусиятига ега бўлганлиги учун тўқималарни бўяш мумкин. Яхши тўқима бўлганда, бўёқнинг молекулалари ипга маҳкам ёпишадиларки, ювиш билан унинг ранги ўзгармайди. Кийимнинг кири совун сувида осон ювилади, чунки совун пардаси кийим ипидаги ҳар хил кирларни жуда яхши ютади, яъни жуда кучли адсорбсиялантиради.

Майдаланган ёғоч корбонатнинг юзаси ҳар хил бўёқларни жуда яхши ютади, яъни адсорбсиялантирилади. Масалан: қуюқ чойга корбонат майдасини аралаштирсак, чой рангсизланади. Ичадиган ёмон таъмли сувларни турли бемаза нарсалардан корбонт билан тозаланади.

Қанд заводларида қанд шарбатини ҳар хил ранг берувчи моддалардан тозалаш учун кремневая кислота ёки майдаланган корбонат ишлатадилар. Ёғ заводларида ёғни ҳам шу йўл билан тозалайдилар. Маълумки, самоворнинг ичида тошдай каттиқ бир қатлам пайдо бўлади. Бундай тош қатламлар буғ машиналаринининг қозонларида ҳам кўп бўлади. У жуда қийинчилик билан тозаланади. Шу тош қатламни йенгиллик билан тозалаш учун қозонга қуйиладиган сувга жуда оз миқдорда графит майдасини соладилар. Сув қайнашида графитнинг сирти сувдаги тузларни ютади ва қозон деворида юмшоқ талқон шаклида ўтириб, қозонни тозалашни осонлаштиради. Махсус таёрланган корбонат талқони медисинада ошқозон касаллигини даволаш учун ишлатилади. Противагаз кутисига ҳам корбонат майдалари солинади. 1915 йил

биринчи жаҳон урушининг қизғин пайтида рус олими академик Н.Д. Зеленский одамларни захарли газ даҳшатидан сақлаш йўлини очиб берди. Зеленский тоза ёғоч корбонати ҳамма газларни ҳам адсорбсиялантира олишини исбот етди. Агар захарланган ҳаво корбонат майдасидан ўтказилса захарли газ майдаланган корбонат заррачалари томонидан ютилиб, ҳаво тозаланиб ундан чиқади. Зеленский таклифи бўйича противагаз қутиси махсус активлаштирилган корбонат билан тўлдирилади. Майдаланган корбонат жуда катта юзага ега бўлгани учун у жуда кўп миқдордаги газни юта олади. Паст теператураларда корбонат майдаси ёт нарсаларни молекулаларини кўпроқ сақлаб турганлиги аниқланган. Шунинг учун нефт газида қимматбаҳо моддаларни ажратишда корбонат талқони совитиб, унга ажратилиши керак бўлган газ ютилади. Кейин уни қиздириш натижасида тоза ҳолдаги газ ажратилиб олинади. Корбонат талқони юқори ҳароратда қиздирганда у ютиш қобилитини камайтиради. Маълумки, қуруқ қурим совуқ сувда яхши ҳўлланмайди. Қуримнинг ҳўлланишига унинг заррачаларини ўраб олган ҳаво молекулаларининг ҳаракати ортиб, қуримнинг сиртидан йенгил ажраладилар.

Паст температуралар (-170°C) майдаланган корбонат адсорбсияси жуда катта бўлганлиги сабабли юқори вакуум қуролидаги газни тўла равишда чиқариш учун ундан фойдаланадилар. Водород, кислород азот ва бошқа газларнинг кўшилмаларидан гелийни ажратиб, олиш учун корбонатдан фойдаланадилар. Илгари вақтларда сирт актив моддалар суюқликнинг қаттиқ жисмга текканида унинг хусусиятини ўзгартирмайди, деб ўйлар едилар лекин, ҳозирда у фикр рус олими академик Ребиндер ва унинг шогирдлари томонидан ўтказилган тажрибалар натижасида рад етилади.

Қаттиқ жисмларнинг бетидаги юза актив моддали суюқликнинг юпқа қатлами унинг қаттиқлигини, чидамлигини ва бошқа механик хусусиятларини ўзгартиради.

И.А.Калиновскаянинг Ребиндер раҳбарлиги остида қилган тажрибалари кўрсатадики, металлларни юза актив моддали суюқлик билан қоплаганда, уларни кесиш, пармалаш, йўниш, ва бошқа хил таъсир етиш маълум даражада йенгиллашади ва ясалган нарсаларни юқори сифатли бўладилар. Академик Ребиндернинг юза актив ҳодисасини очиши ва уни ишлатиш методлари тўғрисидаги кашфиёти, фанинининг катта ютуқларидан ҳисобланади. Суюқ ва қаттиқ жисмлар бетларига газларни ютишлари (адсорбсия ҳодисаси) билан бир қаторда ҳажмга ютиш хусусиятига ҳам егадилар. Шу ҳодисани абсорбсия деб аталади.

Абсорбция, қаттиқ ва суюқ жисмлар ҳажмига газнинг кириб ериши демакдир. Агар ёпиқ идишдаги сувнинг устига кислород киргизилса, унинг босимининг вақт ўтиши билан аста-секин озайиб борганлигини кўриш мумкин. Сув бетидаги кислород молекулалари урилаётган буғ молекулалари сингари сувга ботиб кетадилар. Сувга сингиб кетган кислород молекулалари унинг ичида ҳам ўзларининг иссиқлик ҳаракатларини давом етадилар. Суюқлик томонидан ютилган газнинг миқдори (кичик босимда) унинг бетидаги босимга тўғри пропорционалдир. Сув, айниқса CO_2 газини кўп миқдорда ютиш қобилиятларига ега. Сувнинг бу хусусияти газли сувлар таёрлаш учун кенг равишда фойдаланилади. Газли сувлар, одатда катта босим остида таёрланади. Газли сув солинган идишнинг оғзини очганда унинг устидаги газ босими озайиб, ичида бўлган газ

доим ажралиб туради. Металлар температурасининг ортиши билан уларнинг гази ютиш ҳажми ҳам ортади. Масалан, қиздирилган палладий ўзининг ҳажмидан 1000 марта катта ҳажмдаги водородни юта олади.

Қаттиқ жисмларни бир-биридан ажратиш жуда муҳим вазифадир. Техникада рудадаги қимматбаҳо металллардан кум лой, оҳак тошлари ва бошқалардан ажратиб олиш жуда муҳим ва зарур ишлардандир. Ўз ичида қимматбаҳо металлари оз ва кум, лой каби қиммациз тоғ жинслари кўп бўлган рудалар камбағал рудалар дейилади. Рудалардан кераксиз тоғ жинсларини чиқариб ташлашга рудалар бойитиш дейилади. Рудаларни бойитиш турли нарсалар молекулалари орасидги тортув кучининг турлича бўлиши ва ҳар қандай тузларни еритадиган суюқликнинг юза таранглиги коэффицентининг ҳар хил бўлишига асослангандир. Рудаларни бойитиш процессига (қаттиқ нарсаларни бир-биридан ажратиш) флотация дейилади. Флотация термини аслида сузиш сўзидан олингандир. Флотация махсус флотацион машинада қилинади. Флотацион машинанинг ишлаши қуйидагича: Майдаланган тоғ жинси сув билан аралаштирилиб, машинанинг камерасига кўйилади. Аралашмага идишидан озгина мой кўшилади. Бу мой қимматбаҳо минералларни яхши ҳўллаб, қиммациз тоғ жинсларини ҳўлламайди. Қиммациз тоғ жинслари сув билан салгина ҳўлланилади. Шунинг учун ҳам металлларни ажратишда майдаланган тоғ жинсларини сувга аралаштириб, сўнгра мой кўшадилар. Шу аралашмага махсус тез айлнувчи аралаштиргич ёрдами билан ҳаво берилади. Аралашма йўзида жуда кўп мой кўпиги пайдо бўлади. Қимматбаҳо металлларнинг кичкина заррачалари мой кўпигининг юпка пардасига йиғилади. Кўпик ва сув камерадан идишга ўтгандан кейин қиммациз минераллар сувнинг тагига ўтириб қолиб, қимматбаҳо металллар мой кўпиги билан бирга сув бетига чиқади. Махсус аппарат ёрдами билан бу кўпикдаги металллар мойдан ажратилди. Рудаларни бойитиш юқорида айтилгнча бўлади. Агар руда бир неча металлларни ўз ичига олса, камерага солинидаган химёвий металлларнинг фақат бринчисини кўпикка ёпиштириб, сув бетига ажратиб чиқармоқ лозим. Шу йўл билан аралашмдан айрим металлларни ажратиб оладилар. Флотация теорияси соҳасида машхур олим, академик П.А.Ребендер ва унинг шогирдларининг хизмати каттадир.

Назорат саволлари:

1. Суюқликнинг сирт таранглик кучининг пайдо бўлишини тушинтиринг.
2. Суюқлик сиртининг еркин энергияси тўғрисида маълумот беринг.
3. Суюқликнинг ҳўллаш шартини изоҳлаб беринг.

Мавзуга оид адабиётлар:

1. Паул А. Типлер. Гене Мосса, Пҳйсисс фор ссиентисц анд енгинеерс. (витх модерн пҳйсисс) W. Ҳ. Фрееман анд Сомпанй • New Ёрк. 2016.
2. Карабайева М.А. Молекуляр физика. Т. Университет. 2014. 240 б.
3. Сивухин В.В. Умумий физика курси. Термодинамика ва молекуляр физика Т. 1984й. 526 б.
4. Хайриддинов Б “Молекуляр физика” Тошкент, 2004.
5. Қодиров О “Молекуляр физика” Тошкент, 2004.
6. Абдуллаев Р.М., Хамиджонов И, Карабаева М.А. «Молекуляр физика», Университет, Т. 2003.- 121 б.
7. Абдуллаев А. «Молекуляр физика» - Гулистон. 2012.- 95 б

28-март. Икки муҳит чегарасидаги мувозанат шартлари.

Асосий савол:

1. Суяқликларнинг сирт хоссалари
2. Икки муҳит чегарасидаги мувозанат шартлари.

Таянч сўз ва иборалар: сиқилувчанлик, кенгайиши, еркин энергия, эмпирик формула, сирт таранглик кучлари, пезометр, чегаравий бурчак, сув аномалияси, ҳўллаш, тўла ҳўллаш, Ф.И.К. қонуни, мениск, Френкел-Андрате формуласи, капилляр ходисалар, вискозиметр, буғланиш, буғланишнинг яширин иссиқлиги, конденсация, суяқ еритма, осматик босим, еритувчи модда, Вант-Гофф қонуни, ериган модда, осмос ходисаси.

Асосий саволнинг мақсади: Суяқликларнинг сирт хоссалари ҳақида тушунча берилади.

Идентив ўқув мақсадлари:

1. Суяқликларнинг умумий хоссаларини билиб олади.
2. Сув аномалияси тўғрисидаги тушунчани ўрганади.
3. Суяқликлардаги кўчиш ходисалари тўғрисида маълумот олади.

1-мавзу баёни.

Газларни юқори босимларда сиқилганда бирор босимдан бошлаб улар узлуксиз равишда суяқликга ўтиши ва бирор критик ҳароратда газнинг тўйинган буғи билан суяқлик орасида фарқ йўқолиши суяқликларнинг хоссалари билан ана шу газ хоссалари бир-биридан унчалик фарқ қилмаслигини кўрсатади. Реал газларнинг ҳолат тенгламаси еса ўз маъносига кўра газсимон ҳолатни ҳам, суяқ ҳолатни шунингдек уларнинг бир-бирига ўтишини ҳам ифодалайди. Суяқлик ва газ орасидаги фарқни уларнинг зичликларининг миқдорий қийматлари орасидаги фарқ сифатида ҳам қараши мумкин. Лекин реал, оддий ҳолатларда бу фарқ шунчалик каттаки, у суяқликларнинг асосий хусусиятларини белгиловчи омил сифатида намоён бўлади. Аввало бу суяқлик ва газларнинг табиати сифат жихатдан кескин фарқ қилади.

Суяқлик иссиқликдан кенгайиши ва сиқилиш хоссасига ега. Суяқликнинг бу хил хоссаларини хисоблашда ҳолат тенгламасидан фойдаланиш мумкин.

1. Суяқликнинг сиқилувчанлиги [2]. П босимнинг бир-бирликга ўзгарганда ҳажмнинг dV нисбий ўзгариши жимснинг сиқилувчанлик коэффициенти деб аталади ва уни χ билан белгилаймиз:

$$\chi = \frac{1}{V} \cdot \frac{dV}{dP}, \quad (1)$$

Идеал газлар учун $\chi = -\frac{1}{P}$, яъни босим $P = 1$ атм. бўлса, $\chi = -1 \text{ атм}^{-1}$ га тенг, босим 2 марта орца ҳажм 2 марта камади. Суяқликларнинг сиқилувчанлик коэффициенти жуда кичик ва кўп чилик суяқликлар учун $10^{-4} - 10^{-5}$ атм чегарасида ётади.

Суяқликларнинг сиқилувчанлик коэффициенти босим ортиб бориши билан камайиб боради. Чунки, суяқлик сиқилган сари унинг зарралари орасидаги масофа камади ва уларнинг ўзаро итарилиш кучлари ортади. Паст босимларда турлича суяқликларнинг сиқилувчанлик коэффициенти бир-биридан катта фарқ қилиши мумкин бўлса, юқори босимларда барча суяқликлар учун деярлик бирдай бўлиб қолади.

Суяқликларнинг сиқилувчанлик коэффициенти ортиши билан ҳарорат катталашади. Чунки суяқлик қизиганда унинг ҳажми ортиб, молекулалар орасида масофа катталашади ва улар орасидаги итаришиш кучлари камаяди.

Тажрибадан олинган маълумотлар асосида суяқликнинг сиқилувчанлик коэффициенти учун қуйидаги эмпирик формулани ёзиш мумкин:

$$\chi = \frac{A}{V(P+P_t)}, \quad (2)$$

бу йерда A ҳароратга боғлиқ равишда ортиб боровчи бирор функция, P_t - ташқи босим ва P_t -Ван-дер-Ваалъс кучлари билан боғлиқ бўлган босим. Сиқилувчанликни ўлчайдиган асбоблар пезометрлар деб аталади.

2. Суяқликнинг иссиқликдан кенгайиши [2]. Бирор жисмнинг T ҳароратдаги ҳажми

$$V = V_0(1 + \alpha T), \quad (3)$$

бунда V_0 - бошланғич ҳажм, α - ҳажм кенгайиш коэффициенти. Ҳарорат 1 К га ўзгарган бўлсин.

$$V_1 = V_0(1 + \alpha T_1), \quad (4)$$

(4) дан (3) ни айирамиз. Бунда ҳажмнинг ўзгариши

$$dV = V_1 - V_0 = V_0 \alpha (T_1 - T) = V_0 \alpha dT$$

бундан ҳажм кенгайиш коэффициенти $\alpha = \frac{1}{V} \frac{dV}{dT}$, (5)

келиб чиқади. Идеал газларда $\alpha = \frac{1}{T}$ еди, лекин суяқликларда бу боғланиш анча заиф ва ҳарорат кўтарилиши билан бироз ортади. Босимнинг ортиши билан еса камаяди.

3. Сув аномалияси. Сувдан бошқа суяқликлар температура ортганда ўз ҳажмини орттириб, айти вақтда зичлигини камайтиради. Лекин сув ҳарорати 0 дан 4 °С гача ортганда ҳажми кичиклашиб, 4 °С да максимал зичликга ега бўлади. Бу сув **аномалияси** деб аталади. Бунга сабаб сув 4 °С гача ортганда айрим молекулалар бирлашиб катта молекулалар ҳосил қилишидир. Турли ҳароратларда бу гуруҳ молекулаларнинг концентрациялари ҳам турлича бўлади. Ҳарорат 4 °С гача ортганда минимал ҳажмли гуруҳдаги молекулалар сони кўпайиб, сув ҳажми минимал қийматга ега бўлади.

Бундай аномалия суяқ гелийда 2,86 К да кузатилади. Лекин гелийдаги бу аномалия фаза ўтиши билан ифодаланади. Гелийнинг ҲеИ, ҲеИИ деб аталадиган фазалари хоссалари билан бир-биридан кескин фарқ қилади.

4. Суяқликларнинг иссиқлик сиғимлари. Суяқликларнинг иссиқлик сиғимлари температурага боғлиқ, шу билан бирга бу боғланиш турли суяқликлар учун турлича бўлади. Кўпчилик суяқликларда иссиқлик сиғим температура ортиши билан ортади, айримларида еса камаяди. Масалан: симобнинг иссиқлик сиғими температура ортиши билан камаяди (дастлаб камайиб сўнгра ортади). Масалан: сув учун 273 К атрофидаги иссиқлик сиғимлари $C_{II}=76,020$ Ж/мольК ва $C_{B}=75,978$ Ж/мольК бўлиб, $C_{II} - C_{B}=0,042$ Ж/мольК бўлса, суяқ аргон учун 140 К атрофидаги иссиқлик сиғимлари $C_{II}=64,68$ Ж/мольК, $C_{B}=19,53$ Ж/мольК, $C_{II} - C_{B}=45,15$ Ж/мольК га тенг. Суяқликлар учун ҳам C_{II} ва C_{B} иссиқлик сиғимлари фарқ қилади. Лекин идеал газлардаги сингари $C_{II} - C_{B}$ нинг қиймати универсал доимий R га тенг емас, балки айримлари учун ундан катта, бошқалари

учун еса кичик бўлади ва қандай бўлиши иссиқдан ҳажмий кенгайиш коэффициентининг α нинг қиймати ва суюқлик зарраларининг ўзаро таъсир кучларининг катталигига боғлиқ. Кўпгина органик суюқликлар учун иссиқлик сифимининг ҳароратга боғлиқ равишда ўзгариши $C_p = A + Bt$, (6)

Бу йерда А ва В лар берилган модданинг гомологик қатори учун доимий катталиклардан иборат.

5. Суюқликларда диффузия ходисаси. Суюқликларда молекулалар орасидаги масофа уларнинг ўлчамлари тартибида бўлади. Шу сабабли суюқликларда молекулаларнинг еркин югуриш юли узунлиги ўз маъносини юқотади. Суюқлик молекулаларининг ҳаракати молекулалараро масофада кичик тебранишлар билан чекланади. Тебранаётган молекула турли флукуасия туфайли кўшимча энергия олиб бирон σ масофага сакраши мумкин. Бундай сакрашлар суюқлик молекулаларининг иссиқлик ҳаракатини характерлайди. Сакрашларнинг сони ёки интенсивлиги молекулаларнинг хоссаларига, улар орасидаги ўзаро таъсир кучларига, суюқликнинг зичлигига боғлиқ бўлади.

Суюқликлардаги диффузия ходисаси учун ҳам Ф.И.К. қонуни ўринли бўлади. Молекулалар ўртача масофага сакраган бўлсин. Молекулаларнинг бир сакрашдан 2-сакрашгача “ўтроқ” лик вақти t бўлса, σ унинг ўртача тезлигини беради. У ҳолда диффузия коэффициенти учун газлардаги $D = \frac{1}{3} \lambda v$,

$$\text{ўрнига} \quad D = \frac{1}{6} \bar{\sigma} \cdot \frac{\bar{\sigma}}{t} = \frac{1}{6} \bar{\sigma}^2, \quad (7)$$

кўринишда ёзилади. $\frac{1}{6}$ кўпайтма суюқлик молекулалари учун 6 та тенг еҳтимолни ҳаракат йўналиши мавжудлигини билдиради. Температура ортиши билан диффузия коэффициенти кескин ортади. Буни сабаби шуки температура ортиши билан молекулаларнинг ўтроқлик вақти камаяди. Суюқликларнинг диффузия коэффициентининг сон қиймати газларникига нисбатан кўплаб марта кичик.

6. Суюқликларнинг ички ишқаланиши. Суюқликларнинг ички ишқаланиши, газлардаги сингари, суюқликнинг ҳаракат йўналишига тик йўналишда импульс кўчиши туфайли юзага келади. Импульснинг қатламдан қатламга кўчиши молекулаларнинг сакраш туфайли содир бўлади. Молекулаларнинг t “ўтроқ” лик муддати қанча кичик бўлса, яъни сакрашлар қанча кўп бўлса, суюқлик шунча оқувчан бўлади. Суюқликнинг қовушқоқлик коэффициенти Френкеъ-Андрате тенгламаси билан ифодаланади:

$$\eta = C \cdot e^{\frac{E}{kT}}. \quad (8)$$

Бундаги C кўпайтмага сакрашнинг $\bar{\sigma}$ катталигига, молекулаларнинг тебраниш частотаси ν га ва ҳароратга боғлиқ бўлади. T ортиши билан қовушқоқлик коэффициенти дарҳол камаяди. Суюқликларнинг қовушқоқлик коэффициенти вискозиметрлар билан ўлчанади.

7. Суюқликларнинг иссиқлик ўтказувчанлиги. Суюқликларда ҳам иссиқлик ўтказувчанлик газлардаги сингари ҳарорат градиенти бўлганда мавжуд бўлади. Суюқликларда иссиқлик ўтказувчанлик жараёни каттароқ амплитуда билан тебранаётган молекулалар кичик амплитудали зарраларга энергия узатиши оқибатида содир бўлади. Энергиянинг бундай механизм воситасида узатилиши

иссиқлик узатишининг тез амалга ошишини таъминлай олмайди. Лекин шунга қарамай газлардагига нисбатан бир неча марта катта бўлади.

Лекин суюқ металлларда иссиқлик ўтказувчанлик металллардаги сингари тез амалга ошади. Бунга сабаб суюқ металллар иссиқлик ўтказувчанлигида ҳаракатчан электр зарядлари-электронлар ҳам иштирок етишидир.

Назорат саволлари.

1. Суюқликларнинг сиқилувчанлик коэффициенти босимга қандай боғланган?
2. Суюқликлар сиқилувчанлигини ўлчайдиган асбобнинг номини айтинг. А) Барометр, Б) Манометр, С) пьезометр, Д) денситометр, Е) арсометр.
4. Сув аномалияси ҳақида тушунча беринг.
5. Суюқликлар учун диффузия коэффициентини кўрсатинг.

$$А) \frac{1}{3} \lambda \bar{\nu}, \quad Б) \frac{1}{6} \bar{\delta}, \quad С) \frac{1}{6} \bar{\delta}^2, \quad Д) \frac{1}{6} \bar{\delta} \cdot t, \quad Е) \frac{1}{3} \bar{\nu} \bar{\delta}$$

6. Суюқликларнинг қовушқоқлик коэффициенти ўлчанадиган асбоб номини айтинг.

А) денситометр, Б) ареометр, С) вискозиметр, Д) пезометр, Е) манометр.

2-саволнинг мақсади: Икки муҳит чегарасидаги мувозанат шартлари ҳақида тушунча берилди.

Идентив ўқув мақсадлари:

1. Суюқлик сиртида сирт таранглик кучининг пайдо булиш сабабини билади.
2. Чегаравий бурчакларни билади.

2-мавзу баёни: Икки муҳит чегарасидаги мувозанат шартлари. Бир-бири билан аралашмайдиган икки хил суюқлик чегарасида бўладиган ходисаларни кўриб чиқайлик. 2-суюқлик томчиси 1-суюқлик сиртида жойлашган. Томчи оғирлиги унинг сиртининг бироз ёстиқсимон кўринишни олишга мажбур қилади. Баъзи аралашмалар (масалан, бензин ва керосин сув юзида) юпқа парда каби ёйилиб кетади.

Томчи сиртининг дл узунлигига учта сирт таранглик кучи таъсир этади:

$$\Phi_{12} = \delta_{12} \text{ДЛ}; \quad (1) \quad 1 \text{ ва } 2 \text{ суюқлик чегарасидаги куч};$$

$$\Phi_{13} = \delta_{13} \text{ДЛ}; \quad (2) \quad 1 \text{ ва } 3 \text{ суюқ ва газ чегарасидаги куч};$$

$$\Phi_{23} = \delta_{23} \text{ДЛ}; \quad (3) \quad 2 \text{ ва } 3 \text{ суюқлик ва газ чегарасидаги куч}.$$

Бу кучларнинг ҳар бири тегишли чегара сиртларга уринма буйлаб юналилган, (2) суюқ мувозанатда бўлиши учун учала кучлар $\Phi_{13}, \Phi_{23}, \Phi_{12}$ ларнинг Φ_{13} йўналишидаги координата ўқларига проекцияларининг йиғиндиси бир-бирини компенсация қилиши керак.

$$\Phi_{13} = \Phi_{23} \cos \theta_1 + \Phi_{12} \cos \theta_2; \quad (4)$$

$$F_{23} \sin \theta_1 - F_{12} \sin \theta_2 = 0; \quad (5)$$

ёки $\delta_{23} \sin \theta_1 - \delta_{12} \sin \theta_2 = 0; \quad (6)$

$$\delta_{23} \cos \theta_1 + \delta_{12} \cos \theta_2 = \delta_{13}; \quad (7)$$

шартлар бажарилиши керак. (6) ва (7) тенгламаларнинг ҳар иккала томонларини квадратга кўтариб, мос ҳадларни ўзаро қўшсак

$$\delta_{13}^2 = \delta_{23}^2 + \delta_{12}^2 + 2\delta_{12}\delta_{23}(\cos \theta_1 \cos \theta_2 - \sin \theta_1 \sin \theta_2) \quad \text{ёки} \quad \delta_{13}^2 = \delta_{23}^2 + \delta_{12}^2 + 2\delta_{12}\delta_{23} \cos(\theta_1 + \theta_2), \quad (8)$$

$$\delta_{13}^2 = \delta_{23}^2 + \delta_{12}^2 + 2\delta_{12}\delta_{23} \cos \theta, \quad (9)$$

келиб чиқади. Бу йердаги θ_1 ва θ_2 лар 2-суюқлик ва унга 1-суюқликнинг тегишли сиртига ўтказилган уринмалар орасидаги бурчаклар бўлиб, уларга **чегаравий бурчаклар** деб аталади. Бу бурчакларнинг катталиги сирт таранглик кучларининг муносабати билан аниқланади. Агар чегаравий

бурчаклар $\theta_1 = 0, \theta_2 = 0; \theta_1 + \theta_2 = 0; \cos \theta = 1$

Масалан, $\Phi_{13} > \Phi_{12} + \Phi_{23}$ бўлганда, 2-суюқлик 1-суюқлик сирти бўйлаб ёйилиб кетади ва бу ҳол 1-суюқликни 2-суюқлик **тамомила хўллайди** деб юритилади. Бунда $\theta = 0$ бўлади.

$\Phi_{12} > \Phi_{13} + \Phi_{23}$ ёки $\Phi_{13} < \Phi_{23} + \Phi_{21}$ бўлса, томчи сиртига унинг ичига қараб юналган куч таъсир этади ва у эллипсоидал ёки кичик бўлса шарсимон шаклни олади. Бу ҳолни **тўла хўлламаслик** деб аталади.

$\Phi_{23} > \Phi_{12}$ (ёки $\delta_{23} > \delta_{12}$) бўлганда, θ бурчак ўткир бурчак бўлади ва қисман хўллайди.

$\Phi_{23} < \Phi_{12}$ (ёки $\delta_{23} < \delta_{12}$) бўлганда, θ бурчак ўтмас бурчак бўлиб, тўла хўлламаслик шarti ўринли бўлади.

Шундай қилиб, чегаравий бурчакнинг мувозанат ҳолатидаги қиймати хўуллаш ўлчови бўлиб хизмат қилиши мумкин. Бу ҳолни суюқлик ва қаттиқ жисм чегарасидаги ходисалар учун қараб чиқамиз. б) Тўла хўллашда $\cos \theta = +1; \theta = 0$, тўла хўлламасликда $\cos \theta = -1; \theta = \pi$, бўлади. Бу муносабатлар расмда суюқлик ва қаттиқ жисм чегараси учун кўрсатилган. 1 – қаттиқ жисм, 2 – суюқлик томчиси, 3 – газ.

$$\Phi_{13} = \Phi_{23} \cos \theta + \Phi_{12};$$

$$\Phi_{13} + \Phi_{23} \cos \theta = \Phi_{12};$$

ёки

$$\delta_{13} = \delta_{23} \cos \theta + \delta_{12};$$

$$\delta_{13} + \delta_{23} \cos \theta = \delta_{12};$$

каби аниқланади. Чегаравий бурчак $\cos \theta = \frac{\delta_{13} - \delta_{12}}{\delta_{23}}$ ёки $\cos \theta = \frac{\delta_{12} - \delta_{13}}{\delta_{23}}$ шартлардан

топилади. Агар $\delta_{13} > \delta_{23} + \delta_{12}$ бўлса, суюқлик қаттиқ жисм сирти бўйлаб текис ёйилади ёки уни тўла хўллайди. Агар $\delta_{13} < \delta_{23} + \delta_{12}$ бўлса, суюқлик қаттиқ жисмни хўлламайди. Масалан, сув парафинни хўлламайди.

а) $\theta < \frac{\pi}{2}$ да қисман хўуллаш шarti хисобланади,

б) $\theta > \frac{\pi}{2}$ да қисман хўлламаслик.

Бу муносабатлардан хўуловчи суюқлик сиртининг қаттиқ жисм билан чегарадош қисмларда бироз егриланиб ботик, хўулламайдиган суюқликларда қавариқ бўлиши келиб чиқади. Бу сиртлар мениск деб аталади.

Суюқлик қаттиқ жисм билан бевосита чегаралганда, унинг еркин юзининг формаси ўзгаради. Суюқликнинг сиртининг формаси унинг қаттиқ жисмни хўллаши ёки хўлламаслигига боғлиқ. Агар суюқлик ва қаттиқ жисм молекулалари орасидаги тортув кучидан катта бўлса қаттиқ жисм хўлланади.

Тескарисига, суюқлик молекулаларининг ўзи тортув кучи қаттиқ жисм молекулалари билан суюқлик орасидаги тортув кучидан катта бўлса, чегарада турган қаттиқ жисм хўлланмайди.

Қаттиқ девор яқинида турган суюқликнинг м-молекуласини олиб текширамыз. Унинг атрофига молекула таъсир сфераси, М- молекулага қаттиқ деворга томон йўналган кучи таъсир этади, аммо шу кучнинг ўзи еса, суюқлик молекулаларининг ўзаро тортув кучи Қ-дан анча каттадир. Бу кучларнинг тенг таъсир етувчиси Ф, суюқликнинг горизант сиртига нисбатан маълум бурчак ташкил қилиб, идиш девори томонига йўналгандир. Суюқлик сиртининг бу қисми горизант ҳолда турмасдан Ф кучига тик бўлади. Шунинг учун ҳам идиш деворини ҳўлловчи суюқликларнинг чегара сирти ботиқ ҳолда бўлади.

Агар суюқлик идиш деворини ҳўлламовчи бўлса, Ф кучи Қ кучидан анчагина кичик бўлиб, уларнинг тенг таъсир етувчиси Ф суюқлик ичига томон йўналган бўлади.

Натижада суюқлик сиртининг Ф кучи таъсир қилган қисми қабартма формасини олади.

Қаттиқ девор билан суюқликнинг четки сирти орасидаги (суюлик четидан ҳисобланади) бурчак φ -га четки бурчак ёки ҳўлланиш бурчаги дейилади. Яхши ҳўлловчи суюқликларнинг четки бурчаги нольга интилади. Кўпчилик суюқликлар учун θ бурчаги 90° -дан кичик бўлади. Ҳўлламовчи суюқликлар учун θ бурчаги ҳамма вақт 90° -дан катта бўлади.

Масалан, шиша устидаги сув томчисининг ёйилиши натижасида унинг четки бурчаги θ ўткир бўлади. Шиша устидаги симоб томчиси ёйилмаганлиги учун юмолоқ бўлиб, унинг четки бурчаги θ ўтмас бўлади.

Ҳўлламайдиган суюқликларда зичлиги суюқлик зичлигидан катта бўлган жисмлар чўкмаслиги (масалан, мойланган игна сувга чуқмайди), аксинча ҳўлловчи суюқликларда зичлиги кичик жисмлар ҳам чуқиши (ботиши) мумкин.

Назорат саволлари:

1. Суюқлик сиртида сирт таранглик кучининг пайдо булиш сабабини тушунтиринг.
2. Суюқликнинг сиртининг еркин енергияси тўғрисида маълумот беринг.
3. Суюқликнинг ҳўллаш ёки ҳўлламаслик шартларини изоҳлаб беринг.
4. Диаметрлари 1) 1 мм, 2) 2 мм ва 3) 3 мм бўлган шиша найчалар сувга туширилган. Қайси бирида сув кўп роқ кўтарилади? А) 3-да Б) 2-да, С) 1- да , Д) бир хил , Е) 3- да кўтарилмайди.
5. Батамом ҳўллайдиган суюқликда суюқликнинг кўтарилиш формуласини кўрсатинг.

А) $\frac{\delta}{\rho g r}$, В) $\frac{2\delta}{m g r}$, С) $\frac{2\delta}{\rho g r}$, Д) $\frac{m}{V \delta r}$, Е) $\frac{P}{S F}$.

6. Нима учун мойланган игна сувга чуқмайди?

7. Суюқлик сиртини қисқартиришга интилувчи кучлар қандай кучлар ҳисобланади?

Мавзуга оид мустақил иш учун топшириқлар:

1. Сирт таранглик коэффициентини ўлчашнинг баъзи усуллари ва уни аниқлаш методлари.

Мавзуга оид адабиётлар:

1. Паул А. Типлер. Гене Мосса, Пҳйсисс фор ссиентисц анд енгинеерс. (with модерни пҳйсисс) W. Ҳ. Фрееман анд Сомпанй • New Ёрк. 2016.

2. Карабайева М.А. Молекуляр физика. Т. Университет. 2014. 240 б.
3. Сивухин В.В. Умумий физика курси. Термодинамика ва молекуляр физика Т. 1984й. 526 б.
4. Хайриддинов Б “Молекуляр физика” Тошкент, 2004.
5. Қодиров О “Молекуляр физика” Тошкент, 2004.
6. Абдуллаев Р.М., Хамиджонов И, Карабаева М.А. «Молекуляр физика», Университет, Т. 2003.- 121 б.
7. Абдуллаев А. «Молекуляр физика» - Гулистон. 2012.- 95 б.

29-мавзу. Суюқликларнинг егри сиртида юзага келувчи кучлар.

Асосий саволлар:

1. Суюқликларнинг егри сиртида юзага келувчи кучлар.
2. Капиллярлик ҳодисалар

Мавзуга оид таянч сўз ва иборалар:

Капиллярлик ҳодисалари, еркин энергия, эмпирик формула, сирт таранглик кучлари, чегаравий бурчак, хўллаш, тўла хўллаш, мениск.

1-савол бўйича дарс мақсади: Суюқликларнинг егри сиртида юзага келувчи кучлар ҳақида тушунча берилди. Суюқлик ва унга қўшни муҳит чегарасида бўладиган ҳодисалар уларнинг молекуляр тузилиши нуқтаи назаридан қараб чиқилди. Суюқ еритмалар хоссалари ва уларнинг хусусиятлари баён этилди

Идентив ўқув мақсадлари:

1. Суюқлик сиртида бўладиган ҳодисалар билди.
2. Сиртнинг еркин энергияси тушунчасини билди.
3. Суюқликлардаги кўчиш ҳодисалари тўғрисида маълумот олади.

1-мавзу баёни: Суюқликларнинг егри сирти остидаги суюқлик молекулалари билан ясси сирт остидаги молекулалар бошқа-бошқа шароитда бўлади. Егри сирт остидаги молекулаларга сирт егрилиги туфайли та, сир етувчи қўшимча кучлар таъсир қилади. Егри сирт остидаги молекулалар шу сиртга перпендикуляр йўналган қўшимча босим остида бўлади.

Бу қўшимча босимни ҳисоблаш учун кичкина шарсимон совун пуфагини кўз олдимизга келтирайлик. Пуфак ичидаги атмосфера босимидан ортикча бўлган ички босим P пуфак сирт таранглигининг ичкарига болган босими билан мувозанатлашади. Пуфак ичидаги дП босимга ортганда, пуфак радиуси ҳам др га ортади ва бу вақтда сирт таранглик кучини енгилш учун $dA = 4\pi r^2 dr P'$ иш бажарилиши керак. Бу вақтда пуфакнинг ортган юзаси $dS = d(4\pi r^2) = 8\pi r dr$. Пуфак ташқи ва ички юзага ега бўлганлиги учун $dS = 2 \cdot 8\pi r dr$. Энергиянинг сақланиш қонунига кўра $dA = \sigma dS = \sigma \cdot 2 \cdot 8\pi r dr = 4\pi r^2 P' dr$ ёки бундан.

$$P' = \frac{4\sigma}{r}, \quad (1)$$

Бу босимпуфакнинг ички ва ташқи егри сиртининг таъсири туфайли ҳосил бўлади. Ҳар бир сиртга тўғри келган босим еса $P = \frac{P'}{2} = \frac{2\sigma}{r}$,

(2) бўлади.

Сирт егрилиги туфайли суюқлик сиртининг ичкарига бўлган қўшимча босими (2) орқали аиқланади. Сирт егрилиги туфайли суюқлик сиртининг ичкарига бўлган

қўшимча босим сиртнинг егрилик радиусига тескари пропорционал. Сирт йсси бўлса $r = \infty$ бўганлигидан $\Pi = 0$ бўлади, яъни суюқлик сирти йсси бўлганда сирт егрилиги туфайли қўшимча босим пайдо бўлмайди. Сирт сферик бўлмасдан ўзаро перпендикуляр текисликлар бўйича r_1 ва r_2 радиуслар ҳосил қилувчи егри сиртдан иборат бўлса, қўшимча босим [2]

$$P = \sigma \left(\frac{1}{r_1} + \frac{1}{r_2} \right),$$

(3)

га тенг бўлади. Бу формулага Лаплас формуласи дейилади. Агар $r_1 = r_2$ бўлса, (3) дан (2) келиб чиқади. Бу қўшимча босим сфера маркази томон йўналган. Суюқлик сиртининг ботиқ ва қавариқлигига қараб бу қўшимча босимнинг йўналиши юқорига ёки пстга қараб йўналган бўлади.

Агар суюқлик томч сферик бўлиб, радиуслари ўзаро тенг бўлса

$$P = \frac{P'}{2} = \frac{2\sigma}{r}, \quad (4) \text{ болади.}$$

Агар суюқлик сирти цилиндрик бўлса, унда радиусларидан бири чексизликка тенг болади ва

$$P = \frac{\sigma}{r}. \quad (5)$$

Назорат саволлари:

1. Суюқлик сиртидаги қўшимча босим қандай ҳисобланади?

2. Егри сирт остидаги босим қандай аниқланади?

2-савол бўйича дарс мақсади: Капилярлик ҳодисалар ҳақида тушунча берилади ва унинг амалий аҳамияти ҳақида тушунча берилади.

Идентив ўқув мақсадлари:

1. Лаплас формуласини келтириб чиқаришни билади.

2. Капилярлик ҳодисаларнинг умумий хоссаларини изоҳлай олади.

2-мавзу баёни: Егри сирт остида ҳосил бўладиган қўшимча босимнинг диаметри кичик бўлган найчалардаги суюқлик ҳолатига таъсири катта бўлади. Бундай ингичка диаметрли найчалар суюқликка ботирилганда уларнинг суюқликларда ҳўллаш ёки ҳўлламаслигига қараб капиляр найчадаги суюқлик сиртининг егрилик сирти ботиқ ёки қавариқ кўринишда бўлиши мумкин. Агар найчанинг диаметри

$$\text{кичик бўлса } P = \frac{2\sigma}{r}, \quad (1)$$

бундан кўринадикки, егриланиши туфайли ҳосил бўлган Лаплас босимининг таъсири катта бўлади ва бу босим кучининг йўналиши найчани суюқлик ҳўлласа юқорига йўналган бўлади. Бу вақтда найчадаги суюқлик сатҳи суюқлик устунининг гидростатик босими

$$\Pi = \rho g h, \quad (2)$$

Лаплас босими

$$P = \frac{2\sigma}{r}, \quad (3)$$

билан тенглашгунча юқорига кўтарилади, яъни

$$\rho h g = \frac{2\sigma}{r} = \frac{2\sigma}{r_0} \cos \theta. \quad (4)$$

$$\text{Бу муносабатдан } h = \frac{2\sigma}{\rho g r_0} \cos \theta, \quad (5)$$

Бу йерда h – капилляр найчадаги суюқлик сатҳининг баландлиги, r_0 - капилляр найча радиуси, ρ - суюқликнинг зичлиги. Агар суюқлик найчани хўлласса, у холда найчадаги суюқлик сатҳи идишдаги суюқлик баландлигидан h миқдорга пасаяди. Суюқлик сиртининг егрилик маркази паст томонга ва қўшимча босим ҳам паст томонга йўналган. Суюқлик солинган бундай ингичка найларнинг радиуслари суюқлик егри сиртларининг егрилик сиртларига яқин бўлса бундай найчаларга капилляр найчалар ва бу найчаларда суюқлик сатҳининг кўтарилиси ёки пасайишига капилляр ҳодисалар дейилади.

Капилляр ҳодисалар ўсимликлар дунёсининг озикланишида асосийрол ўйнайди. Ўсимлик танаси ва пўстлоғидаги ингичкакапилляр найчалар орқали сув ва сувдаги ериган турли хил озикалар юқорига тана ва баргларга йетиб боради. Баҳор пайитида шудгор қилинган йердаги намлик тупроқдаги капилляр найчалар орқалибуғланишни камайтириш мақсадида йерга мола босилади. Инсон танасидаги капилляр найчалар орқалиорганизмдаги ортикча суюқликни ташқарига чқариши, яъни-тернинг ҳосил бўлиши бунга мисол бўлади. Ёзнинг иссиқ кунларида организмда терлаш айниқса сезиларли бўлади.

Сувга ботирилганшиша пластинкаларни бир-бирига теказиб, кейин ажратиш анча оғир, чунки икки пластинка орасига тушган сув қатлами шишани хўллагани учуншиша пластинкани бир-биридан ажратишда шиша-сув-шиша таъсир кучини йенгиш лозим.

Назорат саволлари:

1. Суюқлик молекулалари қандай ҳаракат қилади?
2. Лаплас босимининг юзага келиш сабаби нимада?

Мавзуга оид мустақил иш учун топшириқлар:

1. Капиллярликни ўлчашнинг баъзи усуллари ва уни аниқлаш методлари.

Мавзуга оид адабиётлар:

1. Паул А. Типлер. Гене Мосса, Пхйссисс фор ссиентисц анд енгинеерс. (with модерн пхйссисс) W. X. Фрееман анд Сомпанй • New Ёрк. 2016.
2. Карабайева М.А. Молекуляр физика. Т. Университет. 2014. 240 б.
3. Сивухин В.В. Умумий физика курси. Термодинамика ва молекуляр физика Т. 1984й. 526 б.
4. Хайриддинов Б “Молекуляр физика” Тошкент, 2004.
5. Қодиров О “Молекуляр физика” Тошкент, 2004.
6. Абдуллаев Р.М., Хамиджонов И, Карабаева М.А. «Молекуляр физика», Университет, Т. 2003.- 121 б.
7. Абдуллаев А. «Молекуляр физика» - Гулистон. 2012.- 95 б.

30-мавзу: Буғланиш ва қайнаш.

Асосий саволлар:

1. Буғланиш ва қайнаш.

Мавзуга оид таянч сўз ва иборалар: Буғланиш, қайнаш, капиллярлик ҳодисалари, еркин энергия, эмпирик формула, сирт таранглик кучлари, чегаравий бурчак, хўллаш, тўла хўллаш, мениск.

1-савол бўйича дарс мақсади: Суюқликларнинг сирт қатламида жойлашган молекулалар вужудга келувчи кучлар ҳақида тушунча берилади. Суюқлик ва унга қўшни муҳит чегарасида бўладиган ҳодисалар уларнинг молекуляр тузилиши нуқтаи назаридан қараб чиқилади.

Идентив ўқув мақсадлари:

1. Суюқлик сиртида бўладиган буғланиш ҳодисаларини билади.
2. Қайнаш ҳодисасини изоҳлай олади
3. Суюқликлардаги кўчиш ҳодисалари тўғрисида маълумот олади.

1-мавзу баёни: Буғланиш ва қайнаш [2]. Суюқликнинг сирт қатламига жойлашган молекулаларнинг суюқликдан ташқарига учиб чиқиб, буғ га ўтиши **буғланиш** дейилади. Молекулаларнинг суюқлик ташқарисига чқиши учун улар суюқликда кулувчи молекулалар тортишиш кучини йенгиши керак, яъни бу кучларга қарши иш бажариши керак бўлади. Бундан ташқари модда суюқ ҳолатдан газ ҳолатга ўтишда ўз ҳажмини ўзгартириши учун ташқи босимга қарши ис бажариши керак. Бу ислар молекулалар иссиқлик ҳаракатининг кинетик энергияси ҳисобига бажарилади.

Бундай ишни бажаришга ҳамма молекулалар ҳам қодир емас, йетарлича катта кинетик энергияга ега бўлган қисмигина бундай ишни бажаришга қодир бўлади. Шу сабабли буғланиш суюқликдаги тез молекулалар сонининг камайишига, унинг совишига олиб келади. Тез буғланувчи суюқлик масалан, ефир билан ҳўлланган терининг совиши бунга далилдир. Маълум суюқлик миқдорини изотермик буғлантириш учун керак бўладиган иссиқлик миқдорига буғланишнинг яширин иссиқлиги дейилади. Суюқликнинг мсса бирлигига тўғри келувчи яширин буғланис иссиқлиги солиштирма буғланиш иссиқлиги деб аталади. Суюқликнинг қайнаши унинг бутун ҳажми бўйлаб буғланиш жараёни бўлиб, бу ҳодиса суюқликнинг кескин ҳолда буғ пуфакчалари ҳосил қилиб, уларнинг суюқлик сирти орқали ташқарига чиқиб ёрилиш тарзида рўй беришидир.

Назорат саволлари:

1. Суюқлик молекулалари буғланиш вақтида қандай ҳаракат қилади?
2. Суюқликлада қайнаш қандай ҳосил бўлади?
3. Қайнаш нима?
4. Буғланиш нима?

Мавзуга оид мустақил иш учун топшириқлар:

1. Қайнаш ҳодисасини кузатинг ва уничизмасини чизинг.

Мавзуга оид адабиётлар:

1. Паул А. Типлер. Гене Мосса, Пҳйсисс фор ссиентисц анд енгинеерс. (витх модерн пҳйсисс) W. Ҳ. Фрееман анд Сомпанй • Нью Ёрк. 2016.
2. Карабайева М.А. Молекуляр физика. Т. Университет. 2014. 240 б.
3. Сивухин В.В. Умумий физика курси. Термодинамика ва молекуляр физика Т. 1984й. 526 б.
4. Хайриддинов Б “Молекуляр физика” Тошкент, 2004.
5. Қодиров О “Молекуляр физиа” Тошкент, 2004.
6. Абдуллаев Р.М., Хамиджонов И, Карабаева М.А. «Молекуляр физика», Университет, Т. 2003.- 121 б.
7. Абдуллаев А. «Молекуляр физика» - Гулистон. 2012.- 95 б.

31-мавзу. Суюқ еритмалар. Идеал еритмалар.

Асосий саволлар:

1. Суюқ еритмалар.
2. Идеал еритмалар

Мавзуга оид таянч сўз ва иборалар: Еритма, суюқ еритмалар, еритувч, еритма, идеал еритмалар, еритилган модда, бинар еритмалар, концентрация, капилляр ҳодисалар, осматик босим, еритувчи модда, Вант-Гофф қонуни, Френкел-Андрате формуласи, компонента.

1-савол бўйича дарс мақсади: Суюқ еритмалар ва унга кўшни муҳит чегарасида бўладиган ҳодисалар, уларнинг молекуляр тузилиши нуқтаи назаридан қараб чиқилади. Суюқ еритмалар хоссалари ва уларнинг хусусиятлари баён этилади.

Идентив ўқув мақсадлари:

1. Суюқлик сиртида бўладиган ҳодисалар моҳиятини билиб олади.
2. Френкел-Андрате формуласи билади.
3. Вант-Гофф қонунини билади.

1-мавзу баёни: Суюқ еритмалар. Химявий таркиби жиҳатдан бир жинсли бўлмаган суюқликлар аралашмасига еритмалар дейилади. Еритмалар икки ёки ундан ортиқ компоненталардан таркиб топган бўлиши мумкин. Еритма икки компонентаданиборат бўлиб, улардан бирининг еритмадаги миқдори кўпроқ бўлса, унга еритувчи, миқдори камроғи еритилган модда дейилади. Бундай икки компонентали еритмаларга бинар еритмалар дейилади. Бинар еритмаларнинг хоссалари билан танишайлик. Еритмадаги компоненталарнинг сони ортиши билан молекулалараро таъсир ҳам мураккаблаша боради.

Еритмани миқдорий жиҳатдан характерлайдиган муҳим катталиклардан бири унинг концентрасияси- еритмада еритилган модданинг улиши бутун еритманинг қанча қисмини ташкил этишини кўрсатадиган миқдорий катталикдир. Бу катталик еритилган модда массасининг ҳажими ёки еритилган модда молларининг қанча улушини ташкил этишини ифодалайди. Масалан, 10 г сирка кислотаси 90 г сувда еритилса, еритманинг масса улишида ифодаланган концентрасияси

$$C_m = \frac{m_{kis}}{m_{erit}} \cdot 100\% = \frac{10g}{100g} \cdot 100\% = 10\%$$

бўлар экан. Худди шу еритмани моляр улушларда ифодаласак: сирка кислотанинг моляр массаси 60 г/мол сувники 16 г/мол га теҳ бўлгани учун унинг моляр концентрасияси:

$$C_\mu = \frac{n_1}{n_1 + n_2} \cdot 100\% = \frac{\frac{10g}{60g/mol}}{\left(\frac{10}{60} + \frac{90}{18}\right) \frac{g}{mol}} \cdot 100\% = 3,22\%$$

Бу мисолдан кўринадики, бир еритманинг концентрасияси турли хил бирликларда ўлчанганда, улар бир-биридан фарқ қилар экан.

Моддаларнинг бир-бирида ериши оддий бирикишдан фарқ қилиб, еритмаларни моддаларнинг механик аралашмаси деб ҳисоблаб бўлмайди.

Идеал еритмалар. Еритмада еритувч ва ериган модда молекулалари ўзаро тасирлашганликлари туфайли молекулалараро масофа, ҳажим ўзгариши мумкин. Шу сабабли ериш жараёнида иссиқликнинг йтилиши ёки ажраиб чиқиши

кузатилади. Еришда иссиқлик ажралиб чиқса иссиқлик эффекти мусбат, иссиқлик ютилса иссиқлик эффекти манфий деб ҳисобланади. Шундай еритмалар ҳам борки, уларда иссиқлик ажралиб чиқмайди ҳам, ютилмайди ҳам. Бундай еритмаларда молекулалараро таъсир энергияси ўзгармайди ва уларга идеал еритмалар деб аталади. Масалан, бензолнинг толулдаги еритмаси.

Модданинг бир-бирида ериши чекланмаган ёки чекли миқдорда бўлиши мумкин. Масалан, сув билан спирт чекланмаган миқдорда, сув билан анилин чекли миқдорда ўзаро аралашади. Чекли миқдорда аралашувчи моддаларнинг энг катта концентрасиясига тўйинган еритма дейилади.

Еритманинг ҳосил бўлиши унинг температурасига ҳам боғлиқ. Бу боғланиш еритма ҳосил бўлишидаги иссиқлик эффектнинг ишораси билан аниқланади. Мусбат иссиқлик эффекти модданинг еритувчилиги температура ортган сари камаяди, манфий иссиқлик эффекти моддаларники ортади.

Бундан ташқари моддаларнинг ерувчанлиги ташқи босимга ҳам боғлиқ. Босим ортганда еритма компоненталарининг ҳаракатчанлиги сусайганлиги туфайли уларнинг ерувчанлиги ҳам сусаяди.

Еритмаларнинг хоссалари ҳатто еритилган модданинг концентрасияси энг кичик бўлганда ҳам соф еритувчининг хоссаларидан фарқ қилади. Ана шундай хоссалардан бири бўлиб еритма васоф еритувчи устидаги тўйинган буғнинг босимлари ҳисобланади. Еритма устидаги еритувчи молекулаларнинг босими соф еритувчи устидаги молекулалар босимидан фарқ қилади. Идеал еритмалар учун бу қонун

$$P_1 = CP_{01} = \frac{n_1}{n_1 + n_2} \cdot P_{01}, \quad (1)$$

Раул қонуни деб аталади. Бу қонундан кўринадикки, еритма устидаги еритувчи модда тўйинган буғнинг парциал босими P_1 еритувчи концентрасиясига тўғри пропорционал. Бу йерда P_{01} -соф еритувчи устидаги тўйинган буғнинг босими. Рауль қонуни еритма устидаги еритувчи тўйинган буғнинг босими соф еритувчи устидаги тўйинган буғнинг босимига нисбатан қанча камайишни кўрсатар экан.

Ҳудди шунингдек еритилган модда учун ҳам Рауль қонунини ёзиш мумкин

$$P_2 = \frac{n_2}{n_1 + n_2} \cdot P_{02}, \quad (2)$$

Бу қонун идеал еритмалар учун ўринли бўлса ҳам идеал бўлмаган кучсиз еритмалар учун ҳам маълум миқдорда бажарилади. Кучли, идеал бўлмаган еритмалар учун бу қонун бажарилмайди.

Еритма устидаги тўйинган буғ босимининг соф еритувчига нисбатан пасайиши еритма қайнаш температурасининг ортишига олиб келади. Еритма ва еритувчи қайнаш температуралари орасидаги фарқ ҳам еритма концентрасиясига боғлиқ:

$$\Delta T = E \cdot \frac{m_1}{\mu_2}, \quad (3)$$

Бу йерда $E = \frac{2T^2}{m_1 L}$ - ебулоскопик доимий бўлиб, берилган еритувчи учун доимий бўлган коэффициент. m_1 - еритувчининг массаси, L - буғ ҳосил бўлиш яширин

иссиқлиги (қйнаш температурасидаги), m_2 -еритилган модда массаси, μ_2 -еритилган модданинг моляр массаси. [2] Еритманинг музлаш температураси ҳам соф еритувчиникидан фарқ қилади. Униг музлаш температураси пасаяди:

$$\Delta T = k \cdot \frac{m_1}{\mu_2}, \quad (4)$$

Бу йерда $k = \frac{2T_0^2}{m_1 r}$ - крископик доимийлик бўлиб, T_0 - еритманинг музлаш температураси, r - кристалланишда ажралиб чиқадиган энергия. Бу ифодалар ҳам Раул томонидан аниқланган бўлиб, Раулнинг иккинч ва учинчи қонуни дейилади. (2) ифодадан

$$P_2 / P_{02} = \frac{n_2}{n_1 + n_2}, \quad (5)$$

келиб чиқади. Бу боғланишдан кўринадики, еритилган модданинг концентрасияси еритма устидаги еритилган модданинг парсиал босимига тўғри пропорционал. Бу қонун суюқикда еритилган газлар учун ўринли бўлиб, Генри қонуни дейилади.

Назорат саволлари:

1. Қайнаш деб нимага айтилади?
2. Қайнаш қачон рўй беради?
3. Суюқ еритмалар учун Рауль ва Генри қонунларини айтинг.
4. Идеал еритмаларга таъриф беринг.

Мавзуга оид мустақил иш учун топшириқлар:

1. Рауль ва Генри қонунларини аниқлаш методлари.

Мавзуга оид адабиётлар:

1. Паул А. Типлер. Гене Мосса, Пҳйсисс фор ссиентисц анд енгийнээрс. (with модерни пҳйсисс) W. Х. Фрееман анд Сомпанй • New Ёрк. 2016.
2. Карабайева М.А. Молекуляр физика. Т. Университет. 2014. 240 б.
3. Сивухин В.В. Умумий физика курси. Термодинамика ва молекуляр физика Т. 1984й. 526 б.
4. Хайриддинов Б “Молекуляр физика” Тошкент, 2004.
5. Қодиров О “Молекуляр физика” Тошкент, 2004.
6. Абдуллаев Р.М., Хамиджонов И, Карабаева М.А. «Молекуляр физика», Университет, Т. 2003.- 121 б.
7. Абдуллаев А. «Молекуляр физика» - Гулистон. 2012.- 95 б.

32-мавзу: Осмотик босим ва унинг юзага келиши.

Асосий саволлар: 1. Осмотик босим ва унинг юзага келиши.

Мавзуга оид таянч сўз ва иборалар: Осмотик босим ҳодисалари, суюқ еритмалар, идеал еритмалар, суюқ еритма, еритувчи модда, Вант-Гофф қонуни, ериган модда, осмос ҳодисаси.

1-савол бўйича дарс мақсади: Осмотик босим ва унинг юзага келиши ҳақида маълумот берилади.

Идентив ўқув мақсадлари:

1. Осмотик босим ва унинг юзага келишининг умумий хоссаларини билиб олади.

1-мавзу баёни: Осмотик босим. Агар еритма ва соф еритувчи ораллигига маълум мембрана қўйиб, бу мембрана еритувчи молекуласини ўтказмайдиган хоссага ега бўлса, маълум вақт ўтгандан кейин еритувчи молекуласининг еритма томонга ўтиши туфайли еритувчининг сатҳи пасаяди, еритманики ортади. Еритувчи молекуласининг мембрана орқали еритма томон ўтиши еритма тамондаги ортиқча гидростатик босими еритувчи молекуласининг мембрана орқали ўтказмай қолгунча давом этади. Ана шу ҳодисага осмос ҳодисаси, сатҳлар фарқи туфайли ҳосил бўладиган босимга осмотки босим дейилади. Еритмалар учун осмотик босим қонуниятлари 1887 йилда Вант-Гофф томонидан ўрганилган.

Концентрацияси кичик еритмаларда еритилган модда молекулалари еритувчи молекулалари билан таъсирлашмайди ва улар сийраклашган газ қонунларига бўйсинади деб ҳисоблаш мумкин. Агар еритма кучсиз бўлса, осмотик босим еритманинг концентрациясига пропорционал бўлар экан.

$$P = \frac{nRT}{V}, \quad (1)$$

Шунинг учун осмотик босим [2]

$$\pi = \frac{n_2}{n_1 + n_2} \cdot \frac{RT}{V}, \quad (2)$$

ифодага тенг. Бу йерда V -еритманинг моляр ҳажми. Бу қонундан кўринайки, концентрацияси кичик еритмаларнинг осмотик босими еритувчи ва еритилган модда табиатига боғлақ бўлмасдан, фақат еритманинг концентрациясига боғлиқ. Осмос ҳодисаси елтротитик диссоцияланмайдиган еритмалар учун ўринлидир. Еритмаларда осмотик босим бир неча юз мм симоб устунига етиши мумкин. Осмос ҳодисаси айниқса тирик организмларда жуда катта роль ўйнайди.

Ўсимлик ва жониворлар организмда модда алмашинуви уларнинг ҳужайраларидаги йрим ўтказувчан қобиклари орқали амалга ошади. Бу вақтда осмотик босимнинг қиймати бир неча атмосферага тенг бўлиши мумкин. Кўпгина ўсимликлар ҳужайраларининг осмотик босими $(-20) \cdot 10^5 \text{ Н/м}^2$ га тенг.

Трик организмларда бошқариш механизмининг мавжудлиги туфайли ҳужайралардаги осмотик босим уларга тегиб оқадиган суюқликларга нисбатан озгина ортиқ ёки кам бўлиши мумкин. Трик организмларда модда алмашинуви ўсимлик ва ҳайвонлар ҳужайраларининг ярим ўтказувчи тўсиқликри орқали амалга оширилади.

Назорат саволлари:

1. Суюқ еритмалар учун Раул ва Генри қонунларини айтинг.
2. Осмос ҳодисаси нима?
3. Қачон Вант-Гофф қонуни бажарилади?
4. Осмотик босимнинг юзага келиши сабаби нимада?

Мавзуга оид мустақил иш учун топшириқлар:

1. Осмотик босимнинг юзага келиши ўлчайдиган қурилмалар.

Мавзуга оид адабиётлар:

1. Паул А. Типлер. Гене Мосса, Пҳйсисс фор ссиентисц анд енгинеерс. (with модерн пҳйсисс) W. X. Фрееман анд Сомпанй • New Ёрк. 2016.
2. Карабайева М.А. Молекуляр физика. Т. Университет. 2014. 240 б.

3. Сивухин В.В. Умумий физика курси. Термодинамика ва молекуляр физика Т.1984й. 526 б.

4. Хайриддинов Б “Молекуляр физика” Тошкент, 2004.

5. Қодиров О “Молекуляр физика” Тошкент, 2004.

6. Абдуллаев Р.М., Хамиджонов И, Карабаева М.А. «Молекуляр физика», Университет, Т. 2003.- 121 б.

7. Абдуллаев А. «Молекуляр физика» - Гулистон. 2012.- 95 б.

33-мавзу: Кристал панжара. Кристаллографик координата тизими.

Асосий саволлар:

1. Кристал панжара. Кристаллографик координата тизими.

2. Қаттиқ жисмларнинг механикавий хоссалари. Деформациялар.

Мавзуга оид таянч сўз ва иборалар: Пуассон коэффициенти, яқин тартиб, Миллер индекслари, силжиш деформацияси, анизотропия, нуқсонлар, Пластик деформация, фазовий панжара, Шотки нуқсонлари, мустаҳкамлик, пажара тугунлари, Френкел нуқсонлари, чиниқтириш, нуқтавий нуқсонлар, термик ишлаш, жипслашиш текисликлари, дислокациялар, трансляция даври, чизикли дислокациялар, симметрия, деформация, симметрия ўқи, эластик деформация, қаттиқ жисм, симметрия маркази, Гук қонуни, кристалл жисм, симметрия синфлари, кучланиш, аморф жисм, Браве пажарали, Юнг модули, узоқ тартиб, панжара тугунлари.

1-савол бўйича дарс мақсади: Кристал панжара, кристаллографик координата тизими ҳақида тушунча берилади. Модданинг қаттиқ ҳолати тўғрисида ва қаттиқ ҳолатдаги моддада атомларнинг жойлашиши ва ўзаро таъсири, бу ўзаро таъсир туфайли қаттиқ жисм тузилишида содир бўладиган четлашишлар тўғрисида маълумот берилади.

Идентив ўқув мақсадлари:

1. Кристал панжара, кристаллографик координата тизимининг умумий хоссаларини билиб олади.

2. Қаттиқ жисмнинг тузилиши тўғрисида маълумот олади.

3. Кристалл панжарада атомларнинг жойлашиш тартиби турли хилдаги қаттиқ жисмларнинг пайдо бўлишининг асосий шартини билиб олади.

4. Атомларнинг кристалл панжара ҳосил қилишдаги четлашишлари туфайли юзага келадиган нуқсонларни ўрганади.

1-мавзу баёни: **Кристал панжара[2].** Қаттиқ жисмлар учун суякликлардаги сингари фақат ҳажмини сақлаш қобилиятигина емас, шу билан бирга шаклини ҳам сақлаш қобилияти ҳам характерлидир. Фақат ягона бир модда (гелий) дан ташқри барча моддалар йетарлича паст температураларда қаттиқ ҳолатга ўтади. Бу шуни билдирадики, заррачаларнинг иссиқлик ҳаракатлари тезлиги кичик бўлганда, улар орасидаги ўзоро таъсир кучлари атомларнинг силжишини шунчалик чеклаб қуядики, жисм ўз шаклини сақлаш ва ташқи куч таъсирида ўзгарганидан сўнг қайта тиклаш қобилиятига ега бўлади. Шаклни сақлаш (шаклининг эластиклиги) қобилияти қаттиқ жисмларни суяқ ва газсимон моддалардан фарқ қилувчи асосий ташқи хоссадир.

Ваҳоланки, бу ҳамма қаттиқ жисмларга тегишли булавермайди. Аморф моддалар деб аталувчи моддаларга шиша, турли смолалар, пластмассалар киради. Қаттиқ жисмнинг термодинамик ҳолати, суюқликнинг ва газнинг ҳолати сингари, бизга маълум бўлган ҳолат параметрлари - ҳажм, босим ва температура билан аниқланади.

Бироқ шароитларнинг ниҳоятда турли-туман бўлиши туфайли қаттиқ жисмлар учун ҳам П, В ва Т ни боғловчи, яъни идеал газ учун топилган Клапейрон тенгламаси сингари қаттиқ жисмларни ифодаловчи универсал тенгламани тузиш мумкин эмас.

Қаттиқ жисмларнинг хоссалари улар атомлари (ёки бошқа зарралари) нинг суюқлик ва газлардаги сингари хаотик эмас, балки ҳар бир модда учун ўзига характерли аниқ, муайян тартибда жойлашганлиги билан боғлиқдир, шу билан бирга, қаттиқ жисмларда атомларнинг бундай тартибли жойлашиши жисмнинг бутун ҳажмига тегишли бўлади ва бундай жойлашиш узоқ тартиб деб юритилади.

Атомлар орасидаги ўзаро таъсир кучларининг табиати яхши маълум. Бу ҳар бир атомда бўладиган мусбат ва манфий зарядли зарраларнинг тортишиш ва итаришиш электр кучларидир. Бу куч абсолют қиймат жиҳатидан p га камайгани сари бирор p_0 масофага ортиб боради.

Атомлар орасидаги масофа r_0 га тенг бўлганда ўзаро таъсир кучи нолга тенг бўлади, бу масофада потенциал энергия минимум орқали ўтади.

Кристалл панжара. Кристаллларда уларни ташкил қилган атомлар ва бошқа зарралар мунтазам жойлашади. Атомларнинг кристалларда бундай жойлашишининг муҳм натижаларидан бири кристалл хоссаларининг турли йўналишларда бирдай бўлмаслигидир, бу хосса кристаллнинг *анизотропияси* деб аталади.

Атомлар мунтазам жойлашганда улар турли йўналишда турли зичликда жойлашади. Атомларнинг турли йўналишларда мунтазам тарзда жойлашиши туфайли фазовий панжара ҳосил бўлади.

Кристалл ясси ёқлар билан чегараланган бўлиб, бу ёқлар зарралар энг катта зичликда жойлашган текисликларнинг ўзгинасидир, чунки кристаллнинг ўсишида худди шу текисликларга (бошқаларига эмас) кўпинча янги атомлар келиб кўшилади. Атом энг зич банд бўлган текисликларда атомларнинг бир-бири билан энг кучли боғланиши равшан, чунки уларнинг ораларидаги ўзаро масофалар нисбати кичикдир. Кристаллда атомларнинг кичик қияликда жойлашган текисликлари ҳам бор. Кристаллнинг характерли хусусияти уни ташкил қилган зарраларнинг геометрик мунтазам жойлашишидир. Кристалл, демак, узлукли даврий структурага ега бўлади. Геометрия нуқтаи назаридан зарраларнинг бундай даврий такрорланувчи жойлашишига *трансляция* деб аталган паралелл силжитиш операсияси ёрдамида амалга оширилиши мумкин.

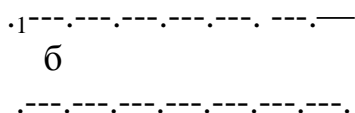
Бирор P_0 нуқтани тўғри чизик бўйлаб а масофадаги $P_1, P_2, P_3, P_4, \dots, P_n$ вазият нуқталар қаторини ёки нуқталарнинг бир ўлчамли занжирини ҳосил қламиниз. а-трансляция қийматини *трансляция даври* деб аталади.

$P_1 \quad P_2 \quad P_3 \quad P_4 \quad P_5 \quad P_6 \quad P_7$

.....—

а

$P_1 \quad P_2 \quad P_3 \quad P_4 \quad P_5 \quad P_6 \quad P_7$



Агар P_0 нуқтани бир вақтда а ва б икки трансляция амали бўйича силжицак, у ҳолда энди нуқталар қатори емас, ясси тўр ҳосил бўлади. Бу тўрдаги ҳар бир нуқтанинг вазияти қуйидаги вектор ёрдамида йиғинди $ma + nb$ билан аниқланади, бу ёерда m ва n нолини ҳам ўз ичига олган бутун сонлар. Агар ниҳоят, P_0 нуқта билан бир вақтда уч турли трансляция а, б ва с операцияси бажарилса, у ҳолда фазовий панжара ҳосил бўлади. Ҳар қандай нуқтанинг ўурни бу ҳолда $ma + nb + pc$.

Силжишларнинг тегишли комбинацияси билан аниқланади. а, б ва с учта векторнинг комбинацияси **трансляция группаси** деб аталади. а, б ва с векторлардан ҳосил бўлган параллелипепид **элементар ячейка** деб аталади.

Кристаллда атомларнинг даврий такрорланиш манзарасининг мунтазамлиги туфайли кристалл маълум симметрияга ега бўлади. Кристаллнинг бирор симметриясини алоҳида симметрия элементларининг тўплами деб тасаввур қилиш мумкин. Бундай симметрия элементлари тўртта: симметрия ўқи, симметрия текислиги, симметрия маркази ва бурилма-аксланма симметрия ўқи.

Симметрия ўқи. Агар кристаллнинг симметрия ўқи бўлса, у ҳолда уни ўз-ўзига устма-уст тушириши мумкин, яъни уни бу ўқ атрофида бирор бурчакка буриш юли билан дастлабкисидан фарқ қилмайдиган ҳолатга келтириш мумкин. Кристаллда биринчи, иккинчи, учинчи, тўртинчи ва олтинчи тартибли симметрия ўқлари бўлиши мумкин, ҳолос. Уларга кристаллдаги бирон текисликнинг 360, 180, 120, 90 ва 60 градусларга бурилганда ўз-ўзига устма-уст тушишини кўрсатиш мумкин.

1 2 3 4 5 6.

Симметрия текислиги. Агар кристаллнинг бир ярми қандайдир кузгусимон текисликда аксланганда иккинчи ярми билан усма-уст тушса, у ҳолда бундай текислик кристаллнинг симметрия элементи бўлади ва **симметрия текислиги** деб аталади.

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 ҳолатидан фарқ қилмайдиган ҳолатга ўца, бу нуқта **симметрия 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 унга перпендикуляр текисликда симметрик акслантириш амаллари бажарилади.

Симметрия синфлари. Симметрия элементлари турли кристалларда турлича комбинасияда учраши мумкин. Шарнинг симметрия ўқлари, симметрия текисликлари ва симметрия маркази чексиз сонда бўлгани учун у енг симметрик фигурадир. Кристаллографияда 32 симметрия синфи 7 симметрия системасига ажратиб ўрганилади:

- 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;
енг симметрик бўлган ва беш синфни бирлаштирган кубик система.

Браве панжарас. Транслясия юли билан панжарани ўз-ўзига устма-уст туриши мумкин. Бунинг учун уни маълум йўналишларда маълум масофага параллел кучириш керак. Кристалл панжара учун транслясия асосий симметрия элементи ҳисобланади. Фақат параллел кучириш йўли билан бир-бирига устма-уст тушириш мумкин бўлган эквивалент тугунлар тўплами кристаллнинг **транслясия панжараси** ёки **Браве панжараси** деб аталган панжарани ҳосил қилади. Атомлар фақат ёқларнинг учларида жойлашган ҳолда Браве панжараси ёқлари **марказлашган** деб, ёқларнинг марказида ва диогнал текисликнинг марказида жойлашган ҳолда еса **ҳажмий марказлашган панжара** деб аталади.

Браве панжараси кирралларининг узунлиги a , b , c ва улар орасидаги бурчакларнинг нисбатлари турлича бўлиши мумкин. Ҳаммаси бўлиб 14 хил Браве панжаралари бор эканлигини кўрсатиш мумкин. Расмда Браве панжараларининг 14 элементар параллелепипеди улар симметриясининг ортиб бориши тартибида кўрсатилган.

Кристаллнинг анизотропияси кристаллдаги турли текисликлар ва йўналишларни фарқлаш ва уларни маълум тарзда белгилаш заруратини туғдиради. Бунинг учун махсус координаталар системасидан фойдаланилади. Кристаллдаги текисликларни махсус Миллер индекслари билан белгилаш қабул қилинган.

Миллер индекслари h , k , l ҳарфлари орқали белгиланади.

(100) (110) (111).

Кристаллардаги нуқсонлар (дефектлар). Реал кристалларда атомларнинг жойлашишидаги қатъий даврийлик ва бузилмайдиган тартибни тузатиш мумкин. Турли туман экспериментларнинг курсатишига қараганда, кристалларда одатда атомларнинг жойлашишидаги мунтазамлик маълум даражада бузилар экан. 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, мувозанат вазияти еса панжаранинг тугуни бўлади. Кристалл панжара даврийлиги бузилиш ҳоллари нуқсонлар деб аталади. Бу нуқсонларнинг ҳаммаси кристалларнинг ҳоссаларига сезиларли таъсир кўрсатади. Нуқсонларнинг биринчи тури **Шоттки нуқсонлари** деб аталади. Уларнинг моҳияти шундаки, панжаранинг атомлар жойлашиши керак бўлган қандайдир тугунлари атомлар томонидан банд қилинмай қолади, бундай вакансиялар қушни атомларнинг нормал вазиятига нисбатан силжишига сабаб бўлади ва бу вакансия атрофида панжара тузилишининг мунтазамлигини бузади.

Френкел нуқсонлари деб аталувчи иккинчи тур нуқсонлар бирор зарра панжара тугунидан ўз жойини қолдириб, тугунлараро бирор жойда яъни панжарада “қонуний” равишда ўз ўринларини егаллаб турган атомлар орасида жойлашади.

Нуқсонларнинг учинчи тури. Панжарадаги баъзи жойлар асосий моддада аралашмани ташкил қилувчи бегона атомлар томонидан банд қилинади. Бундай тур нуқсонлар баъзида кристаллнинг ҳоссаларига таъсир кўрсатади. Бу айниқса

ярим ўтказгичларга таллуклидир, уларнинг ҳоссалари кўп жихатдан худди шундай аралашма нуқсонларга боғлиқ бўлади.

Кристаллдаги нуқсонларнинг энг муҳим тури дислокациялардир. Дислокациялар чизикли нуқсонлардир, бу йерда атомларнинг жойлашиш мунтазамлиги чизик бўйлаб “ортиқча” атом текислигининг чеккалари бўйлаб бузилади.

Назорат саволлари:

1. Қаттиқ жисм тузилишидаги яқин ва узоқ тартиб тўғрисида тушунча беринг.

2. Кристалл панжара симметрияси нима ва унинг қандай элементлари бор?

3. Кристалл панжарада қандай нуқсонлар бор?

4. Кристалл жисм аморф жисмлардан қандай хоссалари билан фарқ қилади?

А) атомлар жойлашиши билан Б) кристаллда атомлар панжара ҳосил қилади, аморф жисмларда еса панжарпа ҳосил қилмайди. С) анизотропия хоссаси билан, Д) Миллер индекслари билан, Е) еркин ҳарорати билан.

5. Кристаллда атомлар орасидаги ўзаро таъсир кучи нимага тенг?

А) кТ га, Б) 3/2 кТ га, С) нолга, Д) 1/2 кТ га, Е) атомлар таъсирлашмайди.

7. Кўндаланг ва буйлама узайишлар нисбати учун Пуассон коэффициенти ифодасини аниқланг.

А) $\Delta l/l$, Б) $\Delta r/r$, С) $\frac{\Delta r/r}{\Delta l/l}$, Д) $\frac{\Delta l/l}{\Delta r/r}$, Е) $\frac{l}{r}$

2-савол бўйича дарс мақсади: Қаттиқ жисмларнинг механикавий хоссаларининг моҳиятини тушунтириш, деформацияларнинг табиати ва механизмини тўла равишда ўргатиш.

Идентив ўқув мақсадлари:

1. Қаттиқ жисмнинг механикавий хоссалари тўғрисида маълумот олади.

2. Деформацияларнинг табиати ва механизмини ўрганади.

3. Деформацияларнинг характерловчи катталикларини билади.

2-мавзу баёни: Қаттиқ жисмларнинг механикавий хоссалари.

Қаттиқ жисмларнинг механикавий хоссалари деб жисмларнинг ташқи механикавий кучлар таъсирида ўз шаклини ўзгартириш ва бу кучлар томонидан емирилишга қарши туриш қобилиятини белгиловчи хоссаларга айтилади. Агар деформацияни юзага келтирган кучнинг таъсири тўхтагандан кейин деформация йўқолса, бундай деформация еластик деформация, агар нагрузка тўхтагандан кейин ҳам сақланиб қолса, пластик деформация деб аталади. Қаттиқ жисмга қўйилган кучларнинг таъсирида кристаллдаги зарралар бири бошқасига нисбатан силжийди. Жисмларнинг деформацияланиш ҳодисаси шундан иборат.

Деформация катталиги ва деформация туфайли пайдо бўладиган кучлар орасидаги муносабат Гук қонуни билан аниқланади. Гук қонуни шундай ифодаганади: куч деформацияга пропорционалдир. Сиртининг юзаси S бўлган жисмга F куч тик таъсир этаётган бўлсин, F/S га тенг бўлган p нисбат кучланиш деб аталади. Бу нисбат босим ўлчанадиган бирликларда ўлчанади. Гук қонунида “куч” деганда кучланишни тушунилади. Силжиш деформациясида жисмнинг шакли ўзгаради, бироқ унинг ҳажми ўзгармайди.

Агар кучланишнинг сиртга паралелл ташкил етувчиси 0 га тенг бўлса, у ҳолада соф чўзилиш ёки сиқилиш деформацияси рўй беради. Агар кучланишнинг нормал ташкил етувчиси нолга тенг бўлса, у ҳолда деформация соф силжиш

деформацияси бўлади. **Чузилиш ва сиқилиш деформацияси.** Уzunлиги l ва кундаланг кесим юзи S бўлган цилиндрсимон стерженга расмда кўрсатилгандек F куч таъсир қилаётган бўлсин. Бу кучнинг таъсирида стерженнинг узунлиги бирор Δl катталиқка ортади. Деформация катталиги сифатида Δl узайишнинг l узунликка нисбатини олиш зарур. Бу нисбат стерженнинг **нисбий узайиши** деб аталади. Гук қонунини қуйидаги кўринишда ёзиш мумкин: $\Delta l/l = p/E$. (1)

Бир томонлама чузилиш ёки сиқилишда стерженнинг фақат узунлиги эмас, унинг кундаланг ўлчамлари ўзгаради, яъни сиқилишда радиус катталашади, чузилишда еса радиус кичиклашади. У ҳолда шундай ёзиш мумкин.

$$P[\Delta r/r] = M'. \quad (2)$$

Бу йерда $\Delta r/r$ - радиуснинг нисбий ўзгариши. M' – пропорционаллик коэффициентини бўлиб, уни буйлама чузилишдаги кундаланг сиқилиш модели деб аташ мумкин.

$\Delta l/l$ ва $\Delta r/r$ ларнинг нисбатлари айни шу модда учун ўзгармас катталиқдир:

$$[\Delta r/r]/[\Delta l/l] = \mu. \quad (3)$$

Кўндаланг ва буйлама узайишлар нисбатига тенг бўлган μ ўзгармас катталиқ **Пуассон коэффициенти** деб аталади. Пуассон коэффициентининг қиймати деформацияланаётган намунанинг ҳажми ўзгаришини билдиради. Кўп моддалар учун μ қиймати $1/2$ ва $0,3$ оралиғида бўлади. Пукак учун нулга тенг.

Ҳар томонлама чузилиш ва сиқилиш деформацияси. Бу деформация катталиги сифатида жисм ҳажмининг нисбий ўзгаришини, яъни катталиқни олиш керак. Шунинг учун Гук қонунига кўра биз шундай ёзишимиз мумкин:

$$p/[\Delta V/V] = M, \quad (4)$$

Бу йерда M – ҳар томонлама сиқилиш (чузилиш) модули. $M=1/\chi$ деб олсак, (4)

формулани қуйидаги кўринишда ёзамиз: $\frac{\Delta V}{V} = \chi p,$

(5)

Ҳар томонлама сиқилиш моделининг тескари катталиғига тенг бўлган χ коэффициенти ҳар томонлама **сиқилиш коэффициенти** деб аталади. Бу коэффициентнинг қаттиқ жисмлар учун жуда кичик бўлиши равшан (10^{-6} атм⁻¹ атрофида).

Ҳар томонлама чузилиш ёки сиқилишни учта бир томонлама чузилиш ёки сиқилиш деформацияларининг кушилиш натижаси деб қараш мумкин (агар биртомонлама деформация кичик бўлса). Шунинг учун M ва E модуллар бир-бири билан оддий боғланишга ега. Пуассон коэффициенти нолга тенг бўлса, у ҳолда $E=3M$ бўлишига осон ишонч ҳосил қилиш мумкин. $\mu = 1$ бўлганда, улар ўзаро тенг бўлади, яъни $E=M$.

Силжиш деформацияси. Деформациянинг бу тури жисмнинг икки диагонал қарама қарши ёқларига қуйилган кучлар таъсирида юзага келади (2-расм). Бундай кучлар системаси кучларнинг йўналишига паралел бўлган ясси қатламларнинг бир-бирига нисбатан силжишини ҳосил қилади. Агар намунанинг дастлабки узунлиги l га тенг бўлса, деформация катталиги ξ/l нисбат билан характерланиши мумкин. Бу нисбатда ξ силжиш кичик бўлганда φ га тенг (бу йерда φ - текисликнинг силжиш бурчаги) деформация ўлчови сифатида худди шу бурчак қабул қилинади.

Шунинг учун Гук қонуни қуйидаги кўринишда ёзиш мумкин:

$$\frac{P}{\varphi} = G, \quad (6)$$

бу ёерда p -кучланиш, G - ўзгармас катталиқ **силжиш модули** деб аталади. Силжиш модулига тесқари бўлган катталиқ силжиш **коэффисienti** деб аталади. Силжиш деформацияси деформацияланаётган жисмнинг ҳажмини узғартирмайди. Таҷрибанинг кўрсатишича, деформация айна шу модда учун деформацияловчи кучнинг аниқ қийматиғача ўзининг қайтувчанлиғини сақлар, яъни еластиклиғича қолар екан. Кучланишнинг янада ўсиши деформациянинг чизикли ўсишидан тезроқ ортишини вужудга келтиради.

Деформация еластик бўлиб қоладиган енг максимал кучланиш еластиклиқ чегараси деб аталади. **Деформациянинг кучланишга боғлиқлиғи.** Кўпгина қаттиқ жисмларда еластиклиқ чегарасидан озгина катта кучланишлардаёқ деформация кучланиш қиймати ўзгармас бўлгани ҳолда ўтаверади, одатда бу ҳолларда материал “оқади” деб гапирилади. Кучланишнинг бу қиймати **оқувчанлиқ чегараси** деб аталади. Кучланиш қ қийматга етгандан сўнг, у олиб ташланса ҳам жисм аввалғи ҳолига қайтиб келмайди, ОС қолдиқ қолади. Бундай деформация **пластик деформация** деб аталади.

Кучланишни янада ортиши пировардида деформацияланаётган жисмнинг емирилишига (чузувчи кучланиш бўлганда- узилишига) олиб келади. Бу кучланишнинг катталиғи модданинг мустаҳкамлиқ чегараси деб аталади (Д нуқта).

Юқори температурада узок муддат қиздириб жисмга термик ишлов берилгандан кейин дастлабки оқувчанлиқ чегараси тикланади ва қолдиқ кучланишлар бартараф қилинади. Бундай термик ишлов бериш юмшатиш деб аталади. Бунда жисмнинг ўлчамлари ва шакли тикланмайди.

Термик ишлашнинг **тоблаш** деб аталадиган бошқа тури баъзи қотишмалар, масалан, пўлатда оқувчанлиқ чегарисининг камайишига емас, ортишига олиб келади, яъни материал мустаҳкамланади. Тоблаш шундан иборатки, бунда жисм юқори температурағача қиздирилади ва сунгра сув ёки мойга ботириш юли билан тез совитилади, баъзи ҳолларда (пўлатнинг баъзи турлари, рангли металлларнинг қотишмалари) тоблашдан сўнг яна бир термик ишлов берилади, жисмнинг тоблашдаги температурадан пастроқ температурағача иккиламчи қиздирилади. Бундай термик ишлаш усули **бушатиш ёки сунъий чиниқтириш** дейилади.

Кўп ҳолларда атайлаб нуқсонли қилиб олинган кристалларнинг мустаҳкамлиғи камроқ бузилган кристалларнинг мустаҳкамлиғидан юқори бўлади. Масалан, пулатнинг, яъни углерод аралашган темирнинг механикавий хоссалари бундай нуқсони бўлмаган, яъни таркибида бегона жинсли атомлар бўлмаган соф темирнинг механикавий хоссаларидан юқори тоблашда фақат қотишмаларнинггина мустаҳкамланиши кузатилади. Соф металллар одатда тобланмайди.

Назорат саволлари:

1. Қаттиқ жисмларнинг механик хоссалари тўғрисида тушунча беринг.
2. Чўзилиш деформациясида жисмнинг қайси параметрлари ўзгаради?
А) Узунлиғи ортиб, ҳажми камаяди, Б) узунлиғи ҳам ҳажми ҳам ортади, С) ҳажми ўзғариб, шакли ўзгармайди, Д) иккаласи ҳам камаяди, Е) фақат шакли ўзгаради.

3. Нисбий узайиш нима?

А) Деформацияланган жисм узунлигининг деформацияланган жисмлар узунлигига нисбатан ўзгариши.

Б) Жисмнинг деформациядан кейинги ва олдинги узунликлари фарқи.

С) $\Delta l/l_0$ нисбат, Д) $\Delta l/(l_0 + \Delta l)$ нисбат, Е) $\Delta l/(l \cdot \Delta l)$ нисбат.

4. Бир томонлама чузилиш деформацияси учун Гук қонуни формуласини ёзинг.

А) $F = \frac{1}{E} \frac{\Delta l}{l}$, Б) $F = \frac{1}{E} \frac{l_0}{l}$, С) $F = \frac{P}{\Delta l}$, Д) $\Delta l/l = \frac{P}{E}$, Е) С, Д лар тўғри.

5. Агар деформация натижасида жисм ҳажми ўзгармаса, Пуассон коэффициенти нимага тенг бўлар экан?

А) $\Delta l/l$ га, Б) $[\Delta r/r]$ га, С) $1/2$ га, Д) Δl га, Е) 1 га.

6. Нима учун қаттиқ жисмга термик ишлов берилади?

7. Эластиклик чегараси нима?

Мавзуга оид мустақил иш учун топшириқлар:

1. Кристалл жисмларда учрайдиган дефектлар.

2. Қаттиқ жисмлар деформациясининг турлари.

Мавзуга оид адабиётлар:

1. Паул А. Типлер. Гене Мосса, Пҳисисс фор ссиентисц анд енгийнээрс. (with модерн пҳисисс) W. X. Фрееман анд Сомпанй • Нью Ёрк. 2016.

2. Карабайева М.А. Молекуляр физика. Т. Университет. 2014. 240 б.

3. Сивухин В.В. Умумий физика курси. Термодинамика ва молекуляр физика Т. 1984й. 526 б.

4. Хайриддинов Б “Молекуляр физика” Тошкент, 2004.

5. Қодиров О “Молекуляр физика” Тошкент, 2004.

6. Абдуллаев Р.М., Хамиджонов И, Карабаева М.А. «Молекуляр физика», Университет, Т. 2003.- 121 б.

7. Абдуллаев А. «Молекуляр физика» - Гулистон. 2012.- 95 б.

35- мавзу: Қаттиқ жисмларнинг иссиқлик хоссалари.

Асосий саволлар:

1. Қаттиқ жисмларнинг иссиқлик хоссалари.

2. Қаттиқ ҳолатга ўтиш. Фазавий ўтишлар.

Мавзуга оид таянч сўз ва иборалар: кристалланиш, 1- тур фазавий ўтиш, қотиш,

2-тур фазавий ўтиш, ҳайдаш, қотишмалар, конденсация, еритувчи, ерувчи, еритма, ериш иссиқлиги, евтетик қотишма, монокристалл, Дюлонг - Пти қонуни, ҳолат диаграммаси, Дебай температураси, учланма нуқта, иссиқликдан кенгайиш, полиморфизм, иссиқлик ўтказувчанлик, полиморф ўтиш.

1-савол бўйича дарс мақсади: Қаттиқ жисмларнинг иссиқлик хоссалари **хақида тушунча берилади.** Қаттиқ жисм ҳосил бўлиш жараёни ва бу жараён қонуниятлари, ҳамда қаттиқ ҳолатнинг ўзига хос хусусиятлари ўргатилади. Қаттиқ жисм ҳосил бўлиш жараёни ва бу жараён қонуниятлари, ҳамда қаттиқ ҳолатнинг ўзига хос хусусиятлари ўрганилади.

Идентив ўқув мақсадлари:

1. Модданинг кристалланиш (ериш) механизмларини билади.
2. Модданинг учала фазаси - қаттиқ, суюқ ва газсимон фазаларининг мувозанат ҳолатини изоҳлай олади.

1-мавзу баёни: Қаттиқ жисмларнинг иссиқлик хоссалари [2]. Қаттиқ ҳолатга ўтиш. Атомларнинг жойлашишида идеал тартибнинг қарор топишига, яъни қаттиқ жисмнинг ҳосил бўлишига иссиқлик ҳаракатлари тўсқинлик қилади. Модда қаттиқ ҳолатда бўлиши учун унинг температураси етарлича паст, яъни иссиқлик ҳаракатларининг кТ энергияси атомларнинг ўзаро таъсир потенциал энергиясидан кам бўладиган даражада паст бўлиши керак. Модда қаттиқ ҳолатга суюқ ҳолатдан ҳам, газсимон ҳолатдан ҳам ўтиши мумкин. Ҳар иккала ҳолда ҳам бундай ўтиш симметрияси бўлмаган ҳолатдан симметрияси бўлган ҳолатга ўтишдир. Шунинг учун бундай ўтиш сакраш юли билан, яъни маълум температурада рўй бериши керак.

Даставвал суюқликнинг қаттиқ жисмга айланишини кўрайлик. Суюқликнинг совишида қаттиқ жисмнинг ҳосил бўлиш просесси кристалл ҳосил бўлиш (кристалланиш) процесидир ва муайян температурада - кристалланиш ва ёки қотиш температурасида рўй беради. Бундай айланишда энергия камайгани учун, бунда кристалланиш яширин иссиқлиги тарзида энергия ажралади. Тескари просесс - ериш ҳам худди шу температурада сакраш билан рўй беради ва бунда ериш яширин иссиқлиги ютилади ва у кристалланиш иссиқлигига катталиги жихатидан тенг бўлади.

Махсус шароитлардагина фақат битта кристалланиш марказидан ўсувчи ягона кристалл - **монокристалл** олиш мумкин, бундай шароитларни яратиш одатда жуда қийин бўлади.

Суюқлик - қаттиқ жисм ўтиши, шунингдек, қаттиқ жисм - суюқлик ўтиши ҳам фазавий ўтишдир. Кристалланиш (ериш) температурасида иккала фаза мувозанатда бўлгани ҳолда бир-бирига тегишиб туриши мумкин (масалан, муз еримаётган ҳолда сувда сузиб юриши мумкин), бу ҳолат худди суюқлик ва унинг туйинган буғининг мувозанатига ўхшаган бўлади.

Қайнаш температураси еришга боғлиқ булмаганидек, кристалланиш (унга тенг бўлган ериш температураси ҳам) босимга боғлиқ бўлади, одатда босим ортганида кристалланиш температураси ҳам ортади. Унинг ортишига сабаб шуки, ташқи босим атомларни ўзаро яқинлаштиради, еришда кристалл панжараларни бузиш учун атомларни бир-биридан узоклаштириш керак: бунинг учун юқори босимда катта иссиқлик ҳаракати энергияси, яъни юқорироқ температура керак бўлади.

Ериш температурасининг босимнинг ўзгаришига мос ҳолда ўзгариши Клайперон - Клаузиус муносабати билан белгиланади:

$$\frac{dT}{dP} = \frac{T(V_2 - V_1)}{L}$$

бунда Т - ериш (кристалланиш) температураси, V_1 ва V_2 лар еса мос ҳолда суюқ ва қаттиқ фазаларнинг моляр ҳажмлари, L- ериш моляр иссиқлиги.

Клайперон - Клаузиус тенгламасидан кўриниб турганидек, босим ўзгариши билан ериш температурасининг ўзгариши V_1 ва V_2 ёки катталикларнинг қайси бири катта бўлишига қараб ўз ишорасини ўзгартириб туради. Егри чизикнинг

тиклиги ўтиш яширин иссиқлигининг катталигига ҳам боғлиқ бўлади: қанча кичик бўлса, ериш температураси босимнинг ўзгариши билан шунча камроқ ўзгаради.

Клайперон - Клаузиус тенгламаси яна шундай кўринишда ҳам ёзилиши мумкин:

$$\frac{dT}{dP} = \frac{L}{T(V_2 - V_1)}$$

Бу тенглама температура ўзгариши билан ҳар иккала мувозанатдаги фазанинг босими қандай ўзгаришини кўрсатади.

Қаттиқ жисмнинг буғланиш процесси одатда *ҳайдаш ёки сублимация* деб аталади. Қаттиқ жисмнинг буғланувчи зарралари, худди суюқлик буғлангандаги сингари, қаттиқ жисм устида буғ ҳосил қилади.

Ҳайдаш ҳам, ериш 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 ериш ва буғга айланиш иссиқликларининг йиғиндисига тенг бўлади.

Ҳолат диаграммаси. Учланма нукта. *Ҳолат диаграммасида* модданинг учала фазасининг мувозанатига мос келувчи нукта *учланма нукта* деб аталади.

Турли моддалар учун учланма нуктанинг P_T босими ва T_T температураси турлича бўлади. Масалан, сув учун $P_T=4,6$ мм. сим. уст. ва $T_T= 0,01^\circ\text{C}$. Ҳолат диаграммасидан кўриниб турибдики, қаттиқ жисмни қиздириш билан ҳамма вақт ҳам суюқ ҳолатга ўтказиш мумкин булавермас экан. Агар жисмни P_T дан паст босим остида қиздирилса, бу жисм еримайди, балки суюқ фазани четлаб ўтиб бевосита газсимон ҳолатга ўтади, модда еримайди биратўла ҳайдалади. Кўплаб моддалар учун учланма нуктага мос келувчи босим 1 атм дан кичик бўлади. Бундай моддалар атмосфера босимида қиздирилганда ерийди. Бироқ шундай моддалар ҳам борки, уларда P_T босим 1 атм дан юқори бўлади. Одатдаги босимда қиздирилганда бу жисмлар еримай, сублимацияланади.

Учта мувозанат чизиғидан иккитаси - сублимация егри чизиғи ва буғ ҳосил бўулиш егри чизиғининг боши ва охири бор. Сублимация егри чизиғи 1 абсолют нолда бошланади ва 2 учланма нуктада тамом бўлади: буғ ҳосил бўлиш егри чизиғи 3 еса учланма нуктада бошланиб, критик нуктада тугалланади.

Масалан, тажрибалар босимнинг 180000 атм гача ортиши германийнинг ериш температурасини 986 дан 276°C га пасайтирганини кўрсатиб берди.

Хулоса қилиб шуни айтиш керакки, ягона бир компонентадан ташкил топган моддада учтадан ортиқ фаза мувозанатда бўла олмайди (фазалар қоидаси). Шунинг учун бундай тур моддада учтадан ортиқ тур мавжуд бўлса, у ҳолда учлама нукталар ҳам биттадан ортиқ бўлади. Бироқ бари-бир уларнинг ҳар бирида фақат учта мувозанат егри чизиғи бирлашади. Кристалларнинг бир неча турли модификациясига ега бўлиш хоссаси *полиморфизм* деб аталади; бир бундай модификациядан иккинчисига ўтиш *полиморф ўтиш* деб аталади. Бундай ўтиш турли босим ва ҳароратларда содир бўлади.

60-100 минг атмосферага яқин босимлар 1500-2000 К температураларда графит (ёки углеродли бошқа модда) олмосга айланади, Бироқ бунда катализаторлар, бўлиши шарт, бундай катализаторлар ролини темир, тантал, никел

сингари баъзи металллар ўйнаши мумкин. 200 минг атмосферага яқин босим ва 3000 К га яқин температураларда графит катализаторларсиз ҳам олмосга айланади.

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.

Биринчи ва иккинчи тур фазавий ўтишлар. Барча фазавий ўтишларда жисм яширин иссиқлиги (ериш иссиқлиги, буғланиш иссиқлиги ва хоказо) 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 модда хоссаларининг сакрашсимон, яъни жуда қисқа температуралар интервалида ўзгариши характерлидир.

Бироқ, шундай фазавий ўтишлар ҳам бўладики, уларда айланиш бутун ҳажмда кристалл панжаранинг узлуксиз ўзгариши, яъни панжарада зарраларнинг ўзаро қайта жойлашиши натижасида дарҳол рўй беради. Бундай фазавий ўтиш **иккинчи тур фазавий оутиш** деб аталади. Иккинчи тур фазавий ўтиш содир бўладиган температура **Кюри нуқтаси** деб аталади. Бу биринчи марта ферромагнитикларда иккинчи тур фазавий ўтишларини кашф қилган олим Пер Кюри шарафига шундай деб аталган.

Шундай иккинчи тур фазавий ўтишлар ҳам борки, уларда ҳолатнинг узлуксиз ўзгариши кристалл структурасининг ўзгаришини билдирмайди, бироқ бу ўтишларда ҳолат биргина бутун ҳажмда ўзгаради. Бундай тур ўтишларнинг энг машхури, масалан, моддаларнинг ферромагнит ҳолатдан ферромагнит бўлмаган ҳолатга ўтишидир.

Суюқ гелийнинг He I ҳолатдан He II ҳолатга ўтиши ҳам иккинчи тур ўтишга мисол бўлади. Бу барча ҳолларда ўтиш нуқтасида иссиқлик сиғимининг сакраши кузатилади.

Ериш ва еритмада кристалланиш. Кристалл панжара ериш ва буғланишдан ташқари қаттиқ жисмнинг бирор еритувчида ериши натижасида ҳам бузилиши мумкин.

Қаттиқ жисм суюқликда ериётганда одатда еритма совиёди. Бунинг сабаби шуки, ериш - кристалл панжаранинг бузилишидир, бузилиш учун еса ҳамма вақт бирор энергия керак бўлади. Ериш вақтида панжара бузилганда энергия иссиқлик манбаи томонидан берилади. Еритувчида ериш вақтида еса панжара еритувчининг ички энергияси ҳисобига бузилади, бу еритманинг совишига сабаб бўлади.

Еришдаги совиш хоссасидан паст температуралар олишда фойдаланиш мумкин. Қор ёки музнинг ош тузи ёки калсий хлор билан аралаштирилганда совиши ҳаммага маълум. Биринчи ҳолда - 20⁰С га яқин, иккинчи ҳолда еса - 55⁰С га температура олиш мумкин.

Еритувчининг берилган миқдоридан одатда ерийдиган модданинг муайян (максимал) миқдоридан ортиқ ерий олмайди ва бундай максимал концентрасияли еритма **тўйинган еритма** деб аталади.

Еритмадан кристалланиш - сунъий монокристаллар ҳосил қилишнинг муҳим усулларидан биридир. Бу усул ёрдамида тўғри қиррали катта ўлчамдаги монокристаллар ҳосил қилиш осон.

Қотишмалар. Қотишма икки ёки бир неча моддалар, масалан, металлнинг аралашмасидир. Демак, қотишма ҳам бир модданинг иккинчисидаги еритмаси бўлиши мумкин.

Қотишда ҳосил бўлаётган кристаллар ҳар иккала компонентнинг улар учун умумий бўлган панжаранинг тугунларида тенг ҳуқуқли равишда жойлашган атомларидан таркиб топиши мумкин. Бу ҳолда одатда **қаттиқ еритма** ҳосил бўлди деб гапирилади.

Компоненталар миқдорига қараб, еритманинг ериш ҳарорати турлича бўлади. Компоненталарнинг бирор номинал миқдоридида қотишма энг паст ериш ҳароратига ега бўлади.

Бинар системага қалай - рух системасини мисол қилиб кўрсатиш мумкин. Қалай 232°C да, рух еса 419°C да ерийди, евтектиканинг ериш температураси 199°C га тенг.

Назорат саволлари:

1. Қандай ҳолларда кристалл тамомила идеал ҳолатда бўлади?
2. Суяқ ҳолатдан кристалл ҳолатга ўтиш диаграммасини тушунтириб беринг.
3. Яширин ериш иссиқлиги нимага сарфланади?
4. Кристалланиш температурасида қайси фазалар мувозанатда бўлади?
А) газ ва суяқ, Б) газ ва қаттиқ, С) суяқ ва қаттиқ, Д) газ, суяқ ва қаттиқ, Е) Суяқлик ва унинг туйинган буғи.
5. Кристалл жисмларнинг ериш температураси босимга қандай боғлиқ? А) босим ошса ошади, Б) босим ошса камаяди, С) айрим кристаллар учун босим ошганда ошса, айрим кристаллар учун камаяди, Д) босимга боғлиқ эмас, Е) А, Б, С лар тўғри.
6. Кристалл жисмнинг тўғридан-тўғри буғга айланиш жараёнидаги яширин қайнаш иссиқлиги қаттиқ Қ суяқ Қ газ йўналишидаги қайси иссиқликларга тенг?
А) буғланиш иссиқлигига, Б) ериш иссиқлигига, С) ериш ва буғланиш иссиқлигига, Д) ериш ва буғланиш иссиқлигига, Е) қотиш ва конденсация иссиқлиги.
7. Ҳолат диаграммасида учланма нуқта нимани ифодалайди?
8. Қандай ўтишлар биринчи тур фазавий ўтишлар деб аталади?
9. Кюри нуқтаси нима ва у қандай фазавий ўтишга мос келади?

Мавзуга оид мустақил иш учун топшириқлар:

1. Осмотик босимнинг юзага келиши ўлчайдиган қурилмалар.

Мавзуга оид адабиётлар:

1. Паул А. Типлер. Гене Мосса, Пҳйсисс фор ссиентисц анд енгинеерс. (витх модерн пҳйсисс) W. Ҳ. Фрееман анд Сомпанй • New Ёрк. 2016.
2. Карабайева М.А.Молекуляр физика.Т.Университет.2014.240 б.
- 3.Сивухин В.В.Умумий физика курси.Термодинамика ва молекуляр физика Т.1984й.526 б.

- 4.Хайриддинов Б “Молекуляр физика” Тошкент ,2004.
 5.Қодиров О “Молекуляр физика” Тошкент , 2004.
 6.Абдуллаев Р.М., Хамиджонов И, Карабаева М.А. «Молекуляр физика», Университет, Т. 2003.- 121 б.
 7.Абдуллаев А. «Молекуляр физика» -Гулистон.2012.- 95 б.

36- мавзу. Қаттиқ жисмларнинг иссиқлик хоссалари.

Асосий саволлар:

1. Қаттиқ жисмларнинг иссиқлик хоссалари.

Мавзуга оид таянч сўз ва иборалар:

кристалланиш	1- тур фазавий ўтиш.
қотиш	2- тур фазавий ўтиш
ҳайдаш	қотишмалар
конденсация	еритувчи, ерувчи, еритма
ериш иссиқлиги	евтетик қотишма
монокристалл	Дюлонг - Пти қонуни
ҳолат диаграммаси	Дебай температураси
учланма нуқта	иссиқликдан кенгайиш
полиморфизм	иссиқлик ўтказувчанлик

1-савол бўйича дарс мақсади:Қаттиқ жисмларнинг иссиқлик хоссалари **хақида тушунча берилади.** Қаттиқ жисм хоссаларининг ҳароратга боғлиқ ҳолда ўзгариши атомлар ҳаракатининг квант характерида келиб чиққан ҳолда тушунтирилганда тажриба ва ҳисоблаш натижалари ўзаро мос келиши кўрсатиб берилади.

Қаттиқ жисм ҳосил бўлиш жараёни ва бу жараён қонуниятлари, ҳамда қаттиқ ҳолатнинг ўзига хос хусусиятлари ўргатилади.Қаттиқ жисм ҳосил бўлиш жараёни ва бу жараён қонуниятлари , ҳамда қаттиқ ҳолатнинг ўзига хос хусусиятлари ўрганилади

1-мавзу баёни:

Идентив ўқув мақсадлари:

- 1.Қаттиқ жисмларнинг иссиқлик сиғимининг моҳиятини билиб олади.
- 2.Иссиқлик сиғимининг квант назарияси тўғрисида маълумот олади.
- 3.Қаттиқ жисмларнинг иссиқликдан кенгайиши ва иссиқлик ўтказувчанлик хусусиятларини ўрганади

1-мавзу баёни: **Қаттиқ жисмларда иссиқлик ҳаракати** [2]. Қаттиқ жисм зарралари бир-бири билан атомлар орасидаги масофага боғлиқ бўлган ўзаро таъсир кучлари билан боғланган ва улар газлардаги ва суюқликлардан фарқли ҳолда кристал панжара тугунларидаги қандайдир мувозанат вазияти атрофида фақат тебранишлари мумкин.

Абсолют нол температурада барча атом ҳаракатлари тўхтаб қолмайди. Кристалл унинг энтропияси нолга тенг бўладиган даражада батамом тартибланишга бўлиши керак. Бироқ квант назарияси шундай хулосага олиб келмадики, абсолют нолда ҳам зарраларнинг бирор энергияси бўлар экан, зарраларнинг массаси қанча кичик бўлса, бу энергия шунча катта бўлади. Бу нолинчи энергияни заррадан ҳеч қандай шароитларда ҳам ажратиш мумкин эмас. Нолинчи энергия иссиқлик энергияси эмас ва у модданинг қотишига таъсир кўрсата олмайди. Фақат

гелийдагина нолинчи энергия муҳим рўл ўйнайди, яъни гелий ташқи босимсиз қаттиқ ҳолатга ўтмайди.

Қаттиқ жисмларнинг иссиқлик сиғими. Қаттиқ жисмни тебранувчи зарралар - осцилляторлар тўпламидан иборат деб қараш мумкин. Жисмга иссиқлик келтирилганда бу иссиқлик осцилляторларнинг тебраниш энергияларининг ортишига сарф бўлади, бу энергия кинетик ва потенциал энергияларнинг йиғиндисидан иборат.

Газлар кинетик назариясидан биламизки, атомнинг уқлардан бири бўйлаб ўртача кинетик энергияси kT га тенг. Бу бир еркинлик даражасига тўғри келадиган энергиядир. Бироқ осцилляторнинг потенциал энергияси кинетик энергиясига тенг бўлгани учун бир еркинлик даражасига тўғри келадиган тўла энергия $2 \cdot \frac{1}{2} \cdot kT = kT$

га тенг бўлади. Ҳар бир атом (осциллятор) уч еркинлик даражасига ега, у ҳолда қаттиқ жисмнинг бир атомининг тўла энергияси $3 \cdot 2 \cdot \frac{1}{2} \cdot kT = 3kT$

га тенг бўлади. Агар жисмда N та атом бўлса, у ҳолда жисмнинг ички энергияси $3NkT$

га тенг. Шундай қилиб, бир молнинг ички энергияси $3N_A kT$

га тенг бўлади, бу йерда N_A Авагадро сони. Ҳажм узгармас бўлганда иссиқлик берилса, бу иссиқликнинг ҳаммаси ички энергиянинг ортишига сарф бўлади. Шунинг учун ўзгармас ҳажмдаги атомнинг иссиқлик сиғими қуйидаги тенглик билан аниқланади.

$$C_V = \left(\frac{du}{dT} \right)_V = 3R = 6 \text{ kal} / \text{K} \cdot \text{mol}' = 25,12 \text{ J} / \text{K} \cdot \text{mol}'$$

Кўп сонли тажрибалар барча қаттиқ жисмлар учун Дюлонг ва Пти қонунига буйсуниш эмас, бу қонундан четлашиш қонунияти мавжуд эканлигини кўрсатади. Ҳақиқатда қаттиқ жисмларнинг иссиқлик сиғимлари температурага боғлиқ ва шундай боғлиқки, температура пасайиши билан иссиқлик сиғими температуранинг кубига пропорционал камаяди ҳамда абсолют нолга интилади. Бундай четлашишни квант назарияси тушунтириб бера олади.

Иссиқликнинг квант назариясини Ейнштейн ва Дебай ишлаб чиққан. Ейнштейннинг назариясига кўра қаттиқ жисмнинг барча молекулалари бирдай ν частота билан тебранади, деб фараз қилган еди. Бу частота шундай танланадики, C_V иссиқлик сиғимининг ҳисобланган қиймати тажриба натижаларига иложи борича яқин бўлади.

Дебай Ейнштейннинг асосий ғоясини сақлаб қолган ҳолда назарияни анча мукаммаллаштирди, бунинг учун у тебраниш частоталарининг бутун бир тўплами мавжуд деб фараз қилди.

Иссиқлик сиғими ва унинг температурага боғланишини ўлчаш қаттиқ жисмларни тадқиқ қилишда катта рўл ўйнайди. Бунинг сабаби шуки, иссиқлик сиғими бевосита атомларнинг кристалл панжарадаги тебранишлари билан аниқланади. Бу тебранишларнинг характери панжаранинг структураси, унинг симметрияси ва хоказоларга боғлиқ бўлиши равшан. Шу туфайли кўп ҳолларда моддада бўладиган ўзгаришларда иссиқлик сиғимининг турлича аномалиялари кузатилади.

Қаттиқ жисмларнинг иссиқликдан кенгайиши. Қаттиқ жисмлар қизиганда уз ҳажмини орттириши ҳаммага маълум. Бу - **иссиқликдан кенгайишдир**. Кристалл температурасининг кўтарилиши иссиқлик ҳаракати энергияси, яъни панжарада атомларнинг иссиқлик тебранишлари энергиясининг ортиши ва бинобарин, бу тебранишлар амплитудасининг катталашishi демакдир. Амплитуданинг ортиши атомлар орасидаги масофанинг ортишида, бинобарин, қаттиқ жисмнинг кенгайишида ифодаланади.

Бироқ атомлар тебранишлари амплитудасининг катталашishi ҳамма вақт ҳам атомлар орасидаги ўртача масофанинг ортишига олиб келмайди.

Аслида атомлар кристалл панжарада **ангармоник** (ногармоник) тебранади. Бу тебранишлар атомлараро ўзаро таъсир кучларининг атомлар орасидаги масофага боғланиши характериға боғлиқдир. 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 итариш кучлари бўлади. Лекин, атомлар яқинлашишдан кўра «осонрок» узоклашади. Бу албатта, атомлар орасидаги масофанинг ортишига олиб келади.

Миқдорий жиҳатдан иссиқликдан кенгайиши чизиқли ва ҳажмий кенгайиш коеффисиентлари билан характерланади, бу коеффисиентлар қуйидагича аниқланади. Масалан, l узунликдаги жисм температура ΔT градуcсга ўзгарганда ўз узунлигини Δl га ўзгартирсин. Чизиқли ўзгариш коеффисиенти қуйидаги

$$\alpha = \frac{1}{l} \cdot \frac{\Delta l}{\Delta T}$$

муносабатдан аниқланади, яъни чизиқли ўзгариш коеффисиенти температура бир градусга ўзгарганда узунликнинг нисбий ўзгаришиға тенг. Худди шунингдек ҳажмий ўзгариш β коеффисиенти қуйидаги

$$\beta = \frac{1}{V} \cdot \frac{\Delta V}{\Delta T}$$

формуладан аниқланади, яъни β коеффисиент температура бир градусга ўзгарганда ҳажмнинг $\frac{\Delta V}{\Delta T}$ нисбий ўзгаришиға тенг.

Бу формуладан келиб чиқадики, бошланғич температурадан ΔT градусга фарк қилувчи бирор температурадаги l_T узунлик ва V_T ҳажм қуйидаги

$$l_T = l_0 (1 + \alpha \Delta T);$$

$$V_T = V_0 (1 + \beta \Delta T)$$

формула билан аниқланади, бу йерда l_0 ва V_0 - жисмнинг бошланғич узунлиги ва ҳажми.

Кристаллларнинг анизотропияси туфайли чизиқли кенгайиш коеффисиенти α турли йўналишларда турлича бўлиши мумкин.

Уларни $\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3$ билан белгиласак, у ҳолда кристаллнинг ҳажми кенгайиш коеффисиенти

$$\beta = \alpha_1 + \alpha_2 + \alpha_3$$

ға тенг бўлади.

Иссиқлик ўтказувчанлик. Суюқлик ва газлардан фарқли ўларок, қаттиқ жисмда конвексия, яъни модда массасининг иссиқлик билан бирға кўчиши содир бўлмайди. Шунинг учун қаттиқ жисмда иссиқликнинг кўчиши фақат иссиқлик

ўтказувчанлик йўли билан амалга ошади. Қаттиқ жисмда иссиқлик кўчиши микдорий жихатдан ҳудди газдаги сингари тавсифланади. Агар бир бирлик кесим юзи орқали унинг текислигига перпендикуляр йўналишда вақт бирлиги ичида қ иссиқлик оқимини юзига келтирилса, у температуралар фарқи билан қуйидаги муносабат орқали боғланган бўлади:

$$q = -\chi \frac{dT}{dx}$$

бу йерда $\frac{dT}{dx}$ х йўналишдаги температура градиенти, χ -иссиқлик ўтказувчанлик коэффициентини.

Қаттиқ жисмнинг иссиқлик ўтказувчанлик χ коэффициентини квант тасвирлар ёрдамида тахминий равишда ҳисоблаш мумкин.

Назорат саволлари:

1. Қаттиқ жисм ҳосил бўлиши учун атомларнинг иссиқлик ҳаракати энергия қандай даражада бўлиши керак?
2. Нолинчи энергия нима ва у қандай хусусиятларга ега?
3. Қаттиқ жисмнинг битта атомининг тўла энергияси нимага тенг?
А) kT га, Б) $\frac{3}{2}kT$ га, С) $3kT$ га, Д) $\frac{1}{2}kT$ га, Е) $2kT$ га.
4. Атомнинг битта еркинлик даражасига мос келган тўла энергия нимага тенг?
А) $\frac{1}{2}kT$ га, Б) $\frac{3}{2}kT$ га, С) kT га, Д) $2kT$ га, Е) $\frac{3}{2}RT$ га.
5. Қаттиқ жисм атомининг ўзгармас ҳажмдаги иссиқлик сиғими бир атомли идеал газнинг моляр иссиқлик сиғимидан неча марта фарқ қилади?
А) фарқи йўқ, Б) 2 марта кичик, С) 2 марта катта, Д) kT га тенг, Е) R га фарқ қилади.
6. Қаттиқ жисмнинг иссиқлик сиғими паст ҳароратларда ҳароратга қандай боғланган?
А) тўғри пропорционал, Б) T^2 га пропорционал, С) T^3 га пропорционал, Д) ҳароратга боғлиқ эмас, Е) T га тескари пропорционал.
7. Дебай температураси қандай хоссага ега?
8. Кристалл ва аморф жисмларнинг иссиқликдан кенгайишида қандай фарқлар бор?
9. Анизотроп қаттиқ жисмлар қизиганда қандай ҳодиса кузатилади.
А) парчаланади; Б) ерийди; С) шакли ўзгаради; Д) фақат юмшайди; Е) Бошқа модификацияга ўтади.

Мавзуга оид мустақил иш учун топшириқлар:

1. Эластиклик модуллари орасидаги боғланиш.
2. Металларни зоналаб тозалаш.
3. Иссиқлик сиғимини ўулчаш.

Мавзуга оид адабиётлар:

1. Паул А. Типлер. Гене Мосса, Пхйссисс фор ссиентисц анд енгинеерс. (витх модерн пхйссисс) W. X. Фрееман анд Сомпанй • New Ёрк. 2016.
2. Карабайева М.А. Молекуляр физика. Т. Университет. 2014. 240 б.

3. Сивухин В.В. Умумий физика курси. Термодинамика ва молекуляр физика Т.1984й.526 б.
 4. Хайриддинов Б “Молекуляр физика” Тошкент, 2004.
 5. Қодиров О “Молекуляр физика” Тошкент, 2004.
 6. Абдуллаев Р.М., Хамиджонов И, Карабаева М.А. «Молекуляр физика», Университет, Т. 2003.- 121 б.
 7. Абдуллаев А. «Молекуляр физика» - Гулистон.2012.- 95 б.

Глоссарий

Атаманинг номланиши			Атаманинг маъноси
Ўзбек тилида	Инглиз тилида	Рус тилида	
Адиабатик жараён	Адиабатис процес	Адиабатический процесс	($dQ=0$)-газ ташқаридан ҳеч қандай иссиқлик миқдори олмайди ва уни ташқарига бермайдиган жароён.
Фазавий ўтишлар	пҳасе транзицион	фазавый переход	системанинг ҳолатининг ўзгариши натижасида модданинг бир фазадан иккинчисига айланишлари
Атом	атом	атом	бўлинмас кичик заррача.
Грамм-атом	грам - атом	грамм- атом	Бир граммдаги атомлар
Грамм-молекула	грамм-молекула, грамм-мол	грамм-молекула	Бир граммдаги молекулалар
Агрегат ҳолат	стате оф агрегатион	агрегатное состояние	Модданинг газ, суюқ, қаттиқ ҳолати
Термодинамика	тҳермодинамисс	термодинамика	жисмларнинг физик хусусиятларини ўрганадиган физиканинг бўлими
Термодинамик параметрлар	тҳермодинамисс	термодинамический параметры	термик мувозанат ҳолатини характерловчи параметрлар
Иссиқлик ҳаракати миқдори вектори	Моментум вектор тҳермал	тепловой вектор количества движения	зарраларнинг бетиним ва бетартиб ҳаракати.
Теплотехника	тҳрмотечнисс	теплотехника	иссиқлик техникаси фани
Температура	температуре	температура	системанинг мувозанат ҳолатини тафсифлайдиган параметр.
Термометр	тҳермометрер	термометр	Ҳароратни ўлчайдиган қуролма
Бир мол	фирст мол	один мол	углерод - 12 нинг 0,012 кг массасидаги атомлар сонига тенг структуравий элемент (масалан, атом, молекула) лардан ташкил топган модданинг миқдори.
Вискозиметр	виссосиметрй	вискозиметр	
Релаксация вақти	тима	Релаксационная времени	мувозанат ҳолатига қайтиб келиш учун кетган вақт
Квант статистика	қуантум статисс	квантовая статистика	квант системанинг хоссаларини ўрганадиган статистика физиканинг болими
Кинетик энергия	кинетик оф энергй	кинетическая энергия	заррачанинг ҳаракат энергияси ёки иши
Кельвин градус	дегрее Келвин	Градус Кельвина	К-ҳароратнинг ўлчов бирлиги.

Цельсий градус	дегрее Селсиус	Градус Цельсия	$^{\circ}\text{C}$
Иссиқлик ўтказувчанлик	тхермал сондуствитий	теплопроводность	λ
Калория	тхермал унит	калория	иссиқликнинг ўлчов бирлиги
Иссиқлик сизими	тхермалсапаситий	теплоемкость	модда температурасини бир Кельвинга ошириш учун унга берилган иссиқлик миқдори.
Нормал шароит	нормал сондиционс	нормальная условия	0°C температура ($T_0 = 273,15\text{ K}$) ва 1 атмосфера ($P_0 = 101325\text{ Па}$) босимли шароити.
Максвелл қонуни	Махвеллс лав	закон Максвелла	$f(v) = \frac{4}{\sqrt{\pi}} \left(\frac{m_m}{2kT} \right)^{3/2} e^{-\frac{m_m v^2}{2kT}} v^2$ молекулаларнинг тезликлари бўйича тақсимланиш қонуни.
Молекула	молесуле	молекула	
Молекуляр	молекуляр	молярный, молярный	
Моляр иссиқлик узатиш	молар хеат сапаситий	молярная теплоноситель	
Концентрация	сонсентратион	концентрация	
Клапейрон – Клаузиус тенгламаси	Клапейрон – Клаузиус екуатион	уравнения Клапейрон – Клаузиуса	$\frac{dP}{dT} = \frac{\lambda}{T(\vartheta_2 - \vartheta_1)}$
Критик ҳолат	сритисал оф стате	критический состояния	икки фазали системада қандайдир шароитларда фазалар айна бир хил бўлиб қоладиган ҳолати.
Флуктуация ходисаси			физик катталиклар ҳақиқий қийматларининг уларнинг ўртача қийматидан тасодифий четланиши. номувозанатли жараёнларни органиш усули.
Кинетика		Кинетика	номувозанатли жараёнларни органиш усули.
Гаусс тақсимоти	дистрибутион	Гаусский распределения	$W(x) = \left(\frac{\beta}{2\pi} \right)^{1/2} \exp \left[- \left(\frac{\beta}{2} \right) (x - \bar{x})^2 \right]$
Политропа кўрсаткичи	Политрописала то а повер	Политропический степень	$\frac{C - C_p}{C - C_v} = n$
Адиабата кўрсаткичи	адиабат то а повер	иабатический степень	$\gamma = C_p / C_v$
Броун ҳаракати	Броун оф мотион	Броунский движения	суоқликдаги майда (коллоид) зарралар узлуксиз, тартибсиз ҳаракати.
Иссиқлик сизими коэффициент	Соеффисиент оф хеат сапаситий	коэффициент теплоемкости	система ташқи параметрларини ўзгартириши билан энергия алмашиш усули ифодаловчи коэффициент
Макро каноник	Макро	Макроканонический	изоляцияланган системада барча

таксимот	санонисал дистрибутион	распределения	микроҳолатларнинг тенг ехтимоллик билан таксимланиши
Система ички энергияси	Интернал енергй	Внутренний энергия система	системага кирувчи зарраларнинг ҳам потенциал ҳам кинетик энергиялари йиғиндиси
Ўртача еркин югуриш йўлини		средней длиной свободного пробега	газ зарраларининг икки тўқнашув орасидаги ўтган масофа.
Диффузия	диффусион	диффузия	бир турдаги зарраларнинг иккинчи турдаги зарралар орасига кириб бориши
Ўлчам	сизе	размер	$L(x, y, z, t)$
Квадратик флуктуацияси ёки дисперсияси	куадратис оф а функцион	квадратной функция или дисперсия	$(\bar{x} - \bar{x})^2$ ни х катталиги
Координаталар системаси	Соординате сйстем, сйстем оф соординатес	Система координат	$A(x, y, z, t)$
Ҳажим	то чарге	Ёмкость	$V = a \cdot b \cdot c$.
Пуассона коэффициенти	Поиссонъс ратио	коэффициент Пуассона	
Иш		работа	система ташқи параметрларини ўзгартириши билан энергия алмашиш усули.
Макроскопик ҳолат	оф стате	Макроскопический состояния	системанинг макроскопик (термодинамик) параметрлар билан аниқланадиган ҳолати.
Термодинамик параметрлар	тҳермодйнамисс а параметер	Термодинамический параметры	термик мувозанат ҳолатини характерловчи параметрлар.
Абагадро конуни	Авогадрўс лав	закон Авагадро	22.4 л
Газ босими	Газ прессуре	Давление газа	$P = \Phi / c$.
Тўйинган буг босими	вапоур преессуре	давления насыщенного пара	

ТЕСТ САВОЛЛАРИ

1. Молекуляр физика нимани ўганеди?

- А. Модда таркибига кирувчи зарраларнинг ҳаракат шаклининг хусусиятларини ўргатади..
- Б. Молекулаларнинг ҳаракат турларини ўргатади.
- С.Модданинг молекулалардан тузилишини ўргатади
- Д.Модда атомлар ва молекулалардан иборат деб қарайди.

2. Атом тушунчасини биринчи бўлиб ким киритган.

- А. Демокрит Б. Лукреский С. Аристотел Д. Беруний

3. Қандай зарра молекула деб аталади.

- А.Модданинг барча кимёвий хоссаларини ўзида мужассамлаштирган энг кичик бўлаги.
- Б.Атомлардан ташкил топган энг кичик зарра.
- С.Модданинг энг кичик зарраси. Д.Энг кичик массали заррача.

4. Модданинг қандай хоссаларини урганишда термодинамик усулдан фойдаланилади?

- А. Иссиқлик Б. Иссиқлик ўтказувчанлик. С.Иссиқликдан кенгайиш. Д.Исиганда иш бажариш.

5. Қуйидаги тушунчалардан қайси бири микросистемага, қайси бири макросистемага тегишли.

- 1) атом массаси, 2) молекуляр масса, 3) молекула тезлиги, 4) Авогадро сони.
- Микросистема: 1,2, 3 2,3, 1,2 1,4,
- Макросистема: 4 2,4, 2,4, 2,3,4,

6. Тўқнашувлар сони нима деган савол учун туғри жавобни кўрсатинг.

- 1) Молекулаларнинг ўзаро тўқнашувлари сони.
 - 2) Битта молекуланинг вақт бирлигидаги тўқнашувлари сони.
 - 3) Ҳажм бирлигидаги барча молекулаларнинг тўқнашувлари сони.
 - 4) Ҳажм бирлигидаги барча молекулаларнинг вақт бирлигидаги тўқнашувлари сони.
- 2,3, 1,4, 3,4, 2,4

7. Молекуланинг еркин югуриш йўли нима?

- А.Молекуланинг икки кетма-кет тўқнашуви орасидаги йўли.
- Б. Молекуланинг еркин ҳаракат қилиб ўтган йўли.
- С.Молекуланинг бир секунддаги босган йўли.
- Д.Газ молекуласининг T_1 ва T_2 ҳароратли нуқталар орасидаги йўли.

8.Таксимот функцияси егри чизигининг кўриниши қандай параметрларга боғлиқ?

- А.ҳарорат ва молекулалар тезлигига Б. босимга, С. молекулалар сонига, Д. Ҳароратга.

9. Молекуляр ўртача квадратик тезлиги билан уларнинг ўртача тезликлари ўртасида қандай фарқ бор?

- А. 9% катта. Б. ҳеч қандай фарқ йўқ. С. 9% кичик. Д. Молекула массасига боғлиқ.

10. Берилган ҳароратда қандай тезликда энг кўп сондаги молекулалар ега бўлади?

- А. энг катта тезликга Б. арифметик тезликга С. ўртача квадратик тезликга тезликга

11. Молекуляр-кинетик назариянинг асосий тенгламасини ёзинг.

а) $n \cdot \frac{m_0 v^2}{2}$ б) $\frac{3}{2} m_0 \frac{nv^2}{2}$ в) $\frac{3}{2} n \frac{m_0 v^2}{2}$ д) $\frac{2}{3} n \frac{m_0 v^2}{2}$

12. Газ босимининг қандай бирликлари бор?

- 1) Па , 2) Бар , 3) Ат , 4) Атм, 5) Тор , 6) 760 мм симоб устини.
А. Барчаси тўғри. Б. 1, 2, 6; С. 1, 4, 6; Д. 1, 2, 4;

13. Физикавий босимнинг тўғри тарифини кўрсатинг.

- 1) 760 мм симоб устини босими; 2) Симобли барометрда ўлчанган босим;
3) Баландлиги 760 мм бўлган симоб устинининг огирлиги; 4) Баландлиги 760 мм бўлган симоб устинининг вакуумдаги босими; 5) Баландлиги 760мм бўлган симоб устинининг нормал шароитдаги босими.

5 1,2, Барчаси тўғри, 4.

14. Тўғри жавобни кўрсатинг.

- 1) $T = T^0 - 273,15$; 2) $T = T^0 + 273,15$; 3) $T^0 = T + 273,15$;
4) $T^0 = T - 273,15$; 5) $T^0 = 273,15 - T$; 6) $T = 273,15 - T^0$;
2,4; 4,5; 1,6; 2,3,5;

15) Больсман доимийси нечага тенг?

- $1,38 \times 10^{-23}$ Ж/К;
 $1,38 \times 10^{23}$ Ж/К;
 $1,38 \times 10^{23}$ Ж;
 $1,38 \times 10^{23}$ Ж/К.мол;

16) Абсолют нол ҳароратда газ босими қандай қийматга тенг бўлади?

- 0 га; 1атм.га; 1 Па га; -273 Па га;

17) Изобарик қонуниятга кўра газ ҳажми абсолют нол ҳароратда нечага тенг бўлиши керак.

- 0 $22,4 \text{ см}^3$; $22,4 \text{ м}^3$; $1/273 \text{ м}^3$;

18. Изотермик жараёнда газ ҳажми икки марта орца босими неча марта ўзгаради?

икки марта камайди

- икки марта ортади
ўзгармайди
турт марта ортади

19. Лошмит сони нимани ифодалайди?

- нормал шароитдаги 1 м^3 даги молекулалар сони,
 1 м^3 даги молекулалар сони,
Ҳажм бирлигидаги молекулалар сони,
1 мол газдаги молекулалар сони,

20. ПВ кўпайтманинг босимга боғланиши идеал газлар учун қандай?

- Изотермадан иборат,
ўзгармас,
тўғри чизиқли,
камайди,

21. ПВ кўпайтманинг босимга боғланиши реал газлар учун қандай?

- аввал камайиб, катта босимларда ортади,
Изотермадан иборат,
камайди,
тўғри чизиқли,

22. Бир хил катта босимда қайси газ кўп сиқилади, идеалми, реалми?

- идеал газ,
реал газ,
бир хил сиқилади,
реал газ сиқилмайди,

- 23. Штерн тажрибаларида қандай зарралар ҳаракати ўрганилди.**
 кумуш атомлари,
 атомлар,
 Молекулалар,
 зарралар,
- 24. Йер атмосфераси асосан қандай газ молекулаларидан ташкил топган?**
 кислород ва азот,
 кислород,
 Азот,
 водород,
- 25. Йер атмосфераси стасионар ҳолатда эмас, чунки ...**
 ер сиртида турлича нуқтада турлича ҳарорат мавжуд.
 у турли газдан иборат,
 ҳарорат баландлик ортган сари камайиб боради,
 газ зичлиги баландлик ортган сайин камайиб боради,
- 26) Больсман қонунини қандай газлар учун қўллаш мумкин?**
 фақат идеал газлар,
 реал газлар учун,
 сийракланган,
 ҳаво газлари учун,
- 27. Иссиқликнинг экваланти нечага тенг?**
 4,2 ж/кал
 2,24 ж/кал ,
 2,4 ж/кал ,
 2,3 ж/кал.
- 28. Ташки кучларларнинг газ устида бажарган ишини термодинамик нуқтаи назардан тушинтиринг.** Газ ҳажми ўзгаради,
 газ қизийди,
 газдан ташқари куч бажарган ишга тенг иссиқлик ажралади,
 газ босими ортади,
- 29. Ўзгармас сизимдаги иссиқлик сизими формуласини кўрсатинг.**
 $\frac{3}{2} R$ $\frac{2}{3} R$
 $\frac{1}{3} R$
 $2/3K$
 $\frac{3}{1} R$
- 30. Ҳарорат 1 К га кўтарилганда ҳар бир молекуланинг энергияси қанча ортади?(синтез)**
 1 Ж га
 $3/2KT$ га,
 $3/2K$ га,
 $3/2RT$ га,
- 31. Атомни битта еркинлик даражасига мос келган кинетик энергия нимага тенг?**
 $\frac{KT}{2}$
 КТ
 $3/2$ КТ
 $\frac{1}{3} KT$
- 32. Уч атомли газ учун γ қанчага тенг?**
 1,33

P га,
K га,
2 га,

33. Нима учун газни ўзгармас босимда 1°C га иситиш учун унга бериладиган иссиқлик миқдори, уни ўзгармас ҳажмда 1°C га иситиш учун бериладиган иссиқлик миқдоридан ортиқ бўлади.

чунки газ кенгайди,
молекулалар тезлиги ортади,
газ кенгайиб иш бажаради,
молекулалар потенциал энергияси ортади,

34. Идеал газга берилган иссиқлик ҳисобига унинг ҳажми икки марта ўзгаради - Бунда газ неча марта кўп иш бажариш имкониятига ега бўлади?

2 марта,
4 марта,
0,7 марта,
1,4 марта,

35. Изотермик ва адиабатик жараёнларда босим ва ҳажм орасидаги боғланишлар бир-биридан қандай фарқ қилади.

Адиабатик жараёнда ҳажм ҳароратга боғлиқ,
P билан фарқ қилади,
Изотермик жараёнда босим ҳароратга боғлиқ,
Адиабатик жараёнда босим ҳароратга ҳам боғлиқ,

36. Бир хил иссиқлик миқдорида сиқилган ва сийрак газларда қайси бири кўпроққизийди?

сиқилган,
бир хил,
сийрак,
Ҳажми ёки босими ўзгаришига боғлиқ,

37. Паст босимда газ олиб ўтаётган иссиқлик миқдори нималарга боғлиқ?

Деворлар ҳарорати айирмасига тўғри ва деворлар оралигига тескари пропорционал.
Газ турган идиш деворлари ҳарорати айирмаси тўғри пропорционал.
Идиш деворлари оралигига тескари пропорционал.
Газ молекулалари тезлигига боғлиқ.

38. T ҳароратда труба орқали вақт бирлигида оқиб ўтаётган қовушқонлиги бўлган зич газнинг массаси труба радиусига қандай боғлиқ?

R^4 га пропорционал,
 R^2 га пропорционал,
 R^3 га пропорционал,
R га пропорционал,

39. Қандай оқим ламинар оқим деб аталади?

Газ (суюқлик) қатламлари бир-бирига параллел кучганда,
Кичик тезликли газ суйўлик оқими,
ковушқоқ суюқлик оқими,
Газ (суюқлик) катта диаметрли трубада оққанда,

40. Оқимнинг турбулентлик шарти қандай?

оқимда уюрмалар пайдо бўлиши керак,
ламинарлик бузилади.
 $Re > 1000$,
Труба кесими кичик,

41. PV кўпайтманинг босимга боғланиши идеал газлар учун қандай?

Изотермадан иборат,
ўзгармас,
тўғри чизиқли,
камаяди,

- 42. PV кўпайтманинг босимга боғланиши реал газлар учун қандай?**
 аввал камайиб, катта босимларда ортади,
 Изотермадан иборат,
 камаяди,
 тўғри чизиқли,
- 43. Бир хил катта босимда қайси газ кўп сиқилади, идеалми, реалми?**
 бир хил сиқилади,
 реал газ,
 идеал газ,
 реал газ сиқилмайди,
- 44. Келтирилган параметрларни ёзинг.**
 А, В, С жавоблар тўғри.
 $\frac{T}{T_k} = 0,$
 $\frac{P}{P_k} = 0,$
 $\frac{V}{V_k} = 0,$
- 45. Молекулаларнинг ўзаро таъсир потенциал энергияси газнинг қайси параметрига боғлиқ?**
 молекулалар орасидаги масофага,
 газнинг ҳажмига,
 босимига,
 ҳароратга,
- 46. Иссиқлик ўтказувчанлик, диффузия ва ички ишқаланиш каби ходисалар қайси жараёнларга мисол бўла олади?**
 қайтмас жараёнлар,
 изожараёнлар,
 қайтар жараёнлар,
 кучиш жараёнлари,
- 47. Ички энергиянинг ўзгариши системанинг биринчи ҳолатдан иккинчи ҳолатга утиш йўлига ... (тўғри жавобни кўрсатинг)**
 боғлиқ эмас,
 боғлиқ.
 ва ҳароратга боғлиқ,
 ва босимга боғлиқ,
- 48. Ички энергия У, иссиқлик миқдори Қ ва бажарилган иш А лардан қайси бири ҳолат функцияси ҳисобланади?**
 фақат У
 Қ, А,
 У, Қ,
 фақат Қ
- 49. Енг кўп иш қайси жараёнда бажарилади?**
 изотермик,
 адиабатик,
 айланма,
 изобарик,
- 50. Карно цикли қандай жараёндан иборат?**
 изотермик ва адиабатик,
 қайтар ва циклик,
 иккиизотермик ва иккиизобарик,
 4 та изотермик.

51. Карно цикли буйича газ кенгайганда бажарилган иш сиқилганда бажарилган ишдан қандай фарқ қилади?

иқкаласи тенг,
кенгайишдаги иш кичик,
Сиқилганда иш кичик,
кенгайгандаги иш мусбат,

52. Қуйидаги формуладан қайси бири Карно циклининг ф.и.к. ни ифодалайди?

- 1) $\eta_1 - \eta_2 = A_{12} - A_{34}$, 2) $A_{12} - A_{34} / A_{12}$, 3) $T_1 - T_2 / T_1$, 4) $\eta_1 - \eta_2 / \eta_1$
3,4
1,2
2,3
1,3

53. Карно циклининг ф.и.к иш бажарадиган модда турига боғлиқми?

Йўқ,
Ха,
Газ бўлиши шарт,
Сикл қайтар бўлса, боғлиқ,

54. Совутиш машиналарининг ишлаш қандай принципга асосланган?

С ва Д тўғри.
Карно циклида,
Ташки кучларнинг иш бажаришига,
Тесқари Карно циклига,

55. Қайтмас жараёнда жисм энтропияси қандай ўзгаради?

ортади,
Сакраб ўзгаради,
Бажарилган ишга тенг,
камаяди,

56. Абсолют нолда жисмнинг иссиқлик сиғими, иссиқликдан кенгайиш коэффициентини, сиқилиш коэффициентини, энтропияси ва хоказолар нимага тенг?

α ва x нолга тенг, $C > 0$, $C = \text{const}$
 α , x , $c > 0$, $C = 0$,
 α , x , C , c , $= 0$
 α , x , $C = 0$, $c > 0$,

57. Суюқликлар сиқилувчанлигини улчайдиган асбобнинг номини айтинг.

пъезометр,
Барометр,
Манометр,
денситометр,

58. Суюқликлар учун диффузия коэффициентини кўрсатинг.

$\frac{1}{3} \lambda v$,
 $\frac{1}{6} b$,
 $\frac{1}{6} b^2$,
 $\frac{1}{6} bt$,

59. Суюқликларнинг қовушқоқлик коэффициентини ўлчанадиган асбоб номини айтинг.

вискозиметр,
денситометр,

ареометр,
пъезометр,

60. Диаметрлари 1) 1 мм, 2) 2 мм ва 3) 3 мм бўлган шиша найчалар сувга туширилган. қайси бирида сув кўпроқ кўтарилади?

1- да
3-да
2-да,
бир хил ,

61. Батамом хўллайдиган суюқликда суюқликнинг кўтарилиш формуласини кўрсатинг.

$$\frac{2b}{\rho g r}$$

$$\frac{b}{\rho g r}$$

$$\frac{b}{\rho g r},$$

$$\frac{2b}{m g r},$$

$$\frac{m}{v b r},$$

62. Идеал газлар учун Жоуль-Гомсоннинг дифференциал коэффициенти нимага тенг?

$$\frac{\Delta T}{\Delta P}$$

$$\frac{\Delta P}{\Delta T}$$

$$\frac{\Delta P}{\Delta T}$$

$$\frac{\Delta T}{0}$$

$$0$$

$$\frac{\Delta T}{\Delta P} P,$$

63. Инверсия ҳарорати критик ҳарорат билан қандай боғланишга эга?

$$T_i = 6,7T_k$$

$$T_i = \frac{3}{2}T_k$$

$$T_i = 5T_n$$

$$T_i = 6,7T_k^2,$$

64. Азот, кислород ва водород учун нормал атмрсфера босимида қайнаш ҳарорати қанчга тенг?

$$77 \text{ К}, 90 \text{ К}, 20 \text{ К}$$

$$100 \text{ К}, 90 \text{ К}, 15 \text{ К},$$

$$77\text{к}, 100 \text{ К}, 20 \text{ К}$$

$$90 \text{ К}, 20 \text{ К}, 4,15 \text{ К}$$

65. Кристаллда атомлар орасидаги ўзаро таъсир кучи нимага тенг?

$$kT \text{ га},$$

$$\frac{3}{2} kT \text{ га},$$

$$\text{нолга},$$

$$\frac{2}{3} kT \text{ га},$$

66. Кўндаланг ва буйлама узайишлар нисбати учун Пуассон коэффициенти ифодасини аниқланг.

$$\Delta r / r / \frac{\Delta l}{l}$$

$$\Delta l / l$$

$$\Delta r / r$$

$$\Delta l / l / \Delta r / r,$$

67. СХузилиш деформасиясида жисмнинг қайси параметрлари ўзгаради?

Узунлиги ортиб, ҳажми камаяди,
узунлиги ҳам ҳажми ҳам ортади,
ҳажми ўзгариб, шакли ўзгармайди,
иккаласи ҳам камаяди,

68. Нисбий узайиш нима?

$\Delta l / l_0$ нисбат, Деформасияланган жисм узунлигининг деформасияланган жисмлар узунлигига нисбатан ўзгариши.

Жисмнинг деформасиядан кейинги ва олдинги узунликлари фарқи.

$\Delta l / l_0 \Delta l$ нисбат.

69. Бир томонлама чузилиш деформасияси учун Гук қонуни формуласини ёзинг.

С, Д лар тўғри.

$$F = \frac{1}{F} \frac{\Delta l}{l}$$

$$F = \frac{l}{E} \frac{l_0}{l}$$

$$F = \frac{P}{\Delta l / l},$$

70. Агар деформасия натижасида жисм ҳажми ўзгармаса, Пуассон коэффисиенти нимага тенг бўлар экан?

1 га.4

$\Delta l / l$ га,

$\Delta r / r$ га,

$\frac{1}{2}$ га,

71. Кристалл жисмларнинг ериш температураси босимга қандай боғлиқ?

А, В, С лар тўғри.

босим ошса ошади,

босим ошса камаяди,

айрим кристаллар учун босим ошганда ошса, айрим кристаллар учун камаяди,

72. Кристалл жисмнинг тўғридан-тўғри буғга айланиш жараёнидаги яширин қайнаш иссиқлиги қаттиқ + суюқ + газ йўналишидаги қайси иссиқликларга тенг?

ериш ва бугланиш иссиқлигига,

бугланиш иссиқлигига,

ериш иссиқлигига,

ериш ва бугланиш иссиқлигига,

73. Атомнинг битта еркинлик даражасига мос келган тўла энергия нимага тенг?

КТ га,

$\frac{1}{2} KT$ га,

$\frac{3}{2} KT$ га,

2 КТга.

74. Қаттиқ жисм атомининг ўзгармас ҳажмдаги иссиқлик сиғими бир атомли идеал газнинг моляр иссиқлик сиғимидан неча марта фарқ қилади?

2 марта кичик,

фарқи йўқ,

2 марта катта,

КТ га тенг,

75. Қаттиқ жисмнинг иссиқлик сиғими паст ҳароратларда ҳароратга қандай боғланган?

T^3 га пропорционал,

тўғри пропорционал,

T^2 га пропорционал,

ҳароратга боғлиқ эмас,

76. Анизотроп қаттиқ жисмлар қизиганда қандай ҳодиса кузатилади.

бошқа модификасияга утади.

парчаланеди;

ерийди;

шакли ўзгаради;

77. Идеал газ тезликларининг абсолют қиймати буйича Максвелл тақсимотини ёзинг.

$$dN(v) = N \left(\frac{m_0}{2\pi KT} \right)^{\frac{3}{2}} l^{-m_0 v^2 / 2KT} \cdot 4\pi v^2 dv$$

$$p = p_0 l^{\frac{Mg(h-h_0)}{KT}}$$

$$n = n_0 l^{\frac{E-E_0}{KT}}$$

$$\langle V \rangle = \sqrt{\frac{8RT}{\pi M}}$$

78. Газ молекулаларининг ўртача еркин югуриш масофасини аниқланг.

$$\langle \lambda \rangle = \frac{1}{\sqrt{2} \pi d^2 n}$$

$$\langle \lambda \rangle = \sqrt{2} \pi d^2 n \langle V \rangle$$

$$\lambda = \frac{1}{2} \langle \lambda \rangle n$$

$$\lambda = \frac{n \langle V \rangle}{4}$$

79. X ўқига перпендикуляр жойлашган ds юза орқали dt вақт ичида олиб утилган иссиқлик миқдорини топинг.

$$dQ = -\lambda \frac{dT}{dx} ds dt$$

$$dm = -D \frac{dp}{dx} ds dt$$

$$dF = -\eta \frac{dv}{dx} ds$$

$$dQ = mcdT$$

80. Барометрик формулани ёзинг.

$$p = p_0 l^{\frac{-Mg(h-h_0)}{RT}}$$

$$n = n_0 l^{\frac{(m-m_0)Ng(h-h_0)}{RT}}$$

$$dn = \frac{4}{\sqrt{\pi}} n \left(\frac{u}{uH} \right)^2 l^{\frac{-u^2}{u^2 H}} \frac{du}{uH}$$

$$dN(V) = N \left(\frac{m_0}{2\pi KT} \right)^{\frac{3}{2}} l^{\frac{-m_0 V^2}{2KT}} 4\pi V^2 dV$$

81. Идеал газ молекулаларининг энг катта еҳтимоли тезлигини аниқланг.

$$\langle V \rangle = \sqrt{\frac{2RT}{M}}$$

$$\langle V \rangle = \sqrt{\frac{3RT}{M}}$$

$$\langle V \rangle = \sqrt{\frac{8RT}{\pi M}}$$

$$\langle V \rangle = \sqrt{\frac{G}{\rho}}$$

82. Идеал газ молекуладининг илгариланма ҳаракатининг ўртача кинетик энергиясини аниқланг:

$$\langle E \rangle = \frac{i}{2} KT$$

$$P = \frac{2}{3} n_0 \langle E_0 \rangle$$

$$n = n_0 \ell^{\frac{E-E_0}{KT}}$$

$$PV^\gamma = const$$

83. Газ молекулаларининг ўртача еркин югуриш масофасини аниқланг.

$$\langle \lambda \rangle = \frac{1}{\sqrt{2}\pi d^2 n}$$

$$x = \frac{1}{3} \langle V \rangle \langle \lambda \rangle \rho$$

$$\eta = \frac{1}{3} \langle V \rangle \langle \lambda \rangle \rho$$

$$\langle \lambda \rangle = \frac{1}{2} \langle \lambda \rangle n$$

84. Турли тезлик билан ҳаракатланаётган дс юзали иккита қатлам орасидаги ички ишқаланиш кучини аниқланг.

$$D = \frac{1}{2} \langle V \rangle \langle \lambda \rangle$$

$$dM = -D \frac{d\rho}{dx} ds dt$$

$$dF = -\eta \frac{dv}{dx} ds$$

$$dQ = -x \frac{dT}{dx} ds dt$$

85. Газ молекулаларининг вақт бирлиги ичидаги ўртача тўқнашишлар сонини аниқланг.

$$\langle \lambda \rangle = \sqrt{2}\pi d^2 n \langle V \rangle$$

$$\langle \lambda \rangle = \frac{1}{\sqrt{2}\pi d^2 n}$$

$$x = \frac{1}{3} \langle V \rangle \langle \lambda \rangle \rho$$

$$\eta = \frac{1}{3} \langle V \rangle \langle \lambda \rangle \rho$$

86. Иссиқлик ўтказувчанлик коэффисентини аниқланг:

$$x = \frac{1}{3} \langle V \rangle \langle \lambda \rangle \rho c_v$$

$$\eta = \frac{1}{3} \langle V \rangle \langle \lambda \rangle \rho$$

$$D = \frac{1}{3} \langle V \rangle \langle \lambda \rangle$$

$$\langle \lambda \rangle = \sqrt{2\pi d^2 n \langle V \rangle}$$

87. Термодинамиканинг биринчи қонуни ифодасини аниқланг:

$$dQ = du + dA^1$$

$$- du = bQ + bA^1$$

$$- bA^1 = du + bQ$$

$$u = \frac{m}{M} c, T$$

88. Идеал газнинг ички энергияси ифодасини топинг:

$$u = \frac{m}{M} C_v T$$

$$bQ = du + bA^1$$

$$C_p = C_v + R$$

$$C_v = \frac{i}{2} R$$

89. Газнинг ўзгармас ҳажмдаги моляр иссиқлик сиғими ифодасини топинг.

$$C_v = \frac{i}{2} R$$

$$C_p = C_v + R$$

$$C_p = \gamma C_v$$

$$n = \frac{c - C_p}{C - C_v}$$

90. Молекула тушунчаси қандай таърифланади?

Молекула моддани ташкил етувчи зарра бўлиб ўзида шу модданинг асосий химиявий хоссаларни аниқловчи мустақил энг кичик бўлакчадир.

Молекула бу энг кичик бўлакдан иборат.

Молекула бу заррача.

Молекула бу атомлардан тузилган.

91. Газларнинг ўзгармас босимидаги иссиқлик сиғими ифодасини ёзинг.

$$C_p = C_v + R$$

$$C = 3R$$

$$C_v = \frac{i}{2} R$$

$$u = \frac{m}{\mu} C_v T$$

92. Идеал газнинг бажарган иши ифодасини ёзинг.

$$A^1 = \int P dv$$

$$A = F \cdot S$$

$$A = maS$$

$$A = E_2 - E_1$$

93. Изотермик жараёнда бажарилган иш ифодасини ёзинг.

$$A = \frac{m}{M} RT \ln \frac{V_2}{V_1}$$

$$A = \frac{m}{M} \frac{RT_1}{n-1} \left(1 - \frac{T_2}{T_1}\right)$$

$$A = \frac{m}{M} C_v (T_1 - T_2)$$

$$A = 0$$

94. T_0 температурали бир атомли бир мол идеал газ иситилмоқда. Изобар ҳолатда унинг ҳажми икки марта ортишида берилган иссиқлик миқдорини аниқланг.

$$2RT_0$$

$$\frac{3}{2}RT_0$$

$$\frac{5}{2}RT_0$$

$$RT_0$$

95. Иккита идишда кислород ва водород жойлашган. Агар газларнинг массаси, босими, температураси тенг бўлса, V_B водород ҳажми V_K ксидород ҳажмига нисбати нимага тенг бўлади?

1.

32.

$\frac{1}{16}$

16.

96. Иссиқлик машинасининг фойдали иш коэффициентини қандай ифода қилинади?

$$\eta = \frac{T_1 - T_2}{T_1}$$

$$\eta = \frac{Q_1 - Q_2}{Q_2}$$

$$\Delta S = \int_1^2 \frac{dQ}{T}$$

$$\varepsilon = \frac{Q_2^1}{A}$$

97. Политропа кўрсаткичи қандай ёзилади?

$$\frac{C - C_v}{C_p - C_v}$$

$$\frac{C_p}{C_v}$$

$$\frac{C - C_v}{C - C_p}$$

$$\frac{C - C_v}{C - C_p}$$

$$\frac{C_p - C_v}{C - C_v}$$

$$\frac{C_p - C_v}{C - C_v}$$

98. Айланма жараёнда ситемага 200 кЖ иссиқлик энергияси берилди. Бу жараёнда қандай иш бажарилади?

200кЖ

100кЖ,

300кЖ,

50кЖ,

99. Кристалланиш температурасида қайси фазалар мувозанатда бўлади?

- газ, суюқ ва қаттиқ,
- газ ва суюқ,
- газ ва қаттиқ,
- суюқ ва қаттиқ,

100. T ҳароратда труба орқали вақт бирлигида оқиб ўтаётган сийрак газнинг массаси труба радиусига қандай боғлиқ?

- R^3 га пропорционал,
- R^2 га пропорционал,
- R^4 га пропорционал,
- R га пропорционал,

101. Релаксация вақти нима?

- Системанинг номувозанат ҳолатдан мувозанат ҳолатга утиши учун кетган вақт.
- Система ҳолатининг ҳар қандай ўзгариши учун кетган вақт.
- Система энергиясининг ўзгариши учун кетган вақт.
- Системадаги тасодифий ўзгаришлар орасидаги вақт

102. Кристалл жисм аморф жисмлардан қандай хоссалари билан фарқ қилади?

- анизотропия хоссаси билан, атомлар жойлашиши билан,
- кристаллда атомлар панжара ҳосил қилади,
- аморф жисмларда еса панжарпа ҳосил қилмайди.
- Миллер индекслари билан

103. Уч атомли газ учун γ қанчга тенг?

- 1,33
- R га,
- K га,
- 2 га,

104. Нима учун газни ўзгармас босимда 1^0C га иситиш учун унга бериладиган иссиқлик миқдори, уни ўзгармас ҳажмда 1^0C га иситиш учун бериладиган иссиқлик миқдоридан ортик бўлади.

- чунки газ кенгайди,
- молекулалар тезлиги ортади,
- газ кенгайиб иш бажаради,
- молекулалар потенциал энергияси ортади,

105. Идеал газга берилган иссиқлик хисобига унинг ҳажми икки марта ўзгаради - Бунда газ неча марта кўп иш бажариш имкониятига ега бўлади?

- 2 марта,
- 4 марта,
- 0,7 марта,
- 1,4 марта,

106. Изотермик ва адиабатик жараёнларда босим ва ҳажм орасидаги боғланишлар бири-бирдан қандай фарқ қилади.

- Адиабатик жараёнда ҳажм ҳароратга боғлиқ,
- P билан фарқ қилади,
- Изотермик жараёнда босим ҳароратга боғлиқ,
- Адиабатик жараёнда босим ҳароратга ҳам боғлиқ,

107. Бир хил иссиқлик миқдорида сиқилган ва сийрак газларда қайси бири кўпроқ қизийди?

- сиқилган,
- бир хил,
- сийрак,

Ҳажми ёки босими ўзгаришига боғлиқ,

108. Паст босимда газ олиб ўтаётган иссиқлик миқдори нималарга боғлиқ?

Деворлар ҳарорати айирмасига тўғри ва деворлар оралигига тескари пропорсионал.

Газ турган идиш деворлари ҳарорати айрмаси тўғри пропорсионал.

Идиш деворлари оралигига тескари пропорсионал.

Газ молекулалари тезлигига боғлиқ.