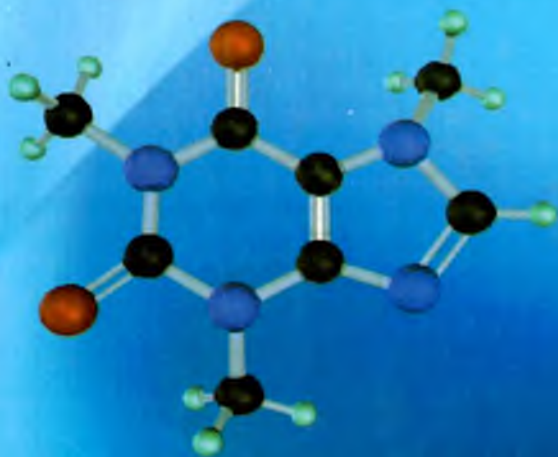


MOLEKULAR FIZIKA



**O'ZBEKISTON RESPUBLIKASI OLIY VA
O'RTA MAXSUS TA'LIM VAZIRLIGI**

MOLEKULAR FIZIKA

*Oliy va o'rta maxsus ta'lim vazirligi tomonidan oliy
o'quv yurtlarining 5140200 – fizika, 5140300 – astronomiya
yo'nalishlari talabalari uchun o'quv qo'llanma sifatida
tavsiya etilgan*

U'zbekiston faylasuflari milliy jamiyati nashriyoti
Toshkent – 2014

UO'K: 539.19(075)

KBK: 22.36

X18

Xayriddinov B.

Molekular fizika: o'quv qo'llanma / B. Xayriddinov, Sh. Jo'rayev, N. Xolmirzayev, E. Turumov; O'zbekiston Respublikasi Oliy va o'rta maxsus ta'lim vazirligi. – Toshkent: O'zbekiston faylasuflari milliy jamiyati nashriyoti, 2014. – 264 b.

UO'K: 539.19(075)

KBK: 22.36

X18

Mazkur o'quv qo'llanma 5140200 – fizika ta'lim yo'nalishi talabalariga mo'ljallangan bo'lib, Oliy ta'lim Davlat ta'lim standarti", O'zbekiston Respublikasi Oliy va o'rta maxsus ta'lim vazirligi tomonidan tasdiqlangan o'quv rejası va o'quv dasturiga muvofiq tayyorlangan.

Fizika fanining molekular fizika bo'limini o'rganishda hodisalarning mohiyatini yoritishda imkonı boricha soddaroq qilib bayon qilishga harakat qilingan. Har bir ma'ruza boshida tizimli asosda hayoni va oxirida esa tayanch tushunchalar, sinov savollari keltirilgan. Talabalarning tayanch tushunchalar mohiyatini o'zlashtirishi va sinov savollariga to'la javob topishi esa qo'llanmaning asosiy yo'nalishini tashkil etadi. Bunday yo'l tutish fizika va astronomiya ixtisosligi talabalarining molekular fizika kursini o'rganishga qiziqishini oshiradi.

Tuzuvchi mualliflar:

prof. Xayriddinov B.E.

f-m.f.d. Jo'rayev Sh.H.

t.f.n. Xolmirzayev N.S.

f-m.f.n. Turumov E.T.

Taqrizchilar:

Qarshi davlat universiteti

"Fizika va uni o'qitish metodikasi"

kafedrasi dotsenti

f-m.f.n. Jumayev T.J.

Buxoro yuqori texnologiyalar

Muhandislik-texnika instituti,

"Umumiy fizika" kafedrasi mudiri

f-m.f.n. Sharipov M.Z.

Qarshi muhandislik-iqtisodiyot

instituti "Fizika" kafedrasi dotsenti

f-m.f.n. Nuriddinov M.Z.

ISBN 978-9943-391-65-9

O'zbekiston faylasuflari milliy jamiyati nashriyoti, 2014

SO‘ZBOSHI

Ushbu o‘quv qo‘llanmani tayyorlashda bir qator mualliflar tomonidan molekular fizika fanidan tayyorlangan darslik va qo‘llanmalardan foydalanish bilan birga, mualliflarning ko‘p yillik ma‘ruza matnlari asosida yozilgan. Mavzularning mazmuni talabalar tomonidan o‘zlashtirishga qulay, tushunarli bo‘lishiga e‘tibor berilgan. Qo‘llanmada mavzularni yoritishda fizik hodisalarning mohiyatini imkon boricha soddaroq qilib bayon qilishga harakat qilingan. Talabalarning bilimlarini mustahkamlash maqsadida takrorlash uchun savollar va masalalar yechish namunalari, mustaqil yechish uchun masalalar keltirilgan.

Qo‘lyozmani o‘qib, o‘zining qimmatli maslahatlarini bergan SamDU “Umumiy fizika” kafedrasining professori U.J. Jo‘rayevga, Buxoro YTMT instituti “Umumiy fizika” kafedراسi mudiri, f-m. f.n. M. Sharipovga, Qarshi MII fizika kafedراسi dotsenti B.N. Nuriddinovlarga mualliflar o‘zlarining samimiy minnatdorchiligini bildiradi.

Bu nashr kitobning ilk nashri bo‘lganligi uchun kamchiliklardan xoli bo‘lmasligi tablii. Shuning uchun mualliflarga kitob haqida o‘z fikr va mulohazalarini bildirgan kasbdoshlarimizga o‘z tashakkurimizni izhor etamiz.

I BO'LIM. MOLEKULAR FIZIKANING MAZMUNI

Barcha jismlarning eng mayda zarralar – atomlardan iborat ekanligi haqidagi tasavvurlar eng qadim zamonlardayoq paydo bo'lgan.



1. Kirish. Modda haqidagi molekular-kinetik tasavvurlarning rivojlanishi. Modda tuzilishi haqidagi mumtoz va kvant fizikasi modellari hamda mumtoz fizikaning qo'llanilish chegaralari

Barcha jismlarning eng mayda zarralar-atomlardan iborat ekanligi haqidagi tasavvurlar eng qadim zamonlardayoq paydo bo'lgan. Grek faylasufi Demokrit eramizdan avvalgi V asrda «Barcha jismlar mayda zarralardan tuzilgan, ular atomlar deyiladi» degan fikrni ilgari surgan. Keyinchalik bunday atomistik dunyoqarash unutilib yuborildi.

XVII asr oxirlarida va XIX asr boshlarida Boyle-Mariott, Gey-Lyussak, Dalton, Avagadro tomonidan eksperimental ravishda ochilgan gaz qonunlari modda tuzilishining molekular nazariyasiga qo'shilgan ulkan hissa bo'ldi. XVII asrning ikkinchi yarmiga kelib Joule, Klauzius, Maksvell, Bolsman, Gibbs kabi olimlarning qo'shgan hissasi bilan molekular-kinetik nazariyaning asosiy qonunlari hozirgi ko'rinishga keldi. Shunga asosan:

1. Barcha moddalar juda mayda alohida zarralar-molekulalardan iborat. Ayni moddani tashkil qiluvchi molekulalar mutlaqo bir xildir: turli moddalar esa turli molekulalardan iborat. Bir necha atom birikib molekulani tashkil etadi. Atomlar turi tabiatda mavjud bo'lgan kimyoviy elementlar soniga teng. Gaz ham qattiq jismlar va suyuqliklar kabi o'z massasiga ega. Lekin gaz qonunlarini o'rganishda molar massa tushunchasidan foydalanish qulaydir.

Moddaning bir molining massasi uning molar massasi deyiladi va m bilan belgilanadi. Uglerod– 12 (C) ning 0,012 kg massasidagi atomlar soniga teng strukturaviy element (atom, molekula) lardan tashkil topgan moddaning miqdori bir mol deb ataladi. Bu birlik shu bilan qulayki, 1 mol gazdagi molekular soni gazning turiga bog‘liq bo‘lmagan o‘zgarmas kattalik bo‘lib, ushbu qiymat Avagadro soni ($N_A = 6,0223 \cdot 10^{23} \text{ mol}^{-1}$) deb ataladi.

Bitta molekulaning massasi m bo‘lsa, Avagadro soni orqali molar massa quyidagi ifodaga ega bo‘ladi:

$$\mu = m \cdot N_A$$

Mos ravishda N ta molekuladan tashkil topgan gazning massasi:

$$M = m \cdot N$$

Bu ikki massaning nisbatidan V hajmdagi molekularning sonini aniqlaymiz:

$$N = \frac{M}{\mu} \cdot N_A$$

Demak, biror hajmdagi molekularning sonini aniqlashda gaz massasining M/μ nisbiy, ya’ni mollar sonini bilish kifoyadir. Ravshanki, N ta gaz molekulasini egallangan hajm ma’lum bo‘lsa, birlik hajmdagi molekular soni uning konsentratsiyasi deyiladi va bu kattalik $n = \frac{N}{V}$ orqali aniqlanadi.

Avagadro soni yordamida molekularning kattaligini va absolut massalarini hisoblash mumkin. Masalan, 1 sm^3 suvni olaylik. Uning massasi 1 g bo‘lib, bir mol suvning $1/18$ qismimi tashkil qiladi. Demak, 1 sm^3 suvda $\frac{6,023}{18} \cdot 10^{23} = 3,34 \cdot 10^{22}$ dona suv molekulasini

bo‘ladi. Shunday qilib, suyuq suv bitta molekulasi hajmi

$$V = \frac{1}{3,34 \cdot 10^{22}} \text{ sm}^3 = 3 \cdot 10^{-23} \text{ sm}^3$$

Chiziqli o'lcham (radiusi) taxminan

$$r = \sqrt[3]{3 \cdot 10^{-23} \text{ sm}^3} \approx 3 \cdot 10^{-8} \text{ sm} \text{ ga teng.}$$

1. Atom va molekularning radiusini aniqroq tasavvur qilish uchun quyidagi misolni keltiraylik.

1 sm³ mis (Cu) tarkibidagi hamma atomlarni bir qator qilib tersak, uzunligi 14 milliard kilometr bo'lgan zanjir hosil bo'ladi. Bu uzunlik yerdan quyoshgacha bo'lgan masofadan qariyb 90 marta ortiq.

Zamonaviy elektron mikroskoplar radiusi mikrondan bir necha yuz marta kichik bo'lgan mikrokristallarni kuzatish imkoniyatini beradi. Bunday mikrokristall bir necha yuz ming atomdan iboratdir. Atomlarning shu qadar kichik bo'lishiga qaramay, hozirgi zamon fizikasi modda tuzilishining diskretik, ya'ni alohida zarralardan iboratligini kuzatish metodlari asosida isbotladi.

Atomlar yetarli darajada katta energiyaga ega bo'lgan, ya'ni juda katta tezliklar bilan harakat qilayotgan hollardagina ularni bevosita kuzatish mumkin.

Bir molekulaning yoki atomning massasi m ni quyidagi tenglikdan topish mumkin:

$$m = \mu / N_A \quad (1)$$

bu yerda, μ – molar massa bo'lib berilgan modda molekulasi

m – massasining N_A – Avagadro doimiysiga bo'lgan ko'paytmaga

teng: $\mu = m \cdot N_A$

(1) formuladan uglerod uchun (${}_6\text{C}^{12}$) molar massa aniq 0,012 kg/mol ga teng va uning atomining bir atomli molekulalardan tashkil topgan moddalarning molar massasi bir sonli atomlarga ega va u mazkur holda atom massasi deb ataladi.

$$m_c = \frac{\mu}{N} = \frac{0,012 \text{ kg/mol}}{6,023 \cdot 10^{23} \text{ mol}^{-1}} = 1,99 \cdot 10^{-26} \text{ kg}$$

Normal sharoitda istalgan bir kilomol gazning egallagan hajmi

$V_0 = 22,4 \cdot 10^{-3} \text{ m}^3$ ga teng ekanligini e'tiborga olsak, 1 m^3 hajmdagi molekulalar soni $n_0 = N/N_0 = 2,7 \cdot 10^{25} \text{ m}^{-3}$ ga tengligini topamiz.

Qator kuzatishlar har qanday moddada uzluksiz ichki harakat mavjudligi to'g'risida bizga ishonch hosil qiladi. Bu ichki harakat shu moddani tashkil qiluvchi molekulalarning harakatidan iboratdir.

Molekulalarning bu harakati tartibsiz va hech qachon to'xtamaydi, bu harakat faqat modda temperaturasigagina bog'liqdir. Quyidagi tajriba yordamida moddalar molekulalarining uzluksiz va tartibsizligiga ishonch hosil qilishimiz mumkin. Bizda A va B idishda har xil gazlar, masalan, birida vodorod, ikkinchisida esa azot bo'lsin. Agar C jo'mrak ochilsa, biroz vaqt o'tgach ikki idishda ham shu gazlarning tamomila bir xil aralashmasi hosil bo'ladi. Gazlar o'z-o'zidan butunlay aralashib ketadi. 1826-yilda ingliz botamigi Broun suyuqlikda muallaq holda bo'lgan juda mayda zarralarning mikroskopda uzluksiz ravishda tartibsiz harakat qilib turishlarini ko'rdi. Broun nomi bilan ataladigan bu harakat hech qachon to'xtab qolmaydi, hech qanday tashqi sababiarga bog'liq bo'lmaydi va moddadagi ichki harakatning namoyon bo'lishidan iboratdir. Broun zarralarining massasi ayrim molekulalar massasidan bir necha milliard marta katta, ularning tezliklari molekulalarning tezliklaridan juda ham kichik. Shuning uchun ham Broun zarralarining harakatini mikroskopda ko'rish mumkin.

Demak, modda faqat dona-dona tuzilishigagina, ya'ni bir-biridan ajralgan ayrim zarralardan iboratgina bo'lib qolmay, u uzluksiz ravishda harakat qilib turadigan zarralardan tashkil topgandir. Shuning uchun ham modda tuzilishi haqidagi nazariya molekular-kinetik nazariya deb ataladi.

Birinchi marta bu nazariyani M.V. Lomonosov moddaning turli agregat holatlardagi xususiyatlarini tushuntirish maqsadida rivojlantirgan edi.

Hozirgi vaqtda atomlarda harakatlanuvchi zaryadlangan zarralarning borligigagina emas, balki atomlar tuzilishi ham aniq

ifodalab berilgan. Ammo atom tuzilishi qonunlarini mumtoz (klassik) mexanika yordamida to'la tushuntirish mumkin emasligi ravshan bo'lib qoldi. Shuningdek, atomni tashkil etgan zaryadli zarralarni harakat holati uchun odatdagi mumtoz mexanika tasavvurlarini qo'llab bo'lmas ekan. Buning ajablanarli joyi yo'q, chunki mumtoz mexanika biz ko'ra oladigan va seza oladigan katta masshtabdagi jismlarning harakatiga doir kuzatishlar asosida yaratilgan. Atomlarni tashkil qilgan zarralarning o'lchamlari atomlarning o'zidan ham kichik, ularning o'lchamlari 10^{-13} sm tartibda, ya'ni optikaviy mikroskopda ko'rinadigan zarradan yuz million marta kichik. Bu zarralarning massasi esa 10^{-22} dan 10^{-27} grammgacha bo'ladi.

Atomni tashkil qilgan zarralarning alohida xossalari-kvant xossalari bo'ladi va ular kvant mexanikasi qonunlariga bo'ysunadi. Ammo, atom tuzilishini tavsiflashda "Mexanikalashtirilgan" modeldan foydalanish lozim deb hisoblaymiz.

Bu modelni planetalar sistemasi modeliga o'xshatish mumkin, ya'ni bu sistemada markazda quyosh va uning atrofidagi 8 ta planetalar ellepsoid trayektoriya bo'yicha harakatlanadi. Atomda esa markazda atom yadrosi joylashgan (bu planeta sistemasida quyosh), u musbat zaryadlangan, uning atrofida (planetalar sistemasi) manfiy zaryadlangan elektronlar aylanadi. Uning zaryadi $e = 1,6 \cdot 10^{-19}$ kl, massasi $m_e = 9,1 \cdot 10^{-31}$ kg ga teng. Yadro va elektronlar orasida ta'sir qiluvchi elektr tortish kuchlari elektronlarni yadro atrofida ushlab turadi va "haqiqiy" planetalar sistemasida butun olam tortishish kuchlari qanday rol o'ynasa, bu kuchlar atomda shunday rol o'ynaydi.

Turli kimyoviy elementlarning atomlarida elektronlar soni turlicha bo'ladi, ular bir-biridan ana shu bilan farq qiladi. Biroq ularning farqi shu emas. Normal sharoitlarda atomlar elektr jihatdan neytraldir, shuning uchun biror elementning atomida qancha elektron bo'lmasin, bu elektronlarning umumiy zaryadi son jihatdan atom yadrosining musbat zaryadiga teng bo'lishi kerak. Demak, turli

elementlarning atomlari faqat yadroni o'rab turgan elektronlarning soni bilangina emas, balki yadro zaryadning kattaligi bilan ham bir-biridan farq qilar ekan.

D.I. Mendeleyev davriy sistemasida elementlar atom yadrolarining zaryadi ortib borish tartibda joylashtirilgan. Bu jadvalda elementning tartib nomeri Z atom yadrosining musbat zaryadi elektronning zaryadidan necha marta katta ekanligini ko'rsatuvchi sonidir. Yadro zaryadi absolut kattaligi jihatidan Ze_0 ga teng, bu yerda e_0 – elektronning zaryadi. Demak, D.I. Mendeleyev davriy sistemada elementning tartib nomeri atom elektron jihatdan neytral bo'lganda bevosita atomdagi elektronlar sonini beradi. Atomlarni turli usullar bilan: jismlarni ishqalash, qizdirish, yoritish, katta tezlikli zarralar zarbasi bilan, kimyoviy reaksiya natijasida va hokazo usullar bilan ionlashtirish mumkin.

Shuningdek, atom zarralarining massasiga kelsak, atomning deyarli hamma massasi uning yadrosiga to'plangan va elektronlar uchun atom massasining milliarddan bir ulushiga to'g'ri keladi. Masalan: Temir atom yadrosining massasi taxminan $9 \cdot 10^{-23}$ g ga teng. Temir atomidagi 26 ta elektronning hammasining massasi $2,3 \cdot 10^{-26}$ g ga teng, shuning uchun temir atomli yadrosining massasi atomdagi elektronlar massasidan 4000 marta katta. Atom yadrosi murakkab tuzilishga ega: U ikki tur zarralardan iborat: musbat zaryadli protonlardan va zaryadsiz neytronlardan tuzilgan hamda ular bitta nom bilan nuklonlar deb ataladi. Bu zarralarning massalari taxminan bir xil va $1,7 \cdot 10^{-24}$ g ga teng. D.I. Mendeleyev jadvalidagi tartib nomeri yadrosidagi protonlar sonini bildiradi. Masalan: ${}_{26}Fe^{56}$ atomida 26 ta protondan birortasi ajratib olinlsa, uning atomi endi boshqa, ya'ni marganes atomiga aylanadi (${}_{26}M^{56}$). Yadrolari ulardagi neytronlar soni bilangina farq qiladigan atomlar izotoplar deyiladi. Protonning massasi elektronning massasidan 1836 marta

katta ya'ni $m_p = 1836m_e = 1,66 \cdot 10^{-27}$ kg. Zaryadi elektronning zaryadiga teng bo'lib, musbat zaryadga ega.

Tayanch tushunchalar:

Moddalar kinetik nazariyasi, barcha moddalar elementlar zarrachalardan tuzilganligi, atomning planetar modeli, elektron, proton, neytron, atom yadrosi.

Mavzuga doir savollar:

1. *Moddalar tuzilishi haqidagi tasavvurlar to'g'risida tushuncha bering.*
2. *Modda molekular-kinetik nazariyasi to'g'risidagi mumtoz va kvant nazariyasining mohiyatini tushuntiring.*
3. *Mumtoz fizikaning qo'llanish chegarasini tushuntiring.*

Tabiatdagi barcha moddalar yuzdan ortiq ximiyaviy elementlardan tashkil topgan.



2. Modda xossalarini o'rganishda dinamik, statik va termodinamik usullar. Mikroskopik tizimlarning xarakterli tomonlari

Molekular fizikada nihoyatda ko'p zarralar ta'sirida vujudga keladigan hodisalarni tekshirishga to'g'ri keladi. Xususan, bir kub santimetr hajmdagi gazda (normal sharoitda $T=273K$ temperatura, $P=1.013 \cdot 10^5 Pa$ atmosfera bosimida) $2,7 \cdot 10^{19}$ dona molekula mavjud bo'lib, ular bir sekund davomida boshqa molekulalar bilan taxminan 10^{10} marta to'qnashadi. Bu sonni birinchi marta 1865-yilda avstraliyalik olim J. Loshmidt aniqlaganligi uchun uning nomi bilan Loshmidt soni deyiladi.

Tabiatdagi barcha moddalar yuzdan ortiq kimyoviy elementlardan tashkil topgan. Elementning barcha xossasini o'zida mujassamlashtirgan eng kichik zarrasiga atom deyiladi. Hozirgi vaqtda ma'lumki, atomning o'zi ham kichik elementar zarralar: yadrodag proton va neytronlar hamda ular atrofida ma'lum orbitalar bo'ylab harakatlanuvchi elektronlardan iborat. Turli xil atomlarda proton, neytron va elektronlar soni turlicha bo'lganligi sababli ularning xossalari bir-biridan keskin farq qiladi. Eng sodda element bu vodorod atomidir. Vodorod atomining yadrosi bitta elektrondan iborat.

Hamma kimyoviy elementlardagi musbat zaryadli protonlar soni, manfiy zaryadli elektronlar soniga teng bo'lib, ularning miqdori shu elementning davriy sistemadagi egallangan tartibi bilan aniqlanadi.

Bu zarralar moddiy bo'lganligi uchun massaga ega. Elektronning massasi $m_e = 9,1 \cdot 10^{-31}$ kg va zaryadi, $e = 1,6 \cdot 10^{-19}$ Kl. Protonning massasi elektron massasidan 1836 marta katta: $m_p = 1836m_e = 1,66 \cdot 10^{-27}$ kg va zaryadi elektron zaryadiga teng.

Atomda bor bo'lgan neytronlar soni shu elementning massa sonidan davriy sistemada egallangan tartibning ayirmasiga teng: ${}_8O^{16} - {}_N O^Z$ – bu yerda $Z=16$ atom massa soni, uning davriy sistemasidagi tartib nomeri esa $N=8$ ga teng. Demak, kislorod atomida 8ta proton va $16-8=8$ ta neytron bor. Tabiatda ko'pgina moddalar atom holda emas, molekula holida uchraydi. Modda molekulasida bir, ikki yoki undan ortiq sondagi atomlardan va shuningdek, bir xil atomlardan yoki bir necha xil atomlardan tashkil topgan bo'lishi mumkin. Masalan: O gazi molekulasida O_2 – ikkita kislorod atomidan iborat. Suv molekulasida (H_2O) – uchta atom: ikkita vodorod va bitta kislorod atomidan iborat. Sulfat kislotasi molekulasida esa uch xil atomlardan tashkil topgan bo'lib, uning molekulasidagi (H_2SO_4) atomlar soni yettitaga teng.

Yuqori birikmali moddalarda (polimerlarda) molekuladagi

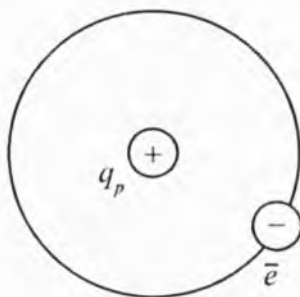
atomlar soni hatto bir necha mingdan iborat bo'lishi mumkin. Molekula so'zini fanga birinchi bo'lib 1658-yilda fransuz olimi N. Gassendi kiritgan. Uning haqiqatdan mavjud ekanligi tajribada 1906-yilda fransuz olimi J. Pirren tomonidan isbotlangan.

Molekulaga berilgan ta'rifni quyidagi hayotiy misollarda tushuntirish mumkin. Modda qanday agregat holatida bo'lishidan qat'i nazar uni mayda bo'laklarga bo'lish mumkin. Masalan, bir bo'lak osh tuzini mayda bo'laklarga bo'lsak, u bo'laklarda ham osh tuzi xossasi namoyon bo'ladi. Bo'linishmi yana davom ettiraversak, osh tuzining xossalari saqlanib qoladimi? Uning xossalari molekular bo'laklarga bo'linguncha saqlanib qoladi. Osh tuzi molekulasini natriy (Na) va xlor (Cl) atomlardan tashkil topgan bo'lib, uning xossasi molekulaning parchalanishi boshlanguncha saqlanib qoladi.

Har bir modda molekulasini o'ziga xos xossalarga ega bo'lib, atomlarning birikib molekula tashkil qilishi asosan ikki xil bog'lanish asosida hosil bo'ladi: ionli va kovalent bog'lanish davriy sistemadagi har bir davrda joylashgan elementlar soni bilan aniqlanadi. Bu bog'lanishlarning hosil bo'lish tartibi bilan tanishaylik. Atomdagi elektronlar yadro atrofida ma'lum qobiqli orbitalar bo'ylab harakatlanib, qobiqdagi elektronlar soni ma'lum tartibda bo'ysunadi. Atomlarning molekulalarga birikishida tashqi qobiqdagi elektronlar soni asosiy rol o'ynaydi. Bu elektronlarga valent elektronlar deyiladi. Davriy sistemadagi bir xil gruppada elementlarining tashqi valent elektronlarining soni o'zaro teng. Masalan: birinchi gruppadagi Vodorod (${}_1H^1$), Litiy (${}_3Li^7$), Natriy (${}_{11}Na^{23}$), Kaliy (${}_{19}K^{39}$) va h.k. kabi elementlarning tashqi qobiqdagi bittadan valent elektronlari mavjud bo'lsa, yettinchi gruppadagi Ftor (${}_9F^{19}$), Xlor (${}_{17}Cl^{35}$), Brom (${}_{35}Br^{80}$) kabi elementlarning yettitadan valent elektronlari bor. Atomdagi umumiy elektronlar soni atomning davriy sistemadagi tartib nomeriga teng bo'lib, tashqi valent elektronlar soni gruppada tartibi bilan aniqlanadi.

Tashqi valent elektronlar soni grupp tartibi bilan aniqlanadi. Sakkizinchi gruppadagi elementlarning tashqi qobig'i valent elektronlar bilan to'lgan bo'lib, eng turg'un atomlarni tashkil etadi. Bu element atomlari inertdir. Shuning uchun ular inert gazlar deyiladi, bularga Geliy, Neon, Argon, Kripton, Ksenonlar kiradi. Ionli va valent bog'lanish asosida molekula hosil bo'lishida tashqi elektronlar asosiy rol o'ynaydi.

a) Ionli bog'lanish. Ionli bog'lanish asosida molekula hosil bo'lishini osh tuzi misolida ko'rib o'taylik. Natriy atomining tashqi orbitasida bitta elektron bor. Agar shu elektronni boshqa bir atomga bersa, uning atomi inert elementlar atomi kabi turg'un atomga aylanadi. Xlor atomining tashqi orbitasida yettita elektron bo'lib, boshqa element atomidan sakkizinchi elektronni olsa ham turg'un atomga aylanadi. Shunday qilib, natriy atomi tashqi elektronni Xlor atomi berib musbat ionga, Xlor atomi esa elektronni qabul qilib manfiy ionga aylanadi. Musbat va manfiy zaryadlangan ionlar o'zaro elektrostatik tortishadi va natijada turg'un osh tuzi molekulasi hosil bo'ladi (2.1-rasm).



2.1-rasm

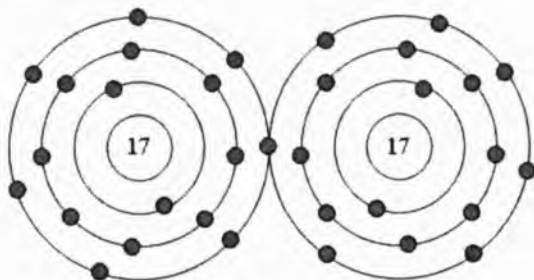
Ionlarning tashqi elektron qobiqlari ma'lum masofagacha o'zaro yaqinlashishi mumkin. Agar yaqinlashish shu r_0 masofadan kichraysa, u holda elektron qobiqlarning ta'siri tufayli itarishi yuzaga keladi. Odatda tashqi valent elektronlari to'rttadan ortiq bo'lgan elementlar boshqa element elektronlarini olib, manfiy

zaryadlangan ionlarga (anionlar) aylanishsa, davriy sistemaning boshlang'ich gruppalaridagi elementlar esa elektronlarini berib, musbat ionlar (kationlar) ga aylanishga intiladi. Atomlar orasidagi elektron almashinuv ma'lum energiya hisobiga bo'ladi va elektronlar almashinuvi qancha ko'p bo'lsa, shuncha ko'p energiya talab qiladi.

b) Kovalent bog'lanish. Vodorod, Kislorod, Azot molekulasi hosil bo'lishini ionli bog'lanish asosida tushuntirib bo'lmaydi. Bunday molekularlar atomlarning kovalent bog'lanishi asosida bo'ladi.

Kovalent bog'lanish asosida hosil bo'lgan molekula atomlaridagi tashqi bittadan valent elektronlar har ikkala atomi uchun ham umumiy bo'lib, inert gazlar elektron qobig'i strukturasini eslatadi. Masalan, xlor molekulasining hosil bo'lishini ko'raylik.

Xlor atomida yettita tashqi valent elektron mavjud. Molekuladagi har bir xlor atomiga oltitadan elektron umumiy bog'lanish hosil qilishda qatnashadi. (2.2-rasm)

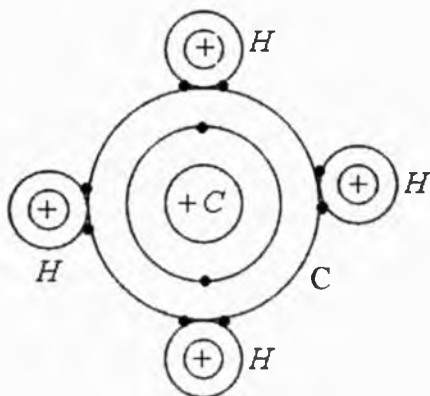


2.2-rasm

Tashqi orbitada sakkizta elektron bo'lgan atom turg'un bo'lganligi tufayli xlor molekulasi ham turg'unidir.

Bunday bog'lanishning hosil bo'lishini metan molekulasi misolida yanada yaqqolroq tasavvur qilish mumkin. Uglerodning

tashqi qobig'ida to'rttadan valent elektroni mavjud. Bu elektronning har qaysisi to'rtta vodorod atomidagi elektronlar bilan, juft hosil qilib, metan molekulasini CH_4 ni tashkil etadi. (2.3-rasm)



2.3-rasm

Kovalent bog'lanish tabiati kvant mexanikasi nuqtayi nazaridan yanada aniqroq tushuntiriladi. Kovalent bog'lanish hosil bo'lishida har doim juft elektronlar qatnashadi. Shuning uchun ham bunday bog'lanishga kovalent (juft) bog'lanish deyiladi.

Agar molekula bir tipdagi atomlardan tashkil topgan bo'lsa, geomopolar, turli tipdagi atomlardan tashkil topgan bo'lsa geteropolar molekular deyiladi. Diametri $d=0,1$ mm bo'lgan suv tomchisida 10^{16} dona suv molekulasini mavjud. Har bir havo molekulasining harakat qonunlarini o'rganish uchun uchtdan tenglama tuzish lozimligini hisobga olsak, bunday tenglamalar sistemasining eng zamonaviy kompyuterda yechish ham amrimahol ekanligini aniqlash qiyin emas. Molekulalararo ta'sir hisobga olinsa, bu masala yanada murakkablashadi. Qattiq jismlarning 1sm^3 hajmdagi zarralar soni esa undan ham bir necha barobar katta bo'lganligi uchun masala yanada og'irlashadi. Shuning

uchun ham ko'p sondagi zarralar sisteniasi bilan ish ko'rganda bevosita mexamika(dinamika) qonunlarini qo'llab bo'lmaydi. Masalan: ularning o'rtacha tezliklari, o'rtacha energiyasi va shunga o'xshash o'rtacha kattaliklarini aniqlash bilan cheklanish mumkin. Bu usulga statistik usul deyiladi. Bu usul ko'p sondagi zarralar sistemasi bilan bir qatorda kvantomexanik hisoblashlarda ham keng qo'llaniladi.

Molekulalar fizikada statistik usul bir-biriga o'xshagan nihoyat ko'p, lekin bir-biridan mustaqil bo'lgan hodisalar to'plamini tekshirish uchun qo'llaniladi. Umuman, molekular fizikaning miqdoriy qonuniyatlarini aniqlashda foydalaniladigan statistik usulda (molekular-kinetik usul deb ham yuritiladi) ehtimollik nazariyasiga asoslangan matematik hisoblashlar (masalan, turli kattaliklar o'rtacha qiymatlarini hisoblash) keng qo'llaniladi. Statistik usul makrojismlarning molekular tuzilishi va ayrim molekulalarning o'zaro ta'sirini o'rganish asosida makrojismlardagi jarayonlarning sodir bo'lishiga oid qonuniyatlarni aniqlaydi. Ammo, mikroskop jismlar xossalarini ularning ichki tuzilishlarini e'tiborga olmasdan ham tekshirish mumkin. Bunda makrosistemalarning energetik xarakteristikalari va turlari makroskopik kattaliklar orasidagi bog'lanishlar o'rganiladi.

Molekular fizikada energiyaning bir turdan boshqa turlarga aylanish jarayonlari bilan bog'liq usulga termodinamik usul deb aytiladi. Bu usulda sistemani tashkil etuvchi zarralarning ichki strukturasi, tuzilishi bilan qiziqmasdan, butun sistema holatini xarakterlovchi parametrlar bosim, hajm, temperatura o'zgarishi e'tiborga olinadi. Termodinamik usul termodinamikada qonunlarga tayanib, uning xulosalari tajriba dalillarini umumlashtiruvchi prinsiplarga asoslangan, ko'p zarrali sistemalarni o'rganishda termodinamik usul va statistik

usullar bir-birini to'ldiradi. Chunki termodinamikada sistema bir butun, to'liq olib qaralsa, statistik fizikada shu sistema ichida bo'ladigan jarayonlar sistemani tashkil etuvchi zarralarning umumiy xossalari orqali o'rganiladi. Masalan, ideal gaz qonunlari matematik statistikaning eng sodda modelidir.

Tayanch tushunchalar:

Molekular fizikada moddalarning tuzilishi, xossalari, ularning holat parametrlari bilan bog'liq jarayonlar statistik va termodinamik usullardan foydalanishi bilan xarakterlanib, asoslab tushuntiriladi.

Mavzuga doir savollar:

1. *Molekular fizikada moddalarning tuzilishi qanday tushuntiriladi?*
2. *Statistik usulning mohiyatini tushuntiring.*
3. *Termodinamik usul qanday usul, mazmunini yoritib bering.*

Tasodifiy hodisalar qonuniyatlari ehtimollik nazariyasiga bo'ysunadi.



3. Ehtimollar nazariyasidan elementar ma'lumotlar. Tasodifiy voqealar va hodisalar. Ehtimollar nazariyasining asosiy tushunchalari. Taqsimot funksiyasi. Gauss taqsimoti

Yuqorida aytganimizdek, ko'p sonli zarralar sistemasi xossalari o'rganishda dinamika (mumtoz mexanika) qonunlarini qo'llab bo'lmaydi. Masalan: bir idish olib, unda hajm bo'yicha ideal gaz bor desak, ma'lum molekula qaysi paytda idish hajmining qaysi qismida bo'lishini aytish qiyin. Chunki bu molekula idish hajmining o'sha qismida o'sha paytda bo'lishi ham, bo'lmasligi ham mumkin. Shuning uchun ham shunday jarayonlarni o'rganishda tasodifiy hodisalar qonuniyatlaridan foydalaniladi. Tasodifiy hodisalar qonuniyatlari ehtimollik nazariyasiga bo'ysunadi. Bu nazariyaga ko'ra biror tasodifiy hodisa yuz berishi ham, bermasligi ham mumkin. Shu voqeaning sodir bo'lish darajasi ehtimoliyat chastotasi bilan aniqlanadi.

Masalan: biror qutida to'rt xil rangdagi to'rtta bir xil shar bo'lsin. Agar shu qutidagi sharni ko'rmasdan oladigan bo'lsak, har qaysi rangda sharni chiqarib olish ehtimoliyati tajribalar sonining ortishi bilan tenglasha boradi va 4 ga intiladi. Ehtimoliyatning ta'rifini berishda biror voqeaning sodir bo'lishi yoki bo'lmasligini kuzatish bilan javob berish mumkin: Voqeaning ehtimolligi voqea amalga oshadigan tajribalar sonining tajribalarning umumiy soniga nisbatini tajribalar soni cheksiz ortib borgandagi limitiga aytiladi. Agar kuzatishlar soni N ta bo'lib, shunday kuzatishlarda N_a ga marta ($N \gg N_a$) shu voqea sodir bo'lsa, u holda shu voqeaning sodir

bo'lish ehtimoliyati a deb, quyidagi kattalikka aytiladi.

$$\xi(a) = \lim_{N \rightarrow \infty} \frac{N_a}{N} \quad (3.1)$$

shu voqea bir vaqtning o'zida bir joyda emas, bir necha joyda ro'y bersa, bunday sistemaga sistemalar ansambli deyiladi.

1. Agar voqealar vaqt o'tishi bilan o'zgaruvchan kattalik bilan xarakterlansa, ularning sodir bo'lish ehtimoliyatlarini (3.1) formula bilan aniqlab bo'lmaydi. Shunday hollarda berilgan voqeaning sodir bo'lishi ehtimoliyat zichligi tushunchasi kiritiladi. Ehtimoliyat zichligi deb, berilgan voqeaning ΔV hajmda yuz berishi yoki bermaslik ehtimoliyatiga aytiladi. Ya'ni

$$f(\Delta V) = \lim_{\Delta V \rightarrow \infty} \frac{\xi(\Delta V)}{\Delta V} = \lim_{\substack{N \rightarrow \infty \\ \Delta V \rightarrow \infty}} \frac{N_a}{\Delta V \cdot N} \quad (3.2)$$

Formuladan ko'rinadiki hajmi birligidagi ehtimoliyatga ehtimoliyat zichlik deyiladi. Bu hajmda sodir bo'ladigan ehtimoliyat zichligining normaliashtirish sharti deyiladi. U quyidagicha ifodalanadi.

$$\int f(\Delta V) dx dy dz = \int f(\Delta V) dV = 1 \quad (3.3)$$

Agar voqealar bir-birini inkor etuvchi bo'lsa, masalan, biror molekula V_1 hajmda bo'lsa, uning shu payt qo'shmi V_2 hajmda bo'la olmasligi aniq, u holda shu molekulaning $V = V_1 + V_2$ hajmda bo'lishi ehtimoliyati

$$\xi(V_1 + V_2) = \frac{V_1 + V_2}{V} = \frac{V_1}{V} + \frac{V_2}{V} = \xi(V_1) + \xi(V_2) \quad (3.4)$$

bilan topiladi. Bu formuladan ko'rinadiki, o'zaro bir-birini inkor etuvchi voqealar ehtimoliyati shu ehtimoliyatlar yig'indisiga teng bo'ladi. Agar biror tasodifiy kattalik Z , vaqt o'tishi bilan $Z_1, Z_2, \dots$

Z_n qiymatlarni qabul qilsa , uning o'rtacha qiymati quyidagicha aniqlanadi:

$$Z = \frac{Z_1 + Z_2 + \dots + Z_n}{N} = \frac{\sum_{i=1}^N Z_i}{N} \quad (3.5)$$

2. Agar o'zgaruvchan kattalikning qiymati vaqt o'tishi bilan uzluksiz o'zgaruvchan bo'lsa, uning o'rtacha qiymati vaqtga bog'liq bo'ladi. Biror t_1 va t_2 vaqt oralig'ida o'zgaruvchan Z kattaligining o'rtacha qiymati.

$$Z = \frac{1}{t_2 - t_1} \int_{t_1}^{t_2} Z(t) dt \quad (3.6)$$

bilan topiladi.

Umumiy holda, uzluksiz ravishda o'zgaruvchan kattalik uchun o'rtacha qiymat quyidagicha topiladi.

$$\bar{Z} = \int_{-\infty}^{\infty} Z f(Z) dz \quad (3.7)$$

bu yerda $f(z)$ o'zgaruvchan Z kattalikning ehtimoliyat zichligidir.

O'zgaruvchan kattalikning o'rtacha miqdoridan chetlashishi, dispersiya bilan xarakterlanadi. Dispersiya o'rtacha miqdoridan chetlanish kvadratining o'rtacha qiymati bilan aniqlanadi.

$$\sigma^2 = \overline{(Z - \bar{Z})^2} = \left[\overline{Z^2} - 2Z\bar{Z} + (\bar{Z})^2 \right] = \bar{Z}^2 - (\bar{Z})^2 \quad (3.8)$$

vaqt birligi ichida diskret o'zgaradigan tasodifiy hodisalar uchun dispersiya

$$\bar{\sigma}^2 = \sum_j (Z_j - \bar{Z})^2 \xi_j(Z) \quad (3.9)$$

bilan aniqlanadi. Vaqt birligi ichida uzluksiz o'zgaradigan tasodifiy hodisalar uchun

$$\sigma^2 = \int_{-\infty}^{\infty} (Z - \bar{Z})^2 f(Z) dZ \quad (3.10)$$

oraliq aniqlanadi.

Statistik fizikadagi eng muhim kattaliklardan biri ehtimoliyatlar taqsimot funksiyasidir. Bu funksiya juda o'zgaruvchan tasodifiy Z kattalik berilgan Z_0 dan kichik qiymatlar qabul qilish ehtimoliyatini ko'rsatuvchi funksiyadir:

$$\xi(Z < Z_0) = F(Z_0) = \sum_{Z < Z_0} \xi_j \quad (3.11)$$

Bu yerda funksiyaga ehtimoliyatlar taqsimot funksiyasi deyiladi va uzlusiz o'zgaruvchan kattalik uchun ehtimoliyat zichligi orqali quyidagicha ifodalanadi:

$$F(Z_0) = \int_{-\infty}^{\infty} f(z) dZ \quad (3.12)$$

Istalgan vaqt birligi ichida o'zgaruvchan kattalikning o'rtacha qiymatini ehtimoliyatlar taqsimot funksiyasi orqali ifodalash mumkin;

$$\bar{Z} = \int_{-\infty}^{\infty} Z dF(Z) \quad (3.13)$$

Ko'p sondagi zarralar sistemasining xossalari statistik usul orqali bayon qilishda ko'pincha statistik taqsimotlar tushunchasidan foydalaniladi. Masalan: Gaz molekulalari tezligining taqsimot funksiyasi va hokazo.

Gauss taqsimoti.

Gauss dekart koordinata sistemasida sakrab harakatlanuvchi

modda nuqtaning juda ko'p sakrashlardan keyin uning koordinatalarini aniqlash ehtimoliyatini hisoblab, bu ehtimoliyati zichligi $F(Z)$, Z koordinata sistemasida

$$\varphi(Z^2) = Ae^{-aZ^2} \quad (3.14)$$

Agar berilgan sharoitda voqea albatta ro'y beradigan bo'lsa, bu voqea ishonchli voqea ekanligini ko'rsatadi. Bu yerda A va a lar integrallash doimiylaridir. Bunday ehtimoliyat zichligi taqsimoti Gauss taqsimoti deyiladi. Bu taqsimot funksiyasi orqali juda ko'pgina o'zgaruvchan kattaliklarning o'zgarish qonuniyatlari tushuntiriladi. Shuning uchun katta ahamiyatga ega. Demak, xulosa qilib aytadigan bo'lsak, Gauss taqsimot funksiyasi sistemaning dispersiyasiga bog'liq bo'lar ekan. Dispersiya qiymati qancha kichik bo'lsa, uning grafikda ifodalangan qiymati shuncha tik bo'ladi va dispersiya qiymatining ortishi bu taqsimot funksiyasi shuncha yoyila boradi.

Ehtimollar nazariyasi deb, amalga oshishi mumkinmi yoki yo'qmi deb savol qo'yish mumkin bo'lgan har qanday hodisalar, voqealar yoki hollarga aytiladi. U yoki bu voqea ro'y berishiga sabab bo'lgan tajriba yoki shart-sharoitlar majmuyi ehtimollar nazariyasida sinash deb ataladi. Agar berilgan sharoitda voqea albatta ro'y beradigan bo'lsa, bu voqea ishonchli voqea deb ataladi. Agar u amalga oshmaydigan bo'lsa, mumkin bo'lmagan voqea deb yuritiladi. Masalan, biz qog'ozda uchburchak chizdik. Bunda uning har bir tomoni qolgan ikki tomonining yig'indisidan kichik bo'lmagan uchburchak hosil bo'lishidan iborat bo'lgan voqea ishonchli voqeadir. Tomonlarning biri qolgan ikki tomonining yig'indisidan katta (uzun) bo'lgan uchburchakning paydo bo'lishi ham, garchi mumkin bo'lmagan bo'lsada, voqeadir. Sinash natijasida ro'y berishi mumkin bo'lgan, shuningdek, ro'y berishi mumkin bo'lmagan voqea tasodifiy voqea deb ataladi.

Tayanch tushunchalar:

Ehtimollar nazariyasi. Tasodifiy voqealar va hodisalar. Taqsimot funksiyasi. Ehtimoliyat zichligi. Sistemalar ansambli. Gauss taqsimoti. Sinash.

Mavzuga doir savollar:

1. *Ehtimollar nazariyasida ehtimollik qonuniyatlarini tushuntirib bering.*
2. *Tasodifiy voqealar va hodisalarni siz qanday tushunasiz.*
3. *Ehtimollik nazariyasida ehtimoliyat zichligini tushuntirib bering.*
4. *Statistik fizikadagi ehtimoliyatlar taqsimot funksiyasini aytib bering.*
5. *Gauss taqsimoti mohiyatini tushuntiring.*

Molekular fizikada modda qanday agregat holatida bo'lishidan qat'i nazar ko'p sondagi zarralar to'plami bilan ish ko'riladi.



4. Sistemaning makroskopik va mikroskopik holatlari. Binamol taqsimoti. Puasson taqsimoti

Molekular fizikada modda qanday agregat holatida bo'lishidan qat'i nazar ko'p sondagi zarralar to'plami bilan ish ko'riladi. Ana shunday zarralar to'plamiga sistema deyiladi. Sistema fazoda ma'lum bir chegaraga ega bo'lib, gaz holatda bo'lganda gaz to'ldirilgan idish devorlari bilan to'ldiriladi. Sistema chegaralar orqali boshqa atrof-muhit bilan energiya almashinishi yoki almashmasligi mumkin.

Agar sistema bilan atrof-muhit energiyaning hech qanday turi bilan almashinish ro'y bermasa, bunday sistemaga yakkalangan sistema deb aytiladi. Sistema faqat o'zining chegarasi bilan emas, undagi zarralarning xossalari bilan ham xarakterlidir. Eng oddiy sistemalardan biri ideal gazdir. Vaqt o'tishi bilan sistemada

muvozanat yuzaga keladi, ya'ni sistemaning hamma nuqtalarida bosim va temperatura tenglashadi.

Sistemani tashkil etgan zarralarni bir butun holatda deb o'rganiladigan jarayon uchun bu sistemani makroskopik sistema deyiladi. Agar sistemani uni tashkil etgan zarralarning holati bilan xarakterlab o'rganilsa, bunday jarayon uchun bu sistemani mikroskopik sistema deyiladi.

Sistemaning holati uning bosimi va temperaturasi orqali xarakterlanadi. Bunday parametrlar sistemaning makroskopik parametrlari deyiladi. Makroskopik sistema o'z navbatida juda ko'p sondagi zarralar to'plamidan iborat. Bu sistemadagi zarralar soni Π ta bo'lsa, p ta zarralar holati va tezliklari orqali ya'ni mikroskopik sistemalar orqali makroskopik sistema tashkil topadi. Har bir zarraning holati uning x , u , z , o'qlarida va tezliklarning shu o'qlardagi proyeksiyalar bilan aniqlanganligi uchun har bir mikroskopik sistema holati $6n$ ta son bilan aniqlanadi.

Agar makroskopik parametrlar berilgan sistema uchun vaqt o'tishi bilan o'zgarmasa, bunday holatga sistema muvozanatli holatda deb ataladi. Yakkalangan sistemalar muvozanatli holatda bo'lishi mumkin. Agar sistema yakkalangan bo'lmasa, turg'un holatda bo'lishi mumkin, ammo muvozanatli holatda bo'la olmaydi. Masalan: biror idishga gaz solingan bo'lib, idishning turli qismlari turli temperaturali doimiy tashqi muhit bilan kontaktda bo'lsa, gazning temperaturasi vaqt o'tishi bilan o'zgarmaydi. Ammo bu muvozanatli holat emas.

Istalgan ko'p sondagi zarralar sistemasining o'zaro teng hajmdagi p ta kichik sistemalardan iborat deb qarash mumkin. Ana shunday bir xil hajmdagi zarralar sistemasiga statistik ansambl deyiladi. Binobarin, istalgan makroskopik sistema bir necha mikroskopik sistemalar ansamblidan iborat bo'ladi. Makroskopik sistema holati o'zgarmasa ham undagi mikrosistemalar holatlarining o'zgarishini teng ehtimollidir.

Xuddi shuningdek, ularda vaqt o'tishi bilan bo'ladigan

o'zgarishlar ham teng ehtimolli. Bunday taqsimot molekular fizikada Binomol taqsimot deyiladi.

Shunday qilib, mikrosistemalar holatining vaqt bo'yicha ham, ansambl bo'yicha ham o'zgarishlar teng ehtimolli bo'lar ekan. Ana shunday tasdiqqa Ergodik gipoteza deyiladi va birinchi marta 1871-yilda Bolsman va Puasson tomonidan aytilganligi uchun Bolsman-Puasson taqsimoti deb ham yuritiladi. Tajribalar shuni ko'rsatadiki, termodinamik muvozanat holatida hajm V_1 bosim R va temperatura T faqat gaz uchungina emas, balki real gazlar uchun ham, shuningdek, har qanday fizik jihatdan bir jinsli bo'lgan va izotrop jismlar uchun ham funksional bog'lanishda bo'lar ekan. Bu funksional bog'lanishni $f(P,V,T)=0$ (4.1) tenglama bilan ifodalash mumkin. $f(P,V,T)$ funksiyaning ko'rinishi turli jismlar uchun turlichadir. (1) Munosabat jismning, ya'ni sistemaning makroskopik holat tenglamasi deyiladi. Bu holat tenglamasi fizik bir jinsli jismlar makroskopik xossalarning eng muhim xarakteristikallari qatoriga kiradi. Makroskopik holat tenglamasi bo'lganligi uchun (P,V,T) kattaliklarning termodinamik muvozanatdagi o'zgarishlari mustaqil emas, balki ma'lum mikroskopik munosabat bilan bog'langan. Agar holat o'zgarishlari cheksiz kichik bo'lsa, u holda $f(P,V,T)$ funksiyaning konkret ko'rinishini bilmagan holda ham bu munosabatni aniqlash mumkin. (4.1) Tenglamani o'zgaruvchilardan biriga, masalan, V ga nisbatan yechamiz, ya'ni V hajmini qolgan ikki o'zgaruvchi R va T ning funksiyasi sifatida ifodalaymiz $V=V(P,T)$. Agar temperaturani o'zgarmas saqlab, bosimni cheksiz kichik dP kattalikga o'zgartirsak, u holda V hajm ham quyidagi ifoda bilan aniqlanadigan cheksiz kichik orttirmaga ega bo'ladi:

$$dV = \left(\frac{dV}{dP} \right)_T dP \quad (4.1)$$

$\left(\frac{dV}{dP} \right)_T$ hajmdagi T belgisi V ni R bo'yicha differensiallaganda,

T temperatura o'zgarmas qolishini bildiradi. Ikki yoki bir necha argumentli biror funksiyani bu argumentlardan biri bo'yicha qolgan barcha argumentlar o'zgarmas qoladi, degan faraz bilan differensiallanganda olinadigan hosilalar matematikada xususiy

hosilalar deb ataladi. Demak, $\left(\frac{dV}{dP}\right)_T$ kattalik hajmning bosim

bo'yicha o'zgarmas temperaturada olingan xususiy hosilasidir. Shuningdek, R bosim o'zgarmas bo'lib, T temperatura esa cheksiz kichik dT orttirmaga ega bo'ladi deylik. U holda V hajmning orttirmasi

$$dV_2 = \left(\frac{dV}{dT}\right)_P dT \quad (4.2)$$

munosabat bilan ifodalanadi. Agar P bosim ham, T temperatura ham o'zgarsa, u holda hajm orttirmasi yuqori tartibli cheksiz kichik sonlargacha aniqlikda $dV = dV_1 + dV_2$ yig'indi bilan yoki quyidagi

$$dV = \left(\frac{dV}{dP}\right)_T dP + \left(\frac{dV}{dT}\right)_P dT \quad (4.3)$$

ifoda bilan aniqlanadi. Bu esa yuqorida qo'yilgan sistemaning mikroskopik holatining yechimini topishga imkon beradi.

(4.3) munosabat dP va dT ning har qanday cheksiz kichik orttirmalarida o'rinalidir.

Shuning uchun dP va dT orttirmalar mustaqil o'zgaruvchilar deb qaralishi mumkin. Biroq, R va T ning o'zgarishlariga qandaydir cheklashlar qo'yilgan holda ham (4.3) formula o'z kuchida qolaveradi. Faraz qilaylik, sistema shunday jarayonda davom etmoqdaki, bu jarayonda R bosim T temperaturaning muayyan funksiyasi bo'lsin. U holda dP va dT kattaliklar mustaqil bo'lmay qoladilar. Masalan, doimiy hajmdagi jarayon uchun $dV=0$, (4.3) formula quyidagi ko'rinishda ifodalanadi:

$$\left(\frac{dV}{dP}\right)_T dP + \left(\frac{dV}{dT}\right)_P dT = 0 \quad (4.4)$$

Bu tenglamani $\left(\frac{dP}{dT}\right)_V$ xususiy hosilani beradi, chunki dP va dT hajm o'zgarmas bo'lganida bosim va temperatura o'rtirmalarini bildiradi. Demak,

$$\left(\frac{dP}{dT}\right)_V = -\frac{\left(\frac{dV}{dT}\right)_P}{\left(\frac{dV}{dP}\right)_T} \quad (4.5)$$

$$\left(\frac{dV}{dP}\right)_T = \frac{1}{\left(\frac{dP}{dV}\right)_T} \quad (4.6)$$

Bu ifodalar:

$$\left(\frac{dP}{dT}\right)_V = -\left(\frac{dP}{dV}\right)_T \left(\frac{dV}{dP}\right)_T \quad (4.78)$$

munosabatni yozish mumkin. Bunda

$$\left(\frac{dP}{dV}\right)_T \left(\frac{dV}{dT}\right)_P \left(\frac{dT}{dP}\right)_V = -1 \quad (4.8)$$

formulani hosil qilamiz. Bu formula mikroskopik sistemani holat parametrlarini o'zaro bog'lanishini ifodalaydi.

Molekular fizikada fizik sistemalar holatlarini tavsiflashda mumtoz mexanika metodlarini to'g'ridan to'g'ri qo'llash mumkin bo'lganda edi, jismni tashkil qilgan barcha molekulalar va atomlarning, shuningdek, elektronlar, atom yadrolari va boshqa

elementar zarralarning vaqt oralig'ining aniq bir paytidagi koordinatalari va tezliklarini aniq qiymatlari keltirilar edi. Bunday holatni tavsiflovchi jarayonga mikroskopik holat deyiladi. Ammo mumtoz mexanika qonunlari bu sohani tushuntirishda chegaralangan. Klassik yoki kvant mexanikasi nuqtayi nazaridan mikroholat tushunchasi faqat shu jihatdan foydaliki, bu tushuncha moddaning makroskopik xossalari bilan bog'langan va bu holatni aniqlashga xizmat qiladi.

Termodinamikada makroskopik sistemalarning muvozanat holatlari ancha qo'pol, uncha ko'p bo'lmagan sondagi turli makroskopik parametrlar yordamida tavsiflanadi. Bu parametrlarga masalan, sistemaning bosimi, zichligi, temperaturasi, konsentratsiyasi, hajmi, elektr va magnit maydonlarining kuchlanganligi va boshqalar kiradi. Makroskopik parametrlar vositasida tavsiflanadigan holat makroskopik holat deyiladi. Sistemaning mikroskopik holatlari asosan statistik fizika ehtimollik nazariyasiga asosan tavsiflanadi. Keyinchalik XX asrning boshlarida nemis fizigi Maks Plank kvant mexanikasi sistemaning mikroholatlarini yaqqol asosli qonuniyatlar yordamida ifodalaydi va tushuntiradi.

Tayanch tushunchalar:

Sistemaning makroskopik holati. Sistemaning mikroskopik holati. Makroskopik parametrlar, mikroskopik parametrlar. Binamol taqsimoti. Puasson taqsimoti.

Mavzuga doir savollar

1. *Sistemaning makroskopik va mikroskopik holati deganda nimani tushunasiz?*
2. *Makroskopik va mikroskopik parametrlarni ta'riflang.*
3. *Binamol taqsimotini tushuntiring.*
4. *Puasson taqsimotini ta'riflang.*

III BO'LIM. IDEAL GAZLARNING KINETIK NAZARIYASI

Gaz to'ldirilgan idishda gaz molekulalarini o'za'ro yoki idish devori sirti bilan to'qnashishini nazarga olish muhimdir.



5.6. Ideal gaz. Molekular-kinetik nazariyasining asosiy tenglamasi.

Issiqlik va harorat, Mutlaq haroratni aniqlash

1. Molekular sistemalarni nazariy o'rganishning katta qiyinchiliklar bilan bog'liq ekanligi tushunarli, chunki buning uchun har bir molekulaga boshqa barcha molekulalar tomonidan ta'sir qiluvchi barcha kuchiarni nazarga olish kerak bo'ladi. Agar molekulalarning harakati sof mexanikaviy bo'lib, mexanika qonunlariga bo'ysunadi deb faraz qilinsa, u holda har qanday molekular sistemani to'la tavsiflash uchun go'yo barcha molekulalarning berilgan kuchlar ta'siridagi harakati to'g'risidagi masalani yechish kerak. Ya'ni, soni ushbu sistemadagi molekulalar soniga teng bo'lgan harakat tenglamalarni yozish va yechish kerak bo'ladi. Agar 1 m^3 gazda odatdagi sharoitda $2,7 \cdot 10^{19}$ ta molekula bo'lishi hisobga olinsa, u holda bunday ulkan sondagi tenglamalarni yechish u yoqda tursin, hatto yozishning o'zi ham mumkin emasligi ravshan bo'lib qoladi. Zarralarning soni bunchalik katta bo'lganida ularning harakatini xarakterlovchi kattaliklarning o'rtacha qiymatlarinigina, masalan, ularning o'rtacha tezligi, o'rtacha energiyasi va shu kabilarni bilish bilan cheklanish mumkin ekan. Molekular sistemalarni o'rganishda biz shu usuldan foydalanamiz. Har qanday moddaning uch agregat holatidan eng soddasi gazsimon holatidir. Chunki, bu holda molekulalar orasidagi ta'sir qiluvchi kuchlar juda kichik bo'lib, ularni nazarga olmaslik mumkin. Shuning uchun biz molekular fizikani bayon qilishni gazlarning

xossalarni o'rganishdan boshlaymiz. Buning uchun dastlab biz: a) molekulalarni o'zaro ta'sir kuchi juda kichik emas, balki batamom yo'q deb faraz qilamiz. b) sodda bo'lishi uchun molekulalarning o'lchamlarini ham nazarga olmaymiz, ya'ni ularni moddiy deymiz. v) o'zaro ta'sirlashmaydigan moddiy nuqtalar to'plami singari xossalarga ega, deb qaraymiz.

2. Molekulalarning o'zaro to'qnashishlar soni ularning idish devorlariga urilish soniga qaraganda nazarga olmaslik darajada kichik. Bu shartlarni qanoatlantiruvchi gaz ideal **gaz** deb ataladi. Shunday qilib, molekulalarga bir-birlari bilan molekulalararo tutinish kuchlari bilan bog'lanmagan elastik moddiy nuqtalardir deb tasavvur qilinadigan gaz ideal gaz deyiladi. Ma'lum bo'lishicha, normal sharoitga yaqin sharoitlarda, shuningdek, past bosim va yuqori temperaturalarda real gaz o'z xossalari jihatidan ideal gazga yaqin bo'lar ekan.

Gaz molekulalarini gaz to'ldirilgan idish devorlari bilan va bir-biri bilan to'qnashuvini o'rganmagan holda gaz molekulalarining harakat manzarasini to'la tushuntira olmaymiz. Haqiqatan gaz molekulalari tartibsiz harakatlanib vaqti-vaqti bilan idish devorlariga yaqinlashadi. Shuningdek, gaz molekulalari bir-bir bilan ham yaqinlashishi va to'qnashishi mumkin. Bunday paytlarda gaz molekulalari orasida masofa ortishi bilan to'qnashishlar soni kamayadi. Bu kuchlar ta'sirida gaz molekulalari o'zining harakat yo'nalishini o'zgartiradi. Bunday jarayon to'qnashuv deb ataladi. Molekulalarning o'zaro to'qnashishi gaz tabiatida juda katta rol o'ynaydi. Gaz to'ldirilgan idishda gaz molekulalarini o'zaro yoki idish devori sirti bilan to'qnashishini nazarga olish muhimdir. Gaz molekulalari idish devorlariga va aksincha qarama-qarshi yo'nalishda idish devori molekulalarini ta'sirini qaraylik. 1738-yil peterburglik akademik Daniil Bernulli gazning idish devorlariga beradigan bosimi alohida molekulalarning urilishidan kelib chiqadi deb taklif qilgan.

1744–1748-yillarda M.V. Lomonosov modda tuzilishining

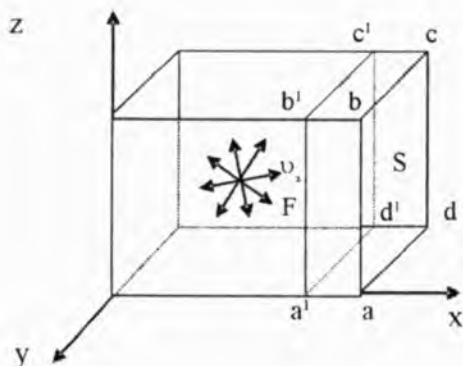
atom-molekular nazariyasini keng ishlab chiqdi va birinchi bo'lib, issiqlikning molekular-kinetik nazariyasi to'g'ri ekanligini isbot qildi. Gazlarning molekular-kinetik nazariyasi faqat XIX asrning ikkinchi yarmida bir qator fiziklar, asosan Klauzius, Bolsman va Maksvell tomonidan rivojlantirildi.

Devor sirtining yuzi qancha katta bo'lsa, gaz tomonidan devorga ta'sir qiluvchi kuch shuncha katta bo'lishi aniq. Gaz molekulalari sirti S bo'lgan idish devoriga F-kuch bilan ta'sir etadigan bo'lsa, u holda idish devoriga gaz molekulalari beradigan bosim P quyidagicha ifodalanadi.

$$P = \frac{F}{S} \quad (5.1)$$

Bu bosim kattaligi gazning asosiy xarakteristikalaridan biridir. Gazning idish devorlariga bosimi, XVIII asrdayoq D. Bernulli tomonidan tavsiflangan. Gaz molekulalarini idish devoriga beradigan bosimini aniqlash uchun parallelepiped shaklidagi idish olib, gaz to'ldiramiz. Gaz molekulalari idishda muvozanat holatda bo'lsin deylik. Idishning biror ixtiyoriy yo'nalishda harakatlanayotgan molekulalar soni, o'rtacha olganda, tezliklari qarama-qarshi tomonga yo'nalgan molekulalar soniga teng. Gazning idish devorlaridan biriga, M-abcd o'ng yon devoriga bosimini hisoblaylik (5.1-rasm). X-koordinata o'qini parallelepiped qirrasi bo'ylab abcd devorga perpendikular qilib yo'naltiramiz. Molekulalarning tezliklari V qanday yo'nalishda bo'lmasin biz dastlab X-o'qi yo'nalishidagi V_x ni qaraymiz. Gaz molekulalari idish devoriga abcd ga urilgunicha Δx masofa o'tadi va uriladi. Devor sirtiga F kuch bilan ta'sir etadi. O'z navbatida idish devori tomonidan deformatsiyalangan F elastiklik kuchi gaz molekulalariga aks ta'sir etadi.

Demak. Nyutonning ikkinchi qonuniga asosan, F Δt kuch impulsi hosil bo'ladi. Shuningdek, abcd devor sirtiga urilib qaytgan gaz molekulalari Δt vaqtdan keyin Δx masofaga siljiydi va a' b' c' d' chegara sirtga keladi.



5.1-rasm.

Bunda molekularlar $v_x \Delta t$ masofaga siljiydi. Agar idish devori sirtini S desak u holda molekular harakatlanadigan idish hajmi $S v_x \Delta t$ ga teng bo'ladi. Agar idishning birlik hajmida n ta molekula bo'lsa, ko'rsatilgan hajmda $n S v_x \Delta t$ molekula bo'ladi. Biroq ularning yarmi chapdan o'ngga harakatlanadi va qatlamga tushadi. Ikkinchi yarmi esa qatlamdan teskari tomonga harakat qiladi va qatlamga tushmaydi. Demak, Δt vaqt ichida qatlamga chapdan o'ngga $\frac{1}{2} n S v_x \Delta t$ molekular kiradi. Ularning har biri $m v_x$ impulsiga ega (m -molekula massasi) va ularning qatlamga olib kirayotgan umumiy impulsi:

$$\frac{1}{2} n m v_x^2 S \Delta t$$

ayni shu paytda qatlamdan o'ngdan chapga harakatlanadigan molekular impulsi teskari ishorali bo'lib, ammo teng bo'ladi. Umumiy impulsning o'zgarishi

$$\frac{1}{2} n m v_x^2 S \Delta t - (-\frac{1}{2} n m v_x^2 S \Delta t) = n m v_x^2 S \Delta t \quad (5.2)$$

Qatlam impulsini o'zgarishini $F \Delta t$ desak, u holda

$$F \Delta t = nm v_x^2 S \Delta t \quad (5.3)$$

Ifodani har ikkala tomonini $S \Delta t$ ga bo'lamiz. U holda:

$$P = \frac{F}{S} = nm v_x^2 \quad (5.4)$$

$$P = nm v_x^2 \quad (5.5)$$

tenglik hosil bo'ladi.

Bu formulaga gaz molekularining bosimini hisoblash formulasi deyiladi.

Gaz bosimi uchun (5.5) formuladan har bir molekulaning v – tezligi kvadrati yo'nalishlar bo'yicha tezliklar kvadratlari yig'indisiga teng bo'ladi.

$$v^2 = v_x^2 + v_y^2 + v_z^2 \quad (5.6)$$

ko'rinishda ifodalash mumkin. Molekulalar harakati batamom tartibsiz bo'lganligi tufayli uchala koordinata o'qlari bo'yicha tezliklar kvadratlarning o'rtacha qiymatlari bir-biriga teng deb faraz qilish mumkin.

Ya'ni,
$$v_x^2 = v_y^2 = v_z^2 \quad (5.7)$$

U holda (5.7) tenglik $v_x^2 = \frac{v^2}{3}$ deb yozish mumkin va buni (5.6) formulaga qo'ysak:

$$P = \frac{1}{3} nm v^2 \quad (5.8)$$

Bu tenglikning o'ng qismini 2 ga ko'paytirib bo'lamiz.

$$P = \frac{2}{3} n \frac{mv^2}{2} = \frac{2}{3} n \overline{E_n} \quad (5.9)$$

$$\frac{2mv^2}{3 \cdot 2} = \theta, \frac{2mv^2}{3 \cdot 2} = KT \quad (5.10)$$

bu yerda $K = 1,38 \cdot 10^{-23}$ j/k Bolsman doimiysi

bu yerda $E_k = \frac{mv^2}{2}$ bo'lib, gaz molekulalarning o'rtacha kinetik energiyasini bildiradi va (5.9) formulaga esa ideal gazlar kinetik nazariyasining asosiy tenglamasi deb ataladi. Demak, gazning bosimi birlik hajmdagi molekulalarning ilgarilanma harakati o'rtacha kinetik energiyasiga to'g'ri proporsional ekanini ko'rsatadi.

4. Ideal gazlar kinetik nazariyasining asosiy tenglamasi

$$P = \frac{2}{3} n \frac{mv^2}{2} \quad (5.11)$$

Ideal gaz bosimi birlik hajmidagi gaz molekulalari o'rtacha kinetik energiyasining 2/3 qismiga teng. 5.11 formuladagi n gaz molekulalarining zichligi, ya'ni hajmi birligidagi gaz molekulalarining soni.

$$n = \frac{N}{V}, \text{ bu yerda } N - \text{idishdagi gaz molekulalar soni}$$

hamda $\frac{mv^2}{2}$ – gaz molekulalarining ilgarilanma harakat kinetik energiyasidir.

Bundan ko'rinadiki, ideal gaz bosimi birlik hajmdagi gaz molekulalari o'rtacha kinetik energiyasining 2/3 qismiga teng ekan. Tajribadan ma'lumki, gazning hajmi V – doimiy bo'lganda, uning bosimini faqat bir usul bilan, ya'ni qizdirish yoki sovutish

yoʻli bilan oʻzgartirish mumkin: Gaz qizdirilganda uning bosimi ortadi, sovutilganda esa bosim kamayadi. Barcha jismlar singari qizdirilganda yoki sovutilganda gaz ham oʻz temperaturasi bilan xarakterlanadi. Temperatura (harorat) issiqlik muvozanati holatini xarakterlovchi kattalik ekanini koʻrsatadi. Issiqlik muvozanati holatida boʻlgan jismlarning temperaturasi bir xil boʻladi va aksincha bir xil temperaturali jismlar bir-biri bilan issiqlik muvozanatida boʻladi. Agar ikki jism qandaydir uchinchi jism bilan issiqlik muvozanatida boʻlsa, har ikkala jism ham oʻzaro issiqlik muvozanatida boʻladi. Temperaturani oʻlchash mumkinligi ham ana shu qonunga asoslanadi. Maʼlumki, issiqlik muvozanati qaror topish protsessida issiqlik bir jismdan ikkinchi jismga uzatiladi. Eksperimental nuqtayi nazardan qaraganda, jismning boshqa temperaturali boshqa jismga issiqlik beradimi yoki undan issiqlik oladimi, ana shuni aniqlovchi kattaliklar temperaturani oʻlchash uchun turli moddalarning xossalari oʻrganilgan. Moddalarning xossalarini xarakterlovchi tomonlari: hajm kengayishi, zichligi, solishtirma ogʻirligi kabi tomonlari oʻrganilib, bunday moddalar tanlangan. Jumladan simob, spirt va liokazo. Dastlab simob termometrda simob ustuni uzunligining (simob hajmini) temperaturaga chiziqli bogʻlanishi tanlangan va daraja kattaligi ham ixtiyoriy tanlangan. Buning uchun atmosfera bosimida asosiy pastki nuqta qilib suvning qaynash nuqtasi tanlangan va oraliqdagi masofa teng darajalarga boʻlingan. Shu asosda temperatura shkalasi tanlangan. Hozirgi zamon termometr hisobi gaz termometri yordamida aniqlanadigan ideal gaz shkalasiga asoslangan. Muzning erish nuqtasidagi gaz temperaturasidagi bosimni P_0 deb belgilaymiz.

$$\frac{P_k}{P_0} = \frac{T_k}{T_0} \quad (5.12)$$

nisbatni tajribada oson aniqlash mumkin va uning qiymati:

$$\frac{P_k}{P_0} = 1,3661; \text{ shuningdek, temperaturalar nisbatining qiymati}$$

ham $\frac{T_k}{T_o} - 1,3661$ ga teng.

$T_k - T_o = 100$ qismga bo'lib topilgan. Keyinchalik bu farqlar $T_k - T_o = 373,15 - 273,15$ daraja deb belgilandi. Biroq jismning temperaturasi o'lchash uchun gaz termometrni o'sha jismga tegizish bilan muvozanatlashish harorati kutiladi va

$$T = \frac{273,15}{P_o} \cdot P \quad (5.13)$$

formuladan topildi. Amalda gaz termometrlaridan kam foydalaniladi. Ammo boshqa termometrlar gaz termometri yordamida darajalanadi. Agar temperatura shkalasining nolida termometrik kattalik nolga aylansa, bunday shkala absolut (mutlaq) shkala, yoki absolut temperatura deyiladi. Absolut temperaturadan boshlangan Kelvin temperaturasi Kelvinda o'lchanib, "K" bilan belgilanadi. Dastlabki shkala Selsiy shkalasi deyiladi va "C" bilan belgilanadi. Ular orasida $t = T - 273,15$ bog'lanish bor. Xulosa qilib aytganda, issiqlik va harorat orasida juda muhim bog'lanishlar bo'lib, haroratni aniqlash metodlari yaratilgandan keyin issiqlik to'g'risidagi tushunchalar mukammal o'rganildi. Ideal gaz uchun temperatura molekulalar o'rtacha kinetik energiyasining $2/3$ qismiga teng deb hisoblash qulay. Chunki bu gaz bosimi uchun (5.13) formulaning ko'rinishini

soddalashtiriladi. Ya'ni agar (5.13) formuladan $\frac{2}{3} \cdot \frac{mv^2}{2} = \theta$ deb belgilasak quyidagi ko'rinishni oladi.

$$P = n\theta \quad (5.14)$$

Ammo bunday ko'rinishda temperaturani energiya birligida SI-sistemasida o'lchanishi kerak. Temperaturani bunday birlikda

o'lash noqulay. Masalan, muzning erish temperaturasi $5,65 \cdot 10^{-14} = 5,65 \cdot 10^{-21}$ j ga teng bo'lar edi.

Shuning uchun temperaturani graduslar bo'yicha aniqlashda Bolsman doimiylik koeffitsient kiritildi.

$$\frac{2}{3} \cdot \frac{mv^2}{2} = kT$$

$$\text{yoki} \quad \frac{mv^2}{2} = \frac{3}{2} kT \quad (5.15)$$

deb belgilab olindi.

Bu formulada $mv^2_2 = E_k$ molekularning ilgarilanma harakat o'rtacha kinetik energiyasi. Gaz molekularining harakatini 3ta tashkil etuvchiga ajratishini aytgan edik. Har bir tashkil etuvchiga $\frac{1}{2} kT$ energiya mos keladi. Bu yerda k Bolsman doimiyligi bo'lib:

$$k = \frac{R}{N} = \frac{8.31 \cdot 10^3 \text{ j / kmol} \cdot \text{grad}}{6.02 \cdot 10^{26} \text{ kmol}^{-1}} = 1.38 \cdot 10^{23} \text{ j / grad}$$

Bu yerda: N – Avagadro soni, R – gaz doimiysi deyiladi.

Demak, temperatura molekular harakatining o'rtacha energiyasi bilan aniqlangani uchun, u bosim singari statistik kattalikdir. Normal sharoitda gaz parametrlari $T=273 \text{ K}$, $P_0=101325\text{pa}$, $V = 22,4 \cdot 10^{-3} \text{ m}^3$ – bir mol gaz hajmi.

$$\bar{E} = \frac{mv^2}{2} = \frac{3}{2} \cdot \frac{R}{N} \cdot T \quad (5.16)$$

Formulada molekular tezligi kvadratining o'rtacha qiymati uchun quyidagi formulani olamiz:

$$\bar{V}^2 = \frac{3RT}{mN} \quad (5.17)$$

bu yerda, m – bir molekulaning soni bo‘lganligi uchun mN molar og‘irlik μ bo‘ladi. Natijada molekulalar ilgarilanma harakatining o‘rtacha kvadratini tezligi uchun quyidagi ifodani olamiz:

$$\sqrt{\overline{V^2}} = \sqrt{\frac{3RT}{\mu}} \quad (5.17-a)$$

ya’ni, gaz molekulalari ilgarilanma harakatining o‘rtacha kvadratini tezligi gaz absolut temperaturasining kvadrat ildiziga to‘g‘ri proporsional va gaz molekular og‘irligining kvadrat ildiziga teskari proporsionaldir. (5.12) formulaga asosan hajm birligidagi molekulalar soni;

$$n_0 = \frac{3}{2} \cdot \frac{P}{E_n} \quad (5.18)$$

bu yerda, (5.16) formulani qo‘ysak,

$$n_0 = \frac{P}{KT} \quad (5.19)$$

teng bo‘ladi. Bu formuladan bir xil bosim va bir xil temperaturada hamma gazlarning hajm birligidagi molekulalar soni bir xil bo‘lishi kelib chiqadi. Normal sharoitda, ya’ni, $P = 1 \text{ at}$ va $T = 273 \text{ K}$ bo‘lganida har qanday gazning 1 sm^3 hajmdagi molekulalar soni $\Pi = 2,68 \cdot 10^{19} \text{ sm}^{-3} \approx 2,7 \cdot 10^{19} \text{ sm}^{-3}$ bu Loshmidt soni deyiladi.

Tayanch tushunchalar:

Ideal gaz. Ideal gaz bosimi. Molekular kinetik nazariya. Issiqlik va harorat. Mutlaq harorat. Termodinamik harorat.

Mavzuga doir savollar:

1. *Ideal gaz deb nimaga aytiladi?*
2. *Gazning bosimi va uning o‘lchov birliklarini aytib bering.*

3. *Molekular kinetik nazariyaning asosiy tenglamasini tushuntiring.*
4. *Issiqlik va haroratni ta'riflang.*
5. *Mutlaq haroratni aniqlash usullarini ayting.*

Gaz to'ldirilgan idishda gaz molekulalarini o'zaro yoki idish devori sirti bilan ta'qnashishini nazarga olish muhimdir.



7. Ideal gazning holat tenglamasi. Ideal gaz qonunlari

Bizga ma'lumki, gaz molekulalari Broun (1826-yil) kashf etgan qonunga asosan uzluksiz va tartibsiz issiqlik harakat qiladi. Shuning uchun ham modda tuzilishi haqidagi nazariya yuzaga keldi. Birinchi marta bu nazariyani M.V. Lomonosov moddaning turli agregat holatlardagi xususiyatlarini tushuntirish maqsadida rivojlantirgan edi.

Keyinchalik molekular-kinetik nazariya, asosan, moddaning eng sodda agregat holatdagi, ya'ni gazsimon holatdagi xususiyatlarini tushuntirishda qo'llanildi. Biroq, molekular kinetik nazariyaning asoslarini bayon qilishdan oldin, gazlar bo'ysunadigan empirik qonuniyatlarni ko'rib o'taylik.

Boyl-Mariott va Gey-Lyussak qonunlari

Gazlar o'zi solingan idishning devorlariga bosim berish xossasiga egadir. Bosim P -son jihatdan yuz birligiga normal yo'nalishda ta'sir qiluvchi kuchga teng bo'lgan fizik kattalik. Demak, agar S yuzaga normal yo'nalishda ta'sir qiluvchi kuch F_n bo'lsa,

$$P = \frac{F_n}{S} \quad (7.1)$$

CGS Sistemada bosim P bilan, ya'ni 1 sm^2 yuzga perpendikular yo'nalishida ta'sir etuvchi birgina kuchning beradigan bosimga teng birlik bilan o'lchanadi. Xalqaro birliklar sistemasida bosim birligi uchun 1 Nyuton kuchning o'ziga perpendikular sirtidagi 1 m^2 yuzaga hosil qiladigan bosim qabul qilingan. Bu birlik N/m^2 bilan belgilanadi. Ma'lumki, $1 \text{ N/m}^2 = 10^7 \text{ bar}$. Bulardan tashqari, bosimni o'lchash uchun quyidagi birliklar ham ishlatiladi:

1. 1 texnik atmosfera 1 kg kuchning 1 sm^2 yuzga beradigan bosimga teng:

2. Fizik atmosfera – 1,033 kg/ sm^2 bosimga teng:

3. Millimetr simob ustuni, balandigi 1 m, asosining yuzi 1 m^2 bo'lgan silindr hajmdagi simobning tinch holatdagi og'irligi tufayli vujudga keladigan P bosimdir. Bu birliklarning biridan ikkinchisiga o'tishi uchun quyidagi munosabatdan foydalanish mumkin:

1 fiz. at = 1,033 tex. at = $1033 \text{ g/sm}^2 = 760 \text{ mm simob ustuni} = 1033 \cdot 981 \text{ bar} = 1,013 \cdot 10^5 \text{ bar}$.

Millimetr simob ustuni va Paskal orasida quyidagi munosabat mavjud:

$1 \text{ mm} = 10^{-3} \text{ m}$ va asosining yuzi 1 m^2 (ya'ni hajmi 10^{-3} m^3 , $1 \text{ m}^2 = 10^{-3} \text{ m}^3$) bo'lgan silindr ichidagi simobning og'irligi:

$p_{gv} = 13,6 \cdot 10^3 \text{ kg/m}^3 \cdot 9,8 \text{ m/s}^2 \cdot 10^{-3} \text{ m}^3 = 133,3 \text{ H}$ ya'ni $1 \text{ mm sm. ust} = 133,3 \text{ N/m}^2$ ga teng. Fizik atmosfera (qisqacha atm.) balandligi 760 mm bo'lgan vertikal simob ustunining bosimidir, ya'ni $1 \text{ atm} = 760 \text{ mm. sim. us.} = 101325 \text{ pa}$.

Biror miqdor gaz asosan to'rtta kattalik bilan; 1. m – massasi, 2. V – egallagan hajmi, 3. P – bosimi, 4. T – temperaturasi bilan xarakterlanadi. Bu kattaliklarning hammasi bir-biriga bog'liqdir; ulardan biri o'zgarsa qolganlari ham o'zgaradi. Bu kattaliklarning to'rttalasi orasidagi qonuniy bog'lanishni ifodalovchi formula holat tenglamasi deyiladi. Gaz holati umumiy tenglamasining ifodasini berishdan oldin yuqorida keltirilgan to'rtta kattalikdan ikkitasi o'zgaraydigan hollarga tegishli soddaroq empirik qonuniyatlarni keltiramiz.

Boyl-Mariott qonuni

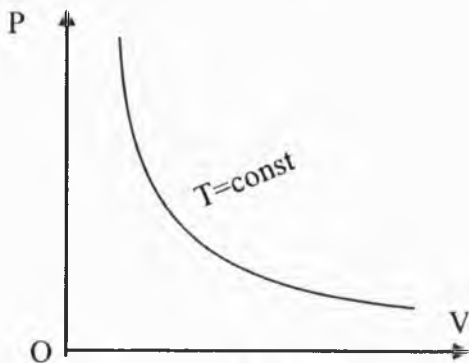
Temperatura o'zgarmas bo'lgan ($T = \text{const}$) izotermik gaz protsesslarini o'rganib, ingliz olimi Boyl (1662-y) va fransuz olimi Mariott (1667–y) bir-biridan mustaqil holda, keyinchalik ularning nomi bilan ataluvchi qonuniyatni yaratishdi.

Gazning massasi va temperaturasi o'zgarmas bo'lganda (m va T o'zgarmas), uning bosimi hajmiga teskari proporsional ravishda o'zgaradi. Boshqacha aytganda, gazning bosimi P ni hajmi V ga ko'paytmasi o'zgarmas kattalikdir.

$$PV = \text{const} \quad (7.2)$$

bu ifoda Boyl-Mariott qonunining matematik ifodalanishidir. Gaz massasi m va temperaturasi T – o'zgarmaganda, P bilan V orasidagi bog'lanish grafik usulda teng yonli giperbola bilan tasvirlanadi. (7.1-rasm)

Boyl-Mariott qonuni tasvirlovchi egri chiziq o'zgarmas temperaturaga tegishli bo'lgani uchun bu egri chiziq deb yuritiladi. Ammo Boyl-Mariott qonuni taqribiy qonundir. Chunki real gazlar Boyl-Mariott qonuni beradigan natijaga qaraganda kamroq siqiladi. Biroq, uy temperaturasiga yaqin temperaturalarda va atmosfera bosimidan ko'p farq qilmaydigan bosimlarda ko'pchilik gazlar Boyl-Mariott qonuniga yetarli darajadagi aniqlik bilan bo'ysunadilar.



7.1. rasm.

Gey-Lyussak qonuni

Izobarik ($P = \text{const}$) va izoxorik ($V = \text{const}$) gaz protsesslarini o'rganib, fransuz fizigi Gey-Lyussak 1802-yilda o'z nomi bilan atalgan quyidagi ikki qonunni aniqladi.

Berilgan massali gaz uchun o'zgarmas bosimda ($P = \text{const}$) gazning hajmi temperaturaning o'zgarishi bilan chiziqli o'zgaradi.

$$V = V_0(1 + \alpha T) \quad (7.3)$$

bu yerda V_0 – gazning 273 K dagi hajmi, V – gazning T temperaturadagi hajmi, α – hajmiy kengayish koeffitsienti.

Berilgan massali gaz uchun o'zgarmas hajmda ($V = \text{const}$) gazning bosimi temperaturaning o'zgarishi bilan chiziqli o'zgaradi:

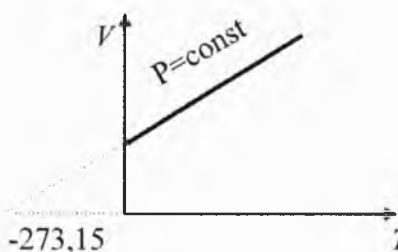
$$P = P_0(1 + \gamma T) \quad (7.4)$$

Bu yerda P_0 – gazning 273 K dagi bosimi,

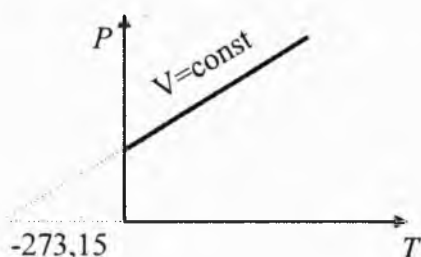
P – gazning T, K temperaturadagi bosimi,

γ – gaz bosimining termik koeffitsientlari barcha gazlar uchun,

$$\alpha = \gamma = \frac{1}{273,15} = \frac{1}{273} \text{ grad}^{-1}$$



7.2-rasm.



7.3-rasm

(7.3) va (7.4) formulalarga muvofiq, izobarik va izoxorik protsesslar grafiklarda temperaturalar o'qiga qiya bo'lgan va uni

$T = 273K$ nuqtalarda kesib o'tuvchi to'g'ri chiziqlar (izobarlar va izoxorlar) bilan ifodalanadi (7.2-rasm va 7.3-rasm). $T = 273K$ nuqta termodinamik shkala deb ataluvchi temperaturalar yangi shkalasining sanoq boshi deb qabul qilish mumkin. Bu shkala termodinamik shkala (Kelvin shkalasi) deb ataladi. Termodinamik temperatura (bu temperatura avval absolut temperatura deb yuritilgan) Selsiy shkalasi bo'yicha o'lgan t temperatura bilan quyidagicha bog'lanishda bo'ladi.

$$T = t + 273,15^0 K \approx t + 273^0 K \quad (7.5)$$

ga teng bo'ladi:

(7.3) formuladan absolut nolga teng bo'lgan temperaturada

$$V = V_0 \left(1 + \frac{-273}{273} \right) = 0$$

ya'ni absolut nolda barcha moddalar o'zining fizikaviy, kimyoviy, termodinamik xossalarini yo'qotadi. Bu xulosa past temperaturalarda eksperimental gaz qonunlarini qo'llash mumkin emas degan fikrni yana bir marta tasdiqlaydi. Haqiqatan ham, past temperaturalarda modda gazsimon holatda bo'lishi mumkin emas, u suyuq holatga, hatto qattiq holatga o'tadi.

Termodinamik temperatura yordamida (7.3) formulani yana sodda ko'rinishga keltirish mumkin:

$$V = V_0(1 + \gamma T) = \left(1 + \frac{1}{273} \cdot T \right) = V_0 \frac{T}{T_0} ;$$

Binobarin,

$$\frac{V}{V_0} = \frac{T}{T_0} \quad (7.6)$$

ya'ni o'zgarmas bosimda gazning hajmi termodinamik temperaturaga proporsional. Xuddi shu yo'l bilan (7.4) formulani o'zgartirib, quyidagi nisbatini olamiz:

$$\frac{P}{P_0} = \frac{T}{T_0} \quad (7.7)$$

bu temperatura avval absolut temperatura deb yuritilgan.

Ya'ni, o'zgarmas hajmda gazning bosimi absolut temperaturasiga proporsional. (7.6) va (7.7) formulalar ham Boyle-Mariott va Gey-Lyussak qonunlarining matematik ifodalanishidir.

Dalton qonuni. Biror hajmda bosimi P bo'lgan gazlar aralashmasi (masalan, Kislorod, Azot, Vodorod, Neon, Argon va hokazolar) bor deylik. Bu hajmda, masalan, azotdan tashqari hamma gazlarni chiqarib yuboramiz. U holda bu gaz (ya'ni azot) aralashma egallab turgan barcha hajmni egallaydi va uning bosimi P bo'ladi, bu bosim ana shu gazning parsial bosimi deyiladi. Gaz aralashmasi tarkibidagi biror gazning parsial bosim deb, ana shu gazning hajmdagi boshqa gazlarni chiqarib yuborilgandagi bosimga aytiladi. Hajmni yana gaz aralashmasi bilan to'ldirib, so'ngra hajmdan ikkinchi gazdan (masalan, kisloroddan) boshqa hamma gazni chiqarib yuboramiz. U holda ikkinchi gaz barcha hajmni egallab, uning bosimi P_2 bo'ladi, bu ikkinchi gazning parsial bosimidir. Gaz aralashmasidagi boshqa gazlar uchun ham shunday jarayonni qo'llab, uchinchi gaz uchun P_3 to'rtinchi gaz uchun P_4 va hokazo parsial bosimlarini aniqlash mumkin.

1801-yil ingliz fizigi va ximigi Dalton gaz aralashmasi bosimi bilan bu aralashmaga kiruvchi gazlar parsial bosimlari orasidagi munosabatni aniqladi, bu munosabat Dalton qonuni deb ataladi: gaz aralashmasining bosimi bu aralashmaga kiruvchi gazlarning parsial bosimlari yig'indisiga teng.

$$P = P_1 + P_2 + P_3 + P_4 + \dots \quad (7.8)$$

3. Avagadro qonuni. Turli gazlar bilan olib borilgan tajribalar asosida 1811 yilda italyan olimi Avagadro uning nomi bilan atalgan quyidagi qonunni aniqladi: bir xil temperaturada va bosimda har

qanday gazning kilomoli bir xil hajmni egallaydi. Normal sharoitda bu hajm $22,42 \text{ m}^3/\text{kmol}$ ($22,42 \cdot 10^3 \text{ l/kmol}$) ni tashkil etadi.

Ideal gazning holat tenglamasi

Gaz jarayonlarida gaz holatining parametrlaridan biri o'zgarmay qolib, qolgan ikkitasining o'zgarishi ko'p kuzatiladi. Bir vaqtda gazning hajmi ham, bosimi ham, temperaturasi ham o'zgaradigan eng umumiy protsesslarini qaraymiz. Bunday protsesslarni tasvirlovchi qonunni Boyle-Mariott va Gey-Lyussak qonunlarini birlashtirish yo'li bilan 1834-yilda fransuz fizigi (Sankt-Peterburg temir yo'llar institutida ishiagan yillari) Klapeyron aniqlagan. Biror m massasi gazning holati V_1, P_1 , va T_1 parametrlar bilan xarakterlansin. Uni V_2, P_2 va T_2 parametrlar bilan xarakterlanuvchi boshqa holatga o'tkazamiz. Bu protsesni quyidagi ikki bosqich bilan bajaramiz:

1. Dastlab izotermik ravishda temperatura ($T_1 = \text{const}$ bo'lganda) gazning hajmini V_2 qiymatgacha o'zgartiramiz, bunda uning bosimi P_1' ga teng bo'ladi.

2. So'ngra izoxorik (hajm $V_2 \approx \text{const}$ bo'lganda) gazning temperaturasini shunday T_2 qiymatgacha o'zgartiramizki, bunda uning bosimi P_2 bo'lib qolsin. Protsessning birinchi bosqichi Boyle-Mariott qonuni bilan tavsiflanadi va shuning uchun

$$P_1 V_1 = P_1' V_2 \quad (7.9)$$

$$\text{Bunda} \quad P_1' = \frac{P_1 V_1}{V_2} \quad (7.10)$$

Protsessning ikkinchi bosqichi Gey-Lyussak qonuni (7.7) bilan ifodalanadi va demak,

$$\frac{P_1'}{P_2} = \frac{T_1}{T_2} \quad (7.11)$$

bu formulaga P_1 ni (7.10) formuladan qo'yib, quyidagi munosabatini olamiz.

$$\frac{P_1 V_1}{P_2 V_2} = \frac{T_1}{T_2} \quad \text{bundan} \quad \frac{P_1 V_1}{T_1} = \frac{P_2 V_2}{T_2} \quad (7.12)$$

Binobarin, gazning berilgan massasi uchun $\frac{PV}{T}$ kattalik o'zgarmasdan qolar ekan.

$$\frac{PV}{T} = B = \text{const} \quad (7.13)$$

bu ifoda Klapeyron tenglamasi (qonuni) deb ataladi.

Klapeyron tenglamasining kamchiligi shundan iboratki, B doimiy kattalik turli gazlar uchun turlichadir.

Bu kamchilikni yo'qotish uchun 1875-yilda Mendeleyev-Klapeyron qonuni ko'rinishini Avagadro qonuni bilan birlashtirib biroz o'zgartiradi.

Buning uchun 1 kilomol gazni ko'raylik va uning hajmini $V\mu$ bilan belgilaylik. Bu holda Klapeyron tenglamasi quyidagi ko'rinishga keladi.

$$\frac{PV\mu}{T} = B \quad (7.14)$$

Avagadro qonuniga asosan P va T ning bir xil qiymatlarida hamma gazlarning 1 kilomoli bir xil $V\mu$ hajmini egallaydi, demak, B doimiy barcha gazlar uchun bir xil bo'ladi. B ning bu qiymatini R bilan belgilasak, u holda

$$\frac{PV\mu}{T} = R \quad (7.15)$$

bo'lib, bu yerda R universal gaz doimiysi deyiladi. (7.15) formuladan

$$PV\mu = RT \quad (7.16)$$

tengligi kelib chiqadi. Bu ifoda kilomol gaz uchun Mendeleyev-Klapeyron tenglamasi (qonuni) deb ataladi. SI sistemasida R ni hisoblaymiz.

$$R = \frac{PV\mu}{T} = \frac{101325 \cdot 0,0224}{273} \cdot \frac{N}{m^2} \cdot \frac{m^3}{mol} \cdot \frac{1}{K} = 8,31 \frac{J}{mol \cdot K} \quad (7.17)$$

(7.16) formulani ixtiyoriy m massali gaz uchun yozsak:

$$PV = \frac{m}{\mu} RT \quad (7.18)$$

hosil bo'ladi.

(7.18) formula eksperimental gaz qonunlarini umumlashtirgani uchun uning umumiy formulasi, ya'ni ideal gazning holat tenglamasi deyiladi.

(7.18) formulani gazning zichligi ρ orqati ifodalaymiz:

$$P = \frac{m}{\mu V} RT \quad (7.19)$$

bunda $\rho = \frac{m}{V}$ ekanligini e'tiborga olsak, (7.19) formula quyidagi

ko'rinishni oladi.

$$P = \frac{\rho}{\mu} RT$$

bundan gazning zichligini

$$\rho = \frac{P\mu}{RT} \quad (7.20)$$

formula bilan ifodalanishini olamiz.

Masala: Og'zi tiqin bilan zich berkitilgan shisha ichidagi bosim $t_1 = 7^\circ C$ temperaturada $P_1 = 1$ atm edi. Shisha qizdirilganda tiqin otilib ketadi. Agar tiqin $P_2 = 1,3$ atm bosimiga chidash bersa, shisha

idishni qanday t_2 temperaturagacha qizdirilgan?

Yechilishi. Shishani qizdirish izoxorik protsess bo'lib, unga Sharl qonunining formulasini qo'llash mumkin.

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

Bu yerda T_1 va T_2 – shishadagi havoning boshlang'ich va oxirgi absolut temperaturalar.

$$\text{U holda } T_2 = \frac{P_2}{P_1} \cdot T_1$$

$$T_2 = \frac{1,3 \text{ atm}}{1 \text{ atm}} \cdot 280 \text{ K} = \frac{1,3 \cdot 10^5 \text{ H/M}^2}{1 \cdot 10^5 \text{ H/M}^2} \cdot 280 \text{ K} = 364 \text{ K} \quad t_2 = 91^\circ \text{C}$$

2-masala: Hajmi 1l bo'lgan idishda azot molekulalari 27°C temperaturada va 10^{-6} mm. sm. ust. bosimida saqlanadi. Idishdagi azot molekulalarining sig'imini aniqlang.

Berilgan:

$$V = 1\text{l} = 10^{-3} \text{ m}^3$$

$$T = t^\circ + 273^\circ \text{C} = 27^\circ \text{C} + 273^\circ \text{C} = 300 \text{ K}$$

$$P = 10^{-6} \text{ mm.cm.ycm.} = 133,3 \cdot 10^{-6} \text{ Pa}$$

Yechish: idishning hajm birligidagi qismida

$$n = \frac{P}{KT}$$

molekulalar bor.

Bu yerda idishdagi azot molekulalar sonini

$$N = nv = \frac{PV}{KT}$$

formuladan topamiz.

Jadvaldan $K = 1,38 \cdot 10^{-23} \frac{J}{K}$ – bolsman doimiysi

$$N = \frac{PV}{KT} = \frac{133,3 \cdot 10^{-6} \text{Па} \cdot 10^{-3} \text{m}^3}{1,38 \cdot 10^{-23} \frac{J}{K} \cdot 300K} = 3,22 \cdot 10^{13}$$

Tayanch tushunchalar:

Ideal gaz. Ideal gaz bosimi. Molekular kinetik nazariya. Issiqlik va harorat. Mutlaq harorat. Termodinamik harorat.

Ideal gaz holat tenglamasi. Boyle-Mariott qonuni. Gey-Lyussak qonuni. Izojarayonlar. Izotermalar. Sharl qonuni. Parsial bosim. Adiabata. Avagadro qonuni.

Mavzuga doir savollar

1. Ideal gazning holat tenglamasini keltirib chiqaring.
2. Boyle-Mariott qonunini ta'riflang va tushuntiring.
3. Gey-Lyussak qonunini ta'riflang va tushuntiring.
4. Sharl qonunini ta'riflang va tushuntiring.
5. Dalton qonunini ta'riflang.
6. Avagadro qonunini aytib bering.

Gaz molekularining tartibsiz harakati tufayli uning zarralari idishning butun hajmi bo'ylab tekis taqsimlanadi.



8. Barometrik formula. Bolsman taqsimoti.

Molekulalarning tezlik komponentalari bo'yicha taqsimoti.

Maksvehl taqsimoti

Gaz molekularining tartibsiz harakati tufayli uning zarralari idishning butun hajmi bo'ylab tekis taqsimlanadi va har bir hajm

birligida o'rtacha bir xil sondagi zarralar bo'ladi. Shuningdek, tashqi kuchlar ta'sir etmaganda muvozanat holatda gazning bosimi va temperaturasi butun hajm bo'yicha bir xil bo'ladi. Agar, tashqi kuchlar ta'sir esa, idishdagi gaz molekularining tabiatini o'zgarishiga olib keladi. Masalan, og'irlik kuchi ta'sirida bo'lgan gaz (havo)ni ko'rib o'taylik.

Agar molekularning issiqlik harakati bo'lmaganda edi, ularning hammasi og'irlik kuchi ta'sirida yerga «qulab» tushar va butun havo yer sirti yaqinida yupqa qatlam hosil qilib to'plangan bo'lar edi. Agar og'irlik kuchi mavjud bo'lmay, molekular harakat mavjud bo'lganda edi, molekular butun olam fazosi bo'ylab tarqalib ketgan bo'lar edi.

Atmosfera (yerning havo qobig'i) o'zining hozirgi tarzida ayni bir vaqtda molekularning issiqlik harakati va yerga tortishish kuchi borligi tufayli mavjuddir. Molekularning balandlik bo'yicha taqsimlanishida, gaz bosimini balandlikka bog'liq holda o'zgarish qonuni amal qiladi. Bu qonunning mohiyatini qaraylik. 1-rasmda havoning yer sirtidagi $h=0$ bo'lgandagi bosimini P_0 ga, h balandlikda esa R ga teng deylik. Balandlik dh ga ortganda bosim dp ga o'zgaradi.

Ma'lumki, biror balandlikka havoning bosimi yuzi bir birlikka teng bo'lgan shunday balandlikdagi vertikal havo ustuni og'irligiga teng. Shuning uchun dp yuzi bir birlikka teng bo'lgan havo ustunining h va $h+dh$ balandliklardagi og'irliklari farqiga teng, ya'ni, asos yuzi bir birlikka teng bo'lgan dh balandlikdagi havo ustuni og'irligiga teng:

$$dp = -\rho g dh$$

bu yerda, ρ – havoning zichligi va g – og'irlik kuchining tezlanishi. Gazning (zichligi, molekula massasi m ni ularning hajm birlikdagi soni n ga ko'paytirilganiga teng:

$$\rho = mn$$

Gazlar kinetik nazariyasidan ma'lumki, molekular soni

$n = P / kT$ ga teng. Shunga asosan n ni o' rniga qo'ysak,

$$\rho = \frac{mp}{kT} \text{ va } dp = -\frac{mg}{kT} p dh \quad (8.1)$$

ga teng bo'ladi. Bu tenglamani quyidagi ko'rinishda ifodalash mumkin:

$$dp = -\frac{mg}{kT} dh \quad (8.2)$$

Agar temperatura hamma balandlikda bir xil deb hisoblasak, u holda (8.2) munosabatni integrallab, quyidagi tenglikni olamiz:

$$\left[\frac{dp}{p} = \frac{mg}{kT} \right] dh$$

$$\ln p = -\frac{mg}{kT} h + \ln c \quad (8.3)$$

bu yerda C – integrallash doimiysi. Bundan

$$P = Ce^{-\frac{mg}{kT} h} \quad (8.4)$$

C doimiy $h=0$ bo'lganda $P=P_0$ ekanlik shartidan aniqlanadi. (8.4) formulaga h va P ning bu qiymatlarini qo'yib yozsak:

$$C = P_0$$

Demak, biz qaraydigan havo bosimining yer sirtidan balandlikka bog'liqligi quyidagi ko'rinishda bo'ladi.

$$P = P_0 e^{-\frac{mg}{kT} h} \quad (8.5)$$

$$\frac{k}{m} = \frac{R}{\mu}, \quad k\mu = mR \quad m = \frac{k\mu}{R}, \quad \mu = m \cdot N_A$$

yoki $m = \frac{\mu}{N_A}$ ekanligini nazarga olsak (bu yerda μ – molekular

massa, ya'ni mol massasi, N_A – Avagadro soni) quyidagi munosabatni hosil qilamiz:

$$P = P_0 e^{-\frac{\mu q}{R\tau} h} \quad (8.6)$$

Bosimning balandlik ortishi bilan kamayib borishini ko'rsatuvchi (8.6) tenglama barometrik formula deyiladi. Tog' cho'qqilari, samolyotning uchish balandligini o'lchashga mo'ljallangan asboblar shakallari bevosita metrlarda darajalangan maxsus barometrdan iborat bo'ladi. Ammo biz bu tenglamani keltirib chiqarishda balandlikni barcha sohalarda temperatura o'zgarmaydi deb hisobladik, shuning uchun formulaga temperatura tuzatmasini kiritish lozim bo'ladi.

Bolsman taqsimoti (qonuni)

Bizga ma'lumki, gazlarning bosimi hajm birligidagi molekular soniga proporsional, ya'ni, $P = n k \tau$ bo'lgani uchun (8.6) formula balandlik ortishi bilan molekula zichligining kamayishi qonunini ham ifodalaydi:

$$n = n_0 e^{-\frac{m q}{k\tau} h} \quad (8.7)$$

bu yerda, n va n_0 – oralaridagi balandlik farqi h – ga teng bo'lgan nuqtalardagi hajm birligidagi molekular soni. (8.7) Formuladagi $m q h$ kattalik molekulaning h – balandlikdagi potensial energiyasini bildiradi. Shuning uchun, (8.7) formula bizga energiyasi $U = m q h$ bo'lgan zarralar soni n ni beradi deyish mumkin, bunda energiyasi nolga teng bo'lgan zarralar soni n_0 ga teng bo'lishi kerak. Agar gaz qandaydir kuch maydonida bo'lib, shu tufayli uning zarralari biror potensial energiyaga ega bo'lsa, u holda berilgan U energiyali zarralar soni quyidagi formula bilan aniqlanadi:

$$n = n_0 e^{-\frac{U}{k\tau}} \quad (8.8)$$

va bu formulaga Bolsman (qonuni) formulasi deb ataladi. Bu formula issiqlik muvozanati sharoitida U energiyaga bo'lgan zarralar taqsimotini aniqlash imkonini beradi:

$$\frac{n}{n_0} = e^{-\frac{U}{kT}} \quad (8.9)$$

Bu formula yordamida berilgan U energiyali zarralar taqsimoti $\frac{n}{n_0}$ ning shu energiya kattaligidan tashqari, faqat temperaturaga bog'liq bo'lishini ko'rsatadi va zarralarning energiya bo'yicha qanday taqsimlanishiga bog'liq bo'lgan kattalik sifatida ifodalashiga imkon beradi.

Gazlar kinetik nazariyasiga ko'ra gaz molekullari to'xtovsiz issiqlik xaotik harakatida o'zaro to'qnashib turadi. Ko'pgina to'qnashuvlardan keyin muvozanat yuzaga keladi. Ammo makroskopik muvozanat holatda ham mikroskopik jarayonlar, ya'ni ularning to'qnashuvlari davom etaveradi. Bu to'qnashuvlar tufayli molekullarning tezliklari o'zgarib turadi. Lekin ular tezliklarining o'zgarishi ma'lum bir tezlik intervalida ro'y beradi va umumiy qonuniyat asosida bo'ladi.

Gaz molekullari harakat tezliklarining bu qonuniyatlari ingliz olimi D. Maksvell tomonidan (1860-yilda) ochilganligi tufayli uning nomi bilan Maksvell taqsimoti deb yuritiladi. Maksvell taqsimotini qaraymiz.

Ma'lum V hajmdagi idishda N ta gaz molekullari bo'lsa, hajm birligidagi molekullar soni $n = \frac{N}{V}$ ga teng bo'ladi. Anna shu n - sonidan dn tasi $\vartheta, \vartheta + d\vartheta$ tezliklar intervalida xarakterlansa, $f(\vartheta) = \frac{dn}{n d\vartheta}$ funksiyaga tezliklari $\vartheta, \vartheta + d\vartheta$ intervalida yotuvchi gaz molekullarining tezliklari bo'yicha taqsimlanish funksiyasi deyiladi.

Bu ta'rifdan ko'rinadiki, taqsimot funksiyasi $f(v)$ hajm birligidagi n ta molekulalarning qancha qismi $(dn)v, v + dv$ tezlik intervalida xarakterlanish ehtimolligi bilan aniqlanadi. Bu funksiyaning normallashtirish sharti quyidagicha ifodalanadi.

$$\int_{-\infty}^{\infty} f(v_x) dv_x = c \int_{-\infty}^{\infty} e^{-\frac{av_x^2}{2}} dv_x = 1 \quad (8.10)$$

ya'ni butun tezliklar intervalida xarakterlanayotgan molekulalarning yig'indisi hajm birligidagi molekulalar sonini beradi.

(8.10) formula x, y, z koordinatalar sistemasida qaraydigan bo'lsak, taqsimot funksiyasi:

$$\int_{-\infty}^{\infty} f(v_x) dv_x = c \int_{-\infty}^{\infty} e^{-\frac{av_x^2}{2}} dv_x = 1 \quad (8.11)$$

ga teng bo'lishini hosil qilamiz.

Bunda, $\int_{-\infty}^{\infty} e^{-\frac{av_x^2}{2}} dv_x$ integralni qiymatini jadval integral sifatida

hisoblash mumkin.

$$\int_{-\infty}^{\infty} e^{-\frac{av_x^2}{2}} dv_x = \sqrt{\frac{2\pi}{a}} \quad (8.12)$$

U holda C doimiy $c = \sqrt{\frac{a}{2\pi}}$ ga teng bo'ladi. Taqsimot funksiyasini x, y, z o'qiga nisbatan proyeksiyalash uchun quyidagi ifodani olamiz.

$$f(v_x) = \sqrt{\frac{a}{2\pi}} e^{-\frac{av_x^2}{2}}$$

$$f(v_y) = \sqrt{\frac{a}{2\pi}} \ell^{\frac{av_y^2}{2}} \quad (8.13)$$

$$f(v_z) = \sqrt{\frac{a}{2\pi}} \ell^{\frac{av_z^2}{2}}$$

bu formulaga o'zgartirishlar kiritishi bilan

$$\text{yoki} \quad \frac{dn}{n} = \left(\frac{a}{\pi}\right)^{3/2} \ell^{a/2(v_x^2+v_y^2+v_z^2)} dv_x dv_y dv_z \quad (8.14)$$

$$\frac{dn}{n} = \left(\frac{m}{2\pi kT}\right)^{3/2} \ell^{\frac{m}{2kt}(v_x^2+v_y^2+v_z^2)} dv_x dv_y dv_z \quad (8.15)$$

hosil bo'ladi.

Agar gaz molekulalari sferik qatlamga to'planadi va ma'lum vaqtdan keyin tarqaladi desak:

$4\pi r^2 dr = 4\pi (v_r)^2 d(v_r)$ hosil bo'ladi. Bu yerda gaz molekulalarini sferik qatlamda to'planganligini e'tiborga olib, sferik qatlamni

hajmi $4\pi v^2 dv$ ga teng deb $dv_x dv_y dv_z = 4\pi v^2 dv$. Hajmdagi gaz molekulalari uchun (8.6) formulani quyidagicha yozish mumkin.

$$\frac{dn}{n} = \left(\frac{m}{2\pi kt}\right)^{3/2} \ell^{\frac{mv^2}{2kt}} 4\pi v^2 dV = 4\sqrt{\pi} \left(\frac{m}{2kt}\right)^{3/2} \ell^{\frac{mv^2}{2kt}} v^2 dV \quad (8.16)$$

bu formulaga Maksvell taqsimoti deyiladi.

Maksvell taqsimoti funktsiya ko'rinishida

$$f(v) = 4\pi \left(\frac{m}{2\pi kt}\right)^{3/2} \ell^{\frac{mv^2}{2kt}} v^2 \quad (8.17)$$

ifodalanadi.

Gazlar uchun Maksvell taqsimoti funktsiyasining qiymatini keltirib chiqarganda, gaz solingan idishning hamma nuqtalarida

temperatura bir xil, ya'ni gaz muvozanat holatda deb hisoblandi. Agar gaz tashqi biror potensial maydon ta'sirida bo'lsa, bu maydon ta'sirida gaz molekulalari qo'shimcha potensial energiyaga ega bo'ladi va bunday gazning to'liq energiyasi kinetik va potensial energiyalar yig'indisidan iborat bo'ladi. Tashqi potensial maydon gaz molekulalarining tezliklar taqsimotiga ta'sir qilmasdan faqat gaz molekulalarining konsentratsion taqsimotiga ta'sir ko'rsatadi.

Gaz molekulalarining yer tortish kuchi maydoni ta'siridagi konsentratsion taqsimotini birinchi marta L. Bolsman aniqlaganligi uchun taqsimot uning nomi bilan Bolsman taqsimoti deb ataladi.

Agar borometrik formuladagi $E_n = mgh$ yer sirtidan h balandlikdagi m massali gaz molekulalarining yer tortish kuchi maydondagi potensial energiyasi ekanligini hisobga olsak,

$$n = n_0 e^{E_n/kT} \quad (8.18)$$

kelib chiqadi. Bu formulaga Bolsman taqsimoti deb ataladi.

Bu formula faqatgina yer tortish kuchi maydonida o'rinni bo'lib qolmasdan, istalgan potensial maydondagi gaz konsentratsiyasining taqsimoti uchun o'rindir.

Gaz molekulalarining tezliklari bo'yicha taqsimoti Maksvell qonuniga, uning potensial maydondagi konsentratsion taqsimoti Bolsman qonuniga bo'ysunadi. Endi shu taqsimotlar orasidagi umumiy bog'lanishni ko'ramiz.

Nisbiy tezliklar orqali Maksvell taqsimoti

$$f(u) = \frac{4}{\sqrt{\pi}} \ell^{-u^2} u^2 \quad (8.19)$$

ko'rinishida ifodalashini aytgan edik. Bu yerda ekanligini e'tiborga olsak,

$$dn = \frac{4}{\sqrt{\pi}} n \ell^{-u^2} u^2 du \quad (8.20)$$

bo'ladi.

Bu ifodaga Bolsman taqsimotidagi U ning qiymatini qo'ysak,

$$dn = \frac{4}{\sqrt{\pi}} n_0 \ell^{-(u^2 + \frac{E_n}{kT})} u^2 du \quad (8.21)$$

umumlashgan Maksvell-Bolsman taqsimoti hosil bo'ladi.

Shunday qilib, Maksvell taqsimoti muvozanat holatdagi, ya'ni doimiy temperaturadagi gaz molekulalarining tezliklar bo'yicha taqsimotini ifodalaydi va tashqi potensial maydonga bog'liq emas.

Bolsman taqsimoti esa doimiy temperaturadagi gaz molekulalarining tashqi potensial maydondagi konsentratsiyani taqsimotini ifodalab, gaz molekulalari tezliklar taqsimotiga bog'liq emas. Maksvell taqsimotini tajribada nemis fizigi Otto Shtern 1920-yilda tekshirdi. Keyinchalik 1947-yilda O. Shtefn Isterman va Simpsonlar bilan birgalikda molekular dastalar usulidan foydalanib, Maksvell taqsimotining bajarilishini molekulalarning og'irlik kuchi maydonda erkin tushishida ham kuzatdi va Maksvell taqsimoti qonunini to'g'ri ekanligini isbotladi.

Bolsman taqsimotini: ya'ni molekulalarning konsentratsion taqsimoti Bolsman qonuniyatiga bo'ysunishini tajribada J. Perren aniqladi. Buning uchun u bir-biriga aralashmaydigan ikki suyuqlikdan emulsiya tayyorlab, bir emulsiyada ikkinchisini muallaqturadigan mayda tomchilarini hosil qiladi.

Juda sezgir mikroskop yordamida emulsiya tomchilari sonining balandlikka qarab o'zgarishini kuzatadi. Bundan muallaq zarralarining balandlik bo'yicha taqsimoti Bolsman qonuniga bo'ysunishini isbotladi. Shu asosda, Perron Bolsman doimiysini

$$K = \frac{mg \left(L - \frac{P}{P} \right) (h_1 - h_2)}{T \ln \frac{n_1}{n_2}} \quad (8.22)$$

aniqlashga ham erishdi:

$$K = 1,38062 \cdot 10^{-23} \frac{J}{K} \text{ ga teng ekan.}$$

Tayanch tushunchalar:

Tezliklar bo'yicha taqsimot qonuni. Maksvell qonuni. Molekula va zarralarning taqsimoti. Bolsman taqsimoti.

Mavzuga doir savollar:

1. *Gaz molekulalarining tezliklar bo'yicha taqsimotini tushuntirib bering?*
2. *Maksvell qonunining mohiyatini aytib bering?*
3. *Bolsman taqsimotini (qonunini) tushuntiring?*
4. *Maksvell-Bolsman taqsimotlari orasidagi o'zaro bog'liqlikning mohiyati nimaga asoslanadi?*
5. *Maksvell va Bolsman qonunlarini eksperimentda kimlar tekshirib isbotladi va ular bundan qanday xulosaga keldilar?*

Gaz molekulalarining tezliklar bo'yicha taqsimoti Maksvell qonuniga, uning potensial maydondagi konsentratsion taqsimoti Bolsman qonuniga bo'ysunadi.



9. Maksvell-Bolsman taqsimoti. Fermi-Dirak va Boze-Eynshteyn statistikasi to'g'risida tushuncha Maksvell-Bolsman taqsimoti

Gaz molekulalarining tezliklar bo'yicha taqsimoti Maksvell qonuniga, uning potensial maydondagi konsentratsion taqsimoti Bolsman qonuniga bo'ysunadi. Endi shu taqsimotlar orasidagi umumiy bog'lanishni ko'raylik.

Nisbiy tezliklar orqali Maksvell taqsimoti

$$f(u) = \frac{4}{\sqrt{\pi}} e^{-u^2} u^2 \quad (9.1)$$

ko'rimishda ifodalanishini bilamiz. Bu yerda $f(u) = \frac{dn}{n du}$ ekanligini

hisobga olsak.
$$dn = \frac{4}{\sqrt{\pi}} n e^{-u^2} u^2 du \quad (9.2)$$

bo'ladi. Bu ifodaga Bolsman taqsimotidagi n ning qiymatini qo'ysak

$$dn = \frac{4}{\sqrt{\pi}} n e^{-\left(u^2 + \frac{E_p}{KT}\right)} u^2 du \quad (9.3)$$

ko'rimishda umumlashgan Maksvell-Bolsman taqsimoti hosil

bo'ladi. (9.3) formula tashqi E_p potensial maydonda harakatlanuvchi umumiy n ta molekulaning qancha qism $(dn)v, v + dv$ nisbiy tezliklar intervalda harakatlanishini ko'rsatadi. Demak, Maksvell taqsimoti muvozanat holatdagi, ya'ni doimiy temperaturada gaz molekulalarining tezliklar bo'yicha taqsimotini ifodalaydi va tashqi potensial maydonga bog'liq emas. Bolsman taqsimoti esa doimiy temperaturadagi gaz molekulalarining tashqi potensial maydondagi konsentratsion taqsimotini ifodalab, gaz molekulalari tezliklar taqsimotiga bog'liq emas.

Bir qarashda Maksvell taqsimoti Bolsman taqsimotiga bog'liqdek tuyuladi. Aslida unday emas. Chunki gaz molekulalarining harakati to'xtovsiz xaotik bo'lganligi tufayli yuqoriga ko'tariluvchi molekulalar oqimidan kichik tezlik bilan harakatlanuvchi gaz molekulalari chiqib qoladi va natijada yuqoriga ko'tariluvchi molekulalar soni kamaya boradi. Bu molekulalarning harakat tezliklari katta bo'lganliklari uchun o'rtacha har bir molekulaga tegishli energiya masofaning o'zgarishi bilan doimiy qoladi, binobarin, balandlikning o'zgarishi bilan gazning temperaturasi, o'rtacha har bir molekulaga tegishli kinetik energiya bilan

aniqlanganligi uchun doimiy qoladi. Shuning uchun gaz molekulalarining balandlikka qarab konsentratsiyasining o'zgarishi va hamma nuqtalarda temperaturaning doimiy qolishi o'zaro bir-biriga zid bo'lmagan mos tushadi. Agar E_p – molekulaning kuch maydondagi potensial energiyasi bo'lsa, u holda $m(gdr) = dE_p$ bo'lganligi uchun:

$$kT \ln \left(\frac{n}{n_0} \right) = -dE_p \quad (9.4)$$

Bu munosabatda kuch maydonining bir jinsligi va fizik tabiatidan biror belgi qolgani yo'q. Shuning uchun (9.4) munosabatni integrallab

$$n = n_0 e^{-\frac{E_p}{kT}} \quad (9.5)$$

tenglikni olamiz. Bu munosabat Bolsman taqsimoti qonuni yoki sodda qilib, Bolsman taqsimoti deyiladi.

Ushbu ifodani gazning konsentratsiyasidan P bosimga o'tsak, (9.5) formuladan

$$P = P_0 e^{-\frac{\mu gh}{RT}} \quad (9.6)$$

olindi. Bu yerda, μ – gazning molekular og'irligi, R – universal gaz doimiysi. Bolsman taqsimotining bu munosabati sof gidrostatik bo'lib, biz unda gazning strukturasi nazarda tutmay, uni tutash muhit deb qaradik. Demak, Maksvell-Bolsman taqsimoti gaz molekulalarini ma'lum tezliklar intervalida doimiy temperaturadagi taqsimotini xarakterlar ekan.

Fermi-Dirak va Boze-Eynshteyn statistikasi

Maksvell va Bolsman taqsimotlari xaotik harakatdagi gaz molekulalarining tezliklari va potensial maydondagi massalari bo'yicha taqsimotini xarakterlaydi. Bu taqsimotlarni keltirib chiqarishda gaz molekulalarining energiyalari aniq qiymatlar qabul qiladi deb

faraz qilindi. Ammo, gaz molekulalarining energiyalari kvantlangan qiymatlarga ega degan fikr aytilmadi, ya'ni bu holdagi jarayonni xarakterlashda klassik nuqtayi nazarga asoslandi.

Hozirgi zamon kvant mexanikasiga muvofiq barcha elementlar va murakkab zarralar ikki sinfga bo'linadi.

Birinchi sinfga yarim butun spinli elektron, proton, neytronlar kabi zarralar kiradi. Bunday zarralar Fermi-Dirak statistikasiga bo'ysunadi. Ular fermonlar deb ataladi.

Ikkinchi sinfga butun spinli barcha zarralar, jumladan fotonlar, π va K mezonlar kiradi. Ular Boze-Eynshteyn statistikasiga bo'ysunadi. Bunday zarralar bozonlar deb ataladi. Fermi-Dirak va Boze-Eynshteyn statistikalari orasidagi farq quyidagichadir: Fermi-Dirak statistikasida har bir kvant holatda bittadan ortiq zarra bo'la olmaydi. Boze-Eynshteyn statistikasi bunday cheklashlarni qo'ymaydi, ya'ni bu statistikaga ko'ra har bir kvant holatda ixtiyoriy sondagi zarralar bo'lishi mumkin. Bolsman, Boze-Eynshteyn va Fermi-Dirak taqsimotlari o'rtasidagi farqni quyidagi misolda qarab o'taylik. A va B zarralarini uch kvant holatida Bolsman, Boze-Eynshteyn, Fermi-Dirak statistikasi bo'yicha taqsimlanishlarni qaraylik. Bu uch kvant holatni uchta katak bilan tasvirlaylik.

Bolsinan taqsimotiga ko'ra, mumkin bo'lgan holatlar soni 9 ga teng. Shuning uchun har bir holatning mavjud bo'lish ehtimolligi $1/9$ ga teng. Boze-Eynshteyn va Fermi-Dirak taqsimotida A va B zarralar o'rtasida farq yo'q. Shuning uchun ularni umumiy bir belgi bilan, masalan nuqta bilan belgilash mumkin. Boze-Eynshteyn taqsimotida bunday holatlar soni 6 ta, demak, har bir holatning mavjud bo'lish sharti $1/6$ ga teng.

Fermi-Dirak taqsimotiga binoan, har bir holatda faqat bitta zarra bo'lishi lozimligini inobatga olsak, bunday holatlar soni faqatgina 3 ga teng bo'lishi ayon bo'lib qoladi. Ularning har birining ehtimoli $1/3$ ga teng. Boze-Eynshteyn va Fermi-Dirak taqsimotidagi farqni yanada yaqqolroq tasavvur etish uchun quyidagi misolni ko'raylik.

Misol. Z ta kvartira bor. Shu kvartiralarga N ta kishini joylashtirish

Bolsman	Baze-Eynshteyn	Fermi-Dirak									
<table><tr><td>A</td><td>B</td><td></td></tr></table>	A	B		<table><tr><td>.</td><td>.</td><td></td></tr></table>	.	.		<table><tr><td>.</td><td>.</td><td></td></tr></table>	.	.	
A	B										
.	.										
.	.										
<table><tr><td>B</td><td>A</td><td></td></tr></table>	B	A		<table><tr><td></td><td>.</td><td>.</td></tr></table>		.	.	<table><tr><td></td><td>.</td><td>.</td></tr></table>		.	.
B	A										
	.	.									
	.	.									
<table><tr><td></td><td>A</td><td>B</td></tr></table>		A	B	<table><tr><td>.</td><td></td><td>.</td></tr></table>	.		.	<table><tr><td>.</td><td></td><td>.</td></tr></table>	.		.
	A	B									
.		.									
.		.									
<table><tr><td></td><td>B</td><td>A</td></tr></table>		B	A	<table><tr><td>:</td><td></td><td></td></tr></table>	:						
	B	A									
:											
<table><tr><td>A</td><td></td><td>B</td></tr></table>	A		B	<table><tr><td></td><td>:</td><td></td></tr></table>		:					
A		B									
	:										
<table><tr><td>B</td><td></td><td>A</td></tr></table>	B		A	<table><tr><td></td><td></td><td>:</td></tr></table>			:				
B		A									
		:									
<table><tr><td>AB</td><td></td><td></td></tr></table>	AB										
AB											
<table><tr><td></td><td>AB</td><td></td></tr></table>		AB									
	AB										
<table><tr><td></td><td></td><td>AB</td></tr></table>			AB								
		AB									

lozim bo'lsin. Bunda kishilar shaxsining ahamiyati yo'q, ya'ni qaysi kishining qaysi kvartirada bo'lishi ahamiyatsiz hisoblansin.

Bu masalani avvalo fermionlar uchun qaraylik. Bu holda $Z > N$ bo'lmog'i lozim, chunki $N > Z$ bo'lganda fermionlarni kvant holatlar bo'yicha joylashtirishi mumkin emas. Bunda N – kishilar kvartiraga joylashadi.

$Z - N$ ta kvartira bo'sh qolishi kerak. Qaysi kishining qaysi kvartiraga joylashishida farq bo'lmaganligi tufayli mumkin bo'lgan barcha o'rin almashtirishlarni bajaramiz. Natijada kishilarni turli kvartiralar bo'ylab taqsimlanishi hosil bo'ladi. Bunday taqsimlanishlar soni Z ga teng. Biroq bu sonni N marta kamaytirish kerak, chunki kishilarning kvartiralari bo'yicha o'rin almashtirish, yangi taqsimotga olib kelmaydi. Bundan tashqari uni yana $(Z - N)$ marta kamaytirish kerak, chunki kvartiralar ham bir-biridan farqsiz bo'lganligi tufayli ularga o'rin almashtirishlar ham yangi taqsimotlarga olib kelmaydi. Natijada umumiy taqsimotlar

soni $\frac{Z!}{N!(Z-N)}$ (9.7) ga teng bo'ladi. Endi esa Boze-Eynshteyn

statistikasi asosida taqsimotda bu kishilarning bu kvartiralar bo'yicha taqsimoti qanday bo'lishini ko'raylik. Bu holda Z va N sonlar orasidagi munosabat istalgancha bo'lishi mumkin. Kvant holatlarni Z va N bilan tasvirlaymiz. Bu katak (kvartiralar) bir-biridan Z to'siq bilan ajratilgan. Oxirgi kataklarning chekkalariga to'siqlar qo'ymaymiz. Bu kataklarga mutlaqo ixtiyoriy ravishda barcha zarralar-kishilarni joylashtirish mumkin. U holda $Z + N - 1$ ta elementlar hosil bo'ladi, ya'ni N ta zarra (kishi) va N ta to'siq. Bu elementlar orasida o'rin almashtirishlarni bajaramiz. N ta zarraning Z kataklar bo'yicha turlicha taqsimlanishini olamiz. Biroq bu soni $N!$ marta kamaytirish kerak, chunki zarralarning o'rini almashtirish yangi-yangi taqsimotlarga olib kelmaydi. Bundan tashqari bu soni $(Z-1)!$ marta kamaytirish kerak, chunki to'siqlarning o'rini almashtirish yangi taqsimotlarga olib kelmaydi. Shunday qilib, N ta bozon zarralarining Z kvant holatlari bo'yicha taqsimlanish soni

$$\frac{(Z+N-1)}{N!(Z-1)} \quad (9.8)$$

ga teng bo'ladi.

Shu fikrlarga asosan Fermi Dirak va Boze-Eynshteyn taqsimotlari uchun umumiy formulalarni keltirib chiqarish mumkin.

Doimiy hajmdagi adiobatik devorli idishga solingan fermionlar va bozonlardan iborat ideal gazni ko'z oldimizga keltiraylik.

Shu idishdagi gazni bir necha kvant holatlarga ega bo'lgan yupqa kvantli energetik qatlamlarga ajrataylik. Bu qatlamdagi zarralar energiyasi bir-biriga juda yaqin qiymatlarga ega bo'lgan kvant holatlardan iborat bo'lsin. Istalgan i-qatlamdagi kvant holat energiyasi $E_i, E_i + SE_i$ interval orasida bo'lsin. Qatlam qalinligi uchun $SE_i < E_i$ shart bajarilsin.

Demak, i – qatlamning Z kvant holatlari bo‘ylab, N zarralarni taqsimlash mumkin bo‘lgan usullar soni fermion va bozonlar uchun mos ravishda

$$G_i = \frac{Z_i!}{N_i!(Z_i - N_i)} \quad (9.9)$$

$$G_i = \frac{(Z_i + N_i - 1)}{N_i!(Z_i - 1)} \quad (9.10)$$

barcha G_{T_i} larni bir-biriga ko‘paytirib butun gazning qaralayotgan mikroholatining statistik og‘irligini topamiz.

Fermionlar uchun

$$G = \prod_i \frac{Z_i!}{N_i!(Z_i - N_i)} \quad (9.11)$$

Bozonlar uchun

$$G = \prod_i \frac{(Z_i + N_i - 1)}{N_i!(Z_i - 1)} \quad (9.12)$$

Termodinamik muvozanatda bo‘lgan sistema uchun muvozanatli holat eng ehtimolli holat bo‘lganligi uchun G_T ning qiymati eng katta va N larni ham katta deb faraz qilib, stirtining formulasini qo‘llaymiz.

Fermionlar uchun:

$$S_\phi = -k\Sigma [N_i \ln N_i + (Z_i - N_i) \ln (Z_i - N_i)] + const \quad (9.13)$$

$$S_B = k\Sigma [(Z_i + N_i - 1) \ln (Z_i + N_i - 1) - N \ln N_i] + const \quad (9.14)$$

Sistemadagi zarralar soni doimiylik shartini (9.13) va (9.14) formulalarga qo‘yamiz va nihoyat bir kvant holati to‘g‘ri keladigan zarralarning o‘rtacha soni

Fermionlar uchun

$$\bar{n}_i = \frac{1}{\frac{E_i - \mu}{e^{KT}} + 1} \quad (9.15)$$

Bozonlar uchun

$$\bar{n}_i = \frac{1}{\frac{E_i - \mu}{e^{KT}} - 1} \quad (9.16)$$

(9.15. ifoda mos ravishda Fermi-Dirak (9.16) ifoda esa Boze-

Eynshteyn taqsimotidir. Agar $\bar{n}_i < 1$ bo'lsa, (9.15) va (9.16) ifodalar maxrajdagi birlarni inobatga olmaslik mumkin.

$$n_i = e^{\frac{E_i + M}{KT}} = e^{\frac{M}{KT}} e^{\frac{E_i}{KT}} = \text{conste}^{\frac{E_i}{KT}} \quad (9.17)$$

bunga Bolsman taqsimotining o'zidan iborat ifodalanish deyiladi. Demak, kvant yacheykalarining soni kichik bo'lganda Fermi-Dirak va Boze-Eynshteyn taqsimotlari Bolsman taqsimotiga aylanadi.

Tayanch tushunchalar:

Gaz molekulalarining tezliklar bo'yicha taqsimoti. Maksvell taqsimot qonuni doimiy temperaturada tashqi potensial maydonga bog'liq bo'lmagan holda, Bolsman taqsimot qonuni gaz molekulalarini tezliklar taqsimotiga bog'liq bo'lmagan holda tashqi potensial maydondagi konsentratsion taqsimlanishini xarakterlaydi.

Fermi-Dirak va Boze-Eynshteyn statistikasi esa kvant mexanikasiga asosan gaz zarralarini yarim butun va butun stinli holatlariga muvofiq o'rgandi.

Mavzuga doir savollar:

1. Maksvell-Bolsman taqsimoti mohiyatini tushuntirib bering.
2. Bolsman taqsimoti qonuni matematik ifodalalmishi qanday?
3. Fermi-Dirak va Boze-Eynshteyn statistikasi va ularning qo'llanilishidagi farqi nima?

IV BO'LIM. ISSIQLIKNING KINETIK NAZARIYASI

Gazlar molekular-kinetik nazariyasiga asosan gaz molekulari uzluksiz va tartibsiz harakatlanib turadi.



10. Ideal gazning ichki energiyasi. Ichki energiyaning erkinlik darajasi bo'yicha taqsimoti qonuni

Gazlar molekular-kinetik nazariyasiga asosan-gaz molekulari uzluksiz va tartibsiz harakatlanib turadi. Bunda molekula ilgari lanma harakatining T – temperaturadagi o'rtacha kinetik energiyasi:

$$E_k = \frac{3R}{2N} T = \frac{3}{2} KT \quad (10.1)$$

teng bo'ladi.

Bu yerda $R = 8,31 \cdot 10^3 \frac{J}{K \cdot kmol}$ universal gaz doimiysi,

$N = 6,02 \cdot 10^{26} kmol^{-1}$ Avagadrosoni. Bundan $K = \frac{R}{N} = 1,38 \cdot 10^{-23} \frac{J}{K}$

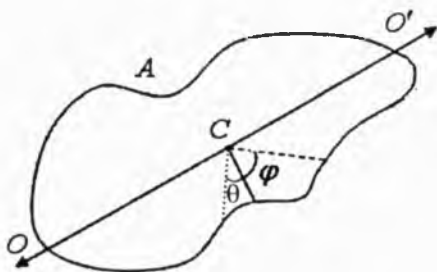
Bolsman doimiysi kelib chiqadi. Demak, molekularlarning ilgari lanma harakatining o'rtacha kinetik energiyasi faqatgina gazning temperaturasi T bilan aniqlanadi. Gaz isitilganda yoki sovutilganda, unga biror miqdorda issiqlik berilganda yoki undan olinganda, gaz molekularlarining harakat energiyasi o'zgaradi.

Ideal gazning ichki energiyasi barcha molekularlarining tartibsiz harakati kinetik energiyasi bilan belgilanadi. Biz keyinchalik real gazlar uchun molekularlarning o'zaro ta'sir potensial energiyasini ham hisobga olish zarurligini ko'ramiz. Real gazlarning ichki energiyasi molekularlarning kinetik energiyasi bilan ularning potensial energiyasining yig'indisiga teng bo'ladi.

Molekularlarning harakat kinetik energiyasi, umuman aytganda,

ularning ilgari lanma harakat kinetik energiyalaridangina iborat emas. U molekulalarning aylanishi va tebranish kinetik energiyalarining yig'indisidan iborat bo'lishi ham mumkin. Molekulalarning barcha tur harakatlariga to'g'ri keladigan energiyani hisoblash uchun erkinlik darajasi tushunchasini kiritamiz.

Jismning fazodagi vaziyatini aniqlash uchun zarur bo'lgan erkli koordinatalarning soniga jismning Erkinlik darajasi deyiladi. Chunki moddiy nuqtaning erkinlik darajasi uchga teng. Moddiy nuqtalarning fazodagi vaziyati, uchta koordinata bilan, masalan to'g'riburchakli to'g'ri chiziqli koordinatalar sistemasida x, y, z , koordinatalar bilan aniqlanadi.



10.1-rasm.

Qattiq jismning (10.1-rasm) vaziyatini aniqlash uchun:

1. Og'irlik markazi C ning fazodagi vaziyati;
2. Ma'lum bir OO' o'qning yo'nalishi;
3. Qattiq jismning mana shu o'qda biror boshlang'ich vaziyatga nisbatan burilish, burchagi berilgan bo'lishi kerak.

C – og'irlik markazining vaziyatini aniqlash uchun x, y, z , uchta koordinata berilishi kerak. OO' – o'qning fazodagi yo'nalishini aniqlash uchun yana ikkita koordinata, masalan uchta koordinata o'qidan ikkitasining o'q bilan tashkil qilgan O va φ burchaklari berilishi kerak. Nihoyat, jismning OO' o'qda burilish burchagi φ ni aniqlash kerak.

Shunday qilib, qattiq jismning erkinlik darajasi oltiga teng

bo'ladi. Agar jismning ayrim qismlari bir-biriga nisbatan siljiy oladigan (tebranma harakat qilsa) u harakatlarni tekshirish uchun yana qo'shimcha erkinlik darajalari kiritiladi va aksincha, qattiq jism biror o'q atrofida aylanmaydigan bo'lsa, uning erkinlik darajasi 6 tadan kichik, atigi 5 ga teng bo'ladi.

Gazning har bir molekulasini ma'lum erkinlik darajasiga ega bo'lib, uning ilgarilanma harakatiga faqat 3 ta erkinlik darajasi to'g'ri keladi.

Gazning molekullari tartibsiz harakatda bo'lganligi sababli, molekullarga faqat ilgarilanma harakatgina xos bo'lmasdan, balki barcha tur harakatlari (aylanma, tebranma) ham xosdir. Harakat turlarining barchasi teng qiymatlidir, shu sababli molekulaning har bir erkinlik darajasiga o'rtacha birday miqdorda $\overline{E}_0$ energiya to'g'ri keladi. Bu holat energiyaning erkinlik darajalari bo'yicha birday taqsimlanish qonuni deb ataladi. Bu qonunga asosan gaz molekulasining o'rtacha energiyasi $\overline{E}_0$ ni (10.1) formulaga asosan hisoblash mumkin.

Gaz molekulasini uchta erkinlik darajasiga ega bo'lgan ilgarilanma harakat qilayapti desak,

$$\overline{E}_0 = \frac{3}{2} KT \quad (10.2)$$

tenglik o'rnini bo'ladi.

Bundan bitta erkinlik darajasiga to'g'ri keladigan o'rtacha energiya:

$$\overline{E}_0 = \frac{1}{2} KT = \frac{1}{2} \left(\frac{R}{N} T \right) \quad (10.3)$$

formula bilan aniqlanadi. Agar gaz molekulasining har birining erkinlik darajasi i ga teng bo'lsa, u holda har molekulaga

$$\overline{E}_0 = \frac{i}{2} KT = \frac{i}{2} \left(\frac{R}{N} T \right) \quad (10.4)$$

energiya to'g'ri keladi.

$\bar{E}_0$ ning bu qiymatini gazni tashkil etgan molekulalarning soniga ko'paytirsak, gazning to'la ichki energiyasini topamiz. Agar $\bar{E}$ ni Avagadro soni N ga ko'paytirsak, bir mol gazning ichki energiyasi U ni topamiz.

$$U = \frac{i}{2} \cdot \frac{R}{N} TN = \frac{i}{2} RT \quad (10.5)$$

Bu formulaga gazning ichki energiyasini, molekulalarning erkinlik darajasi i va gazning termodinamik temperaturasi T orqali ifodalanishi deyiladi.

Tayanch tushunchalar:

Ideal gazning ichki energiyasi. Erkinlik darajasi. Erkinlik darajasi bo'yicha taqsimot qonuni.

Mavzuga doir savollar:

1. *Ideal gazning ichki energiyasi deb nimaga aytiladi?*
2. *Ichki energiyaning erkinlik darajasi bo'yicha taqsimoti qonunini tushuntiring.*
3. *Erkinlik darajasi nima?*

Sistemaning ichki energiyasini o'zgarishi – sistemalarni o'zaro energiya almashinuvi va atrof-inuhit bilan energiya almashinuvi natijasida amalga oshadi.



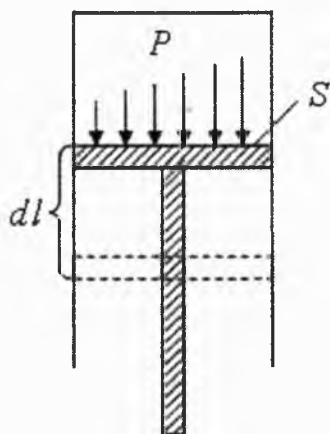
11. Ish va issiqlik miqdori

Sistemaning ichki energiyasini o'zgarishi – sistemalarni o'zaro energiya almashinuvi va atrof-muhit bilan energiya almashinuvi natijasida amalga oshadi. Energiya almashinuvi asosan ikki jarayonda sodir bo'ladi:

- 1) Ish bajarish natijasida

2) Issiqlik uzatish natijasida.

Bu jarayonlarni porshen harakatlanadigan silindr gaz bilan to'ldirilgan holda qaraylik. (11.1-rasm)



11.1-rasm

Porshen ustidagi gaz kengayganda porshen dl masofaga siljiydi va

$$dA = F dl \quad (11.1)$$

ish bajaradi, bu yerda F – gaz kengayganda porshen yuzasiga ta'sir etadigan kuch.

Gaz S – porshen yuzasiga bera-digan bosimini P – desak, u holda

$$F = P \cdot S \quad (11.2)$$

tenglik o'rinli bo'ladi.

(11.2) formulani (11.1)ga qo'yamiz

$$dA = PSdl \quad (11.3)$$

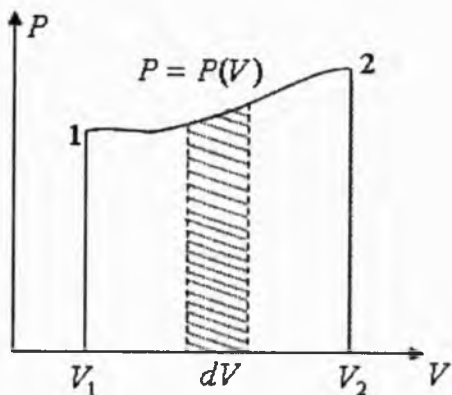
bunda $Sdl = dV$ ga teng.

U holda (11.3) formula

$$dA = PdV \quad (11.4)$$

ko'rinishini oladi. Agar gaz kengayish jarayonida dA ish bajarsa, $dV > 0$ bo'lib, musbat ish bajariladi. Porshen gazni siqib dA ish bajarsa $dV < 0$ bo'lib, manfiy ish bajariladi. Boshqacha aytganda bu holda atrof-muhit ta'sirida (ya'ni porshen harakati ta'sirida) ish bajariladi.

Agar hajm o'zgarmas $dV = 0$ izoxorik protsess bo'lganda bajarilgan ish ham $dA = 0$ bo'ladi. 11.2-rasmda gaz izoxorik protsesda bo'lgandagi holatini grafik ko'rinishda tasvirlaylik.



11.2-rasm

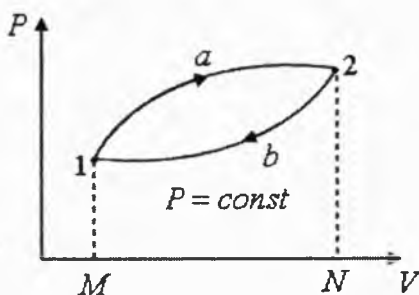
Gaz 12 egri chiziq bo'yicha PV koordinata hajm kengayishida bo'lsin. Gazning hajm dV ga kengayganda $dA = PdV$ ish bajariladi. Bu ish sxemada dV kichkina shtrixlangan zonaga mos keladi. Agar gaz kengayishi V_1 dan V_2 gacha hajm kengayishiga nisbatan qaraladigan bo'lsa, u holda bajarilgan ish

$$A_2 = \int_{V_1}^{V_2} PdV \quad (11.5)$$

tenglama yordamida aniqlanadi. Agar gaz bosim o'zgarmas ($p = \text{const}$) bo'lgan izobarik protsesda ish bajaradigan bo'lsa unda bajariladigan ish

$$A_2 = P(V_2 - V_1) \quad (11.6)$$

formula bilan aniqlanadi. Bu protsesda bajarilgan ish grafik holda 11.3-rasmda ko'rsatilganidek ifodalanadi.



11.3-rasm

Bu holda (gaz kengayganda) bajarilgan ish 1 a 2 NM yoʻnalishda musbat boʻladi. Gaz 2 b 1MN yoʻnalishda siqilib ($dV < 0$) ish bajaradigan boʻlsa, ish manfiy boʻladi. Gazning bajargan toʻla ishi

$$\left. \begin{aligned} S_1 &= 1a2NM \\ S_2 &= 2b1MN \end{aligned} \right\} \text{larni ayirma yuzasi } S \text{ ra teng boʻladi.}$$

$$S = S_1 - S_2 = 1a2NM - 2b1MN = 1a2b1 \text{ ga teng boʻladi.}$$

Hamda doiraviy sistemada bajarilgan ish

$$\oint dA \neq 0 \quad (11.7)$$

nolga teng boʻlmaydi.

Maʼlumki, har qanday boshqa jism kabi gazni ham har xil usul bilan qizdirish yoki sovitish mumkin. Yuzaki qaraganda bunda ish hech qanday rol uynamaydiganday koʻrinadi.

Bu usul shundan iboratki, jism oʻzining xususiy temperaturasidan boshqa temperaturaga ega boʻlgan biror jismga tekkiziladi. Jismlarning bevosita tekkizmasdan ular orasidagi biror boshqa muhit, hatto boʻshliq boʻlganda ham shunday natija olish mumkin.

Birinchi holda jismlarning isishi yoki sovishi issiqlik oʻtkazuvchanlik yoʻli bilan, ikkinchi holda esa nurlanish yoʻli bilan amalga oshadi deyiladi.

Bizga maʼlumki, bir atomli sistemalar uchun ichki energiya

$$U = \frac{3}{2}KT \quad (11.8)$$

formulaga asosan gaz temperaturasiining o'zgarishi hamma vaqt energiyani o'zgarishi bilan bog'liq ekanini kelib chiqadi. Bunday o'zgarish ish bajarish natijasida bo'ladi, chunki ishning o'zi energiya o'zgarishidir.

Fizikaning taraqqiyot tarixidan ma'lumki, jism temperaturasiining o'zgarishi, «Kontakt» yo'li bilan yoki nurlanish bilan amalga oshirilganda jismga biror issiqlik miqdori beriladi yoki undan biror issiqlik miqdori olinadi.

Demak, issiqlik miqdori jismning ikkinchi jismga bevosita tek-kanda yoki nurlanishiga uzatiladigan energiyasidir.

$$1) \quad Q = \lambda \frac{dx}{dt} = \lambda grad t \quad (11.9)$$

$$2) \quad Q = \alpha F(t_2 - t_1) \Delta \tau \text{ bu yerda } \alpha = \alpha_{\text{r}} + \alpha_{\text{t}} \quad (11.10)$$

α_{r} – nur chiqarish (radiatsiya) bilan issiqlik berish koeffitsienti;
 α_{t} – tegish bilan issiqlik berish koeffitsienti.

Issiqlik bilan ish (energiya) orasida hech qanday farq yo'q. Shuning uchun bu kattaliklarning har ikkalasi ham bir xil birliklarda o'lchanishi kerak. SI sistemasida issiqlik miqdori Q, J da va Kkal da o'lchanadi.

$$1 \text{ kkal} = 4186,8 \text{ J} = 4190 \text{ j}$$

$$1 \text{ kkal} = 4,19 \text{ j}$$

Mexanikaviy ish birligining issiqlik birligiga nisbatini ifodalovchi son issiqlikning mexanikaviy ekvivalenti deyiladi va J bilan belgilanadi.

$$J = 4186,8 \text{ j} / \text{kkal} = 4,19 \text{ j} / \text{kal}$$

Bu kattalikka teskari kattalik mexanikaviy ishning ekvivalenti deyiladi.

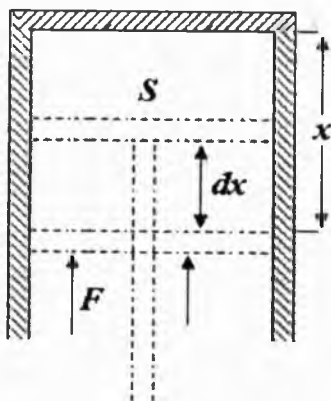
$$J^I = 2,39 \cdot 10^{-4} \text{ kkal} / j = 0,239 \text{ kal} / j$$

3. Termodinamikaning I qonuni

Har qanday jism yoki sistemasining holat o'zgarishi (bu sistemani ish bajarishi yoki tashqi kuchlar bu sistema ustidan ish bajarishi bilan belgilanadi. Bizga ma'lumki jismlarning (gazning) holati P , V , T parametrlar bilan xarakterlanadi.

Bu parametrlarning ixtiyoriy birining o'zgarishida tashqi ish bajarilishi kerak. Masalan gaz temperaturasi o'zgarishi, ya'ni uning isitish yoki sovitishi tashqaridan bajarilgan ish hisobiga amalga oshishi mumkin. Gaz silindrda porshen ustida bo'lsin. Mexanikaviy ish hisobidan gaz siqilsa isiydi yoki hajmi kengaysa gaz soviydi. Ammo gazning hajmini uning temperaturasining o'zgarmasdan turib ham o'zgartirish mumkin. (11.4-rasm).

Agar gazga (yoki jismga) biror dQ issiqlik miqdori berilsa, dastlab jismning du (ichki energiyasi o'zgaradi va dA ish bajaradi. Bunda energiyani saqlanish qonuni shunday ifodalanadi.



11.4-rasm

Sistemaning bajargan ishi sistemaga berilgan issiqlik miqdori bilan ichki energiyasining o'zgarishi orasidagi farqiga teng:

$$dA = dQ - dU \quad (11.11)$$

yoki

$$dQ = dU + dA \quad (11.12)$$

Bu ifodalar termodinamikaning birinchi qonunining matematik ifodalanishidir. Demak, jismga berilgan issiqlik miqdori, shu jismning ichki energiyasini o'zgarishiga va ish bajarishiga sarf bo'lar ekan.

Qo'yilgan F tashqi kuch, ta'sir qiluvchi P (S ga teng kuch bo'lib, muvozanatlashguncha siqiladi.

Porshen dx masofaga siljib gazni siqdi deylik, bu holda bajarilgan ish $dA = Fdx = PSdx$ ga teng bo'ladi. Bunda $Sdx = dV$ tengligini e'tiborga olsak, $Sdx = dV$ yoki bundan

$$dA = -pdV \quad (11.13)$$

tengligi kelib chiqadi.

Aksincha, gaz kengayganda uning hajmi dV ortganida tashqi kuchiga qarshi PdV musbat ish bajaradi:

$$dA = -pdV \quad (11.14)$$

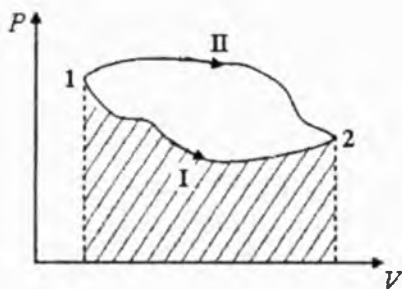
(11.14) $\rightarrow$ (11.12) qo'yamiz. U holda

$$dQ = du + PdV \quad (11.15)$$

tenglik hosil bo'ladi. P V koordinatada bu jarayonni grafik ko'rinishida ifodalaymiz. $dA = -pdV$ ifodani 1,2 bo'yicha integrallaymiz:

$$A = \int_1^2 dA = \int_1^2 PdV \quad (11.16)$$

Demak, jismning hajmi o'zgarganda, bajargan tashqi ish jismning boshlang'ich holatdan oxirgi holatiga o'tishida bosib o'tgan holat tartibiga bog'liq bo'ladi, yo'lning shakliga bog'liq bo'lmaydi.



11.5-rasm.

$$\int_1^2 dQ = U_1 - U_2 + \int_1^2 PdV \quad (11.17)$$

Bu yerda, U_1 va U_2 jism ichki energiyasining mos ravishda 1 va 2 holatlaridagi qiymatlari. Agar $U_1 = U_2$ bo'lsa, u holda holat o'zgarishi protsesda aylanma yoki sikli holat deyiladi. Bu holda bajarilgan ish

$$A = \oint PdV \quad (11.18)$$

musbat bo'lsa, ya'ni agar jismning o'zi tashqi kuchlarga qarshi ish bajargan bo'lsa, u holda bu jism tashqaridan Q issiqlik olganini bildiradi.

Agar bir siklda bajarilgan ish A ish manfiy bo'lsa ya'ni tashqi kuchlar jism ustidan ish bajargan bo'lsa u holda bu ishga teng Q issiqlik miqdori ajraladi. Demak, siklda $Q=A$ ga teng bo'ladi. Agar sistema tashqi muhitdan ajratilgan bo'lsa, aylanma siklda ish bajara olmaydi, shuning uchun $\oint dU = 0$ bo'lib, termodinamika-ning birinchi qonuni

$$\oint dA = \oint dQ \quad (11.19)$$

bo'lib, $A=Q$ teng bo'ladi, ya'ni aylanma siklda bajariladigan ish

tashqaridan berilgan ekvivalent issiqlik miqdoriga bog'liq bo'ladi.

Bundan o'zi olgan energiyadan ortiq ish bajara oladigan davriy harakatlanuvchi mexanizm yaratish mumkin emasligi kelib chiqadi. O'zi olgan energiyadan ortiq ish bajara oladigan fikriy (faraz qilingan) mexanizm birinchi tur abadiy dvigatel deb ataladi. Shuning uchun termodinamikaning birinchi asosiy qonunini yana shunday ifodalash mumkin; birinchi tur abadiy dvigatel qurish mumkin emas. Shu munosabat bilan aytish mumkinki, termodinamika birinchi asosiy qonunining kashf etilishi abadiy dvigatel qurish haqidagi ko'plab behuda urinishlarga chek qo'ydi.

Termodinamikaning I qonuni odatda energiyaning saqlanish qonuni bo'lib ochilishi tarixiy jihatdan, biror ko'rinishdagi energiyani sarflamay tashqaridan issiqlik olmay ish bajara oladigan mashinani qurish yo'ldagi urinishlarning oqibatsiz bo'lib chiqishi bilan bog'liq edi. Bunday mashina termodinamikada birinchi xil "perpetuum mobile" deb ataladi. Termodinamikaning birinchi bosh qonuni shunga asosan qo'yidagicha ta'riflanadi: birinchi xil perpetuum mobile, ya'ni bir davr davomida tashqaridan olingan energiya miqdoriga qaraganda ko'proq miqdorda ish bajaradigan davriy harakat qiluvchi mashinani qurib bo'lmaydi. Uzatilgan issiqlik bilan ish orasidagi ekvivalentlikning prinsipial va nazariy mohiyati Robert Mayer (1814–1878), V. Tomson (1824–1907), Klauzius (1822–1888) va bir qator boshqa fiziklar tomonidan aniqlangan.

Energiyaning saqlanish qonuni ilgaridan taxmin qilinardi. M.V. Lomonosov 1748-yilda moddaning saqlanish qonunini bayon qilardi ekan, tabiatda harakatning saqlanish haqidagi qonunini quyidagicha ta'riflab bergandi edi. U «Tabiatda uchraydigan hamma o'zgarishlar shunday sodir bo'ladiki, biror jismdan qancha miqdor nimadir olinsa, boshqa jismga shuncha miqdor qo'shiladi». Energiya saqlanish qonunining miqdori jihatidan ta'riflanishi 100 yil o'tgach va turli ko'rinishdagi energiyalarning bir-biriga aylanishi bilan bog'liq bo'lgan juda ko'p protsesslar kashf qilingandan keyin Robert Mayer va Gelmgols (1821–1894) tomonidan bajarildi.

Tayanch tushunchalar:

Ish va issiqlik miqdori. Termodinamik parametrlar. Issiqlik oqimi. Gaz hajmining o'zgarishida bajarilgan ish. Termodinamikaning I va II qonunlari.

Mavzuga doir savollar:

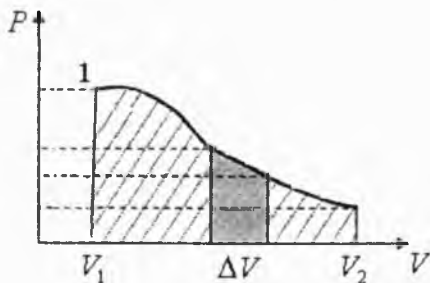
1. Ish va issiqlik miqdori nima?
2. Termodinamikaning I-qonunini tushuntirib bering.
3. Gaz hajmining o'zgarishida qanday ish bajariladi.

Molekular fizikada politropik proess muhim jarayon ekanligini e'tirof etish kerak.



12. Gaz hajmining o'zgarishida bajarilgan ish. Adiabatik protsesslar. Ideal gazlar issiqlik sig'iminin tajriba ma'lumotlaridan chetlashishi. Issiqlik sig'iminin kvant nazariyasi to'g'risida tushuncha. Politropik jarayon

Silindrda porshen ostida R_1 bosimdagi V_1 hajmidan R_2 bosimdagi V_2 kengayayotgan gazni ko'z oldimizga keltiraylik (13.1 rasm). Grafiklagi bu protsess 1-2 egri chiziq bilan ifodalanadi.



12.1-rasm.

Kengayishning juda kichik ΔV intervalini ko'ramiz, uning uchun bosimi taxminan doimiy va R ga teng deb olishimiz mumkin. Gazning kichik kengayishida bajarilgan ish $R \Delta V$ ga teng. Grafikdan bu ishning miqdori kengligi ΔV bo'lgan tor poloskaning yuziga teng ekanligi ko'rinib turibdi. Hajmning ΔV_1 va ΔV_2 gacha to'la o'zgarishini n ta kichik $\Delta V_1, \Delta V_2, \Delta V_3, \dots, \Delta V_n$ intervallarga bo'lib, gaz hajmining o'zgarishida bajarilgan to'la A ishning miqdori barcha n -poloskalar yuzining yig'indisiga teng ekanini, ya'ni 1–2 egri chiziq, P_1 egri chiziq va absissalar o'qi bilan chegaralangan yuzaga teng ekanini keltirib chiqamiz:

$$A = \sum_{i=1}^{i=n} P_i \Delta V_i$$

Endi chekli kichik ΔV intervaldan cheksiz kichik dV intervalga o'tsak, bu intervallarning har biridagi ish cheksiz kichik

$$dA = PdV \quad (12.1)$$

ga teng bo'ladi. bu tenglikni ΔV_1 dan ΔV_2 gacha chegaralarda integrallab gaz hajmining o'zgarishida bajarilgan to'la ishning ifodasini topamiz;

$$A = \int_{V_1}^{V_2} PdV \quad (12.2)$$

Ma'lumki bir kilomol ideal gaz hajmining izotermik o'zgarishida bajarilgan ishni hisoblashda Mendeleyev-Klapeyron qonuniga muvofiq,

$$P = \frac{RT}{V}$$

P ning bu ifodasini (12.2) formulaga qo'yib va izotermik protsesda $T = \text{const}$ ekanligini nazarga olib, quyidagi ifodani hosil qilamiz:

$$A = \int_{V_1}^{V_2} \frac{RT}{V} dV = RT \int_{V_1}^{V_2} \frac{dV}{V} = RT(\ln V_2 - \ln V_1),$$

yoki m – massali gaz uchun

$$A = \frac{m}{M} RT \ln \frac{V_2}{V_1} \quad (12.3)$$

formulani olamiz. Bu formulaga gaz hajmining o'zgarishida bajarilgan ishni hisoblashni matematik ifodalanish deyiladi. Gaz hajmining izobarik ($r = \text{const}$) o'zgarishida bajarilgan ish yana ham osonroq hisoblanadi:

$$A = \int_{V_1}^{V_2} P dV = P \int_{V_1}^{V_2} dV = P(V_2 - V_1) \quad (12.4)$$

Boyl-Mariott qonuniga asosan $P_1 V_1 = P_2 V_2$ bo'lgani uchun $\frac{V_2}{V_1} = \frac{P_1}{P_2}$ tenglik o'rinli bo'lib, bu ifodani (12.3) formulaga qo'ysak,

$$\text{u holda,} \quad A = \frac{m}{M} RT \ln \frac{P_1}{P_2} \quad (12.4')$$

formula hosil bo'ladi.

Sistema bilan atrof-muhit o'rtasida issiqlik almashinuvisiz bo'ladigan protsesslar adiabatik protsesslar deyiladi. Bu holda $dQ = 0$ va termodinamikani birinchi asosiy qonunining formulasi shunday ko'rinishga keladi:

$$dA = -dU \quad (12.5)$$

Minus ishorasi adiabatik kengayishda sistemaning ichki energiyasi kamayishini ko'rsatadi; sistema o'zining ichki energiyasi hisobiga ish bajaradi. Adiabatik siqish holida sistemaning ichki energiyasi tashqi kuchlar bajargan ish hisobiga ortadi. Shuning uchun dU musbat bo'ladi, biroq dA manfiy qiymat qabul qiladi.

Devorlari va porsheni mutlaqo issiqlik o'tkazmaydigan idish-

larga qamalgan bir kilomol ideal gazdan iborat sistemadagi adiabatik protsesni ko'raylik. Ma'lumki bir kilomol ideal gazning ichki energiyasi

$$U = C_v T \quad (12.6)$$

ga teng, bu yerda, C_v – o'zgarmas hajmdagi mol issiqlik sig'imi, T – temperatura C_v – doimiy kattalik bo'lgani uchun (12.6) tenglikni differensiallab, shunday ifoda olamiz:

$$dU = C_v dT \quad (12.7)$$

(12.1) formuladan dA ning va (13.7) formuladan dU ning ifodalarini olib, (12.5) formulaga qo'yamiz.

$$PdV = C_v dT$$

Mendeleyev-Klapeyron qonunidan foydalanib R ni $\frac{RT}{V}$ ga almashtiramiz:

$$\frac{RT}{V} dV = -C_v dT \text{ yoki } \frac{R}{C_v} \frac{dV}{V} = -\frac{dT}{T}$$

Bundan gaz hajmining adiabatik o'zgarishida uning temperaturasi ham o'zgarishi kelib chiqadi. Bu tenglikni V_1 va V_2 gacha chegaralarda va mos ravishda T_1 dan T_2 gacha integrallab, quyidaagi tenglikni hosil qilamiz.

$$\frac{R}{C_v} \int_{V_1}^{V_2} \frac{dV}{V} = - \int_{T_1}^{T_2} \frac{dT}{T},$$

bundan

$$\frac{R}{C_v} (\ln V_2 - \ln V_1) = \ln T_1 - \ln T_2$$

yoki

$$m \left(\frac{V_2}{V_1} \right)^{\frac{R}{C_v}} = m \frac{T_1}{T_2} \quad (12.7')$$

Bu tenglikni potentsirlab

$$\frac{R}{C_V} = \frac{C_p - C_V}{C_V} = \gamma - 1 \quad (12.8)$$

ekanligini nazarga olib, R. Mayer formulasini hosil qilamiz:

$$C_p - C_V = R$$

holda

$$\gamma = \frac{C_p}{C_V} = \frac{i+2}{i}$$

ekanligini e'tiborga olsak, (13.7') formula

$$\left(\frac{V_2}{V_1}\right)^{\gamma-1} = \frac{T_1}{T_2} \quad (12.9)$$

va

$$T_1 V_2^{\gamma-1} = T_2 V_1^{\gamma-1} \quad (12.10)$$

yoki, nihoyat

$$TV^{\gamma-1} = \text{const} \quad (12.11)$$

formula ideal gazdagi adiabatik protsesni ta'riflovchi Puasson qonunini ifodalaydi. Puasson qonuni xulosasi: gazni adiabatik kengaytirishda uning temperaturasi pasayadi, adiabatik siqishda esa ko'tariladi.

Adiabatik protsesda bajarilgan ishning hisoblash jarayomi Boyle-Mariott qonuniga bo'ysunmaydi.

$$C_V dT + PdV = 0 \quad (12.12)$$

Bu formuladan T – temperaturani chiqarish kerak. Buning uchun gazning holat tenglamasi $PV = RT$ ni differensiallaymiz. $PdV + VdP = RdT$ dan dT ni topamiz.

$$dT = \frac{PdV + VdP}{R} \quad (12.13)$$

bu tenglikni (13.12) ga qo'yamiz.

$$C_v \frac{PdV + VdP}{R} + PdV = 0 \quad (12.14)$$

bu yerda $R = C_p - C_v$ ekanligidan foydalanamiz:

$$C_v \frac{PdV - VdP}{C_p - C_v} + PdV = 0$$

$$C_v(PdV - VdP) + P(C_p - C_v)dV = 0$$

$$C_v PdV - C_v VdP - PC_p dV + PC_v dV = 0$$

bundan

$$C_v VdP + C_p PdV = 0 \quad (12.15)$$

Shuningdek,

$\frac{C_p}{C_v} = \gamma$ deb belgilasak, u holda (12.15) formuladan

$$\frac{dP}{P} + \gamma \frac{dV}{V} = 0 \quad (12.16)$$

tenglik o'rnini bo'lib, uni integrallaymiz:

$$\int \frac{dP}{P} + \gamma \int \frac{dV}{V} = 0$$

$$\ln P = \gamma \ln V = \text{const}$$

bundan

$$PV^\gamma = \text{const} \quad (12.17)$$

formula hosil bo'ladi.

Bu formula hajmi adiabatik o'zgarish protsesda ideal gaz bosimi va hajmi orasidagi bog'liqlikni xarakterlovchi Puasson tenglamasi deyiladi.

$\gamma = \frac{C_p}{C_v}$ – adiabatik ko‘rsatkich; $C_p > C_v$ bo‘lganda $\gamma > 1$

bo‘ladi. Shuning uchun bosimning hajmiga bog‘lanish grafiği giperbola bo‘lmasligi aniq. $\gamma > 1$ bo‘lgani uchun adiabatik protsesda $P = f(V)$ egri chiziğ adiabat deb ataladi.

Gaz holat tenglamasi $PV = RT$ dan

$$V = \frac{RT}{P} \text{ ni (12.17) ga qo‘yamiz } P \left(\frac{RT}{V} \right)^\gamma = \text{const va demak,}$$

$$T^\gamma P^{1-\gamma} = \text{const} \quad (12.18)$$

ko‘rinishdagi Puasson tenglamasi hosil bo‘ladi. Bu tenglamani har ikkala tomonini $\frac{1}{\gamma}$ darajaga ko‘taramiz. U holda (12.18) tenglama:

$$TP^{\frac{1-\gamma}{\gamma}} = \text{const} \quad (12.19)$$

ko‘rinishidagi Puasson tenglamasi ifodalanadi (12.17), (12.18) va (12.19) formulalarga asosan gaz hajmining adiabatik o‘zgarishida bajarilgan ishni:

$$A = \frac{RT_1}{\gamma - 1} \left(1 - \frac{T_2}{T_1} \right) = \frac{R}{\gamma - 1} (T_1 - T_2) = C_v (T_1 - T_2) \quad (12.20)$$

formula ko‘rinishida ifodalash mumkin. Demak, adiabatik protsesda gazning bajargan ishi gaz temperaturasining o‘zgarishiga proporsional ekan. Bu yerda

$$\frac{R}{\gamma - 1} = C_v \quad (12.21)$$

ekanligini e‘tiborga olindi.

Molekular fizikada politropik protsess muhim jarayon ekanli-

gini e'tirof etish kerak. Politropik protsess deb, S – issiqlik sig'imi o'zgarish va dQ/dT ga teng bo'lib, qoladigan har qanday holat o'zgarishiga aytiladi:

$$C = \frac{dQ}{dT}, \text{ yoki } dQ = CdT$$

Termodinamikaning birinchi qonuniga asosan

$$dQ = CdT = C_V dT + PdV$$

bunda

$$(C - C_V)dT = PdV \quad (12.22)$$

Ma'lumki, (12.13) formuladan

$$dT = \frac{PdV + VdP}{R}$$

tengligini (12.22) chi formulaga qo'yamiz va $C_p - C_V = R$ ekanligini e'tiborga olsak

$$\text{bo'lib, bundan} \quad \frac{C - C_V}{C_p - C_V} (PdV + VdP) = PdV$$

$$\left(\frac{C - C_V}{C_p - C_V} - 1 \right) PdV = - \frac{C - C_V}{C_p - C_V} \cdot VdP \quad (12.23)$$

va soddalashtirish bilan

$$\frac{C - C_V}{C_p - C_V} (PdV + VdP) = PdV$$

tenglikni hosil qilamiz va uni integrallaymiz va potensirlaymiz:

$$\ln P + \frac{C - C_p}{C - C_V} \ln V = \text{const}$$

$$\frac{C - C_p}{C_p - C_V} = n \text{ politropik ko'rsatkich deyiladi. Demak,}$$

$$PV^n = \text{const} \quad (12.24)$$

ifodaga ega bo'lamiz. Gaz adiabatik siqilganda esa adiabatik siqilish koeffitsienti

$$\chi = \frac{1}{V} \cdot \frac{dV}{dP} \quad (12.25)$$

formula bilan ifodalanadi, bu yerda $\chi = -\frac{1}{P}$ ga tengligini e'tiborga

olsak,

$$\frac{C_P}{C_V} = \gamma$$

ga teng, shunga asosan

$$\chi = -\frac{1}{\gamma P} \quad (12.26)$$

teng bo'ladi va χ – adiabatik siqiluvchanlik, γ esa izotermik siqiluvchanlik deyiladi.

Amalda adiabatik protsesslarni amalga oshirishning ikki yo'li bor 1) gaz hajmini juda tez o'zgartirish va 2) juda katta massami gaz hajmining o'zgartirish. Har ikki holda ham sistema (gaz) bilan atrof-muhit orasida unchalik issiqlik almashinishi bo'lmaydi, bu sistema bilan muhit orasida issiqlik izolatsiyasi yaxshi bo'lishi bilan barobardir.

Birinchi yo'l bilan adiabatik protsesni amalga oshirishga velosiped kamerasiga nasos bilan tez dam berish misol bo'la oladi. Havoni ko'p martalab tez-tez siqilishida ajralgan issiqlik miqdorining ancha qismi atrof-muhitga o'tishga ulgura olmaydi, buning natijasida nasos sezilarli darajada qizishi ma'lum.

Ichki yonuv dvigateli silindrida yonilg'i aralashmaning kengayishi va siqilishi singari protsesslarni ham adiabatik protsess deyish mumkin. Dizelda siqish protsesning adiabatik xarakteri ayniqsa ravshan namoyon bo'ladi. Dizelda o't oldiruvchi (svecha) bo'lmaydi: aralashma adiabatik isish natijasida o'z-o'zidan alangalanib ketadi.

Katta massali gazlarning adiabatik protsesslariga kelganda

shuni aytish kerakki, ular tabiatda keng tarqalgan. Agar, masalan, haydalgan shudgorning juda katta uchastkasi – A, suv havzasi – B va o'rmon massivi – C bilan chegaralangan bo'lsa, havo ochiq bo'lgan yoz kunlari shudgor qo'shmi uchastkalardan kuchliroq qiziydi. Shudgor ustidagi havo massasi A ham qo'shni B va C masalarga nisbatan kuchliroq qiziydi, ularga qaraganda yengilroq bo'lib ko'tarila boshlaydi (konveksiya). Atmosferaning bosimi yuqoriga ko'tarilgan sari kamayib borgan uchun, havo massasi ko'tarilgan sari kengayadi va demak, adiabatik soviydi. Uning temperaturasi shudring nuqtasigacha pasaygach, havo massasidagi suv bug'i kondensatsiya yadrolarida kondensatsiyalana boshlaydi. Issiq kunlarda tush vaqtida paydo bo'ladigan D pag'a-pag'a bulutlar hosil bo'ladi, ular «yaxshil ob-havo bulutlari» deb bejiz aytilmaydi.

Tayanch tushunchalar:

Gaz hajmini o'zgarishida bajarilgan ish. Izotermik, adiabatik jarayonlar. Hajm va bosim o'zgarishlaridagi issiqlik sig'implari. Kondensatsiya va konveksiya.

Mavzuga doir savollar:

1. *Gaz hajmini o'zgarishida bajarilgan ish mohiyatini tushuntirib bering.*
2. *Adiabatik jarayonni qanday tushunasiz?*
3. *Issiqlik sig'imi tushunchasi nima maqsadda kiritilgan?*
4. *Ideal gazning issiqlik sig'imi qanday fizik kattaliklarga bog'liq?*
5. *Ideal gazlar issiqlik sig'implarining tajriba natijalaridan chetlashishining mohiyati nimada?*

V BO'LIM. KO'CHISH JARAYONLARINING ELEMENTAR KINETIK NAZARIYASI

Agar biror tarzda gazning biror qismi isitilsa, shu bilan gazning muvozanati buzilgan bo'ladi.



13. Molekular harakatlar va ko'chish hodisalari. Effektiv kesim yuzi. O'rtacha erkin yugurish yo'li

Bizga ma'lumki, gaz molekulalarining tezligini kinetik nazariyasining asosiy tenglamasi

$$\frac{m\overline{v^2}}{2} = \frac{3}{2} kT \quad (13.1)$$

deb hisoblanganda, molekulalarning tezliklari uchun juda katta son qiymat kelib chiqadi. Xona temperaturasida molekulalar tezligi havo molekulalari uchun 500 m/s va vodorod molekulalari uchun 1800 m/s ga teng bo'lib chiqadi va bu bevosita tajribada tasdiqlangan. Bu qiymatlar kutilmagan darajada katta bo'lib tuyuladi, chunki yuzaki qaraganda yaxshi ma'lum bo'lgan dalillarga zid keladi.

Misollar yordamida tushuntiraylik:

a) Muvozanat holatida gazning temperaturasi u egallagan hajmning hamma yerida birday bo'ladi. Bu degan so'z, gazda zarralarning o'rtacha kinetik energiyasi hamma joyda bir xildir.

Agar biror tarzda gazning biror qismi isitilsa, shu bilan gazning muvozanati buzilgan bo'ladi. Biroq bundan keyin gaz o'z hollcha qo'yilsa, birmuncha vaqt o'tgandan keyin gazning muvozanati tiklanadi, temperatura gazning hamma joyida qaytadan birday bo'lib qoladi. Temperaturaning bunday tenglashishi molekulalarning uzluksiz harakatlari tufayli bo'lishi ravshan. Faqat gazning energiya ko'p bo'lgan joyida energiya ko'chishi ro'y beradi. Bu jarayon issiqlik o'tkazuvchanlik deb ataladi. Gaz molekulalarining

harakat tezliklari katta bo'lsada, issiqlik o'tkazuvchanlik gazlarda juda kichik bo'lishi tajribalarda ko'rilgan.

b) Agar biror hajmni egallagan gazga boshqa gazni qo'shsak va bunda butun hajmda bosim va temperatura birday bo'lgan holda aralashmaning konsentratsiyasi bir qismda qolgan boshqa qismlardagidek ko'proq bo'lsa, biror vaqt o'tgandan keyin aralashmaning butun hajm bo'yicha tarqalishini va gazning bir jinsli bo'lib qolishini tajriba ko'rsatadi. Konsentratsiyalarning bunday tenglashishi aralashma molekularining bu molekular kam bo'lgan yo'nalishda harakati tufayli yuzaga keladi va diffuziya deb ataladi.

Bunday ko'chish ham molekularning harakati tufayli ro'y bergani va bu harakatlarning tezligi esa katta bo'lgani uchun diffuziya juda tez amalga oshishi va demak, konsentratsiya bir ondayoq tenglashishi kerak edi. Biroq tajriba shuni ko'rsatadiki, atmosfera bosimida diffuziya juda sekin jarayon va gaz agar butunlayiga harakatlanmasa, uning aralashishi bir necha sutkaga cho'zilishi mumkin.

v) Gazning tez harakatlanayotgan qismlaridan sekin harakatlanayotgan qismlariga qo'shilishi natijasida impuls ko'chishi (harakat miqdorining ko'chishi) tufayli biror vaqt o'tgandan keyin gazning butunlay oqish tezligi ham uning hamma qismlarida birday bo'lib qoladi.

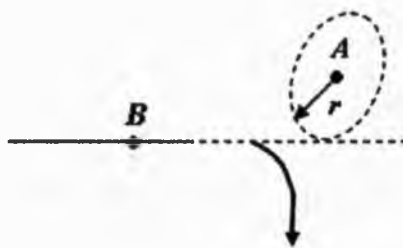
Bu hodisa ichki ishqalanish yoki qovushqoqlik deb ataladi. Demak, bu jarayonlar molekularning tez harakatlanishi tufayli ro'y berishiga qaramay, ko'chish hodisalari shunday sekin amalga oshadi. Bunday nomuvofiqlikning sababi shundaki, muvozanat tiklanadigan bu hodisalarda faqat molekularning harakat tezliklari emas, shu bilan birga ularning o'zaro to'qnashuvlari ham muhim rol o'ynaydi. Bu to'qnashuvlar molekularning erkin harakatlanishiga to'sqinlik qilishi ravshan. Molekularning o'zaro ta'siri turli natijalarga olib kelishi mumkin.

Molekularning to'qnashuvi natijasida o'z harakat yo'nalishini o'zgartirish protsessiga molekularning sochilishi deyiladi. Mole-

kulaning harakat yo'nalishi boshqa molekula ta'sirida sezilarli burchakka o'zgarishini molekulalarning to'qnashuvi deyiladi.

2. Fizikaning ko'p sohalarida zarralarning bir-biri bilan yoki yorug'lik kvantlarining modda zarralari, shuningdek, atom yadrolari bilan o'zaro ta'sirini ko'rishga to'g'ri keladi. Bunday o'zaro ta'sir masalan: zarra (yoki yorug'lik kvant (foton) elastik yoki noelastik sochilishi, yutilishi atomni ionlashi va hokazolarni keltirib chiqaradi.

Bu hollarning barchasida protsesni miqdoriy xarakterlash uchun bu protsesning effektiv kesim yuzi tushunchasi kiritiladi. To'g'ri chiziqli harakatlanayotgan B zarrani ko'z oldimizga keltiraylik.

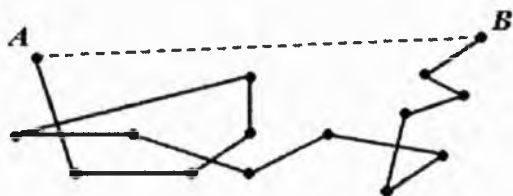


13.1-rasm

Bu B zarra ro'para turgan A zarra bilan o'zaro ta'sirlashsin deylik. Ammo, B zarra A zarraga yetarlicha yaqinlashib masalan, r masofadan katta bo'lmagan uchib o'tishi kerak deb faraz qilaylik. Agar zarra harakatlanib, r radiusli orbitaga yaqinlashib to'g'ri o'tishi bizga qiziqarli. Agar A zarra harakatlanadigan doira yuzasini $\delta = \pi r^2$ desak, ayni shu protsesning kesimi deyiladi. 1-rasmda to'qnashish natijasida B -zarrani o'zining dastlabki harakat yo'nalishidan og'ish (sochilishi) holi ko'rsatilgan.

Molekulalarni sharlar deb to'qnashishini tasavvur qilsak, bu molekulalarning radiusi $r/2$ ga teng bo'ladi. Bunday sharlar ko'ndalang kesim yuzi, ya'ni uning katta doirasining yuzi $2r^2$ ga teng. Bu degan so'z, molekulalarning effektiv ko'ndalang kesimi σ molekulaning ko'ndalang kesimi yuzidan 4 marta kattadir.

3. Bizga ma'lumki molekularlar doimo uzluksiz va tartibsiz (Braun) harakatda bo'ladi, to'qnashishgacha molekula to'g'ri chiziqli harakatlanib, to'qnashish natijasida molekula tezligining yo'nalishi o'zgaradi, shundan so'ng u yana to'g'ri chiziq bo'ylab harakatlanadi.



13.2-rasm

Shunday qilib, molekulaning gazdagi yo'li 2-rasmda tasvirlanganidagiga o'xshab sinik chiziqdan iborat bo'ladi.

Trayektoriyadagi har bir sinik to'qnashish joyini bildiradi. Molekulaning ikki ketma-ket to'qnashishlar orasida o'tgan masofa molekulaning erkin yugurish yo'li deb ataladi. Ammo molekularlar ko'p sonli bo'lgani uchun biz o'rtacha erkin yugurish yo'lini aniqlashga harakat qilamiz.

Shuningdek, gaz molekularining vaqt birligi ichidagi to'qnashishlar orasidagi ular biror λ yo'lni erkin bosib o'tadi. Ammo ikki to'qnashish orasidagi bu yo'lning uzunligi turlichadir. Molekulalar soni nihoyat darajada ko'p va ularning harakati tartibsiz bo'lgani tufayli molekularning erkin yo'lining o'rtacha uzunligi haqida fikr yuritish mumkin. Molekulalar erkin yo'lining mana shu o'rtacha uzunligi $\bar{\lambda}$ ni hisoblaymiz. ϑ tezlik bilan harakatlanayotgan aniq bir molekulani olib qaraymiz; molekulani r radiusli sharga deb tasavvur qilamiz.

Molekula har bir to'qnashishdan so'ng ϑ tezligining yo'nalishini o'zgartiradi, biroq soddalik uchun, molekula to'qnashishigacha qanday yo'nalishda harakatlangan bo'lsa, to'qnashgandan so'ng ham

o'sha yo'nalishda harakatlanadi deb faraz qilamiz. Bunday tashqari, soddalik uchun, biz tekshirilayotgan molekuladan boshqa barcha molekulalar harakatsiz turibdi, deb faraz qilamiz. U holda molekula o'z yo'lida markazlari harakat to'g'ri chizig'idan $2r$ dan katta bo'lmagan masofada yotuvchi molekulalarga tegib o'tadi. Demak, molekula vaqt birligida, radiusi $R=2r$ va ℓ uzunligi son jihatdan molekulaning (tezligiga teng bo'lgan silindr ichida markazlari joylashgan Z dona molekulaning barchasiga tegib o'tadi. Bundan silindrning ichida bo'ladigan molekulalarning soni Z quyidagiga teng:

$$Z = \pi R^2 \vartheta n_0 \quad (13.2)$$

bunda n_0 birlik hajmdagi molekulalar soni. Bu formulaga $R=2r$ ni qo'shib va ϑ ni molekulalar harakatining o'rtacha $\bar{\vartheta}$ tezligi deb hisob, molekulalarning vaqt birligidagi o'rtacha to'qnashishlar soni $\bar{Z}$ ni aniqlaymiz:

$$\bar{Z} = 4\pi r^2 \bar{\vartheta} n_0 \quad (13.3)$$

haqiqatda boshqa molekulalar ham harakatlangani uchun, to'qnashishlarning soni $\bar{Z}$ (13.3) formuladan aniqlanadigan qiymatga qaraganda biroz kattaroq qiymatga ega bo'ladi. Hisoblashlarning ko'rsatishiga $\bar{Z}$ ning qiymati $\sqrt{2}$ marta katta bo'ladi:

$$\bar{Z} = 4\sqrt{2}\pi r^2 \bar{\vartheta} n_0 \quad (13.4)$$

Molekulalarning o'lchamlari $r \approx 10^{-10} m$ ga tengdir. Normal sharoitda birlik hajmdagi molekulalarning soni $n_0 \cong 3 \cdot 10^{19}$ ta va molekulalarning tezligi $\bar{\vartheta} \cong 500 m/s$ ekanligini bilgan holda gaz molekulalarining vaqt birligidagi to'qnashishlar soni:

$\bar{Z} \cong 4 \cdot \sqrt{2} \cdot 3,14 (10^{-10})^2 \cdot 5 \cdot 10^2 \cdot 3 \cdot 10^{19} c^{-1} \cong 3 \cdot 10^9 s^{-1}$
teng bo'lar ekan.

Demak, normal sharoitda molekulalar 1 sekundda bir necha milliard marta to'qnashadilar. Molekulalarning vaqt birligida bosib o'tgan o'rtacha yo'limi vaqt birligidagi to'qnashishlar soni $\bar{Z}$ ga bo'lsak, molekula erkin yo'lining o'rtacha uzunligi $\bar{\lambda}$ ni topamiz. Vaqt birligida bosib o'tilgan yo'l son jihatdan $\bar{g}$ tezlikka teng bo'lgani uchun, molekulalar erkin yo'lining o'rtacha uzunligi:

$$\bar{\lambda} = \frac{\bar{g}}{\bar{Z}} \quad (13.5)$$

bo'ladi. Bu formulaga (13.4) chi tenglikdagi Z ning qiymatini qo'yamiz:

$$\bar{\lambda} = \frac{1}{4\sqrt{2} \pi r^2 n_0} \quad (13.6)$$

yoki agar molekulaning radiusi o'rniga uning diametri $\sigma = 2r$ ni kiritsak,

$$\bar{\lambda} = \frac{1}{\sqrt{2} \pi \sigma^2 n_0} \quad (13.7)$$

bo'ladi. (13.6) va (13.7) formulalardan molekulalar erkin yo'lining o'rtacha uzunligi $\bar{\lambda}$ birlik hajmdagi molekulalar soni n_0 ga teskari proporsional ekanligi ko'rinib turibdi.

Temperatura o'zgarmas bo'lganda molekulalar o'rtacha erkin yo'lining uzunligi $\bar{\lambda}$ gazning P bosimiga teskari proporsionaldir. Shuningdek, molekulalarning erkin yo'li o'rtacha uzunligining absolut qiymati molekulalarning σ diametriga bog'liqdir.

(13.7) formulaga asosan gaz molekulalarining o'rtacha erkin yugurish yo'lining uzunligi $\bar{\lambda}$ ning temperaturaga bog'lanishi Sye-

zerleng formulasi: $\bar{\lambda} = \lambda_0 = \frac{T}{C+T}$ bilan aniqlanadi.

Ko'ndalang kesimi 1 sm^2 va qalinligi ΔX bo'lgan gaz qatlamini qaraylik. Gaz kesimi σ bo'lgan molekulalardan iborat, molekularning zichligi (ularning hajm birligidagi soni) n ga teng bo'lsin. Dastlab, gaz molekulari tinch turibdi va qatlamga bittagina molekula yaqinlashib kelmoqda. Bu molekula qatlam orqali o'tganida to'qnashuvga duch kelishi mumkin deb faraz qilaytik. Molekulani qatlamdagi qaysi molekular bilan to'qnashishi tasodifiydir. Qatlamdagi barcha molekularning umumiy kesim yuzi:

$$\Delta S = n\sigma \Delta X \times 1\text{ sm}^2$$

teng bo'ladi.

Umuman, qatlamdagi molekularning umumiy kesim yuzi, qatlam yuzining qancha katta qismini egallasa, molekulaning to'qnashuvga duch kelishi imkoni shuncha ko'p bo'ladi.

$n\sigma\Delta X$ kattalik molekulaning gazda X yo'l davomida to'qnashuviga duch kelish ehtimolligidir. 1 sm ga teng yo'l davomida to'qnashish ehtimolligi $n\sigma$ ga teng bo'lishi, ya'ni hajm birligidagi molekular sonining molekular effektiv kesim yuziga ko'paytirilganga teng bo'ladi. Agar qatlamning qalinligi molekulaning erkin yugurish yo'li uzunligiga teng bo'lsa, u holda molekula albatta to'qnashuvga duch kelgan bo'lar edi va

$$n\sigma\lambda \times 1 = 1\text{ sm}^2$$

Demak, molekulaning effektiv ko'ndalang kesimi σ molekularning to'qnashish ehtimolligiga bog'langan bo'lib, sof geometrik ma'noga ega emas ekan. Agar biz vaqt birligidagi o'rtacha to'qnashuvlar sonini (14.2) formulaga asosan

$$Z = n\sigma\bar{g} \quad (13.8)$$

ko'rinishida ifodalasak, u holda, molekula effektiv ko'ndalang kesimining ehtimollik ma'nosiga ega ekanligi tushunarli bo'ladi.

Bu ifodadan $Z/\bar{g}$ kattalikka teng yo'l uzunligida sodir bo'ladigan to'qnashuvlar soni Z' ni bildiradi:

$$n\sigma = Z/\bar{g} = Z'$$

bundan

$$\sigma = \frac{Z'}{n} \quad (13.9)$$

Bu ifodadan σ kattalikka ehtimollik ma'nosini berilishi kerak ekanligi kelib chiqadi. Shunga asosan molekulaning o'rtacha effektiv kesimi σ -ni

$$\sigma = \sigma_0 \left(1 + \frac{c}{T} \right) \quad (13.10)$$

ko'rinishidagi formuladan aniqlash mumkin.

Fizikada effektiv ko'ndalang kesim uchun maxsus birlik qabul qilingan. Bu birlik atom yadrosining o'lchamlari bilan bog'liq bo'lgan $1 \cdot 10^{-24} \text{ sm}^2$ yuzdir.

Tayanch tushunchalar:

Molekulalarning issiqlik harakati, effektiv kesimi, zarralarning erkin yugurish yo'lining uzunligini bosimga va temperaturaga bog'liqligi, temperatura ortishining zarralar harakat intensivligiga bog'liqligi, Sezerlend doimiysi.

Mavzuga doir savollar:

1. Zarralar harakati va ko'chish hodisasini mohiyatini tushuntiring.
2. Effektiv kesim yuzini izohlab bering.
3. Zarralarning erkin yugurish yo'lini qanday aniqlash mumkin?
4. Molekulalar harakati bosimga va temperaturaga bog'liqmi?

Bir-biriga tegib turgan ikki yoki bir necha moddaning bir-birining ichiga singib o'tish hodisasi diffuziya deb ataladi.



14. Gazlarda diffuziya va modda ko'chishi

1. Bir-biriga tegib turgan ikki yoki bir necha moddaning bir-birining ichiga singib o'tish hodisasi diffuziya deb ataladi. Agar gaz (yoki ixtiyoriy boshqa modda) tarkibi jihatidan bir jinsli bo'lmasa, ya'ni konsentratsiyasi jihatidan ikki yoki bir necha komponentlardan tarkib topgan bo'lsa, bunday gazda diffuziya protsesi vujudga keladi. Gaz aralashma komponentlari konsentratsiyasi katta tomondan, kichik konsentratsiyali tomonga siljiydi. Bu komponentning oqimi deyiladi. Ma'lum komponentning konsentratsiyasi kg/m^3 , g/sm^3 mol/sm^3 birliklarda o'lchanadi. Ma'lum vaqtdan keyin turlicha gazlarning konsentratsiyalari tenglashadi va diffuziya tufayli bir jinsli bo'lib qoladi. Protsesta qatnashayotgan sistemaning parametrlari vaqt o'tishi bilan o'zgarib turadigan har qanday protsess nostatsionar protsess deb ataladi.

Komponentlarning o'zini konsentratsiyasini o'zgarishiga olib keluvchi diffuziya nostatsionar diffuziya deyiladi. Amalda ko'pincha, nostatsionar diffuziya bilan ish qurishga to'g'ri keladi.

2. Tajriba biror komponentaning diffuzion oqimi shu komponenta konsentratsiyasi gradiyentining teskari ishorasi bilan olingan qiymatiga teng ekanligini ko'rsatadi (FIK qonuni). Ya'ni, u quyidagicha matematik ifodalanadi:

$$\text{grad } G = \frac{dG}{dx} \quad (14.1)$$

Agar gaz aralashmasi bizni qiziqtirgan q komponentining konsentratsiyasi X o'qi bo'ylab o'zgarsa, u holda q konsentratning gradiyenti:

$$\text{grad } q = \frac{dq}{dx} \quad (14.2)$$

ko'rimishda ifodalanadi. Binobarin, diffuziyaning asosiy qonuni (FIK qonuni) quyidagicha formula bilan xarakterlanadi:

$$J = D \frac{dq}{dx} \quad (14.3)$$

Bu yerda J - X o'qi yo'nalishidagi diffuzion oqim. Minus ishorasi diffuzion oqimning konsentratsiyasi kamayish tomonga qarab yo'nalganligini bildiradi.

D – diffuziya koeffitsienti deyiladi.

D – cu sistemasida m^2/s

CTC – sistemasida sm^2/s larda o'lchanadi.

Konsentratsiya q – kg/m^2 yoki r/sm^3 larda o'lchanadi.

Bundan: $D = \frac{J}{\frac{dq}{dx}}$ formulaga asosan m^2/s , sm^2/s , o'lchanishi aniqlanadi.

$\frac{dq}{dx}$ – kg/m^4 yoki G/sm^4 larda o'lchanadi.

Odatda q – konsentratsiya komponentaning parsial zichligidan iborat. Ya'ni $q = \rho$

Shunga asosan (14.3) formula

$$M = -D \frac{d\rho}{dx} \quad (14.4)$$

Bu diffuziyanuvchi komponenta oqimining 1 sm^3 yuzdan vaqt birligi ichida o'tuvchi massasidir.

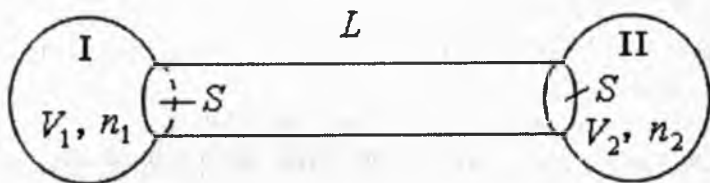
Agar diffuziyanuvchi komponenta oqimini massa bilan emas, $1s$ da 1 sm^2 yuzdan utuvchi zarralar soni N bilan ifodalasak, u holda konsentratsiya 1 sm^2 dagi molekulalar soni bilan ifodalanadi.

$$N = -D \frac{dn}{dx} \quad (14.5)$$

Diffuziya koeffitsienti moddaning xossalari va aralashmani tashkil qilgan komponentalarning xossalari bog'liq.

4. Bizga hajmlari V_1 va V_2 bo'lgan ikkita idish berilgan bo'lib, ular uzunligi L va ko'ndalang yuzi S bo'lgan nay bilan o'zaro bir-lashtirilgan.

Bu idishlar birday bosim va birday temperaturadagi, ammo turli tarkibdagi gaz aralashmalari bilan to'ldirilgan (14.1 rasm).



14.1-rasm.

Gaz konsentratsiyalari mos ravishda P_1 va P_2 bo'lsin, bunda $n_1 > n_2$.

Diffuziya tufayli konsentratsiya xar ikkala idishda tenglashadi, ya'ni vaqt o'tishi bilan konsentratsiyalari $\Delta n = n_1 - n_2$ farqi kamayadi. Oqim quyidagicha ifodalanadi.

$$J = -D \frac{dn}{dx} \quad (14.6)$$

bu yerda $\frac{dn}{dx} = \frac{\Delta n}{L}$ deb olaylik.

U holda (14.5) tenglama quyidagi ko'rinishni oladi.

$$N = -D \frac{\Delta n}{L} \quad (14.7)$$

bo'lib, diffuziya protsesda diffuziyanuvchi komponentaning

molekulalari I idishdan II idishga o'tadi dt vaqt ichida II-idishga diffuziyalangan molekularlar soni:

$$dN = D \frac{\Delta n}{L} - S dt \quad (14.8)$$

tenglama bilan ifodalanadi. O'tkazilgan tajribalardan olingan natijalarga asosan konsentratsiya farqi vaqt o'tishi bilan eksponentsial qonunga asosan kamayar ekan:

$$\Delta n = \Delta n_0 \exp\left(-D \frac{S}{V_0 L} \cdot t\right) \quad (14.9)$$

formula bilan xarakterlanadi. Bu yerda $D \frac{S}{V_0 L}$ o'zgarmas

kattalikdir. Bunga teskari bo'lgan kattalik vaqt o'lchamligi $\tau = t$ ga teng bo'ladi.

$$\tau = \frac{1}{D \frac{S}{V_0 L}} \quad (14.10)$$

Bu kattalik odatda protsesning vaqt doimiysi deyiladi, (14.10) formulaga asosan (15.9) formulani

$$\Delta n = \Delta n_0 e^{-\frac{t}{\tau}} \quad (14.11)$$

ko'rinishda ifodalash mumkin. Vaqt o'zgarishi bilan bog'liq gaz konsentratsiyasini bunday o'zgarishi nostatsionar diffuziyani xarakterlaydi va (15.11) formula sifatida matematik ifodalanadi.

Gaz aralashmasi solingan idishda konsentratsiyalar farqi ($n = n_1 - n_2$ o'zgarmas saqlanadigan (ya'ni statsionar protsess) X o'qiga perpendikular S izni olaylik (14.2-rasm). Aniq bo'lishi uchun $n_1 > n_2$ deb olamiz. Issiqlik harakati tufayli bizni qiziqtirgan komponentaning molekulalari S yuza orqali chapdan o'ngga ham, o'ngdan chapga ham o'tadi, natijada X o'qi bo'ylab qandaydir diffuziya oqimi yuzaga keladi 1 sm² yuza orqali kesib o'tayotgan molekularlar sonini mos ravishda N_1 va N_2 desak, vaqt birligida shu yuzadan o'tuvchi molekularlar ayirmasi:

$$N = N_1 - N_2 \quad (14.12)$$

teng bo'ladi.

Demak, S yuzning 1sm^2 ti orqali 1 sekda chapdan o'ngga kesib o'tuvchi molekular soni N_1 va xuddi shu vaqt ichida o'ngdan chapga kesuvchi molekular soni N_2 quyidagi munosabatdan

$$N_1 = \frac{1}{G} n' \bar{g}, \quad N_2 = \frac{1}{G} n'' \bar{g} \quad (14.13)$$

aniqlanadi.

Bu yerda n' va n'' lar molekular konsentratsiyasi (14.13) ----> (14.12) qo'yamiz.

$$N = N_1 - N_2 = \frac{1}{G} (n' - n'') \bar{g} \quad (14.14)$$

$$n' - n'' = 2\lambda \frac{dn}{dx} \quad (14.15)$$

teng bo'lishini e'tiborga olsak (14.15) ---> (14.14) qo'ysak, u holda demak, diffuziya oqim uchun

$$N = -\frac{1}{3} \lambda \bar{g} \frac{dn}{dx} \quad (14.16)$$

tenglik hosil bo'ladi. Bu tenglikni ikkala tomoniga m-molekula massasini ko'paytiramiz

$$Nm = -\frac{1}{3} \lambda \bar{g} \frac{dn}{dx} m$$

yoki

$$M = -\frac{1}{3} \lambda \bar{g} \frac{d\rho}{dx} \quad (14.17)$$

FIK qonuni tenglamasi hosil bo'ladi. Demak, FIK qonunini (14.4) va (14.17) tenglamalarini o'zaro tenglashtiramiz va shunga asosan gazlarda diffuziya hodisani xarakterlovchi jarayonini taqqoslab diffuziya koeffitsienti uchun

$$D = \frac{1}{3} \lambda \bar{g} \quad (14.18)$$

tenglikni olamiz.

Agar ikki xil gaz komponentalari uchun massalari M_1 va M_2 bo'lsin. Ularning har biri uchun ya'ni birinchi komponenta massasi M_1

$$M_1 = -\frac{1}{3} \left(\frac{\rho_2}{\rho_1} \lambda_1 \bar{g} + \frac{\rho_1}{\rho_2} \lambda_2 \bar{g}_2 \right) \frac{d\rho_1}{dx} \quad (14.19)$$

va ikkinchi komponenta massasi M_2

$$M_2 = -\frac{1}{3} \left(\frac{\rho_2}{\rho} \lambda_1 \bar{g}_1 + \frac{\rho_1}{\rho} \lambda_2 \bar{g}_2 \right) \frac{d\rho_2}{dx} \quad (14.20)$$

ifodani olamiz.

Bu ikkala tenglikni (14.4) FIK tenglamasi bilan taqqoslab, bir gazni ikkinchi gazga diffuziyalanib o'tishi koeffitsienti D_{12} (o'zaro diffuziya koeffitsienti)

$$D_{12} = -\frac{1}{3} \left(\frac{\rho_2}{\rho} \lambda_1 \bar{g} + \frac{\rho_1}{\rho} \lambda_2 \bar{g}_2 \right) \quad (14.21)$$

ko'rinishda ifodalanadi.

Agar $\frac{\rho_1}{\rho}$ konsentratsiya kichik bo'lsa, u holda $\frac{\rho_2}{\rho}$ konsentrat siya birga yaqin bo'ladi. Shunga asosan (14.21) formula quyidagicha ko'rinishni oladi:

$$D_{12} = -\frac{1}{3} \lambda_1 \bar{g}_1 = D \quad (14.22)$$

Bu formulani umumiy holda quyidagicha ifodalash mumkin.

$$D = \frac{1}{3} \lambda \bar{g} \quad (14.23)$$

Bu formulaga o'zaro diffuziya koeffitsienti umumiy ko'rinishda

ifodalanishi deyiladi. Diffuziya koeffitsienti o'lbashni eng oddiy metodlardan biri Loshmidt tomonidan 1870-yil taklif etildi.

Termodiffuziya – bir jinsli gaz aralashma qisman ajralib, bir jinsli bo'lmagan aralashmaga aylanishidir. Bu hodisa 1911-yilda nazariy aytilgan va 1917-yilda olimlar tomonidan eksperimental tasdiqlangan.

Termodiffuziya hodisasi shundan iboratki, bir jinsli gaz aralashmasidagi temperatura farqi temperaturaning pasayishi yo'nalishi bo'ylab aralashma komponentlarida konsentratsiyalar farqini yuzaga kelishiga olib keladi. Termodiffuziya koeffitsienti $-D_1$ bilan belgilanadi va m^2/s larda o'lchanadi. Termodiffuziya koeffitsienti – D_{12} o'zaro diffuziya koeffitsienti – D_{12} quyidagicha holda ifodalanadi:

$$\frac{D_T}{D_{12}} = \alpha C(1 - C) \quad (14.24)$$

Bu yerda α – termodiffuziya doimiy deyiladi.

Tayanch tushunchalar:

Gazlarda diffuziya hodisasi. Diffuziyaning asosiy qonuni (FIK qonuni). Nostatsionar diffuziya. Statsionar diffuziya. Diffuziya koeffitsienti. O'zaro diffuziya koeffitsienti. Termik diffuziya. Qovushqoqlik va impuls ko'chishini tushuntiring.

Mavzuga doir savollar:

1. *Gazlarda diffuziya hodisasi to'g'risida tushuncha bering.*
2. *Diffuziyaning asosiy qonuni (FIK qonuni)ni aytib bering.*
3. *Nostatsionar diffuziya nima?*
4. *Statsionar diffuziyani tushuntiring.*
5. *Diffuziya koeffitsienti qanday hisoblanadi?*
6. *O'zaro diffuziya koeffitsienti nima?*
7. *Termik diffuziya nima?*

Agar gazning geometrik o'lchamlari aniq bo'lgan trubadan oqish tezligi o'lchansa, quvushqoqlik koeffisientini aniqlash mumkin.



15. Gazlarning qovushqoqligi (ichki ishqalanishi) va impuls ko'chishi

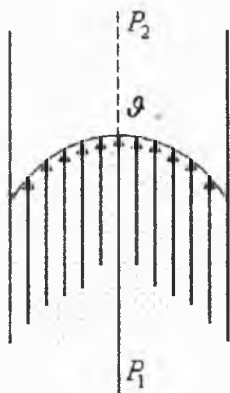
1. Gazlarning (shuningdek, suyuqliklarning ham) qovushqoqligi shunday xossasiki, bu xossa tufayli gazning turli qatlamlarining harakat tezliklari tenglashadi. Masalan, shamol yoki bo'ronning vaqt o'tishi bilan gazlarning ana shu xossasi tufayli ro'y beradi. Agar gaz qo'shni qatlamlarining tezliklari turlicha bo'lsa, harakat tezligi katta bo'lgan qatlamdan kichik tezlik bilan harakatlanayotgan qatlamga impuls (harakat miqdori) uzatilishi tufayli bu qatlamlarning tezliklari tenglashadi.

Agar tashqi qo'llar yordamida gazning turli qatlamlarining harakat tezliklari orasidagi farq o'zgaras bo'lsa, u holda qatlamdan qatlamga o'tuvchi impuls oqimi ham o'zgaras (statsiolnar) bo'ladi, shu bilan birga bu oqim tezlikning kamayishi yo'nalishi bo'ylab yo'nalgan bo'ladi. Masalan, gaz (yoki suyuqlik)ning ikki plastika oralig'ida yoki trubada harakat yo'nalishi bosimlar farqi doimiy bo'lganda sekin oqishini aytish mumkin.

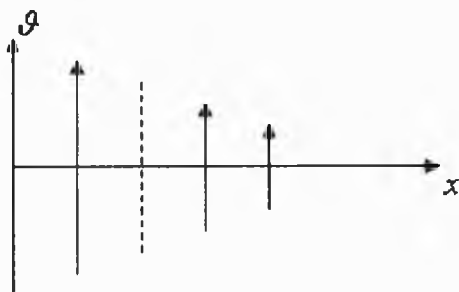
2. Ma'lumki, gazning truba bo'ylab oqishida uning qatlamlarining tezliklari 16.1-rasmda ko'rsatilganidek taqsimlanadi. Eng katta tezlik trubaning o'rta qismida kuzatiladi. Truba devorlariga yaqinlashgan sari tezlik kamaya boradi va trubaning devorlariga bevosita tegib turgan qatlam esa harakatlanmay tinch turadi.

Bunday oqimda impuls gazning tezligi eng katta bo'lgan markaziy qatlamdan kichik tezliklar bilan harakatlanayotgan qatlam oqimlariga beriladi. Bu protsess harakat miqdorining o'zgarishi bilan bog'liq bo'lganligi sababli, gaz o'zini xuddi unga biror kuch (ishqalanish kuchi) ta'sir qilayotgandek tutadi. 15.2-rasmda

ko'rsatilganidek X-o'qqa perpendikular yo'nalishda harakat tezligi barcha nuqtalarda birday bo'ladi, ya'ni (tezlik faqat X ning funksiyasidir.



15.1-rasm.



15.2-rasm.

Bunda tajribaning ko'rsatishicha, X o'qqa perpendikular 1 sm^2 yuzdan 1 sek ichidan olib o'tilayotgan harakat miqdori L shunday tenglama bilan aniqlanadi.

$$L = -\eta \frac{d\theta}{dx} \quad (15.1)$$

Bu yerda $\frac{d\theta}{dx}$ – tezlikning X o'qi bo'ylab gradiyenti bo'lib,

tezlikning shu o'q bo'ylab o'zgarishini bildiradi. Minus ishorasi impulsning tezlik kamayayotgan yo'nalishida kuchishini bildiradi. η – koeffitsient gazning qovushqoqlik koeffitsienti yoki gazning ichki ishqalanish koeffitsienti deyiladi. Bu koeffitsient ham gazning xossasiga bog'liq bo'ladi.

(15.1) formuladagi η – dinamik qovushqoqlikning koeffitsienti

deyiladi. Bu koeffitsient $\vartheta = \frac{\eta}{\rho}$ – kinematik qovushqoqlik koeffitsientidan farq qiladi.

Qovushqoqlik koeffitsientining fizikaviy ma'nosi shundaki, 1 sm^2 yuzdan 1 sek ichida shu yuzaga perpendikular yo'nalishda ko'chirib o'tilgan harakat miqdoriga teng. SI – sistemasida modda (gaz)ning qovushqoqlik koeffitsienti – $\text{kg}\cdot\text{m/s}$ bilan o'lchanadi. Bu birlik Puaz deb ataladi. Kinematik qovushqoqlik koeffitsienti m^2/s va sm^2/s larda o'lchanadi, $1 \text{ sm}^2/\text{s} = 1 \text{ Stoks}$ deyiladi. Qovushqoqlik – bu gazning biror qo'shni qatlamga nisbatan harakatlanayotgan ixtiyoriy qatlamiga biror kuch ta'sir qiladi.

Bu kuch turli tezliklar bilan harakatlanayotgan gaz qatlamlari orasidagi ishqalanish kuchidir. Shuning uchun uni ichki ishqalanishi deb yuritiladi. Demak, shunga ko'ra (15.1) formulani

$$F = -\eta \frac{d\vartheta}{dx} \quad (15.2)$$

ko'rinishida ifodalanadi.

F – gazning ikki qo'shni qatlamlarini ajratib turgan sirt birligiga ta'sir qiluvchi kuch. Ichki ishqalanish koeffitsienti η qancha katta bo'lsa, bosimlar farqi ham shuncha katta bo'lishi kerak. Truba kesimidan vaqt birligida oqib o'tuvchi gaz hajmi V va uning uchun kerak bo'lgan bosimlar farqi ΔP orasidagi bog'lanish Pauzeyli formulasi

$$V = \frac{\pi R^4}{8\eta} \cdot \frac{\Delta P}{\ell} \quad (15.3)$$

aniqlanadi: bu yerda ℓ – trubaning uzunligi va R -uning radiusi gaz oqadigan qatlamning impuls oqimi L ni hisoblashda:

$$L = -\frac{1}{3} m n \bar{\vartheta} \frac{d\vartheta}{dx} \quad (15.4)$$

formuladan foydalaniladi.

(15.1) va (15.4) formulalarni o'zaro solishtirsak, qovushqoqlik koeffitsienti uchun quyidagi ifodani olamiz:

$$\eta = \frac{1}{3} m n \bar{\vartheta} \lambda = \frac{1}{3} \rho \bar{\vartheta} \lambda \quad (15.5)$$

Bundan ko‘rinadiki η qovushqoqlik koeffitsienti bosimga bog‘liq emas ekan.

3. Agar gazning geometrik o‘lchamlari aniq bo‘lgan trubadan oqish tezligi o‘lchansa, quvushqoqlik koeffitsientini aniqlash

mumkin. Puazeyl formulasi $V = \frac{\pi R^4}{8\eta} \cdot \frac{\Delta P}{\ell}$ dan foydalanib, bu

o‘lchashlardan qovushqoqlik koeffitsientini aniqlash mumkin.

Biroq, shuni aytish kerakki, bunday tajriba uchun har qanday truba ham yaroqli bo‘lavermaydi. Qovushqoqlikni o‘lchash uchun gazning oqimi laminar bo‘lishi kerak. Laminar oqim deb, shunday oqimga aytiladiki, unda gaz (suyuqlik)ning truba o‘qiga perpendikular yo‘nalishdagi tezligi barcha nuqtalarda nolga teng bo‘ladi, ya’ni gazning qatlamlari turli tezliklar bilan oqayotgan bo‘lsa ham, ular bir-biriga qat’iy paralell bo‘ladi.

Agar trubada oqadigan gaz (suyuqlik) uyurmalarini hosil qilsa, bunday jarayonga turbulent oqim deyiladi va Puazeyl formulasi o‘rinli bo‘lmaydi. Puazeyl formulasidan foydalanishga asoslangan qovushqoqlik koeffitsientini o‘lchash usuli, ko‘pincha kapilyar usuli, tegishli asboblarni esa kapilyar viskometrlar deb ataladi.

Trubalarda gaz (suyuqlik) oqimini, truba o‘lchamlariga va harakat tezligiga bog‘liqligini o‘rganib, laminar oqimdan turbulent uyurmalar harakatiga o‘tishni quyidagi o‘lchamsiz kattalik bilan o‘lchash mumkin.

$$Re = \frac{\rho u r}{\eta} \quad (15.6)$$

kriterial formula bilan aniqlanadi. Hisoblashlar shuni ko‘rsatadiki, (16.6) formula kritik qiymat masalan 1000 qiymatidan ortgandan so‘ng turbulent harakatga o‘tadi.

Bu yerda, ρ – gazning zichligi, u – oqimning o‘rtacha tezligi, r – trubaning radiusi va (6) Reynolds soni deb ataladi. Reynolds soni harakatlanayotgan suyuqlik yoki gazda ta’sir ko‘rsatadigan energiya va qovushqoqlik kuchlar orasidagi munosabatini xarakterlaydi.

$$Re \approx \frac{u}{g} \cdot \frac{r}{\lambda} \quad (15.7)$$

Demak, oqim laminar bo'lishi uchun gazning harakat tezligi U katta bo'lmazligi kerak.

Ko'chish koeffitsientlari orasidagi munosabatni aniqlash uchun issiqlik o'tkazuvchanlik va qovushqoqlik koeffitsientlari orasida oddiy munosabat

$$x = \eta C_v \quad (15.8)$$

muhimdir.

Shuningdek, qovushqoqlik va diffuziya koeffitsientlari:

$$\eta = \frac{1}{3} \rho \bar{g} \lambda$$

$$L = -\eta \frac{d\theta}{dx}$$

ni taqqoslasak ulardan quyidagi bog'lanish formulasi aniqlanadi.

$$D = \frac{\eta}{\rho} \quad (15.9)$$

Bu yerda $\frac{\eta}{\rho}$ kinematik qovushqoqlik deyiladi va u son jihatdan diffuziya koeffitsientiga teng bo'ladi. Demak, diffuziya va issiqlik o'tkazuvchanlik koeffitsientlar:

$$L = -\eta \frac{d\theta}{dx}$$

$$\eta = \frac{1}{3} \rho \bar{g} \lambda$$

ni taqqoslab,

$$D = \frac{x}{\rho \cdot C_v}$$

formulani olishga erishamiz.

Demak, xulosa qilib aytganda, ko'chish hodisalarining diffuziya

protsesslari: modda diffuziyasi, temperatura diffuziyasi va tezlik diffuziyasi deb ataladi.

Gazlarning (shuningdek suyuqliklarning ham) qovushqoqlik xossasi tufayli gazning turli qatlamlarining harakat tezliklari tenglashadi. Masalan: shamol yoki bo'ronning vaqt o'tishi bilan to'xtashi (so'nishi) gazlarning ana shu xossasi tufayli sodir bo'ladi. Agar gazlarning I qatlamining tezligi x_1 va II qatlamning tezligi x_2 bo'lib, $x_1 > x_2$ yoki $x_1 < x_2$ bo'lsa, kichik tezlik bilan harakatlanayotgan qatlamga impuls (harakat miqdori) uzatilishi tufayli bu qatlamlarning tezliklari tenglashadi. Gaz qatlamlarining harakat tezliklari farqi o'zgarmasa, qatlamdan qatlamga o'tuvchi impuls oqimi ham o'zgarmas (statsionar) bo'ladi.

Shu bilan bizga bu oqim tezlikning kamayishi yo'nalishi bo'ylab yo'налgan bo'ladi. Masalan, gaz yoki suyuqlikning ikki plastina oraliq'ida yoki turbada harakat yo'nallishi bo'ylab tashqi bosimlar farqi doimiy bo'lgan sharoitda sekin oqishida ana shunday hol bo'lishi mumkin.

Ma'lumki, gaz truba bo'ylab oqishida uning qatlamlarini tezliklari ko'rsatilgandek taqsimlanadi va trubaning o'rta qismida tezlik katta, devor yaqinlariga tomon tezlik kamaya boradi. Devorlarga bevosita tegib turgan qatlam tinch turadi. Gazning bunday oqishida impuls, gazning tezligi eng katta bo'lgan markaziy qatlamdan tezlik kichik bo'lgan qatlam oqimlariga beriladi.

Bu protsess harakat miqdorining o'zgarish bilan bo'lgan sababli, gaz o'zini xuddi unga biror kuch (ichki ishqalanish kuchi) ta'sir qilayotgandek tutadi.

Gaz harakatining tezligi X o'qi yo'nalishida o'zgarayotgan bo'lsin va X o'qining yo'nalishi gaz harakat tezligi yo'nalishiga perpendikular deylik (15.1-rasm). Bu holda X o'qqa perpendikular yo'nalishda harakat **tezligi** barcha nuqtalarda birday bo'ladi, ya'ni tezlik faqat X ning funksiyasidir. Tajribaning ko'rsatishicha X o'qqa perpendikular 1 sm^2 yuzdan 1 s ichida olib o'tilgan harakat miqdori L quyidagicha tenglama bilan ifodalanadi:

$$L = -\eta \frac{d\vartheta}{dx} \quad (15.10)$$

bu yerda $\frac{d\vartheta}{dx}$ tezlikning X o'qi bo'ylab gradiyenti bo'lib, tezlikni X – o'qi bo'ylab o'zgarishini bildiradi. Minus ishorasi impulsning tezlik kamayayotgan yo'nalishda ko'chishini bildiradi. η – koef-fitsienti gazning qovushqoqlik koefitsienti yoki gazning ichki ishqalanish koefitsienti deb ataladi. Ko'p hollarda η – koefitsient dinamik qovushqoqlik koefitsienti deb ataladi. Shuningdek, $\vartheta = \frac{\eta}{\rho}$ kattalik kinematik qovushqoqlik koefitsientidan farq qiladi, bu yerda ρ – gazning zichligi gazning laminar oqimida uning oqim tez-ligi OX yo'nalishida kamayadi deylik (15.3-rasm), ya'ni gaz qattiq devorli silindr truba orqali oqayotgan bo'lsin. Gazning ikki qo'shni qatlami bir-biriga tegayotgan ΔS yuzni ko'z oldimizga keltiraylik, bu yuzdan $\bar{\lambda}$ masofada oqim tezligi qiymatlarini ϑ_1 va ϑ_2 bilan belgilaylik ($\vartheta_1 > \vartheta_2$). Molekulalarning xaotik harakatiga oqimning ϑ tezligi ham qo'shiladi, shuning uchun yuqori qatlam molekulalar-ining harakat miqdori pastki qatlam molekulalarinikiga qaraganda katta bo'ladi: $m\vartheta_1 > m\vartheta_2$, bu yerda m molekula massasi. Xaotik harakat protsessida yuqori qatlam molekulalari o'zining harakat miqdorini pastki qatlamga ko'chiradi va bu bilan pastki qatlamning tezligini oshiradi, o'z navbatida pastki qatlam molekulalari o'zining harakat miqdorini yuqori qatlamga ko'chiradi va uning tezligini kamayti-radi. Natijada qatlamlar orasida ichki ishqalanish vujudga keladi, bu ishqalanishning kuchi S yuz bo'ylab oqim tezliklariga parallel ta'sir qiladi. Ko'chish tenglamasi:

$$\Delta(n\varphi) = -\frac{1}{3} \bar{\lambda} \bar{\vartheta} \frac{\Delta(n_0\varphi)}{\Delta x} \Delta S' \cdot \Delta t \quad (15.11)$$

formulani qo'llab, molekulaning harakat miqdorini $\varphi = k = m\vartheta$ ekanligini qayd qilaylik. Bu holda gazning butun hajmida moleku-

lalar konsentratsiyasi Π_0 ni bir xil deb hisoblash mumkin bo'lgani uchun

$$\Delta(n_0\varphi) = \Delta(n_0k) = \Delta(n_0m\mathcal{G}) = n_0m\Delta\mathcal{G} \quad (15.12)$$

bu yerda $\Delta\mathcal{G} = \mathcal{G}_1 - \mathcal{G}_2$ shuningdek,

$$\Delta(n\varphi) = \Delta(k) \quad (15.13)$$

bu yerda $\Delta k - \Delta t$ vaqt ichida ΔS chegaraviy yuzda bir qatlamning ikkinchi qatlamga nisbatan harakat miqdori o'zgarishi. Harakat miqdorining o'zgarishi ta'sir qiluvchi kuchning impulsiga teng bo'lgani uchun:

$$\Delta k = F \cdot \Delta t \quad (15.14)$$

bu yerda F – gaz qatlamlari orasidagi o'zaro ta'sir kuchi, ya'ni ichki ishqalanish kuchidir. Shunga ko'ra (16.13) tenglamani quyidagi ko'rinishda ifodalash mumkin:

$$\Delta(n\varphi) = \Delta k = F \cdot \Delta t \quad (15.15)$$

(15.12) va (15.15) ifodalarni ko'chish tenglamasi (15.11) ga qo'yib, quyidagi ifodani hosil qilamiz.

$$F \cdot \Delta t = -\frac{1}{3} \overline{\lambda} \overline{\mathcal{G}} n_0 \frac{\Delta\mathcal{G}}{\Delta x} \cdot \Delta S \cdot \Delta t$$

Bu tenglikni Δt ga qisqartib va $n_0m = \rho$ (gazning zichligi) ekanligini e'tiborga olib yozsak,

$$F = -\frac{1}{3} \overline{\lambda} \overline{\mathcal{G}} \rho \frac{\Delta\mathcal{G}}{\Delta x} \cdot \Delta S \quad (15.16)$$

Bunda

$$\frac{1}{3} \overline{\lambda} \overline{\mathcal{G}} \rho = \eta \quad (15.17)$$

bilan belgilab (15.1) ifodani quyidagicha yozish mumkin:

$$F = -\eta \frac{\Delta\mathcal{G}}{\Delta x} \cdot \Delta S \quad (15.18)$$

Bu tenglama gazning bir-biriga nisbatan sirlanuvchi ikki qatlarning urinish tekisligida yuzga to'g'ri keladigan ichki ishqalanish kuchi bu qatlamlarning urinuvchi yuzlari ΔS ga va tezlik gradiyenti

$\frac{\Delta g}{\Delta X}$ ga proporsional bo'ladi.

Tayanch tushunchalar:

Gazlarning qovushqoqligi, (ichki ishqalanishi). Gazlarning qovushqoqlik koeffitsienti. Qovushqoqlik koeffitsiet. Impuls ko'chish koeffitsienti orasidagi munosabat.

Mavzuga doir savollar:

- 1. Gazlarning qovushqoqligi (ichki ishqalanishi) to'g'risida tushuncha bering.*
- 2. Gazlarning qovushqoqlik koeffitsienti qanday hisoblanadi.*
- 3. Qovushqoqlik koeffitsienti qanday o'lchanadi.*
- 4. Impuls ko'chish koeffitsienti orasidagi munosabatni tushuntiring.*

VI BO'LIM. TERMODINAMIKA ELEMENTLARI

Klauzius bilan V. Tomson keyinchalik Karnoning xulosalarini umumlashtiradi.

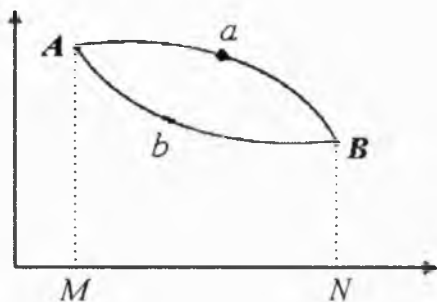


16. Issiqlikni mexanik ishga aylanishi. Siklik jarayon va sikl ishi. Termodinamikaning II bosh qonuni

Bizga ma'lumki, mexanika va energiya issiqlikka aylanishida bu protsess juda sodda holda ro'y beradi. Mexanikaviy energiya hammasi issiqlikka aylanadi. Bunday aylanishda qancha kaloriya hosil bo'lishni bilish uchun joullar sonini 0,239 ga ko'paytirish kifoya. (Mexanika va ishning issiqlik ekvivalenti).

Bunday foydalanish koeffitsienti hamma vaqt birga teng, ammo teskari protsess ancha murakkab ekanligini bilamiz. Shuningdek, issiqlikning ishga aylantiruvchi real mavjud bo'lgan qurilmalar (bug' mashinalari, ichki yonuv dvigatellari va x.k) ma'lumki, siklik ravishda ishlaydi, ya'ni ularda issiqlikni uzatish (berish) va uni ishga aylantirish protsessorlari davriy takrorlanib turadi. Buning uchun ish bajarayotgan jism manbadan issiqlik olgandan so'ng, yana xuddi shunday protsesni qaytadan boshlash uchun o'zining dastlabki holatiga qaytishi kerak, boshqacha aytganda bu jism aylanma protsesslarni bajarishi kerak. Bunday protsess sikl deyiladi. Agar jismning holati uning bosimi va hajmi, orqali xarakterlansa u holda bu holat grafik ravishda P-V diagrammadagi AB nuqtalar bilan ifodalanadi.

Holatning o'zgarishi bunda diagrammada chiziq bilan, masalan: 16.1-rasmdagi A va B chiziq bilan ifodalanadi. Aylanma protsess (sikl) yopiq egri chiziq masalan A,b va B,a egri chiziq bilan ifodalanadi.



16.1-rasm

Bu sikl davomida bajarilgan ish bu yopiq egri chiziq bilan chegaralangan yuzaga teng bo'ladi. 1854-yil V. Tomson (Kelvin): biror jismdan olingan issiqlik boshqa qandaydir jism yoki jismlarda hech qanday o'zgarishi vujudga keltirmaydi, yagona mexanikaviy ishga aylantirib beruvchi sikllik protsesni amalga oshirish mumkin emas degan edi. Bu prinsip issiqlik mashinalarining ishlashiga tegishli ko'p sonli tajribalar asosida isbotlangan.

Birinchidan, ishchi jism ikkinchidan issiqlikning manbai ya'ni – isitgich, uchinchidan issiqlik uzatiladigan pastroq temperaturali jism – sovutgich bu jarayonning asosini tashkil etadi. Sikllik mashinada ish bajarish uchun turli temperaturali ikki jism qatnashishi shart degan tasdiq Karno prinsipi deyiladi. Bu prinsipga asosan issiqlik mashinasi (sikllik mashina) faqat issiqlik manbai va ishchi jism bilan qanoatlanib qola olmaydi. Agar faqat ishchi jism va issiqlik manbai bilangina qanoatlanib qolishi mumkin bo'lganda edi, u holda ish bajarish uchun dengiz va okeanlarning suvlari, yer qobig'i, yer atmosferasi singari amalda cheksiz issiqlik miqdori olish mumkin bo'lgan «manbalardan» foydalanish mumkin bo'lar edi. Bunday manbalarning issiqligi hisobiga ishlaydigan va hech qanday yoqilg'i talab qilmaydigan mashina, abadiy dvigatel singari ahamiyatga ega bo'lar edi va bunday mashina ikkinchi tur abadiy dvigatel deb atalar edi. Biroq, bunday mashinani energiyaning saqlanishi qonuni «tasdiqlaydi». Bunda ish issiqlik hisobiga bajariladi. Ammo tajriba

bunday mashinani yasalishi mumkin emasligini ko'rsatadi. Sikllik issiqlik mashinasining ishlashi uchun sovutgich temperaturasi issiqlik manbayining temperaturasidan past bo'lgan jism kerak bo'ladi. Odatda atmosferaning o'zi sovutgich bo'lib xizmat qiladi.

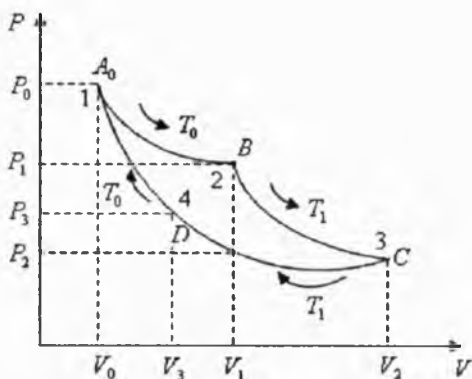
2. Sikllik jarayoni uchun bilamizki, uchta jism: Issiqlik olayotgan issiqlik manbayi (isitgich), issiqlik beriladigan sovuqroq jism (sovutgich) va issiqlikning berilishi va ishining bajarilishida vositachi bo'lgan ishchi jism bo'lishi kerak.

Ishchi jismda amalga oshadigan aylanma protsesni bu jismning biror bosimgacha siqilib isitgich bilan kontaktda bo'lgan paytidan, ya'ni demak, uning T_0 ga teng temperaturaga ega bo'lgan paytidan boshlaymiz (2-rasmdagi A). Temperaturalar farqi bo'lmagani uchun bunda issiqlik o'tkazuvchanlik protsessi bo'lmaydi. Ish bajarilmasdan issiqlik berish protsessi ham bo'lmaydi. Bizning maqsadimiz maksimal ish olish bo'lgani uchun siklda bunday protsesslar bo'lishiga yo'l qo'ymasligimiz kerak. Endi ishchi jisimga isitgich bilan kontaktni uzmagani holda kegayishi va biror jismni masalan: porshenni siljitish uchun imkon beramiz. Demak, kengayishi izometrik kengayishi bo'ladi (16.1-rasmdagi A V egri chiziq).

Bunda ish bajariladi.

Bu ish isitgichdan olgan issiqlik hisobiga bajariladi, biroq isitgichning issiqlik sig'imi katta bo'lgani uchun u o'z temperaturasini o'zgartirmaydi.

Ishchi jism olgan issiqlikni sovutgichga berishi kerak. Sovutgichga bu issiqlikni ishchi jismni bevosita sovutgich bilan tegizib amalga oshirib bo'lmaydi, chunki izotermik kengaygan ishchi jismning temperaturasi sovutgichning temperaturasidan baland bo'ladi va bevosita kontaktda issiqlik uzaytirilganda foydali ish bajarilmaydi. Shuning uchun, dastlab ishchi jismni sovutgich temperaturasigacha sovitish va so'ngra unga tegizish kerak. Ishchi jismni sovitish uchun esa u isitgichdan izolatsiya qilinishi va so'ngra sovutgich temperaturasiga tenglashguncha adiabatik kengayishiga (16.2 rasm CD egri chiziq) imkon berish kerak.



16.2-rasm

Adiabatik kengayishida jismlar soviydi. Bu ikkinchi bosqichda jism kengayib, masalan porshenni siljitib qo‘shimcha mexanikaviy ish bajaradi. Shunday yo‘l bilan ishchi jism sovutilgandan keyin u sovutgichga tegiziladi. Shu bilan siklning birinchi yarmi tamom bo‘ladi, bunda jism isitgichda olingan issiqlik hisobiga foydali ish bajaradi.

Endi ishchi jismni dastlabki holatiga qaytarish, ya’ni, dastlabki bosim va temperaturani tiklash kerak. Demak, ishchi jism siqilishi va qaytadan isitgich bilan kontaktga bo‘lishi kerak. Bunda ham dastlabki bosqichga qaytarish jarayoni ikki bosqichda bajariladi. Dastlab izotermik siqiladi – CD egri chizik, so‘ngra adiabatik siqiladi. AD – egri chiziq va mihoyat sikl tugaydi.

Demak, aylanma protsess ikki izotermik va ikki adiabatik kengayishi hamda siqilishdan iborat bo‘ladi. Kengayishlarda ishchi jism foydali ish bajaradi: siqilishlar esa, aksincha tashqi kuchlar jism ustidan bajarilgan ishi hisobiga bo‘ladi.

Bu holda butun sikl qaytuvchanlik yo‘li bilan amalga oshiriladi, (ya’ni protsess juda sekin kvazistatik bo‘lsin) bunday ishchi jism ustida bajarilgan ishm 1824-yil fransuz olimi Sadi Karno birinchi bo‘lib bayon etdi. Shuning uchun uning sharafiga Karno sikl deyiladi. Ishchi jism sifatida ideal gaz olingan.

$T_0 > T_1$ $Q_0 = P_0 V_0 / R$, T_1 – sovutgich temperaturasi

I – bosqich:

AV – izotermik kengayishida bajarilgan A1 ish

$$A_1 = RT_0 \ln \frac{V_1}{V} = Q_0 \quad (16.1)$$

teng bo‘ladi, bu yerda Q_0 – gazning isitgichdan olgan issiqlik miqdori.

II bosqich:

BC – adiabatik kengayish $T_0 = T_1$ protsess to‘xtasa-da, gaz kengayganda

$$T_0 V_1^{\gamma-1} = T_1 V_2^{\gamma-1} \quad (16.2)$$

tenglik o‘rinli bo‘ladi. Shuningdek,

$$\left(\frac{V_2}{V_1} \right)^{\gamma-1} = \frac{T_0}{T_1} \quad (16.3)$$

tenglikdan V_2 topish mumkin.

II bosqichda gazning bajaradigan ishi A_2

$$A_2 = \frac{RT_0}{\gamma-1} \left[1 - \left(\frac{V_1}{V_2} \right)^{\gamma-1} \right] = \frac{R(T_0 - T_1)}{\gamma-1} \quad (16.4)$$

teng bo‘ladi. III-bosqichda, shundan keyin gazning hajmi V_2 va V_3 gacha izotermik siqiladi. Bunda gaz bajarilgan ish A_3 ga teng bo‘ladi.

$$A_3 = RT_1 \ln \frac{V_3}{V_2} = -RT_1 \ln \frac{V_2}{V_3} = -Q_1 \quad (16.5)$$

va Q_1 issiqlik ajralib chiqadi.

IV bosqichda gaz adiabatik siqiladi va dastlabki P_0 , V_0 holatga qaytadi:

$$\left(\frac{V_3}{V_0} \right)^{\gamma-1} = \frac{T_0}{T_1} \quad (16.6)$$

tenglikdan $T_1 V_3^{\gamma-1} = T_0 V_0^{\gamma-1}$

Sikl oxirida IV bosqichda adiabatik siqishda bajarilgan

$$A_4 = \frac{R(T_1 - T_0)}{\gamma - 1} = -\frac{R(T_0 - T_1)}{\gamma - 1} \quad (16.7)$$

ga teng bo'ladi.

Siklning natijasi nima bo'ladi?

Uning issiqlikning mexanikaviy ishga aylantirishdan iborat maqsadi qay darajada bajariladi?

Gazning bajargan va gaz ustida umumiy ish A ning

$$A = A_1 + A_2 + A_3 + A_4 \quad (16.8)$$

ga teng bo'lishi o'z-o'zidan ravshan

(18.1), (18.4), (18.5) va (18.7) tengliklardan quyidagini olamiz:

$$A = RT_0 \ln \frac{V_1}{V_0} + \frac{R(T_0 - T_1)}{\gamma - 1} - RT_1 \ln \frac{V_2}{V_3} - \frac{R(T_0 - T_1)}{\gamma - 1} = RT_0 \ln \frac{V_1}{V_0} - RT_1 \ln \frac{V_2}{V_3} \quad (16.9)$$

(18.3) va (18.6) tenglik o'ng tomoni teng, shuning uchun:

$$\frac{V_2}{V_1} = \frac{V_3}{V_0}, \text{ yoki } \frac{V_1}{V_0} = \frac{V_2}{V_3} \text{ ekanligi kelib chiqadi.}$$

Bu munosabatni r orqali belgilaymiz. U holda

$$\ln \frac{V_1}{V_0} = \ln \frac{V_2}{V_3} = \ln r \quad (16.10)$$

$V_1 > V_0$ va $V_2 > V_3$ bo'lgani uchun, umumiy ish

$$A = R(T_0 - T_1) \ln r \quad (16.11)$$

teng bo'lib, $T_0 > T_1$ bo'lgani uchun $A > 0$ demak, ishchi jismning isitgichdan olgan Q_0 issiqlik miqdoriga teng emas.

Isitgich bergan

$$Q_0 = RT_0 \ln \frac{V_1}{V_0} \quad (16.12)$$

issiqlik miqdoridan

$$Q_1 = -RT_1 \ln r \quad (16.13)$$

ga teng bo'lgan bir qism gazning V_2 hajmdan V_3 hajmgacha izotermik siqishda sovutgichga berilgan edi. Shunday qilib, olingan issiqlikning

$$Q_0 - Q_1 = R(T_0 - T_1) \ln r = A \quad (16.14)$$

ga teng bo'lgan qismigina foydali ishga aylantirishga erishiladi.

Demak,

$$\frac{Q_0}{T_0} = R \ln \frac{V_1}{V_0},$$

tengliklardan

$$\frac{Q_0}{T_0} - \frac{Q_1}{T_1} = 0 \quad \frac{Q_0}{T_0} = \frac{Q_1}{T_1} \quad (16.15)$$

tenglik o'rinli bo'ladi.

Bundan $\frac{Q_0}{Q_1} = \frac{T_0}{T_1}$ tenglikka asosan

$$\eta = \frac{A}{Q_0} = \frac{Q_0 - Q_1}{Q_0} \quad (16.16)$$

Issiqlik mashinasining F.I.K ni aniqlashga erishamiz.

$\eta=1$ bo'lgan issiqlik dvigateli g'oyat manfaatli bo'lar edi. Chunki bunday dvigatel ikki jism issiqroq jismning (isitgichning) va sovuqroq jismning (sovutgichning) mavjud bo'lishini talab qilinadi.

Bunday dvigatel ikkinchi xil perpetuum movele degan nom olar edi. Biroq faqatgina isitgichdan bir marta olgan Q_0 issiqlik hisobidan davriy $A=Q_0$ ish bajaradigan issiqlik mashinasini yasash yo'lidagi barcha urinishlar hamma vaqt muvaffaqiyatsizlikka uchrab keladi.

Fransuz fizigi Sadi Karno 1824-yilda o'zining «Olovning harakatlantiruvchi kuchi haqida mulohazalar» degan asarida ideal gaz ustida

bajarilgan va gaz hajmining adiabatik va izotermik o'zgarishlaridan iborat bo'lgan ayirma protsesda (agar sovutgichning temperaturasi absolut noldan yuqori bo'lsa) issiqlikning isitgichdan sovutgichga uzatilmashligi mumkin emas, degan xulosaga keldi.

Klauzius bilan V. Tomson keyinchalik Karnoning xulosalarini quyidagicha umumlashtiradi: biror-bir manbadan bir marta olingan issiqlik hisobida davriy ishlashi mumkin emas degan issiqlik mashinasi to'g'risidagi prinsipga (birdan-bir natijasi manbalardan bittasidan olingan issiqlik hisobiga ish hosil qilishdan iborat bo'lgan davriy protsesni vujudga keltirib bo'lmaydi. Bu prinsip Termodinamikaning II bosh qonuni deb nom oldi. Termodinamikaning II bosh qonunini butun koinotga va cheksiz katta vaqt oralig'iga umumlashtirish xatodir.

Tayanch tushunchalar:

Issiqlik, mexanik ish, issiqlikni mexanik ishga aylanishi. Siklik jarayon va sikl ishi. Termodinamikaning II qonuni.

V. Mavzuga doir savollar:

1. *Issiqlikni mexanik ishga aylanishini tushuntiring.*
2. *Siklik jarayon va sikl ishi nima.*
3. *Termodinamikaning II qonunini aytib bering.*

Karno siklining foydalanish koeffitsienti ideal gaz ustida bajarilgan Karno siklining foydali ish koeffitsientiga tengligini ko'rsatish mumkin.



17. Issiqlik mashinalari va ularning foydali ish koeffitsienti (FIK). Karno sikli va uning FIK. Karno teoremlari

Issiqlik mashinalarida sodir bo'ladigan jarayonlarda uzatiladigan issiqlik mashinalarida sodir bo'ladigan jarayonlarda uzatiladigan

issiqlik miqdori hisobida A ish bajariladi va bunda energiya saqlanish qonuni bajariladi. Tashqaridan olingan va tashqariga qaytarib berilgan issiqlik miqdorining qiymatlari orasidagi $Q_0 - Q_1$ ayirma hosil qilingan A ishga teng.

Isitgichdan olingan Q_0 issiqlik miqdorining qancha qismi A ishga aylanganini bilish katta amaliy ahamiyatga egadir. Chunki, sovutgichga berilgan Q_1 issiqlik miqdorining amaliy ahamiyati yo'q. Shuning uchun F.I.K. tushunchasi kiritiladi.

$$\eta = \frac{A}{Q_0} = \frac{Q_0 - Q_1}{Q_0} \quad (17.1)$$

Bu foydali ish koeffitsientini hisoblashda o'tgan mavzudagi ikkinchi rasmdagi siklni bajarilishida ishlarni hisoblagan edik, 4 ta bosqichdan iborat bo'lgan bu siklda ishlovchi modda biror manbadan olingan Q_0 issiqlik miqdori hisobiga A ishini bajaradi. Shuningdek, bu jarayonda Q_1 issiqlik miqdori sovutgichga berilishini ko'rdik. Bu protsess murakkab xarakterlidir. Demak, bu jarayonda sovutgichga bajaradigan Q_1 issiqlik

$$Q_1 = Q_0 - A \quad (17.2)$$

bilan aniqlanishini o'rgandik. Bunda A-ish isitgichdan olingan Q_0 issiqlik miqdorining qanday qismini tashkil qilishini aniqlash muhimdir. (18.1) formuladan η -birga qancha yaqin bo'lsa, ya'ni A ish olingan issiqlik miqdorining qanchalik katta qismini tashkil qilsa, mashina shunchalik ko'p manfaatli bo'ladi.

Biz o'tgan mavzuda Karno siklini ko'rib, bu jarayon ikkita izoterma va ikkita adiabatadan iborat bo'lgan qaytuvchan aylanma protsess ekanligini bilgandik (18.1-rasm).

1 holat hajm V_0 , bosim P_0 va temperatura T_0 bilan xarakterlanadi. 1 mol ideal gazni ishlovchi modda sifatida olib Karno siklini o'rganamiz. Gaz 2-holatni olguncha hajm V_1 , bosim P_1 bilan izotermik ($T=\text{const}$) kengayishiga majbur qilamiz: gaz izotermik kengayishi vaqtida isitgichdan Q_0 issiqlik miqdorini oladi va $A_1 = Q_0$ ish bajaradi.

Gaz 2-hajmdan boshlab, hajmi V_2 bosim P_2 ga teng bo'lgan adiabatik kengayishi imkonini beramiz va u 3-holatga yetib keladi bu holda gazning temperaturasi T_1 gacha pasayadi.

Gaz 3-holatdan boshlab hajmi V_2 , bosim P_2 bilan xarakterlanib, o'zgaras temperatura T_1 bilan siqamiz. Bunday siqilish izotermik siqilish bo'lib, gazni hajmi V_3 va bosimi P_3 ga teng bo'lgan 4-holatni egallaydi. Bu siqilishda gaz sovutgichga Q_1 issiqlikni beradi va $A = -Q_1$ ish bajaradi. Nihoyat, gazni 4-holatdan boshlab adiabatik ravishda shunday siqishimiz, uning hajmi boshlang'ich V_0 hajmni, P_0 bosimni egallash va uning temperaturasi boshlang'ich temperaturagacha ko'tarilsin. Bunday yonish sikl Karno sikli bo'lib, uning f.i.k.

$$\eta = \frac{A}{Q_0} = \frac{Q_0 - Q_1}{Q_0} \quad (17.3)$$

orqali ifodalanadi.

Bu yerda A – to'la sikl davomida bajarilgan ish.

Q_0 – isitgichdan olingan issiqlik miqdori.

Q_1 – sovutgichga berilgan issiqlik miqdori.

Agar bu protsesda: – T_0 deb gazning (17.1)-(17.2) izotermik kengayishidagi temperaturasi. T_1 – deb gazning (17.3)-(17.4) izotermik siqilishdagi temperaturalar desa, u holda izotermik kengayishda gaz isitgichdan Q_2 issiqlik miqdorini beradi. Demak, isitgichning temperaturasi, T_0 va sovutgichning temperaturasi T_1 desak, Karno siklini f.i.k bilan xarakterlanadi:

$$\eta = \frac{T_0 - T_1}{T_0} \quad (17.4)$$

Bu Karnoning to'g'ri sikli ideal issiqlik mashinasidir. Bunday ideal issiqlik mashinasining f.i.k. η faqatgina isitgichning T_0 -temperaturasi va sovutgichning T_1 temperaturasi deb aniqlanadi.

Bu siklning o'tishi natijasiga gaz

$$A = Q_0 - Q_1 = \eta Q_0 \quad (17.5)$$

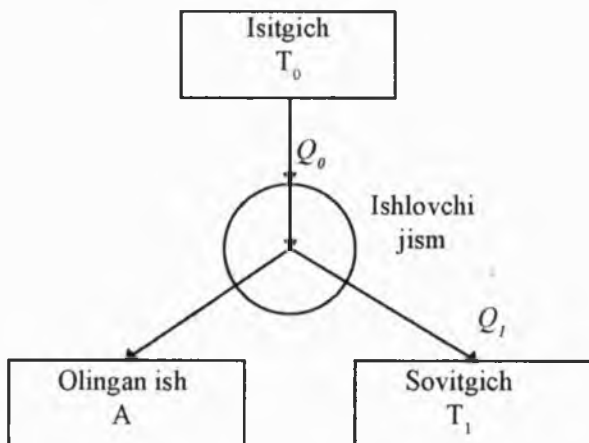
ishni bajaradi. Bu holda isitgichdan Q_0 issiqlik miqdori olingan va sovutgichga

$$Q_1 = Q_0 - A = (1 - \eta)Q_0 \quad (17.6)$$

issiqlik miqdori berilgan bo'ladi.

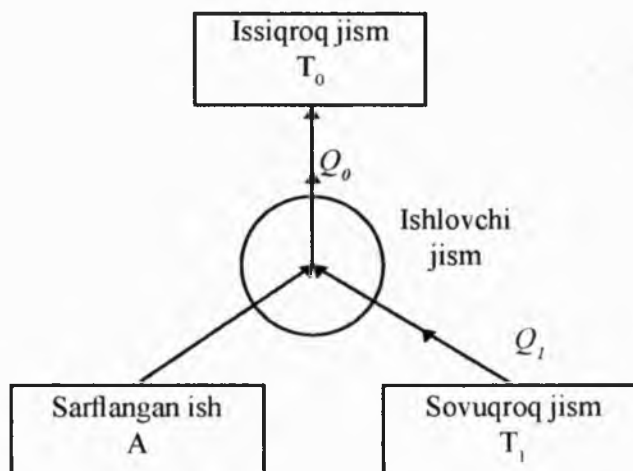
Demak, isitgichning temperaturasi T_0 qanchalik yuqori bo'lsa va sovutgichning temperaturasi T_1 qancha past bo'lsa F.I.K. shunchalik yuqori bo'ladi. Isitgichdan olingan Q_0 issiqlik miqdorining shuncha ko'p qismi ishga aylanadi va shuncha kam Q_1 issiqlik miqdori sovutgichga beriladi.

Agar sovutgichning temperaturasi $T_1=0$ bo'lsa $\eta=1$ bo'lishi mumkin. Ammo absolut 0-ni olib bo'lmaydi. Shuning uchun $\eta < 1$ da bo'ladi. Karno to'g'ri siklining (ideal issiqlik mashinasining) ishlash sxemasi quyidagicha:



17.1-rasm

Karno siklining qaytuvchanlikka nisbatan aksincha yo'nalishda amalga oshirish Karno ideal sovuqlik mashinasi bo'ladi. Uning sxemasi quyidagicha



17.2-rasm

$$\eta = \frac{1 - \eta}{\eta} \cdot A \quad (17.7)$$

Isitgichga

$$Q_0 = \frac{A}{\eta} \quad (17.8)$$

issiqlik miqdori beriladi.

Karno aks siklining (ideal sovuqlik mashinasining) ishlash sxemasi 17.2-rasmda keltirilgan. Yuqorida bayon qilingan barcha xulosalarni chiqarishda biz Karno sikli ideal gaz ustida bajarildi, deb faraz qildik. Ammo, termodinamikaning ikkinchi bosh qonumidan foydalanib, ixtiyoriy ishlovchi modda ustida bajarilgan qaytuvchan Karno siklining foydalanish koeffitsienti ideal gaz ustida bajarilgan Karno siklining foydali ish koeffitsientiga tengligini ko'rsatish mumkin.

Tayanch tushunchalar:

Issiqlik mashinalari. Foydali ish koeffitsientlari. Karno sikli. Karno teoremlari.

Mavzuga doir savollar:

1. Issiqlik mashinalari va ularning F.I.K. nima?
2. Karno sikli va uning F.I.K.ni tushuntiring.
3. Karno teoremlarini tariflang.

Karno sikli uchun keltirilgan issiqlik miqdorlarining yig'indisi noldan katta bo'la olmaydi.



18. Klauzius tengsizligi. Entropiya va ehtimollik. Entropiya va tartibsizlik

Bizga ma'lumki, qaytuvchan Karno siklini tekshirish $Q_0 - Q_1$ issiqlik miqdorining ishga aylanishi uchun temperaturasi T_0 bo'lgan isitgichdan temperaturasi T_1 bo'lgan sovutgichga uzatilishi zarur bo'lgan Q_1 issiqlik miqdorini aniqlash imkonini beradi. O'tgan mavzudan ma'lum bo'lgan

$$\frac{Q_0}{Q_1} = \frac{T_0}{T_1} \quad (18.1)$$

formuladan foydalanamiz.

Bu yerda Q_0 – ishlovchi jismga beriladigan issiqlik miqdori

Q_1 – sovutgichga berilgan yoki sovutgichdan ishchi jismga berilgan issiqlik miqdori deb belgilagan edik.

Endi esa ishlovchi isitgich tomonidan ham, sovutgich tomonidan ham berilgan issiqlik miqdorining Q bilan (ishorasiz) belgilaymiz. Agar Q_1 sovutgich tomonidan ishlovchi moddaga berilgan issiqlik miqdorini bildirsa, quyidagi tengsizlik mavjud bo'ladi: $Q_1 < 0$: bunday belgilanganda (19.1) tenglikni quyidagicha yozish mumkin.

$$\frac{Q_0}{-Q_1} = \frac{T_0}{T_1} \quad (18.2)$$

bundan
bo'lad i.

$$\frac{Q_0}{T_0} + \frac{Q_1}{T_1} = 0 \quad (18.3)$$

Bundan $\frac{Q}{T}$ nisbat keltirilgan issiqlik miqdori deyiladi va (18.2)

formula quyidagicha ta'riflanishi mumkin. Karno siklida keltirilgan issiqlik miqdorining yig'indisi nolga teng bo'ladi: ixtiyoriy Karno siklining FIK.

$$\eta = \frac{Q_0 - Q_1}{Q_0} \leq \frac{T_0 - T_1}{T_1} \quad (18.4)$$

tengsizlik o'rinli bo'ladi. Shuningdek, ixtiyoriy Karno sikli uchun

$$\frac{Q_0}{T_0} + \frac{Q_1}{T_1} \leq 0 \quad (18.5)$$

tengsizlik o'rinli bo'ladi.

Demak, Karno sikli uchun keltirilgan issiqlik miqdorlarining yig'indisi noldan katta bo'la olmaydi. Bu tengsizlik Klauzius tengsizligi deyiladi.

Har qanday aylanma protsesda keltirilgan issiqlik miqdorining yig'indisi noldan katta bo'la olmaydi; qaytuvchan protsess uchun bu yig'indi nolga teng. Protsess qaytuvchan bo'lganda yopiq, kontur

$$\sum \frac{\Delta Q}{T} \leq 0 \text{ yig'indi tengsizlik}$$

$$\oint \frac{dQ}{T} = 0 \quad (18.6)$$

integralga aylanadi. Ya'ni, bunda (18.6) to'la qaytuvchan protsessligini ifoydalaydi.

Qaytmas protsess uchun esa $\sum \frac{\Delta Q}{T} \leq 0$ yig'indi kontur

integral bilan almashtirib bo'lmaydi, chunki integrallashning P va T o'zgaruvchilari protsesning qaytmas qismlari aniq qiymatlarga ega bo'lmaydilar.

Qaytuvchan protsesda jismga berilgan keltirilgan issiqlik miqdorlarining yig'indisi protsesning qaysi yo'ldan borishiga bog'liq bo'lmaganligini ko'rsatamiz. Grafikdan A holatdan V holatga qaytuvchan ravishda o'tishdagi keltirilgan issiqlik miqdorlarining

yig'indisini ifodalovchi $\int_A^B \frac{dQ}{T}$ integral jismning dastlabki va

oxirgi holatlari bilangina aniqlanib, protsesning o'tish yo'liga bog'liq emas.

A – dan o'tilgan yo'l S_A

B – dan o'tilgan yo'l S_B

Shunga ko'ra natijaviy yo'l

$$S_B - S_A = \int_A^B \frac{dQ}{T} \quad (18.7)$$

tenglik bilan ifodalaydi.

4. Bunda $S_B - S_A$ – ayirma holatning funksiyasi bo'lgan biror S – fizik kattalikning ayirmasidir. Bu fizik kattalik entropiya deyiladi.

5. S – entropiya B va A ikki holat entropiyalarining S_B va S_A ayirmasinigina aniqlash mumkin. Yopiq sistemada protsesslar entropiyasi o'sa boradigan yo'nalishda yuz beradi. Sistemada yuz beradigan protsesslarning hammasi qaytuvchan bo'lgan xususiy holda entropiya o'zgarmay qoladi.

Qaytmas protsesslarning o'tish yo'nalishini ko'rsatadigan entropiya ham ehtimollik bilan aloqadordir. Shuning uchun Bolsmanning ko'rsatishicha, S entropiya holat ehtimolligimining logarifmiga proporsionaldir.

$$S = k m W \quad (18.8)$$

Bu yerda W-beradigan holatning ehtimolligi $k = 1,38 \cdot 10^{23} \frac{J}{k}$

Bolsman doimiysi $k m W = R m \frac{V}{V'}$, gaz izotermik kengaysa

$V' = V_1$, $V' = V_2$ bo'lib, $A = RT m \frac{V_2}{V_1}$ ish formulasiga teng bo'ladi.

$$|\Delta S| = |S_2 - S_1| = k m \frac{W_1}{W_2} = k m \frac{V_2}{V_1}; \quad \Delta S = \frac{A}{T}; \quad A = \Delta Q \text{ bo'lganda}$$

$dQ = dU + dA$ bilan ifodalanadi.

$$\Delta S = \frac{\Delta Q}{T} \quad (18.9)$$

(9) tenglikdan $dS = \frac{dQ}{T}$ bo'lib, $dQ = TdS$ yoki $TdS = dU + dA$

$$du = TdS - dA \quad (18.10)$$

bundan

$$dA = -d(U - TS) \quad (18.11)$$

$T = \text{const}$ bo'lgani uchun $SdT = 0$ va (18.11) tenglikdan

$$F = U - TS \quad (18.12)$$

bilan belgilasak, bunga erkin energiya, ya'ni mexanik ish bajarishi mumkin bo'lgan energiyani aniqlash formulasi deyiladi.

1-misol. 100 g suv $t_1 = 15^\circ\text{C}$ dan $t_2 = 0^\circ\text{C}$ gacha sovutilganda entropiya o'zgarishi topilsin. Bizga ma'lumki entropiya o'zgarishi

$$S_B - S_A = \int_A^B \frac{dQ}{T} \quad (18.13)$$

suv isiganda hajmning o'zgarishini juda ham kichik deb hisoblasak

$$dQ = m C dT$$

Bu yerda m – suvning massasi

S – uning solishtirma issiqlik sig'imi suv uchun $C = \text{const}$ desak

$$S_2 - S_1 = mC \int_{T_1}^{T_2} \frac{dT}{T} = mC_m \frac{T_2}{T_1}$$

$$m=100 \text{ g}, S=1\text{kal/g-grad}, T_2=273\text{K}, T_1=288\text{K}$$

$$S_2 - S_1 = 100 \cdot 1m \frac{273}{288} \text{ kal / grad} = -5,1\text{kal / grad} .$$

Tayanch tushunchalar:

Klauzius tengsizligining mohiyati. Qaytuvchan protsess. Entropiyaning fizik mohiyati. Qaytuvchan va qaytmas protsesslarda entropiya. Entropiya sistemasining holat ehtimolligiga bog'langanligi.

Mavzuga doir savollar:

1. Klauzius tengsizligining mohiyatini tushuntiring?
2. Qaytuvchan protsesni *siz* qanday tushunasiz?
3. Entropiyani fizik mohiyatini tushuntiring?
4. Qaytuvchan va qaytmas protsesslarda entropiya?
5. Entropiya sistemasining holat ehtimolligiga qanday bog'langan?

VII BO‘LIM. REAL GAZLAR

Molekulalarning o‘lchamlari molekular orasidagi o‘rtacha masofaga nisbatan nazarga olmasa bo‘ladigan darajada kichik deb hisoblanadi.



19. Molekulalararo o‘zaro ta’sir kuchlari. Eksperimental izotermalar. Real gazning holat tenglamasi. Van-Der-Vaals tenglamasi.

Van-Der-Vaals izotermalari. Kritik holat

Biz ideal gaz molekular-kinetik nazariyasini o‘rganganimizda gaz zarralarini (molekulalarini) elastik sharlarga o‘xshagan va tartibsiz harakatlanuvchi molekulalardan iborat deb hisoblagan edik. Molekulalar orasidagi kuchlar faqat ular bir-biriga urilgandagina ta’sir qiladi va bu kuchlar itarishish elastik kuchlardir.

Molekulalarning o‘lchamlari molekular orasidagi o‘rtacha masofaga nisbatan nazarga olmasa bo‘ladigan darajada kichik deb hisoblanadi.

Bu model ideal gaz Boyle-Mariott, Gey-Lyussak qonunlariga aniq bo‘ysunadigan gazga mos keladi, ammo, biz aytib o‘tganimizdek real gazlar bu qonunlarga faqat taqriban bo‘ysunadi. Yuqori bosimlarda hamma gazlar ham Boyle-Mariott qonuniga bo‘ysunmay qo‘yadi.

Molekulalarni sharlar deb hisoblar ekanmiz, ularning radiuslari 10^{-8} sm chamasidagi kattaliklar deb olishimiz kerak. Bunda bir dona molekulaning hajmi:

$$V = \frac{4}{3}\pi r^3 \approx 4 \cdot 10^{-24} \text{ sm}^3$$

Normal sharoitdagi 1 sm^3 gazda $n_0 = 3 \times 10^{19}$ dona molekula bor. Demak, 1 sm^3 hajmda bo‘lgan barcha molekulalarning jami hajmi

$$V^1 = n_0 V \approx 10^{-4} \text{ sm}^3 \text{ ga teng.}$$

Ya'ni, $1 \text{ atm} = 10^5 \text{ N/m}^2 = 1 \text{ pa}$ bosim va 0°C temperaturadagi gaz molekulalarining hajmi gaz hajmining taxminan o'n mingdan bir qisminigina egallar ekan. Agar bosim oshib borsa gaz Boyle-Mariott qonuniga bo'yso'nmaydi ya'ni gazlarni xossalari ideal gaz xossalariidan chetlashishiga olib keladi.

Chunki, birinchidan, gaz molekulalari o'zining ma'lum o'lchamlariga ega bo'lishi, ikkinchidan, molekulalar orasidagi o'zaro ta'sir kuchlarining elastik sharlardagi o'zaro ta'sir kuchlariga qaraganda ancha murakkab bo'lishidir. Bu ikki sababni 1873-yilda gollandiyalik fizik Van-Der-Vaals nazarda tutgan. Birinchi sabab molekulalarning o'lchami birligidir. Molekulalarning erkin harakatlalinishi uchun hajmi V dan biror B kattalikka qadar kichikdir, ya'ni $V_0 - V - \epsilon$. Ideal gazning 1 moli uchun

$$PV_0 = RT \quad (19.1)$$

teng edi. Agar molekulalarni o'lchamlarini hisobga olsak,

$$P(V_0 - \epsilon) = RT \quad (19.2)$$

tenglik o'rinli bo'ladi.

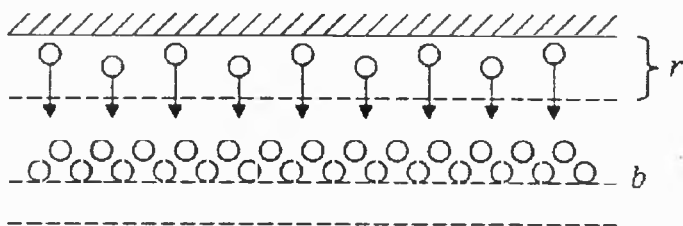
(19.1) tenglamadan, $P \rightarrow \infty$ bo'lganda gazning hajmi $V_0 \rightarrow \infty$ intiladi. Ammo bunday bo'lishi mumkin emas. Gaz molekulalar orasidagi bo'sh fazoning kamayishi hisobiga siqiladi. (19.2) formulaga ko'ra $P \rightarrow \infty$ bo'lganda, gazning hajmi $V_0 - \epsilon$ ga teng bo'lishiga intiladi.

Ikkinchi sababli molekulalar orasida o'zaro ta'sir kuchlarining mavjudligi, bir-biridan ma'lum uzooqlikda turgan molekulalarning o'zaro tortilishlariga olib keladi. Bu tortilish kuchlari molekulalar orasidagi masofa juda kichik bo'lgandagina yanada kuchliroq bo'lgan itarishish kuchlari bilan atashadi. Molekulalar orasidagi tortirish kuchlari ta'sirida gaz go'yo unga idish devorlari ko'rsatayotgan tashqi R bosimdan ko'ra kattaroq P^i bosim ta'sir etayotgandek, Boyle-Mariott qonunidan kelib chiqadigan hajmga

qaraganda kichikroq bo'lgan V hajmni egallaydi. Shunday qilib, (19.2) tenglikda tashqi P bosimni $P^1 = P + P_i$ kattalik bilan almashtirish kerak, buning natijasida

$$(P = P_i)(V_0 - \sigma) = RT \quad (19.3)$$

tenglik hosil bo'ladi. P_i bosim gazning ichki bosim deyiladi. Gaz joylashgan A idishda molekullarning o'zaro ta'sirini quyidagicha (19.1-rasm) ko'rsatish mumkin.



19.1-rasm

Devor yaqinidagi molekullar r masofada turgan molekullar a va b qatlamdagi molekullarga ta'sir qiladi desak va bu qatlamning hajmi birligidagi molekullar soni n_0 ga proporsional bo'ladi. Natijada, devor yaqinidagi molekullarga ta'sir qilayotgan va gazning ichiga qarab yo'nalgan kuchlar n_0^2 ga proporsionaldir.

Mana shu kuchning devor izi birligiga to'g'ri keladigan miqdori ichki bosim P_i ni bildiradi. Ichki bosim P_i ning qiymati o'zaro ta'sir qilayotgan molekullarning tabiatiga ham bog'liqdir.

Bundan:

$$P_i = a^1 n_0^2 \quad (19.4)$$

Bu yerda a^1 – molekullarning xiliga bog'liq bo'lgan o'zgarmas kattalik.

$n_0 = \frac{N}{V_0}$ bo'lgani uchun (N – Avagadro soni, V_0 – bir mol gazning hajmi) P_i ning ifodasini quyidagicha yozish mumkin.

$$P_i = \frac{a^1 N^2}{V_0^2} \quad (19.5)$$

yoki $a^1 N^2 = a$ desak,

$$P_i = \frac{a}{V_0^2} \quad (19.6)$$

ga teng bo'ladi. (19.6) chi (19.3) ifodaga qo'ysak 1 gaz uchun Van-Der-Vaals tenglamasini hosil qilamiz.

$$\left(P + \frac{a}{V_0^2} \right) (V_0 - \epsilon) = RT \quad (19.7)$$

Bu yerda, a va ϵ lar bosimga va hajmga kiritilgan tuzatmalar bo'lib, berilgan gaz uchun aniq qiymatlarga ega bo'ladi. R – katolik gaz doimiysi,

$$R = 8,31 \cdot 10^7 \text{ kal / grad} \cdot \text{mol} = \frac{8,31 \cdot 10^7}{4,19 \cdot 10^7} = 1,9858 \text{ kal / grad} \cdot \text{mol} \approx \text{kal / grad} \cdot \text{mol}$$

Bu yerda,

$$R = 8,31 \cdot 10^3 \text{ J/K} \cdot \text{kmol}$$

Van-Der-Vaals tenglamasining fizik mohiyati shundan iboratki, agar gazning molar hajmi V_0 juda katta bo'lganda b-tuzatma V_0 ga nisbatan, a/V_0^2 – esa P ga nisbatan juda kichik bo'lganligi uchun ularni hisobga olmaslik ham mumkin. U holatda Van-Der-Vaals tenglamasi (19.1) tenglama

$$PV_0 = RT \text{ shaklini oladi.}$$

Demak, Mendeleyev-Klapeyron formulasining taqribiy ekanligi yaqqol ko'rinadi. Kichik P bosimlarda katta V_0 hajmlar sohasidagi haqiqatga yaqinroq bo'ladi. Bosim P katta bo'lganda esa, a va v tuzatmalar e'tiborga olinishi kerak.

Ya'ni, Van-Der-Vaals (19.7) formulasidan foydalaniladi. Van-Der-Vaals formulasi ham absolut aniq formula emas, ammo u

Mendeleyev-Klapeyron formulasiga qaraganda haqiqatga ancha yaqindir.

Van-Der-Vaals formulasi (19.7) ni m massali gaz uchun ifodalaydigan bo'lsa u holda uning hajmini V belgilaymiz. Berilgan temperatura va bosimda

$$V = \frac{m}{\mu} V_0 \quad (19.8)$$

bo'ladi, bunda μ – gazning molekular og'irligidir.

$$\left(P + \frac{a}{V_0^2} \right) (V_0 - \epsilon) = RT$$

Van-Der-Vaals tenglamasidagi V_0 o'rmiga uning (19.8) tenglik asosidagi qiymatini qo'yamiz, u holda

$$\left(P + \frac{m^2}{\mu^2} \cdot \frac{a}{V_0^2} \right) \left(V - \frac{m}{\mu} \epsilon \right) = \frac{m}{\mu} RT \quad (19.9)$$

ko'rinishini oladi. Bu formulaga m massali gaz uchun Van-Der-Vaals tenglamasi deyiladi. Van-Der-Vaals tenglamasidagi v hajmga kiritilgan tuzatma hisoblashlarda

$$b = \frac{\sqrt{2}}{2} \pi \sigma^3 N \quad (19.10)$$

deb belgilab olinadi, $\sigma = 2r$ masofa. Shuningdek, bir dona molekula-ning hajmi

$$V = \frac{4}{3} \pi r^3 = \frac{1}{6} \pi \sigma^3 \quad (19.11)$$

ekanligini e'tiborga olsak, u holda (19.10) formula quyidagi ko'rinishni oladi.

$$b = 3\sqrt{2} \cdot VN \approx 4VN \quad (19.12)$$

Bu yerda $V \times N$ – bir mol gazda barcha molekularning hajmini

ifodalagani uchun, molekular hajmi uchun Van-Der-Vaals kiritgan b tuzatma molekularning o'z hajmidan taxminan 4 marta kattadir.

Van-Der Vaalsning ikkinchi a tuzatmasi molekularlar o'zaro ta'sir kuchlarning xarakteriga bog'liqdir. Van-Der-Vaals tenglamasi:

$$\left(P + \frac{a}{V_0^2}\right)(V_0 - b) = RT$$

V_0 ga nisbatan uchinchi darajali algebrik tenglamadir. Shuning uchun u P va T ning qiymatlarga qarab, molekular hajm V_0 ning bitta yoki uchta har xil qiymatlarini beradi. T ning har xil qiymatlari uchun yozilgan Van-Der-Vaals tenglamasi asosida P va V_0 ga bog'lanish grafigini chizsak, bir qator izotermalarga ega bo'lamiz.

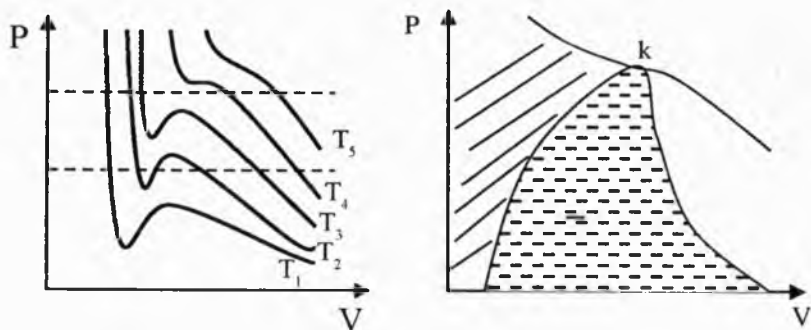
$$PV^3 - (bP + RT)V^2 + aV - ab = 0 \quad (19.13)$$

Buning har ikkala tomonini P ga bo'lib, quyidagicha yozish mumkin.

$$V^3 - \left(b + \frac{RT}{P}\right)V^2 + \frac{a}{P}V - \frac{ab}{P} = 0 \quad (19.14)$$

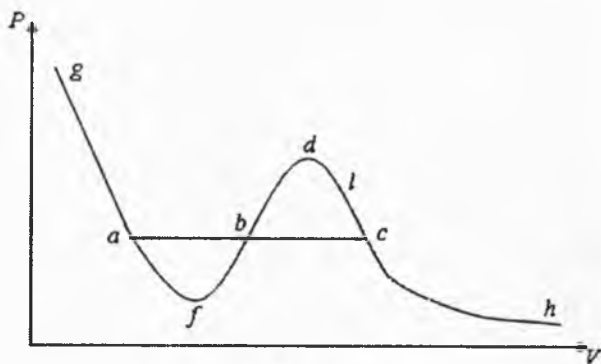
Bu V hajmga nisbatan 3-darajali tenglama bo'lib, uning uchta ildizi bor. Uning hammasi haqiqiy yoki ulardan ikkitasi mavhum va bittasi haqiqiy bo'lishi mumkin. Van-Der-Vaals tenglamasi-ning mavhum ildizlari fizikaviy ma'noga ega emas. Shuning uchun ularga qaramaymiz. Van-Der-Vaals tenglamasi ildizlarning fizikaviy ma'nosini aniqlash uchun (19.1) tenglamaga tegishli izotermalarni, ya'ni o'zgarmas temperaturada P bosimning V (molar hajmga bog'lanishini qarash va ularni tajriba ma'lumotlarda olingan izotermalar bilan solishtirish kerak.

Bizga ma'lumki, ideal gazning izotermasi giperbola edi, undan farqli ravishda (19.1) tenglamaga tegishli bo'lgan izoterma quyidagicha ko'rinishda bo'ladi. Biz uni Van-Der-Vaals izotermasi deb ataymiz:



19.2-rasm

Bu izotermada bosimning bitta P_1 qiymatiga molar hajmining V_1 , V_2 va V_3 qiymatlari mos keladi. Grafikning maksimal holatiga suyuq hamda bundan V_1 va V_3 holatlarga gazsimon holat mos keladi. Endi hajmi V_2 bo'lgan uchinchi holatining ma'nosini aniqlash kerak bo'ladi. Van-Der-Vaals izotermalari bilan tajribada olingan izotermalar orasida katta farq bor. Bu farqni 19.3-rasmda ko'rsatish mumkin. 19.3-rasmda tutash chiziqlar bilan tajribada olingan izotermalar punktir chiziqlar bilan esa Van-Der-Vaals izotermasi keltirilgan.



19.3-rasm

Rasmdan ko‘rinib turibdiki, to‘g‘ri chiziqli gorizontal a va b qismi o‘rniga Van-Der-Vaals izotermada bu soha maksimum va minimumli xarakterli gajak ko‘rinishda bo‘ladi. Shuni aytish kerakki, tajribadan olingan izoterma grafikadan ad ba ch lar Van-Der-Vaals tenglamasiga kuzatilmas ekan, chunki bu qismiga bosimning hajmga odatdan tashqari bog‘lanishi mos keladi, bosim ortishi bilan hajm kamaymaydi, balki ortadi.

Cd – qism moddaning gaz holatiga mos keladi.

af – qism ad tarmoqning davomi hisoblanadi va ko‘pincha moddaning bu holatiga o‘ta qizigan suyuqlik deyiladi. O‘ta qizigan suyuqlik deb ochlq idishda qaynash temperaturasidan yuqori temperaturagacha qizdirilgan, biroq qaynamayotgan suyuqlikka aytiladi. Bunda suyuqlik erkin bo‘lganda uning massasi o‘zgaradi. Ammo bizni yopiq idishdagi aniq massali suyuqlik yoki gazning tabiati qiziqtiradi.

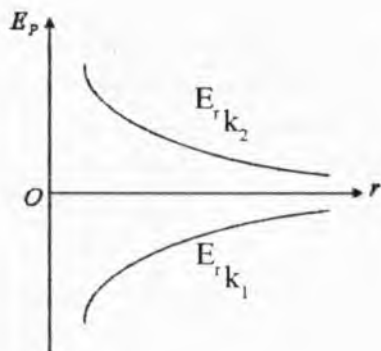
Rasmdagi Cd va af qismlarga mos keluvchi holatlar va fb ga metastabil holatlar deb ataladi.

Shunga asosan, Van-Der-Vaals izotermalari bilan tajribadan olingan izoterma orasidagi farqni tushuntirish mumkin bo‘ladi. Holat tenglamasining V_3 ildiziga mos keluvchi holatlar nostabil va metastabil bo‘lganliklari tufayli tajribada kuzatilmaydi. Ikkita A va B molekula orasidagi masofani r bilan beglilaymiz. Ularni tortishish kuchi f_1 manfiy, itarish kuchini f_2 musbat deymiz.

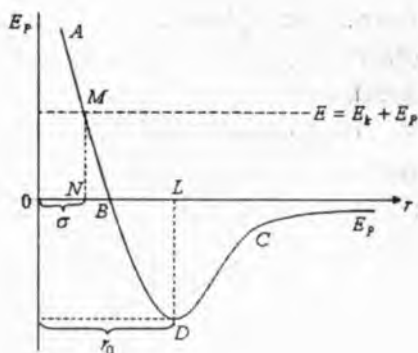
Bu kuchlar mos ravishda o‘zaro tortishadigan molekulalarning E_p va o‘zaro itarishadigan E_p potensial energiyalarni hosil qiladi (19.4-rasm). Shuningdek, 19.5-rasmda ifodalanganidek, real gazlarda molekulalarni o‘zaro ta’siri ular bir-biriga tegmasdanoq, ya’ni r_0 masofadan ta’sirlanadi.

f_1 va f_2 kuchlarga E_{p_1} va E_{p_2} potensial energiyalar mos keladi.

$$E_{p_1} = -\frac{C'}{r^{k_1}}; \quad E_{p_2} = -\frac{C''}{r^{k_2}}; \quad k_1 = \chi_1 - 1; \quad k_2 = \chi_2 - 1$$



19.4-rasm



19.5-rasm

19.5-rasmdan A – molekulani qo‘zg‘almas deb, B – molekulani A molekulaga nisbatan harakatlanadi deyimiz. L nuqtada $E_k = E - E_p$ Van-Der-Waals tenglamasining ahamiyati shundaki, bu moddaning faqatgina ikkita suyuq va gazsimon fizikasi mavjudligini tavsiflash bilan cheklanmaydi. U kritik temperatura va kritik holatining ham muhim faktlaridan bevosita kelib chiqadi.

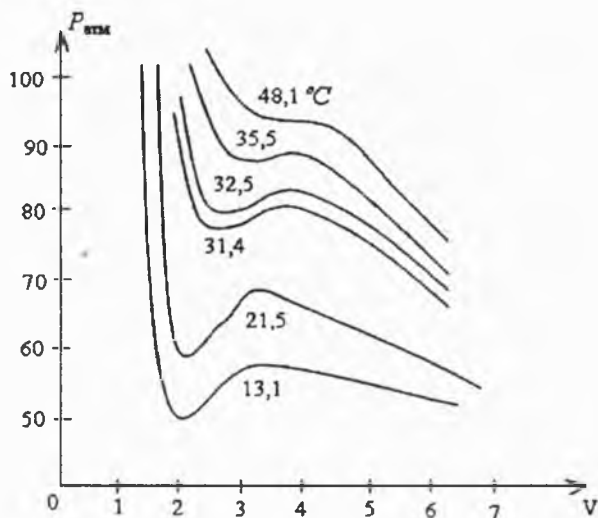
Temperatura o‘zgarganda bu izotermalarning qanday o‘zgarishini ko‘raylik. P – V grafikda Karbon oksidiga tegishli izotermalar berilgan (20.6-rasm). Bu izotermalar a va b ning qiymatlari tajribadan olingan:

$$a = 3,6 \cdot 10^{-6} \text{ atm} \cdot \text{m}^6 / \text{mol}$$

$$b = 42,8 \cdot 10^{-6} \text{ m}^3 / \text{mol}$$

qiymatlari uchun hisoblangan.

Bu konstantalarning eksperimental ravishda qanday aniqlanishi grafikda keltirilgan. 20.6-rasmdagi egri chiziqlardan temperatura ko‘tarilgan sari izotermalarning yuqoriroq joylashishi ko‘rinib turibdi. Ammo shunday temperaturada ($31,4^\circ\text{C}$ da) izotermaning maksimum va minimum birlashib $V = 0,94 \cdot 10^{-4} \text{ m}^3 / \text{mol}$ va $P = 73 \text{ atm}$ qiymatlarda karbonat angidridi (CO_2) ning eksperimental izotermalari buriilish nuqtasiga aylanadi.



19.6-rasm

Demak, temperatura ko'tarilgan sari hajmning bosimning ayni bir qiymatiga mos keluvchi uchta qiymati orasidagi farq tobora kamayib boradi, ya'ni Van-Der-Vaals tenglamasining uchta ildizi orasidagi farq kamayadi.

Karbonat angidrid (CO_2) ning eksperimental izotermalari

$$P_k = \frac{a}{27b^2}, \quad V_k = 3b, \quad T_k = \frac{8a}{27Rb}$$

Kritik nuqtada moddaning siqiluvchanligi cheksizlikka teng bo'lishini aytish kerak. Bunda gazning siqiluvchan holati

$$\chi = \frac{1}{V} \cdot \frac{\partial V}{\partial P}$$

formula bilan xarakterlanadi. Biroq kritik nuqtada $\frac{\partial P}{\partial V} = 0$ bo'lgani uchun $\frac{\partial V}{\partial P} = \infty$, binobarin, χ ham ∞ ga teng bo'ladi.

Van-Der-Vaals izotermalari gazning xossalarini ideal **gaz** izotermasiga qaraganda aniqroq aks ettiribgina qolmay, gazlarning suyulish protsessini, shuningdek, issiqlikning T_k kritik temperatura va bu temperaturaga mos keluvchi qolgan ikki kritik parametr – V_k kritik hajm va P_k kritik bosimning qiymatlarini hisoblash qiyin emas.

Haqiqatdan ham, Van-Der-Vaals tenglamasi (19.10) ning chap qismi, ya'ni quyidagi

$$V^3 - \left(b + \frac{RT_k}{P_k} \right) V^2 + \frac{a}{P_k} V - \frac{ab}{P_k}$$

ifoda $T=T_k$ va $P=P_k$ qiymatlarda aniq kub bo'ladi va uni quyidagicha ifodalash mumkin:

$$V^3 - \left(b + \frac{RT_k}{P_k} \right) V^2 + \frac{a}{P_k} V - \frac{ab}{P_k} = V^3 - 3V_k V^2 + 3V_k V - V_k^3 \quad (19.11)$$

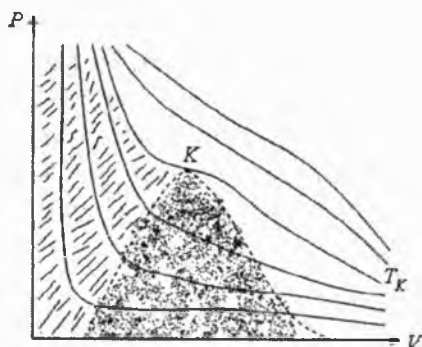
Bu tenglik ayni ravishda bajarilishi uchun V ning birday darajalarining koeffitsientlari tenglamaning ikki tomonida o'zaro teng bo'lishi kerak:

$$b + \frac{RT_k}{P_k} = 3V_k, \quad \frac{a}{P_k} = 3V_k^2, \quad \frac{ab}{P_k} = V_k^3$$

Bu tenglamalar sistemasini yechib, kritik parametrlarning a va b konstantalar orqali ifodalangan qiymatlarini olamiz: juda kam siquvchanlik xossasi aks ettiriladi.

Van-der-Vaals izotermalari orasidagi burilishlari bor bo'lgan izotermalarni urilishlari bo'lmagan izotermalardan ajratib turuvchi bir izoterma bor. Bu izoterma kritik deyiladi, bunga mos bo'lgan temperatura T_k esa kritik temperatura deyiladi. Kritik izotermada burilishlar sohasi o'rnida faqat K burilish nuqtasigina bo'ladi. K nuqta kritik nuqta deyiladi. Unga mos bo'lgan V_k va P_k bosim esa kritik hajm va kritik bosim deyiladi.

Kritik temperatura tushunchasi dastlab D.I. Mendeleyev tomonidan 1861-yilda kiritilgan. 19.7-rasmda quyidagicha xulosaga keladi:



19.7-rasm.

1. Kritik temperatura T_k yuqori temperaturada faqat modda holatdagina mavjud bo'la oladi. T -temperaturasi kritik temperatura T_k dan yuqori bo'lgan gazni siqish bilan suyuq holatga o'tkazib bo'lmaydi. Kritik temperaturadan past temperaturalarda modda bosimga qarab gazsimon holatda yoki bir vaqtning o'zida ikki faza: suyuqlik va to'yingan bug' holatlarida mavjud bo'lishi mumkin.

2. To'yingan bug'ning elastikligi P_0 shu berilgan moddaning kritik bosimi P_k dan katta qiymatga ega bo'la olmaydi.

3. Moddaning suyuq holatdagi hajmi berilgan miqdor moddaning kritik hajmidan katta qiymatlariga ega bo'la olmaydi. Ko'pchilik suyuqliklarning va ular aralashmalarining kritik temperaturalarining M.P. Avenarius va uning shogirdlari A.I. Nadejdin, V.I. Zayoicheveskiy va boshqalar tekshirdilar. Jumladan A.I. Nadejdin 1885-yilda suvning kritik temperaturasini (374°C) birinchi bo'lib aniqlanadi. Mashhur rus fizigi A.G. Stoletov ham moddaning kritik massasi bilan shug'ullangan. U mavjud eksperimental materiallarni analiz qiladi va ularni nazariy ma'lumotlar bilan batafsil solishtirib chiqdi.

Tayanch tushunchalar:

Real gaz. Van-Der-Vaals tenglamasining fizik mohiyati. Van-Der-Vaals izotermalari. Kritik holatlar.

Mavzuga doir savollar:

1. Molekulalararo o'zaro ta'sir kuchlari mohiyatini tushuntiring.
2. Eksperimental izotermalarni izohlang.
3. Real gaz deb nimaga aytiladi.
4. Van-Der-Vaals tenglamasining fizik mohiyatini aytib bering.
5. Van-Der-Vaals izotermalarini tushuntiring.
6. Kritik holatlarni tariflang.

Sovitgich mashinada issiqlik sovuq jismdan olib, issiqroq jismga berilishini eslaylik.



20. Real gazning ichki energiyasi Joule-Tomson effekti

1. Bizga ma'lumki, ideal gazning U – ichki energiyasi uning molekulalari harakatining $\Sigma_k = \Sigma \overline{\omega}_k$ kinetik energiyasidan iborat. Bu energiya berilgan gazning hajmiga ham, bosimiga ham bog'liq bo'lmay, faqat uning T – temperaturasi bilan aniqlanadi.

Bir mol ideal gaz uchun $U = E_k = C_V T$ bunda C_V – o'zgarmas hajmdagi molar issiqlik sig'imidir.

Real gazda molekulalar orasidagi o'zaro ta'sir kuchlari katta ahamiyatga egaligini bilamiz. Shuning uchun real gazning ichki energiyasi uning molekulalar harakatining kinetik energiyasi bilan molekulalarning o'zaro ta'sir potensial energiyasining yig'indisidan iborat bo'ladi.

$$U = E_k + E_p \quad (20.1)$$

Molekulalarning o'zaro ta'sir potensial energiyasi ular orasidagi o'rtacha masofaga bog'liq, shuning uchun E_p gazning hajmiga bog'liq bo'lishi kerak.

Atrofdagi jismlar bilan energiya almashmagani holda gazning hajmi o'zgarsa, uning ichki energiyasi zaxirasi o'zgarmaydi va bu

holda (1) tenglamadan

$$\Delta E_p = -\Delta E_k \quad (20.2)$$

kelib chiqadi.

2. Ma'lumki, o'zgarmas hajmdagi issiqlik sig'im real gaz uchun ham faqat molekulalar harakatining kinetik energiyasi bilan aniqlanganligi sababli bu holda ham $E_k = C_v T$ ga teng bo'ladi.

$$\Delta E_p = -C_v \cdot \Delta T \quad (20.3)$$

tengligini olamiz.

Demak, bunda atrofdagi jismlar bilan issiqlik almashinmay va tashqi ish bajarmay, real gazning hajmi o'zgarmay uning temperaturasi ham o'zgaradi. Buni birinchi bo'lib ingliz fizigi Joul 1887-yilda kuzatadi.

3. Joul C – jo'mrakka ega bo'lgan naycha bilan tutashtirilgan ikki A va B idishiarni suvli kalorimetrga joylashtirgan. B idishning havosi so'rib olingan bo'lib, A idishdagi havo ma'lum P bosimga ega. C – jo'mrak ochilganda A idishdagi havo B-idishga oqib chiqib, tashqi ish bajarmagani holda kengayadi.

Joul bu tajribada kelometrning temperaturasi o'zgarmaganini payqagan. Shunga asosan, u ichki energiyasi o'zgarmaydi degan xulosaga chiqardi. 1888-yilda Joul shu tajribani Tomson bilan birgalikda yanada sezgirroq boshqa variantda takrorlaydi. A va B idishlarni tutashtiruvchi naychaga g'ovak tiqin C ni joylashtiradi. Naycha issiqlik o'tkazmaydigan modda bilan o'ralgan. A va B idishlardagi gazning P_1 va P bosimi o'zgarmas hoida saqlab turiladi. Gaz nay idishdagi tiqin orqali bosimi katta idishdan bosimi kichik idishga oqadi. Tiqinning ikkala tomoniga sezgir termometrlar qo'yiladi. Bu vaqtda har ikkala termometr ko'rsatayotgan termometrlar orasidagi ozgina farq borligi ko'ringan. Tiqinning gaz kengayayotgan tomonidagi temperatura ko'pchilik gazlar uchun biroz pastroq bo'lgan vodorod uchun temperaturaning o'zgarishi aksincha bo'lib chiqdi. Vodorod kengayayotganda isigan gazning hajmi (issiqlik

almashinmay) kengayganida, uning temperaturasi o'zgarishdan iborat bo'lgan mana shu effekt Joule-Tomson effekti deyiladi.

Bu hodisa real gaz xossalari ideal gaz xossalari bilan farq qilishining natijasidir. Gaz kengayishi natijasida sovishdan iborat bo'lgan effektga Joule-Tomson musbat effekti deyiladi. Gaz kengayishi natijasida isisa, bunday effektga Joule-Tomson manfiy effekti deyiladi.

Keyinchalik Joule-Tomson effektining ishorasi Van-Der-Vaals tenglamasidagi a va b tuzatmalardan qaysi birining roli kattaroq bo'lishiga bog'liq ekanligida aniqlanadi. Joule-Tomson effekti bilan Van-der-Vaalsning

$$\left(P + \frac{a}{V_0^2}\right)(V_0 - b) = RT \quad (20.4)$$

tenglamadagi a va b tuzatmalar orasidagi bog'lanishni aniqlash uchun potensial egri chiziqlardan foydalanish mumkin.

Ma'lumki, molekullarning o'zaro ta'sir kuchlari O ga teng bo'ladigan ideal gazlarda Joule-Tomson effekti bo'lmaydi. Joule-Tomson effekti miqdoriy jihatdan Joule-Tomson differensial koefitsienti deb ataluvchi μ bilan xarakterlanadi. Ya'ni,

$$\mu = \frac{\Delta T}{\Delta P} \quad (20.5)$$

Agar $\Delta P < 0$ va $\Delta T < 0$ bo'lganda, μ – musbat $\Delta P > 0$ va $\Delta T > 0$ bo'lsa μ – manfiy ekanini bildiradi. Joule-Tomson protsess qaytmas protsessdir, Demak, bu protsesda entropiya ortadi, $dS > 0$ Joule-Tomson koefitsientini hisoblaymiz. $d(U + PV) = 0$ tenglamadan

$$d(U + PV) = dU + PdV + VdP = 0 \quad (20.6)$$

Ammo $dU = PdV = TdS$ ekanligini e'tiborga olsak,

$$TdS = VdP = 0 \quad (20.7)$$

Entropiyaning dS o'zgarishini dT o'zgarishi va bosimning dP o'zgarishi orqali ifodalasak,

$$dS = \frac{C_p dT}{T} - \left(\frac{\partial V}{\partial T} \right)_P dP \quad (20.8)$$

teng edi. (21.8) formulani (21.7) qo'yamiz.

$$C_p dT - T \left(\frac{\partial V}{\partial T} \right)_P dP + v dP = 0 \quad (20.9)$$

Bundan Joule-Tomson koeffitsientining quyidagi ifodasini olamiz:

$$\mu = \frac{dT}{dP} = \frac{T \left(\frac{\partial V}{\partial T} \right)_P - V}{C_p} = - \frac{V}{C_p} (\alpha T - 1) \quad (20.10)$$

Bu yerda $\alpha = \frac{1}{V} \left(\frac{\partial V}{\partial T} \right)_P$ gazning kengayish koeffitsienti Joule-

Tomson koeffitsienti o'zining ishorasini o'zgartiradi. Bu T_i – temperatura inversiya temperaturasi deyiladi.

4. Yuqorida aytilgandek, Joule-Tomson effekti qaytmas protsessdir. Issiqlik mashinasining f.i.k. to'g'risida aytilgan fikrlar hammasi sovitish apparatlariga ham tengligidir, chunki ularni issiqlik dvigatellariga teskari qurilmalar deb tushinish mumkin.

Sovitgich mashinada issiqlik sovuq jismdan olib, issiqroq jismga berilishini eslaylik. Bunda mexanik ish bajariladi, yana shu ish hisobidan sovuq jismdan issiq jismga issiqlik uzatiladi. Bunda protsess o'zidan bajarilmasligini bilamiz. Sovitgich mashinasining f.i.k. sifatida sovitilayotgan jismdan olingan Q issiqlik miqdorining bunda sarf qilingan A ishga nisbatini olish kerak:

$$\varepsilon = \frac{Q}{A} \quad (20.11)$$

Sovituvchi apparatlarga qo'llanilganda bu koeffitsient sovitish koeffitsienti deb yuritiladi. Karno sikli bo'yicha ishlaydigan sovutgich mashina uchun sovitish koeffitsienti

$$\varepsilon = \frac{T_1}{T_2 - T_1} \quad (20.12)$$

teng bo'lad, T_1 – sovutilayotgan jismning temperaturasi T_2 – issiqlik uzatilayotgan jismning temperaturasi. Sovitish koeffitsienti, albatta birdan katta ham bo'lishi mumkm.

Texnikada gazlar (havo) ni suyultirish uchun ishiatiladigan tarixiy birinchi mashinalar Linde va Gempsonlar tomonidan 1985-yil yaratilgan. Ular gazlarni kritik temperaturadan past temperaturagacha sovitish va suyultirish uchun drossellash metodidan foydalanganlar.

1902-yilda Klod birinchi marta detanderli mashinalar ishlab chiqib, unda havoni suyultirdi. P.L. Kapisa Klod mashinasidan foydalanib porshenli detanderturbinaga, ya'ni turbodetander-ga almashtirildi va unda 77,32K temperaturada suyuq azot va 90,12 K – temperaturada suyuq kislorod olinadi.

Tayanch tushunchalar:

Real gazning ichki energiyasi. Molekulalarning harakat kinetik energiyasi. O'zgarmas hajmdagi issiqlik sig'imi. Joule-Tomson effekti. Gazlarni suyultirish.

Mavzuga doir savollar:

1. Real gazning ichki energiyasini tushuntiring.
2. Molekulalarning harakat kinetik energiyasi va o'zgarmas hajmdagi issiqlik sig'im orasidagi bog'lanishni tushuntiring.
3. Joule-Tomson effektining mohiyati nimadan iborat.
4. Gazlarning suyultirish jarayonini ta'riflang.

VIII BO'LIM. SUYUQLIKLARNING XOSSALARI

Moddaning suyuq holati uning gazsimon hamda qattiq holatlari orasidagi oraliq holat bo'ladi.

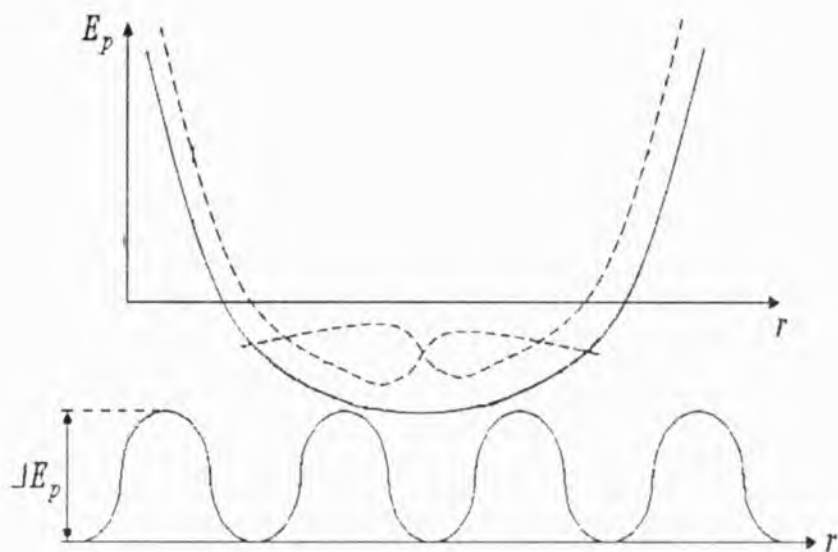


21. Suyuqliklarning tuzilishi ikki muhit chegarasidagi muvozanat shartlari. Sirt taranglik suyuqliklarning egri sirtida yuzaga keluvchi kuchlar

Moddaning suyuq holati uning gazsimon hamda qattiq holatlari orasidagi oraliq holat bo'ladi. Van-der-Vaals tenglamasi moddaning faqat gazsimon holatini tushuntiribgina qolmay, suyuq holatining ba'zi xossalarini ham ifodalaydi. Shu bilan birga Van-der-Vaals tenglamasi suyuq holatdan gazsimon holatga kritik nuqta orqali uzluksiz ravishda o'tishi imkoniyati borligini ko'rsatadi. Kritik nuqta yaqinida gaz va suyuqlik orasidagi farqlar juda ham kichik bo'ladi va suyuqlikni ma'lum darajada zich gaz deb hisoblash mumkin.

Van-der-Vaals izotermalari ichida qisman manfiy bosim sohasiga ham o'tadigan izotermalar borligini ko'rsatadi, bunda suyuqlik cho'zilish holatida bo'lishi mumkin. Tajribalarda suyuqlikning bunday cho'zilgan holatda bo'lishi qattiq jismlarga o'xshab ketadi. Ayniqsa, suyuqlikning qotishiga (kristallanishiga) yaqin bo'lgan sharoitda sezilarli bo'ladi. (21-rasm).

Ma'lumki, gazlarda diffuziya sezilarli ravishda tez boradi. Suyuqliklarda esa molekulalar gazlardagiga qaraganda bir-biriga ancha yaqin joylashadilar. Ularda o'zaro ta'sir kuchlari katta bo'ladi. Shuning uchun suyuqliklarda diffuziya gazlardagiga qaraganda ancha sekin boradi. Ammo shu bilan birga suyuqliklarning tuzilishi qattiq jismlarning tuzilishidan keskin farq qiladi. Qattiq jimlarda diffuziya deyarli bo'lmaydi. Qattiq jismda har bir zarra (atom) o'z muvozanat holati atrofida tebranib turadi.

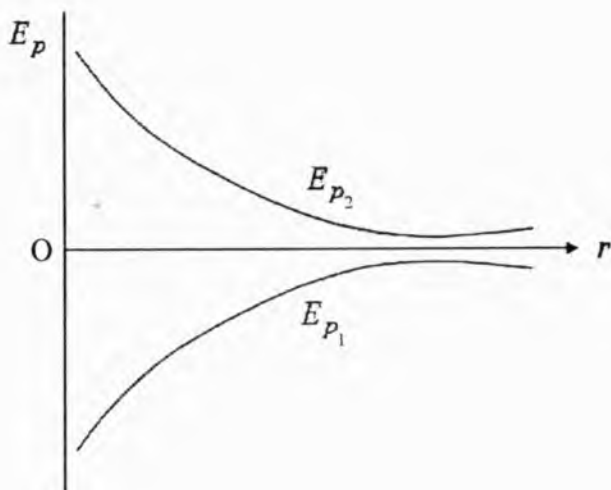


21-rasm.

Gazlardagi ichki molekulaning o'zaro potensial energiyasi molekular orasidagi masofa biror τ_0 ga teng bo'lganda, minimumga ega bo'ladi. Ammo hosil bo'lgan potensial o'raning chuqurligi katta bo'lmay, u bir erkinlik darajasiga to'g'ri keladigan o'rtacha kinetik energiya $\frac{1}{2}kT$ dan kichikdir. Shuning uchun gaz molekulari

bir-birining yaqinida ushlanib turmay, balki ular bir-biriga yaqinlashgandan so'ng yana uzoqlashib ketadi.

Soddaroq tushuntirish maqsadida, bir to'g'ri chiziq bo'yicha joylashgan bir necha molekulani olib qaraylik. Bunday to'g'ri chiziqdagi har bir molekulaning ikkita qo'shnisi bo'ladi – biri o'ngda, ikkinchisi chapda (21.2-rasm).



21.2-rasm.

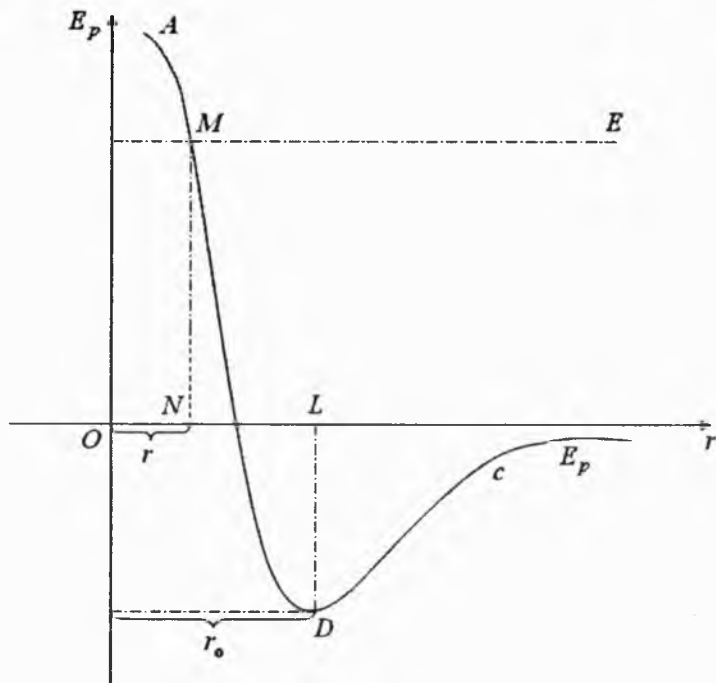
Ayrim potensial o'ralarning ΔE_p chuqurligi suyuqlik mole-

kulasining bir erkinlik darajasiga to'g'ri keladigan $\frac{1}{2}kT$ o'rtacha kinetik energiyadan kattadir.

Shuning uchun potensial o'radagi har bir molekula o'zining muvozanat holati atrofida bo'ladi. Suyuqlikning ayrim molekularining kinetik energiyasi fluktuatsiyalarning mavjudligi tufayli vaqti-vaqti bilan uning potensial o'radan chiqib ketishi uchun yetarli bo'lib qoladi va bir juft molekula orasidagi yangi o'rinni egallaydi. Shuning uchun, suyuqlik molekulari harakatining diffuziyanishini sekin borishi, yopishqoqligini katta bo'lishiga ham sabab bo'ladi.

Ma'lumki, suyuqlik ichidagi molekulaning potensial energiyasi suyuqlikning tashqarisidagi potensial energiyasidan kichik. Suyuqlik molekulasini suyuqlikdan tashqariga chiqish uchun muayyan potensial to'siqni yengib o'tishi kerak bo'ladi, ya'ni ma'lum ish bajarishi kerak bo'ladi. Molekulalar issiqlik harakatining o'rtacha

kinetik energiyasi bu ishni bajarish uchun yetarli emas. Shu sababli suyuqlik o'z hajmini saqlaydi (21.3-rasm).

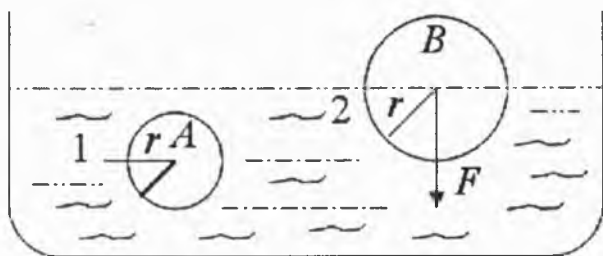


21.3-rasm.

Faraz qilaylik, r masofada ikkita 1 va 2 molekulalar joylashgan bo'lsin. Bu holda ana shu ikki molekulaning o'zaro ta'sirini e'tiborga olmaslik mumkin bo'lsin. A nuqtada joylashgan 1-molekulani r radiusli sfera o'rab tursin. U holda r radiusli sfera ichidagi molekulalargina qaralayotgan molekulaga ta'sirini hisobga olish yetarli bo'lib qoladi. Bu r masofa molekular ta'sir radiusli sfera, ya'ni molekular ta'sir sferasi deb aytish qabul qilingan.

Suyuqlik ichidagi A molekula atrofida chizilgan molekular ta'sir sferasi ichida juda ko'p boshqa molekulalar bo'ladi. Bu molekularning A molekulaga ta'sir kuchlari turli tomonlarga yo'nalgan

bo'lib, o'rta hisobda nolga teng. Suyuqlikning sirtiga yaqin joylashgan molekularlar boshqacha sharoitda bo'ladi. Suyuqlik sirtida joylashgan B molekularni qaraylik. 21.4-rasmdan ko'rinib turibdiki, molekular ta'sir sferasining faqat bir qisminigina suyuqlik ichida, uning boshqa bir qismi suyuqlikdan tashqarida bo'ladi (4-rasm).



21.4-rasm.

B molekulariga ta'sir qilayotgan kuchlar o'rta hisobda o'zaro kompensatsiyalanmaydi va suyuqlikning ichiga yo'nalgan yig'indi F kuch vujudga keladi. Demak, suyuqlik sirtidan molekular ta'sir radiusi r ga qaraganda kichikroq uzoqlikda joylashgan har bir molekulariga boshqa molekular tomonidan suyuqlik ichiga qarab yo'nalgan kuch ta'sir qiladi. Sirt qatlamining butun suyuqlikka bosimi P molekular bosim deb ataladi.

Molekular-kinetik nuqtayi nazardan, moddaning gazsimon holati molekular orasidagi o'rtacha masofalarning katta bo'lganligi bilan xarakterlanib, gaz molekularining issiqlik harakati molekularining o'z o'Ichamlarining bir necha marta katta bo'lgan erkin yo'ldagi erkin harakatlardan iborat bo'ladi. Gazlarda diffuziya sezilarli ravishda tez boradi. Suyuqliklarda esa molekular gazlardagiga qaraganda bir-biriga ancha yaqin joylashadilar. Ularda o'zaro ta'sir kuchlari katta bo'ladi. Suyuqliklarda diffuziya gazlardagiga qaraganda ancha sekin bo'ladi. Suyuqlik molekulari orasidagi o'rtacha masofa δ ni

hisoblaymiz $\delta \approx \frac{1}{n}$; n – suyuqlik hajm birinchidagi

molekulalar soni – $n = N_A \cdot \rho / M$; M – molar massa

$$\delta \approx \frac{1}{\sqrt[3]{n}} = \sqrt[3]{M / N_A \cdot \rho}$$

bo'ldi $\delta \approx 10^{-10} \text{ m}$ Masalan: suv uchun $\delta \approx 3 \cdot 10^{-10} \text{ m}$

Suyuqlikning ixtiyoriy shakldagi egri sirti ostidagi bosimi

Qo'shimcha p bosimni ixtiyoriy shakldagi egri sirt uchun ham umumlashtirish mumkin. Buning uchun ixtiyoriy sirtning egriligini kiritirish kerak.

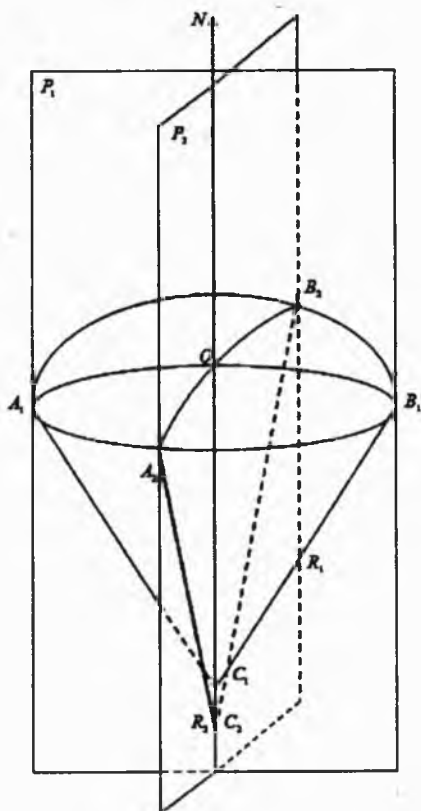
Shuning uchun uning O nuqtasiga ON normal o'rnatamiz. ON normal orqali P_1 tekislik o'tkazib bu tekislik bilan sirtning kesishish chizig'ini normal kesim deyiladi.

Sferaning har qanday normal kesimi katta aylana A_1B_1 dan iborat bo'lib (21.5-rasm), uning radiusi sferaning radiusiga teng; $C = \frac{1}{R}$ kattalik sferaning egriligidir. Ixtiyoriy egri sirtning ma'lum bir O nuqta orqali o'tkazilgan turli normal kesimlari turli geometrik egri chiziqlardan iborat bo'ladi va demak, egriliklar turlicha bo'ladi. 21.5-rasmda birgina O nuqtadan o'tuvchi turli ikki normal kesim ko'rsatilgan.

Bu kesimlardan biri egrilik radiusi $OC_1 = R_1$ bo'lgan A_2B_2 yoym beradi.

Agar ixtiyoriy egri sirtning O nuqtasidan o'zaro tik A_1B_1 va A_2B_2 ikkita normal kesim o'tkazilsa va ularning egrilik radiuslari R_1 va R_2 bo'lsa,

$$C = \frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2}$$



21.5-rasm. Egri sirtning normal kesimlari.

kattalik mana shunday o'zaro tik normal kesimlarning istalgan jufti uchun birgina o'zgarmas qiymatga ega bo'lishi geometriyada isbot qilinadi. Bu C kattalik sirtning O nuqtadagi o'rtacha egriligi deyiladi.

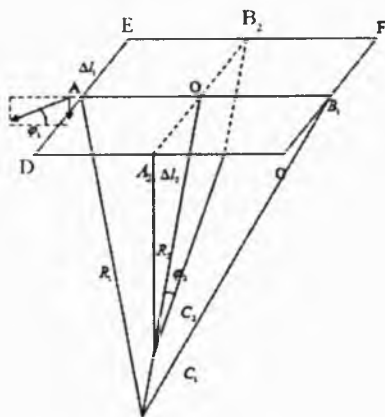
Endi suyuqlik ixtiyoriy ko'rinishdagi egri sirti ustida O nuqta olib, shu nuqta orqali egrilik radiuslari R_1 va R_2 bo'lgan A_1B_1 va A_2B_2 o'zaro tik ikkita normal kesim o'tkazamiz (21.5-rasm). O nuqta atrofida egri chiziqli kichkina to'rtburchak DEFG ni ajratamiz.

$\widetilde{AD} = \widetilde{EF}$ yoy uzunligi Δl_1 orqali $\widetilde{AD} = \widetilde{EF}$ yoy uzunligini esa Δl_2 orqali belgilaymiz. U holda tekshirilayotgan to'rtburchakning yuzi $\Delta S = \Delta l_1 \cdot \Delta l_2$.

Bundan keyingi sferik sirt uchun keltirilgan mulohazalarga o'xshash yo'l bilan olib boramiz. To'rtburchakning DE tomoniga ta'sir etuvchi sirt taranglik kuchi:

$$\Delta f_1 = \sigma \Delta l_1 \quad (21.1)$$

Suyuqlikka egri sirt tomonidan ta'sir qilayotgan bosimni aniqlash uchun bu kuchning OC_1 radiusga parallel yo'nalgan $\Delta f'_1$ tashkil etuvchisini topish kerak. 21.6-rasmdan:



21.6-rasm. Egri sirt ostidagi qo'shimcha bosimni aniqlash.

$$\Delta f'_1 = \Delta f_1 \cdot \sin \varphi_1 \quad (21.2)$$

Lekin taqriban:

$$\sin \varphi_1 \cong \varphi_1 \frac{\widetilde{OA}_1}{\widetilde{OC}_1} \quad (21.3)$$

Bu yerdagi yoy $OA_1 = \frac{l_2}{2}$, OC_1 esa A_1B_1 normal kesimning R_1 radiusidir, shuning uchun:

$$\sin \varphi_1 \cong \frac{\Delta l_2}{2R_1} \quad (21.4)$$

$\sin \varphi_1$ ning bu qiymatini (2) ga qo'yib va (1) dan foydalanib quyidagini hosil qilamiz:

$$\Delta f_1' = \sigma \Delta l_1 \Delta l_2 \frac{1}{2R_1} \quad (21.5)$$

$\Delta l_1 \Delta l_2 = \Delta S$ bo'lgani uchun:

$$\Delta f_1' = \sigma \Delta S \frac{1}{2R_1} \quad (21.6)$$

FG tomonga shunga teng bo'lgan $\Delta f_1'$ tashkil etuvchi tashkil qiladi. Xuddi shu yo'l bilan to'rtburchakning DG tomoniga

$$\Delta f_1' = \sigma \Delta S \frac{1}{2R_2} \quad (21.7)$$

tashkil etuvchi kuch OC_1 radiusga parallel bo'lgan holda ta'sir qilishini topamiz.

EF tomonga ham xuddi shunday $\Delta f_2'$ tashkil etuvchi kuch ta'sir etadi. Egri chiziqli DEFG to'rtburchakning to'rttala tomonidan natijada, OC_1 radiusga parallel holda quyidagi kuch ta'sir qiladi:

$$\Delta f' = \Delta f_1' + \Delta f_1' + \Delta f_2' + \Delta f_2' = \sigma \Delta S \frac{1}{2R_1} + \sigma \Delta S \frac{1}{2R_2}$$

bundan

$$\Delta f' = \sigma \Delta S \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right). \quad (21.8)$$

Qavslar ichidagi kattalik sirtining O nuqtadagi egriligi bo'lib, bu kattalik yuqorida aytib o'tilganidek, A_1B_1 va A_2B_2 o'zaro tik ikkita kesimlarining qanday tanlab olinishiga bog'liq emas.

Egri sirtning suyuqlikka borayotgan p bosimini topish $\Delta f'$ kuchning qiymatini DS yuzaga bo'lamiz, bu holda:

$$p = \sigma \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right) \quad (21.9)$$

Laplas formulasi deb yuritiladigan bu formula suyuqlikning ixtiyoriy shakldagi egri sirti vujudga keltiradigan qo'shimcha bosim p ning qiymatini beradi.

Sfera uchun $R_1 = R_2 = R$, bunda R – sferaning radiusi. Shunga ko'ra (21.9) bo'yicha sferik sirt ostida qo'shimcha bosim

$$p = \frac{2\sigma}{R} \quad (21.10)$$

ga teng bo'ladi. Bu yerda σ – sirt taranglik koeffitsientidir.

Agar kesim to'g'ri chiziqdan iborat bo'lib uning uchun $R_1 = \infty$ bo'lganda, tik bo'lib ikkinchi kesim aylanadan iborat bo'ladi va uning R_2 radiusi R ga teng bo'ladi. Shuning uchun sirt ostidagi qo'shimcha bosim:

$$p = \frac{\sigma}{R} \quad (21.11)$$

formula orqali xarakterlanadi.

Suyuqlik bilan qattiq jism chegarasidagi hodisalar.

Kapillyarlik

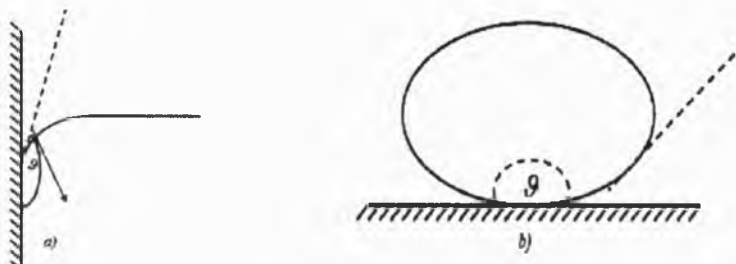
Suyuqlik qattiq jismga tegib turganida suyuqlik molekulalarining

o'zaro ta'sir kuchlarini ham, suyuqlik molekulari bilan qattiq jism molekularining o'zaro ta'sir kuchlarini ham hisobga olish kerak.

Bunda ikki hol bo'lishi mumkin:

suyuqlik molekularining o'zaro ta'sir kuchlari suyuqlik molekulari bilan qattiq jism molekularining o'zaro ta'sir kuchlaridan katta;

suyuqlik molekularining o'zaro ta'sir kuchlari suyuqlik molekulari bilan qattiq jism molekularining o'zaro ta'sir kuchlaridan kichik.

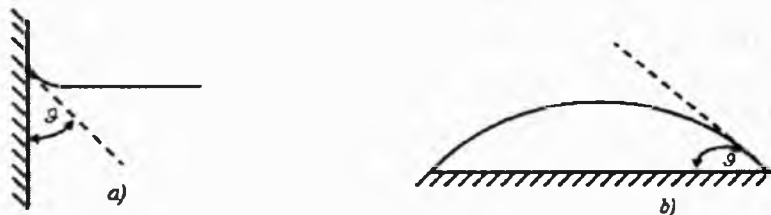


21.7-rasm. Ho'llamaydigan suyuqlikning chegaraviy burchagi.

Birinchi holda suyuqlik qattiq jismni ho'llamaydi (a). Ikkinchi (b) holda ho'llamaslikka sabab, suyuqlikning qattiq jismga yopishgan qatlamidagi natijaviy kuch suyuqlik tomonga yo'nalgan bo'ladi. Muvozanat holatda suyuqlikning sirti kuchga teng vaziyatda joylashadi va shuning natijasida, ho'llamovchi suyuqlikning vertikal qattiq devor yonidagi sirti (21.7-a rasm)da ko'rsatilgani kabi joylashadi. Gorizantal sirt ustidagi ho'llamovchi suyuqlik tomchisi pachaqlangan sfera shaklini oladi (21.7-b rasm). Suyuqlik sirtiga va qattiq jism sirtiga o'tkazilgan urinmalar orasidagi θ burchakni chegaraviy burchak deyiladi. Ho'llamaslikda chegaraviy burchak o'tmas bo'ladi. $\theta = \frac{\pi}{2}$ $\tau = \pi$ bo'lgan holda to'la ho'llamaslik deyiladi.

Suyuqlik molekularining o'zaro ta'sir kuchlari suyuqlik mole-

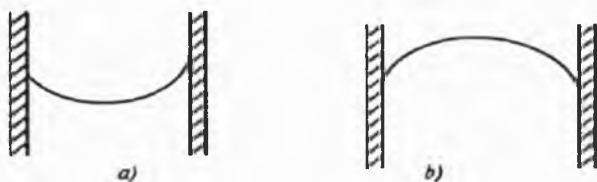
kulalari bilan qattiq jism molekulalarining o‘zaro ta’sir kuchlaridan kichik bo‘lgan ikkinchi holda suyuqlik qattiq jismni ho‘llaydi deyiladi. Burchak o‘tmas bo‘ladi, ya’ni $\vartheta = \frac{\pi}{2} \cdot \tau = 0$ bo‘lgan holda to‘la ho‘llamaslikda deyiladi.



21.8-rasm Ho‘llaydigan suyuqlikning chegaraviy burchagi.

Ho‘llovchi suyuqlikning vertikal qattiq devor yonidagi sirti qanday joylashishi 21.8-a rasnida ko‘rsatilgan 21.8-b rasmda esa gorizontal sirtidagi ho‘llovchi suyuqlik tomchining shakli tasvirlangan.

Qattiq jismning gorizontal sirtiga uni to‘la ho‘llovchi suyuqlikning tomchisi tomizilsa, u sirtga yoyilib ketadi. Ho‘llovchi suyuqlikning tomchisi esa (o‘lchamlariga qarab) ozmi-ko‘pmi sferik shaklni oladi va qattiq jismning sirtida siljiy oladi.

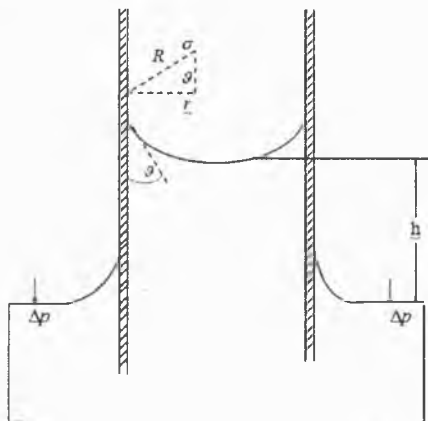


21.9-rasm. Mensklarning shakli: a) ho‘llaydigan suyuqlikniki, b) ho‘llamaydigan suyuqlikniki

Ma’lum bir suyuqlik ba’zi qattiq jismlarni ho‘llasa, boshqalarini ho‘llamaydi. Chunonchi, suv shishaning toza sirtini amalda ho‘llagan holda, masalan, parafinni ho‘llamaydi. Simob shishani ho‘llamaydi va temir toza sirtini ho‘llaydi va hokazo. Ingichka

silindrik naycha ichidagi ho'llovchi suyuqlikning sirti botiq shaklga ega bo'ladi (21.9-a rasm), ho'llamaydigan suyuqlikning sirti esa — qavariq shaklga ega bo'ladi (21.9-b rasm). Suyuqlikning shu xildagi egri sirlari menisklar deyiladi.

Keng idishdagi suyuqlikka ingichka naychani bir uchi botirilgan holni ko'raylik. Suyuqlik naycha yasalgan materialni ho'llaydigan bo'lsin. U holda naycha ichidagi menisk botiq (21.10-rasm) va agar naychani ko'ndalang kesimi doirasimsimon bo'lsa, bu menisk taxminan sferaning bir qismi bo'ladi.



21.10-rasm. Kapillyar naychani ho'llaydigan suyuqlikning ko'tarilishi.

Bu yerda suyuqlikning botiq sirti ostidagi (21.10) formulaga asosan, qo'shimcha manfiy bosim vujudga keladi:

$$p = -\frac{2\sigma}{R}$$

bunda R — suyuqlik sirtining radiusi va σ — sirt taranglik koeffitsienti.

Keng idishdagi suyuqlikning tekis sirti ostida qo'shimcha bosim bo'lmagani sababli suyuqlik ustunining bosimi qo'shimcha p bosimni muvozanatlash uchun h balandlikka ko'tariladi. H balandlikka ega bo'lgan suyuqlik ustunining bosimi phg ga teng bunda ρ

— suyuqlikning zichligi, g — og‘irlik kuchining tezlanishi, shunga ko‘ra muvozanat sharti quyidagicha yoziladi:

$$p = \frac{2\sigma}{R} = \rho gh \quad (21.12)$$

Naychanning radiusini r orqali va chegaraviy burchakni ϑ orqali belgilab 7 rasmdan quyidagi tenglikka ega bo‘lamiz:

$$R = \frac{r}{\cos \vartheta}$$

R ning bu qiymatini (21.12) ga qo‘yib quyidagini topamiz:

$$\frac{2\sigma \cdot \cos \vartheta}{r} = \rho gh$$

Bundan suyuqlikning ko‘tarilish balandligi:

$$h = \frac{2\sigma \cdot \cos \vartheta}{r\rho g} \quad (21.13)$$

Naychanning $d = 2r$ diametrini kiritsak:

$$h = \frac{4\sigma \cdot \cos \vartheta}{d\rho g} \quad (21.14)$$

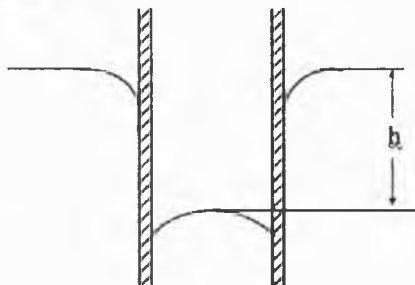
(21.14) formuladan ko‘rinishicha radius r — qancha kichik bo‘lsa, ya‘ni paycha qancha ingichka bo‘lsa, suyuqlik yuqoriga shuncha ko‘p ko‘tariladi. Shu sababli ho‘llovchi suyuqlikning ko‘tarilishi juda ingichka naychalarda, ayniqsa, sezilarli bo‘ladi. Bunday ingichka naychalar kapillar naychalar deyiladi. Bu so‘z soch degan ma‘noni beruvchi lotincha capillus so‘zidan kelib chiqqan. Ingichka naychalarda suyuqlik sathi balandligining o‘zgarish hodisasi kapillyarlik deb ataladi.

Suyuqlikning sirt taranglik koeffitsienti α qancha katta bo‘lsa, ho‘llanish qancha kuchli bo‘lsa (chegaraviy burchak ϑ qancha kichik bo‘lsa) va suyuqlikning zichligi ρ qancha kichik bo‘lsa r radiusli naychadagi ko‘tarilish shuncha katta bo‘ladi. Suyuqlik to‘la ho‘llovchi ($\vartheta = 0$) bo‘lganda, (21.14) formula

$$h = \frac{2\sigma}{r\rho g} \quad (21.15)$$

ko'rinishni oladi.

Agar suyuqlik naychaniing materialini ho'llamasa, suyuqlikning naychadagi meniski qavariq bo'lib, bu menisk vujudga keltiradigan qo'shimcha bosim musbat va suyuqlikning naychadagi sathi idishning keng qismidagi sathidan pastroq bo'ladi.



21.11-rasm. Kapillyar naychani ho'llamaydigan suyuqlikning pasayishi.

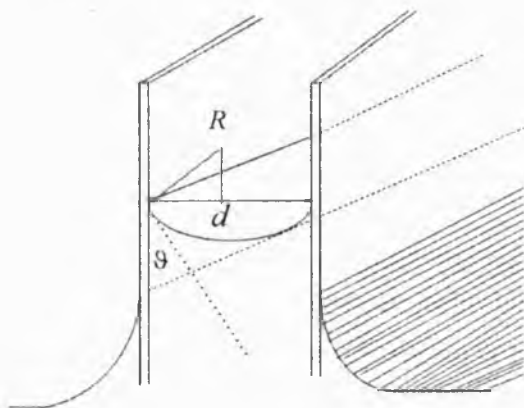
Ho'llamovchi suyuqlik sathining pasayishi h ham ho'llovchi suyuqlikning ko'tarilishi aniqlanadigan (21.12) formula orqali topiladi.

(21.13) formula sirt taranglik koeffisientini σ ni aniqlash uchun ishlatilishi mumkin. Bu maqsad uchun to'la ho'llanuvchi (yoki to'la ho'llanmoqchi) material tanlashga intiladi. U holda (21.15) formuladan foydalanish mumkin. Naychaniing radiusi r , suyuqlikning zichligi ρ ma'lum bo'lganda, suyuqlikning naychadan ko'tarilishi (yoki pasayishi) balandligi h ni o'lchab σ qiymati (21.15) dan bevosita topiladi.

Kapillarlik hodisalari tabiatda va kundalik turmushda katta rol o'ynaydi. Suvning tuproqqa har xil g'ovak materiallarga kirishi kapillyarlik natijasida yuz beradi. Piliqlarning yoqilg'ini, gigros-

kopik paxtaning suvni shimishi va boshqalar ham kapillyarlikka asoslangan. Texnikada flotatsiya deb ataladigan protsess ho'llash va ho'llamaslik hodisalariga asoslangandir. Flotatsiya porosessi sxematik ravishda quyidagidan iborat: ruda bilan tog' jinslarining maydalangan aralashmasi suyuqlikka qoriladi. Rudani ho'llaydigan va "bo'sh" jinslarni ho'llamaydigan suyuqlik tanlab olinadi. Suyuqlik orqali havo pufakchalari o'tkaziladi. Bu pufakchalar suyuqlik ho'llamaydigan jinslarning zarralariga yopishib ularni suyuqlikning sirtiga olib chiqadi. Suyuqlik ho'llaydigan ruda zarralari esa suyuqlikning ostiga cho'kadi. Shunday qilib, "bo'sh" jinslardan ajratiladi.

Endi bir-biridan d uzoqlikda joylashgan ichki parallel plastinka orasidagi suyuqlikni ko'raylik (21.12-rasm).



21.12-rasm. Parallel plastinkalar orasidan ho'llaydigan suyuqlikning ko'tarilishi

Plastinkalar orasidagi ho'llaydigan suyuqlik sirti silindrik shaklda bo'ladi. (21.12) formula bo'yicha silindrik botiq sirt ostidagi qo'shimcha manfiy bosim:

$$p = \frac{\sigma}{R} \quad (21.16)$$

bunda R —silindrning radiusi. Chegaraviy burchak θ teng bo'lganda:

$$R = \frac{\frac{d}{2}}{\cos \vartheta} \quad \text{va} \quad g = \frac{2\sigma \cos \vartheta}{d}$$

Bu bosimni h balandlikka ega bo'lgan suyuqlik ustunining bosimi muvozanatlaydi:

$$g = \frac{2\sigma \cos \vartheta}{d} = \rho g h$$

bundan ko'tarilish balandligi

$$h = \frac{2\sigma \cos \vartheta}{d\rho g} \quad (21.17)$$

(21.14) va (21.15) formulalarni solishtirganimizda bir-biridan d masofada turgan parallel plastinkalar orasidagi ho'llovchi suyuqlikning ko'tarilish balandligiga qaraganda ikki marta kichikdir.

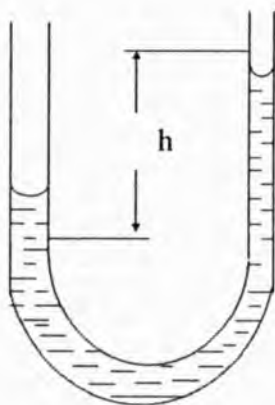
Endi suyuqliklarning kapillar ko'tarilishi va pasayishi balandliklarini hisoblashga doir misollar keltiramiz.

1-misol. U — shisha yenglarining diametrlari 1 mm va 3 mm (10-rasm). Har ikki yengdagi suv sathlarining farqi nimaga teng?

Yechilishi. Idishning ingichkaroq yengi ichidagi suvning botiq sirti vujudga keltirgan p_1 bosimni har ikki yengidagi suv sathlarining farqi h vujudga keltirgan bosim bilan kengroq yeng ichidagi botiq sirt vujudga keltirgan p_2 bosim muvozanatlaydi:

$$p_1 = h\rho g + p_2 \quad (21.18)$$

bunda ρ — suvning zichligi, g — og'irlik kuchi tezlanishi. Chegaraviy burchak $\vartheta = 0$ deb hisoblab (14) formulaga asosan quyidagilarni yoza olamiz:



21.13-rasm. U — simon nayning ingichka yengida suvning ko'tarilishi.

$$p_1 = \frac{2\sigma}{r_1}; \quad p_2 = \frac{2\sigma}{r_2},$$

bundagi r_1 va r_2 — tegishli yenglarini radiuslari.

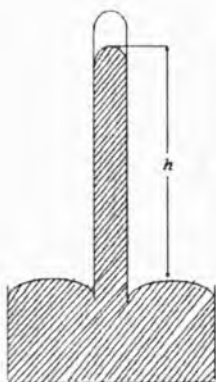
Radiuslar o'rniga $d_1 = 2r_1$ va $d_2 = 2r_2$ diametrlarini kiritamiz:

$$p_1 = \frac{4\sigma}{d_1}; \quad p_2 = \frac{4\sigma}{d_2},$$

bundan:

$$h = \frac{4\sigma}{\rho g} \left(\frac{1}{d_1} - \frac{1}{d_2} \right) = \frac{4 \cdot 73}{1 \cdot 980} \left(\frac{1}{0,1} - \frac{1}{0,3} \right) \text{ sm} \cong 2 \text{ sm}$$

2-misol. Simob bilan to'ldirilgan barometrik naychaning (10-rasm) pastki uchi keng idishga botirilgan.



21.14-rasm. Simobning barometrik naychada ko'tarilish balandligiga kappilyarlikning ta'siri

Naycha ichki kesimining diametri 0,4 sm ga teng. Simob sathlarining farqi $h=758$ mm. Atmosfera bosimi nimaga teng?

Yechilishi: atmosfera bosimini simob ustunining h balandligi orqali bevosita aniqlab bo'lmaydi. Chunki ustunning bosimga naycha ichidagi simobning qavariq memiski vujudga keltirgan bosim ham qo'shiladi. Demak, h balandlikka ega bo'lgan simob ustunining bosimi bilan qo'shimcha p bosim p muvozanatlaydi:

$$P = \rho g h + p. \quad (21.19)$$

Qo'shimcha p bosim quyidagiga teng:

$$p = \frac{4\sigma |\cos \vartheta|}{d} \quad (21.20)$$

bunda, d — naychaning diametri, ϑ — chegaraviy burchak.

Shunga ko'ra:

$$P = h g \rho + \frac{4|\alpha \cos \vartheta|}{d} \quad (21.21)$$

Atmosfera bosimi P ni odatdagicha simob ustunining millimetrlarda ifodalashni istasak, qo'shimcha p qanday h' balandlikka ega simob ustunining bosimiga teng bo'lishini aniqlashimiz kerak.

$$P = \frac{4\sigma |\cos \vartheta|}{d} = h' g \rho$$

munosabatdan:

$$h' = \frac{4\sigma |\cos \vartheta|}{dg \rho} \quad (21.22)$$

h' munosabat bo'lishi kerak, shuning uchun bu yerda $\cos \vartheta$ ning absolut qiymati olingan.

Simob ustunining millimetrlarda o'lchangan atmosfera bosimi H deb belgilaymiz. U holda (21.21) o'miga quyidagi hosil bo'ladi:

$$H = h + h' = h + \frac{4\sigma |\cos \vartheta|}{d \rho g} \quad (21.23)$$

Agar simob shisha chegara uchun $\vartheta = \pi$ deb hisoblasak, (21.23) o'miga quyidagini hosil qilamiz:

$$H = h + \frac{4\sigma |\cos \vartheta|}{d \rho g} \quad (21.24)$$

Simob uchun $\alpha = 540 \text{ dina/sm}$ va $\rho = 13,6 \text{ g/sm}^3$, dir shuning uchun

$$H = 75,8 \text{ sm} \frac{4 \cdot 540}{0,4 \cdot 13,6 \cdot 980} \text{ sm} = 76,2 \text{ sm Hg}$$

2. Shuningdek, suyuqliklarning tuzilishi qattiq jismlarning tuzilishidan keskin farq qiladi; qattiq jismlarda diffuziya deyarli bo'lmaydi. Qattiq jismlarda har bir zarra (atom, ion) o'z muvozanat holati atrofida tebranib turadi.

Suyuqlikning yopishqoqligi η quyidagi formula bilan aniqlanadi:

$$\eta = \frac{C}{V_0 - \sigma} \quad (21.25)$$

bu yerda C – doimiy son molekulalarning o'rtacha «o'troq hayot» vaqtini relaksatsiya vaqti τ deyiladi.

Relaksatsiya vaqtining suyuqlik temperaturasi va aktivlash energiyasi bilan bog'lanishi Bolsman taqsimotidan kelib chiqadigan formula bilan ifodalanadi.

$$\tau = \tau_0 e^{\frac{E_a}{KT}} \quad (21.26)$$

τ_0 – molekulaning muvozanat vaziyati yonida tebranishning o'rtacha davri o'rtacha siljishi bilan va o'rtacha vaqt τ ni bila turib, suyuqlikda molekulalar harakatining o'rtacha tezligini aniqlash mumkin;

$$\bar{g} = \frac{\delta}{\tau} = \frac{\delta}{\tau_0} e^{-\frac{E_a}{KT}} \quad (21.27)$$

Masalan: suv molekulalari uchun u shu temperaturadagi bug'ning molekulalari tezligidan 20 marta kichikdir. $V_0 - b - 1$ mol suyuqlikning bo'sh hajmi (21.25) formulani A.I. Bachinskiy yopishqoq suyuqliklarni ifodalagan suyuqlik molekulalarining issiqlik harakatiga asosan Y.I. Frenkel suyuqlikning yopishqoqligi bilan temperatura orasidagi bog'lanishi quyidagi formula bilan ifodalanishini ko'rsatadi

$$\eta = Ae^{\frac{\Delta E_p}{KT}} \quad (21.8)$$

bu yerda ΔE_p – har qaysi molekula turgan potensial o'raning chuqurligi.

3. Suyuqlik ichidagi molekulalarning potensial energiyasi suyuqlikning tashqarisidagi molekulaning potensial energiyasidan kichik, suyuqlikning sirt qatlami suyuqlikning butun hajmidan ko'ra boshqacharoq sharoitda bo'ladi. Molekulani suyuqlik ichidan tashqariga chiqishi uchun muayyan potensial to'siqni yengib o'tish kerak bo'ladi, ya'ni molekula ma'lum ish bajarishi kerak bo'ladi.

Van-der-Vaals tenglamasi taqriban suyuq holatdagi moddalar uchun foydalanishi mumkin:

$$\left(P + \frac{a}{V_0^2}\right)(V_0 - e) = RT \quad (21.29)$$

Masalan: suv uchun: $P' = \frac{a}{V_0^2} = \frac{5,47}{(0,018)^2} \text{at} \approx 1700 \text{at}$

$a = 5,47 \text{at} \cdot \text{l}^2 / \text{mol}$; 0°C 1 mol suv hajmi $V_0 = 0,018 \text{l} / \text{mol}$.

Shuni aytish kerakki, suyuqlikning sirt qatlamiga esa sirtga tik holda suyuqlik ichiga yo'nalgan kuchlar ta'sir qiladi. Sirt qatlamining butun suyuqlikka bosimi molekular bosim deyiladi. Bu bosim ta'sirida suyuqlikning molekullari bir-biriga yaqinlashib qoladi, bu esa molekullar orasida, sirt qatlam hosil qilgan siquvchi kuchlarni muvozanatlovchi itarishish kuchlarining vujudga kelishiga sabab bo'ladi.

4. Suyuqlik hajmi ichida joylashgan har bir molekula qo'shni molekullar bilan o'ralgan va ular bilan o'zaro taassurotda bo'ladi, ammo bu kuchlarning teng ta'sir etuvchisi O-ga teng. Ya'ni, suyuqlik sirtidagi molekullarni muvozanatda saqlash uchun suyuqlik sirtiga urinma bo'ylab f kuch ta'sir etishi kerak. Bu kuch chegara chizig'iga normal yo'nalishiga ta'sir etadi va unga sirt taranglik kuchi deb ataladi.

Sirt chegarasining uzunligi qancha katta bo'lsa, bu kuch ham shuncha katta bo'ladi

$$f = \sigma \ell \quad (21.30)$$

bu yerda σ – sirt taranglik koeffitsienti deyiladi. (21.7) formuladan

$$\sigma = \frac{f}{\ell} \quad (21.31)$$

teng bo'ladi va SI: $\frac{4}{\text{M}}$, $\text{SGS} \frac{\partial H}{\text{sm}}$ larda o'lchanadi. Sirt taranglik koeffitsienti temperaturaga bog'liq bo'ladi, temperatura ko'tarilishi bilan u kamayadi.

Suyuqlikning temperaturasi kritik temperatura T_k ga yaqinlashganda, sirt taranglik koeffitsienti $\sigma=0$ ga intiladi. Suyuqlik sirt pardasi yuzini ΔS ga qadar kattalashtirish uchun bajariladigan ish ΔA ga teng bo'lishi kerak ya'ni

$$\Delta A = f \Delta S \quad (21.32)$$

bu yerda $f = \tau \ell$ ni qo'ysak

$$\Delta A = \tau \ell \Delta S \quad (21.33)$$

ga teng bo'ladi, suyuqlik sirt parda energiyasini ΔE ga oshirish uchun ΔA ish bajarish kerak, $\Delta A = \Delta E$, bunda

$$\Delta E = \tau \Delta S \quad (21.34)$$

ga teng bo'lib, energiyaning bu qismiga erkin energiya deyiladi.

Sirt taranglik moddaning suyuq holati uchun xarakterli bo'lgan juda ko'p hodisalarni, masalan, suyuqlik kichik teshikdan oqib chiqayotganda tomchilarning hosil bo'lishi, ko'pik hosil bo'lishi va boshqalarni tushuntiradi.

Suyuqlikning sirtiga ko'tarilayotgan havo pufagi A ni ko'z oldimizga keltiraylik. U sirtga yetgach, suyuqlikning yupqa qatlamini ko'tarib, gumbaz hosil qiladi. Agar pufak yetarli darajada kichik bo'lsa, sirt qatlamini yorib chiqaolmaydi va suyuqlik sirtining ostida qoladi. Juda ko'p mana shunday pufaklarning majmuasi ko'pik hosil qiladi. Sovunli suvning sirt taranglik koeffitsienti $\sigma=45 \text{ dn sm}$, sof suvning sirt taranglik koeffitsienti holus va tomchi usullari bilan kabyada o'lchanadi (lidda qo'llaniladi).

5. Suyuqlikning egri sirti ostidagi bosimni aniqlash uchun suyuqlik sirtini qabariq va botiq holatdagi chegaralarini qaraymiz: suyuqlikning har qanday egri sirt pardasi yassi sirt pardali suyuqlikka ta'sir etayotgan bosimga nisbatan qo'shimcha bosim bilan ta'sir etadi.

Bu qo'shimcha bosim qavariq sirt uchun musbat, botiq sirt uchun manfiy bo'ladi. Suyuqlikning sirti R radiusli sferaning bir qismidan

iborat bo'lgan holni qaraymiz. Buning uchun egri sirtidagi ΔS sferik segmentni ajratamiz. Bu sferik segmentga ta'sir etuvchi sirt taranglik kuchi Δf ga keng

$$\Delta f = \sigma \Delta \ell \quad (21.35)$$

bo'ladi va sferik segmentni umumiy sirtiga ta'sir etuvchi bosim P ni bir qator hisoblashlar orqali aniqlaymiz:

$$P = \frac{2\sigma}{R} \quad (21.36)$$

Bu formula sferik sirtning suyuqlikka boradigan qo'shimcha bosimini aniqlash formulasi deyiladi.

Suyuqliklar va kattik jisimlar orasidagi ayrim o'xshashliklar

Suyuqliklar-shaklan tez o'zgaruvchan bo'lib, siqilish qobiliyati gazlarga nisbatan juda kichik. Suyuqlik molekullari orasidagi o'zaro ta'sir kuchi gaz molekullarining o'zaro ta'siridan katta, shu sababli molekullarning o'zaro ta'sir kuchi suyuqliklar uchun juda muhim ahamiyatga ega. Suyuqlik molekullari suyuqlikning sirtida va ichida har xil potensial energiyaga ega, shu sababli suyuqlik sirtining xossalari suyuqlikning ichki qismi xossalaridan farq qiladi. Suyuqlik ichidagi A molekula atrofidagi molekullar bilan o'zaro ta'sir qilib, bu kuchlar o'zaro kompensatsiyalangan bo'ladi. V molekulaning suyuqlik sirtidan yuqori qismidagi energiya kompensatsiya qilingan bo'lib, f kuch molekulani suyuqlik ichiga (pastga) tortadi, chunki bu molekulaga ta'sir etuvchi kuchlar to'la kompensatsiya qilinmagan. Demak, suyuqlik sirtidagi barcha molekullarga, ularni pastga, suyuqlik ichkarisiga tortuvchi kuchlar ta'sir etadi. Ya'ni, suyuqlikning sirt qatlami suyuqlikka ma'lum bosim beradi, bu bosim molekular bosim deyiladi. Natijada suyuqlikning sirtqi qatlamidagi molekullar hajmidagi molekullarga nisbatan ortiqcha potensial energiyaga ega bo'ladi. Bu energiya sirt energiyasi yoki erkin energiya deb ataladi.

Sirtidagi suyuqlik molekullari, suyuqlik ichidagi molekullarga

nisbatan ortiqcha energiyaga ega bo'lib, uning sirt qatlamida taranglikni hosil qiladi. Sirt taranglik kuchi:

$$F = \alpha l \quad (22.37)$$

Bunda α – sirt taranglik koeffitsienti: l – suyuqlik sirt chegarasi uzunlik birligi, α , n/m hisobida o'lganib, suyuqlikning tabiatiga, tarkibiga va haroratiga bog'liq. Suyuqliklarda molekullar ichki bosimi bo'lishi real gazlar bilan suyuqliklar o'rtasida umumiylik borligidan dalolat beradi. Bu umumiylik asosida molekullarning o'zaro ta'siri yotadi. Suyuqliklar bilan qattiq jismlar o'rtasida ham umumiylik bor, suyuqliklarning ko'p xossalari qattiq jismlar xossalariiga o'xshab ketadi. Bu o'xshashlik qattiq jismlar eriganda yoki erigan qattiq jismlar qotganda ko'proq namoyon bo'ladi.

Havoning namligi

Ma'lumki, havoning namligi inson hayotida katta o'rin tutadi. Namlik oshib ketsa ham, kamayib ketsa ham odamning salomatligiga ta'sir etadi. Havo tarkibida dunyo okeanlari bug'lanishi natijasidagi suv bug'lari mavjud. Suyuqlik sirtida energiyasi katta bo'lgan molekullarni chiqib ketish hodisasiga bug'lanish deb ataladi. Molekullarning tartibsiz harakati tufayli ular bir-biri bilan to'qnashadi, natijada ular qaytib suyuqlikka tushadi. Bu hodisa kondensatsiya deyiladi.

Suyuqlikdan chiqib ketayotgan va qaytib tushayotgan molekullar soni tenglashgandagi bug' to'yingan bug' deyiladi. Suvni isitishda suv ichida pufakchalar hosil bo'lib, ular harorat ortishi bilan yuqoriga ko'tariladi. Bu hodisa qaynash deyiladi. Qaynashda pufakchalar ichidagi to'yingan bug' bosimi ortib boradi va tashqi bosim bilan tenglashganda yuqoriga ko'tariladi, yorilib tashqariga bug' chiqaradi. Demak, qaynash tashqi bosimga bog'liq bo'lib, tashqi bosim ortsa qaynash harorati ortadi va aksincha. Havoning quruqligi yoki namligi uning tarkibidagi suv bug'lari miqdoriga bog'liq bo'ladi. Havo tarkibidagi bu suv bug'larining bosimiga par-

sial bosim deyiladi. Havo tarkibidagi suv bug'larini tavsiflash uchun nisbiy namlik deb ataluvchi kattalik kiritiladi. Nisbiy namlik parsial bosimni to'yingan bug' bosimiga bo'lgan nisbati bilan aniqlanadi:

$$r = \frac{P_n}{P_T} 100\% \quad (21.38)$$

Inson faoliyati uchun nisbiy namlik 40–60% eng qulay. Yerdan 33 gradus C haroratda 100% nisbiy namlikka ega bo'lgan to'qayzor, 42 gradusda 2% nisbiy namlikka ega bo'lgan sahrolar bor. Tabiatda haroratni birdaniga pasayib ketishi natijasida nisbiy namlikni 100% dan ortib ketishi yuzaga keladi. Masalan, kechasi yoki erta tongda. Bunday nomuvozanat vaqtda ortiqcha suv bug'lari kondensatsiyalanib, shudring tushadi, tuman yoki bulut hosil qiladi yoki yomg'ir yog'adi. Parsial bosimning to'yingan bug' bosimiga teng bo'lishi shudring nuqtasi deyiladi.

Tayanch tushunchalar:

Suyuqlikning tuzilish, Suyuqliklarning yopishqoqligi, molekular bosim, sirt taranglik, suyuqlikning isxtiyoriy shakldagi egri sirti ostidagi bosim va suyuqlikni yopishqoqligi va namligi suyuqlikning xossalriga va molekulalarining energiyalariga bog'liq bo'ladi.

Mavzuga doir savollar:

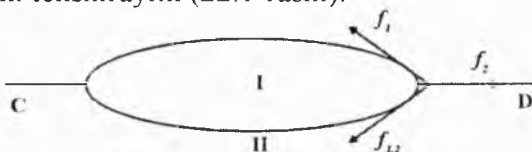
1. *Suyuqlikning tuzilishi va xossalari to'g'risida tushuncha bering.*
2. *Suyuqliklarning yopishqoqligi nima?*
3. *Molekular bosim nima?*
4. *Sirt taranglik nima?*
5. *Suyuqlikning ixtiyoriy shaklidagi egri sirti ostidagi bosimni tushuntiring.*
6. *Kapilyarlik hodisasini mohiyatini tushuntiring.*
7. *Suyuqlikni yopishqoqligini tushuntirib bering.*
8. *Havo namligi va shudring nuqta deganda nimani tushunasiz?*

Suyuqlikning tuzilish gaz va qattiq jismlarda farq qilib bosim va teperaturaga bog'liq holda idish hajmini egallaydi.



22. Tomchining suyuqlik sirti bo'yicha yoyilib ketishi.
Monomolekular pardalar. Eritmalar. Osmotik bosim.
Egri sirt ustidagi to'yingan bug' bosimi. Suyuqliklardagi
molekular hodisalar

Biror suyuqlik I ning zichroq boshqa bir suyuqlik II sirti CD dagi tomchisini tekshiraylik (22.1-rasm).



22.1-rasm. Zichligi ko'proq bo'lgan suyuqlikning (I) sirtida zichligi kichikroq bo'lgan suyuqlikning tomchisi.

Birinchi suyuqlikning sirt tarangligini α_1 orqali va ikkinchisini α_2 orqali belgilaymiz. Ikkala suyuqlikning chegarasida ham sirt taranglik kuchi ta'sir qiladi, biroq bunday kuch bu suyuqliklarning erkin sirtlaridagi kuchlardan farq qiladi. Ikki suyuqlikning chegarasidagi bu sirt tarangligining koeffitsientini $\alpha_{1,2}$ orqali belgilaymiz. Tomchi aylanasi har bir nuqtasida uchta chegara sirtlari uchrashadi. Shu sababli tomchi aylanasi har bir uzunlik birligiga uchta sirt taranglik kuchi f_1 , f_2 va $f_{1,2}$ kuchlari tomchini siqishga intiladi; f_2 kuch uni cho'zadi f_1 va $f_{1,2}$ kuchlarning elektr yig'indisi f_2 kuch bilan muvozanatlashgan holda tomchi mivozanat vaziyatida bo'ladi. Ma'lumki, bunday hol ushbu $f_2 < f_1 + f_{1,2}$ shart bajarilgandagina mavjud bo'ladi.

Demak, agar

$$\alpha_2 < \alpha_1 + \alpha_{1,2}$$

bo'lsa, I suyuqlik II suyuqlik ustida tomchi shaklida tura oladi.

Agar α_2 sirt taranglik boshqa sirt tarangliklarga qaraganda yetarlicha katta bo'lib,

$$\alpha_2 > \alpha_1 + \alpha_{1,2}$$

tengsizlik bajarilsa f_1 va $f_{1,2}$ kuchlar teng ta'sir etuvchisi, tomchi qanday shaklga ega bo'lmasin f_2 kuchni muvozanatlay olmaydi va tomchi II suyuqlikning sirti bo'yicha yupqa parda ko'rinishida yoyilib ketadi. Masalan, ko'pchilik organik suyuqliklar (efir, skipidar) suvning sirtida yoyilib ketadi. Ba'zi suyuqliklarning (benzol, yog' kislotalarning) toza suv sirtiga to'kilgan birinchi tomchilargina yoyiladi, keyingi tomchilar esa yoyilmaydi, balki, suvning sirtida turg'un tomchilar holida qoladi. Bunday bo'lishiga sabab, dastlabki tomchilarning suvda qisman erishi natijasida suv sirt tarangligining tomchilar muvozanati mumkin bo'larlik darajada kamayishidir.

Lengmur asbobi yordamida suv sirtidagi juda yupqa pardalarning xossalarini tekshirgan. Bug'lanish xossasining, gazlardagi kabi, suyuqliklarda ham molekulalarning T temperatura bilan aniqlanuvchi o'rtacha energiyadan katta hamda kichik bo'lgan turli kattalikdagi energiyalarga ega bo'lish bilan tushuntirilishini yuqorida aytib o'tgan edik. Shuning uchun ham har bir T temperatura suyuqlikning sirtiga yaqinlashganda qo'shni molekulalarning tortish kuchini yenga oluvchi tez harakatlanayotgan molekulalar mavjud bo'ladi. Suyuqlikning temperaturasi qancha yuqori bo'lsa, tez harakatlanayotgan molekulalar soni shuncha ko'p bo'ladi va Demak, bug'lanish shuncha tez boradi.

Bug'lanish vaqtida tez harakat qilib uchib chiqayotgan molekulalar o'z energiyalarining bir qismini bu molekulalarni suyuqlik ichida ushlab turuvchi molekular tortishish kuchlariga

qarsbi ish bajarish uchun sarflaydi. Bu esa suyuqlikda qoladigan molekulalarning o'rtacha energiyasining kamayishiga, ya'ni suyuqlikning sovushiga olib keladi.

Bug'lanayotgan suyuqlikning temperaturasini o'zgarmas qilib saqlab turish uchun unga tashqaridan issiqlik berib turish kerak. Bu issiqlik *bug'lanish issiqligi* deyiladi; bu miqdor issiqlik suyuqlikning temperaturasini oshirmaydi, balki bug'lanishda bajariladigan ishga sarflanadi.

Bug'lanish solishtirma issiqligi λ deb T temperaturadagi suyuqlikning birlik massasini shu temperaturadagi bug'ga aylantirish uchun beriladigan issiqlik miqdoriga aytiladi.

Odatda bug'lanish solishtirma issiqlikni suyuqlikning bir grammiga yoki bir kilogrammiga nisbatan belgilanadi. Bug'lanish issiqligi suyuqlikning temperaturasiga bo'g'liq bo'ladi: temperatura T_k ga intilsa bug'lanish issiqligi nolga intiladi.

Agar bug'lanayotgan suyuqlikka tashqaridan issiqlik berib turilmasa u soviydi. Temperaturani pasaytirish usuli mana shu faktga asoslangan: issiqlik o'tkazmaydigan devorli idishdagi suyuqlikni tez bug'lanishga majbur etib, uni ancha sovitish mumkin. Bug' kondensatsiyalanib suyuqlikka aylanayotganda uning molekullari o'zaro tortishadi, buning natijasida ularning tezligi va demak, kinetik energiyasi oshadi. Bu esa hosil bo'layotgan suyuqlikni isitadi: bug'lanishda sarflangan issiqlik bug' kondensatsiyalanayotganda qaytib beriladi.

Suyuqlikni uning to'yingan bug'ning elastikligi tashqi bosimga teng bo'lib, qo'yiladigan temperaturagacha isitsak, faqat sirtigina bug'lanishdan tashqari uning ichidagi bug' pufaklari hosil bo'lib butun hajmda bug'lanish boshlanadi. Hajm bo'yicha bunday shiddatli bug'lanish *qaynash* deb ataladi. Demak, qaynash temperaturasi suyuqlikning qanday tashqi bosimga bo'lishiga bog'liqdir. Atmosfera bosimidagi (760 mm Hg) suv 100°C da qaynaydi; yuqori bosimda pastroq temperaturada qaynaydi, yuqori

bosimda, pastroq bosimda, yuqoriroq temperaturada qaynaydi.

Suyuqlik qaynaganda hosil bo'ladigan bug' pufakchalari dastavval suyuqlik ichida mavjud bo'ladigan va odatda idish devorlarida havo pufakchalari vujudga keladi. Havo pufakchalari qaynash boshlanadigan markazda bo'ladi. Havosi bo'lmagan suyuqlikni *o'ta qizdirish*, ya'ni uni qaynamagan holda qaynash temperaturasidan yuqori temperaturagacha qizdirish mumkin. Agar shunday o'ta qizdirilgan suyuqlikka sirtiga havo yopishgan qandaydir qattiq zarralar kiritilsa, suyuqlik shu onda qaynab, uning temperaturasi qaynash temperaturasigacha pasayadi. O'ta qizdirilgan suyuqlikning qaynashi shiddatli ravishda yuz berganligi sababli bu hodisaning oldini olishga intiladilar. Buning uchun, masalan, suv isitiladigan idish ichiga kapillyar naylar tushirilgan bo'ladi (kapillyar naylar ichida havo pufaklari yaxshi saqlanadi).

Bug'lanish issiqligi λ — molekular suyuqlikning sirt qatlamidan o'tayotganda, bajaradigan A ishga va modda suyuq holatdan gazsimon holatga o'tayotganda uning V_0 solishtirma hajmining kattalashishi bilan bog'liq bo'lgan A' ishga sarflanadi:

$$\lambda = A = A'$$

Tortish kuchi molekularlarga ta'sir radiusi r -cha qalinlikdagi sirt qatlamidagina ta'sir shu molekular ta'sir radiusi uzunligida ta'sir qiluvchi o'rtacha kuchni $\bar{f}$ orqali belgilab, bitta molekulaning suyuqlikdan chiqishida bajariladigan ishning ifodasini hosil qilamiz:

$$\Delta A = \bar{f} \cdot r$$

Suyuqlikning birlik massasidagi barcha molekularlarning bajaradigan A ishi:

$$A = n \cdot \Delta A = n \cdot \bar{f} \cdot r$$

bunda, n — birlik massasidagi molekularlar soni.

A' ish esa:

$$A' = p(V'_0 - V_0),$$

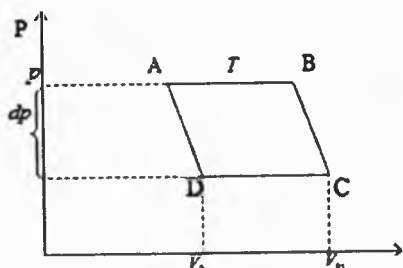
bunda V'_0 — bug‘ning solishtirma hajmi, V_0 — suyuqlikning solishtirma hajmi va p — bug‘lanish yuz berayotgan paytdagi bosim. A va A' qiymatini (1)ga qo‘yib, quyidagini hosil qilamiz:

$$\lambda = n\bar{f}r + p(V'_0 - V_0) \quad (22.1)$$

$\bar{f}$ va r ma‘lum bo‘lmaganliklari sababli bu ifoda bog‘lanish issiqligi λ ning qiymatini bevosita hisoblash imkonini bermaydi, lekin u λ ning, sirt taranglikni taqozo qiluvchi molekular o‘zaro ta‘sir kuchi $\bar{f}$ kattaligiga bog‘liqligini ko‘rsatadi. Temperaturaning ko‘tarilishi bilan $\bar{f}$ kuch ham bug‘ va suyuqlikning V'_0 va V_0 solishtirma hajmlari farqi ham kamayganligidan, (20) formula temperaturaning ko‘tarilishi bilan λ ham kamayishini ko‘rsatadi. Temperatura kritik temperatura T_k ga yaqinlashganda molekullarning tortishish kuchi $\bar{f}$ nolga intiladi va shu bilan bir vaqtda bug‘ va suyuqlikning V'_0 va V_0 solishtirma hajmlari orasidagi farq ham yo‘qoladi; bundan (20) ga asosan $T - T_k$ bo‘lganda bog‘lanish issiqligi $\lambda \rightarrow 0$, shunday holning haqiqatda mavjudligi yuqorida aytib o‘tilgan edi.

Termodinamikaning ikkinchi bosh qonunidan foydalamb, to‘yingan bug‘ning elastikligi, temperatura, bug‘lanish issiqlikni va suyuq holatdan gazsimon holatga o‘tishdagi solishtirma hajmning o‘zgarishi orasidagi bog‘lanish borligini ko‘rsatish mumkin. Buning uchun silindrdagi porshen ostida suyuqlik va suyuqlik ustida uning to‘yingan bug‘i bor deb faraz qilib, shu aralashma bilan qaytuvchi Karno siklini bajaramiz. Dastlabki temperatura T va to‘yingan bug‘ning shu temperaturadagi elastikligi p bo‘lsin. Dastlab aralashmani izotermik ravishda kengaytiramiz. Bu holda, suyuqlikning biror m massasi o‘sha p bosimli to‘yingan bug‘ holatiga

o'tadi. Demak, bu kengayish izobarik ham bo'ladi: grafikda (21.2-rasm) u AB izobarik bo'lishi uchun aralashmaga



22.2-rasm. Suyuqlik bilan uning to'yingan bug'ning aralashmasi ustida o'tkaziladigan Karno sikli.

$$Q_1 = m\lambda \quad (22.2)$$

bug'lanish issiqligini berish kerak bo'ladi. Hajmining ΔV kattalashishi:

$$\Delta V = m(V'_0 - V_0)$$

bunda V'_0 — bug'ning solishtirma hajmi, V_0 — suyuqlikning solishtirma hajmi. Mana shu izobarik kengayishda bajarilgan ish:

$$A_1 = p \cdot \Delta V = pm(V'_0 - V_0) \quad (22.3)$$

So'ng hajmni adiabatik ravishda cheksiz kichik miqdor qadar kattalashtiramiz (BC tarmoq); bunda temperatura dT qadar pasayadi, to'yingan bug'ning elastikligi esa dp qadar kamayadi. So'ng aralashmani yana izobarik ravishda ΔV qadar siqamiz. Bu siqilish protsessi CD to'g'ri chiziq bilan tasvirlanib, u $p-dp$ bosim va $T-dT$ temperaturada yuz beradi va protsess vaqtida:

$$A_2 = -(p - dp)\Delta V = -(p - dp)m(V'_0 - V_0) \quad (22.4)$$

ish bajaradi.

Nihoyat DA adiabatik siqishni bajarib siklni tugallaymiz. Sikl natijasida isitgichdan Q_1 issiqlik miqdori olindi va qandaydir A ish bajarildi. BC va AD adiadiabatalarda bajarilgan cheksiz kichik ishlarni nazarga olmasak, $A = A_1 + A_2$ deb hisoblash mumkin. Qaytuvchi Karno siklning foydali ish koeffitsienti $\eta' = \frac{A}{Q_1}$, asosan

ishlovchi moddaning tabiatiga bog'liq emas va $\frac{T_1 - T_2}{T_1}$ ga tengdir;

bunda T_1 — isitgichning temperaturasi (bizning holda T) T_2 — sovutgichning temperaturasi (bizning holda $T - dT$).

Demak:

$$\eta' = \frac{A_1 + A_2}{Q_1} = \frac{T - (T - dT)}{T} = \frac{dT}{T}$$

bundagi Q_1 , A_1 va A_2 larning o'rniga (3), (4) va (5) dagi qiymatlarini qo'ysak quyidagi ifoda hosil bo'ladi:

$$\frac{m(V'_0 - V_0)dp}{m\lambda} = \frac{dT}{T}$$

yoki

$$\frac{dp}{dT} = \frac{1}{T} \cdot \frac{\lambda}{(V'_0 - V_0)} \quad (22.5)$$

bu Klapayron-Klauzius formulasi deb atalib u to'yingan bug' elastikligining temperaturaga bog'lanishini xarakterlovchi dp/dT kattalik bilan bug'lanish issiqlikni solishtirma hajmining o'zgarishi $(V'_0 - V_0)$ va temperatura T ni bog'laydi. Bu formulaning ko'rinishi suyuqlikning tabiatiga bog'liq emas.

Eritmalar. Osmotik bosim. Ma'lumki, qattiq jismlar, umuman aytganda, suyuqliklarda erib, ular bilan bir jinsli muhit tashkil qiladi. Biroq eritma, bir-biri bilan kimyoviy reaksiyaga

kirishmaydigan gazlarning aralashmasi kabi oddiy aralashma emas. D.I. Mendeleyev 1865–1887-yillar mobaynida bajargan keng tekshirishlari natijasida eritmaning hajmi erituvchi va erigan moddalar hajmlarining yig'indisidan farqli ekanini ko'rsatdi. Erish protsessida issiqlik ajraladi yoki yutiladi. Mendeleyev eruvchi va erigan moddalarning ma'lum og'irlik nisbatlariga tegishli bo'lgan maxsus nuqtalarning mavjudligini aniqladi. Bularning hammasi eritma va erigan modda molekulalari orasida o'zaro energetik ta'sirlar borligini va eritmalarning kimyoviy birikmalarga yaqinligini ko'rsatadi. Lekin kuchsiz eritmalarda bu ko'rsatilgan effektlar ham rol o'ynaydi. Bundan buyon biz erigan moddaning bir molekulasini erituvchining juda ko'p molekulasiga to'g'ri keladigan kuchsiz eritmalarini o'rganish bilan cheklanamiz. U holda erigan moddaning molekulalari bir-biridan uzoqda bo'ladi, o'zaro ta'sir kuchsiz bo'ladi va ularning majmuasi gazga o'xshaydi. Erigan moddaning haqiqiy gazdan farqi shundaki, erigan modda molekulalarining harakati ularning orasida erituvchining molekulalari borligi va erigan modda molekulalari erituvchining molekulalari bilan uzluksiz ravishda to'qnashib turganligi sababli, qiyinlashgan bo'ladi. Shu sababli erigan moddaning diffuziya koeffitsienti gazlarning diffuziya koeffitsientidan ancha katta bo'ladi.

Eruvchi modda molekulalarining ham, erigan modda molekulalarining ham issiqlik harakati o'rtacha kinetik energiyasi bilan T temperaturadagi gaz molekulalarining o'rtacha kinetik energiyasi kabi bo'ladi: erkinlik darajalardan bittasiga to'g'ri keladigan o'rtacha energiya:

$$E = \frac{1}{2}KT$$

bunda K — Bolsman doimiysi.

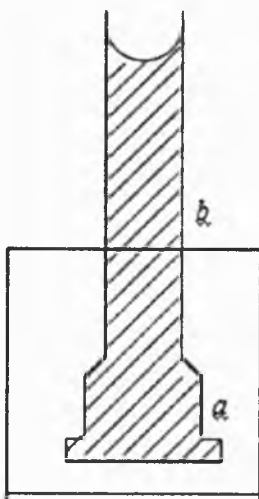
Erigan modda molekulalarining majmuasi gazga o'xshagani uchun bosimga ega bo'lishi kerak;

$$p = \frac{2}{3} n_0 \bar{\omega} \quad (22.6)$$

bunda n_0 — eritmaning birlik hajmdagi erigan modda molekulalarining soni. Bu p bosim *osmotik bosim* deyiladi.

Ammo eruvchi suyuqlikda sirt pardasi vujudga keltirgan katta ichki bosimning mavjudligi osmotik bosimni bevosita kuzatishga imkon bermaydi. Osmotik bosimdagi gazga oz miqdorda qo'shilgan boshqa bir gazning parsial bosimiga o'xshaydi. Shuning uchun, osmotik bosimni kuzatish usuli ham gazlardagi parsial bosimni kuzatish usuli bilan birday bo'lishi kerak. Bayon qilingan tajribada, vodorod molekulalarining o'tkazadigan va argon molekulalarni o'tkazmaydigan qizdirilgan plastinkadan iborat to'siq yordamida parsial bosimini bevosita o'lchash mumkin bo'lgan edi. Shunga o'xshash, erituvchining molekulalarini o'tkazib erigan modda molekulalarni o'tkazmaydigan to'siq yordamida osmotik bosimni kuzatish mumkin. Bunday to'siqlar *yarim o'tkazuvchan* to'siqlar deb ataladi. Masalan hayvon pufagi qand eritmasi uchun yarim o'tkazuvchan to'siqdir, u suv molekulalarini o'tkazib, qand malekulalarini esa o'tkazmaydi. Binobarin, hayvon pufagini qand eritmasining osmotik bosimini kuzatish va o'lchashda ishlatish mumkin.

Osmotik bosimi kuzatishga xizmat qiladigan tajribaning sxemasi 22.3-rasmda tasvirlangan. Toza suvli pastki ochiq tomon yarmi o'tkazuvchan parda bilan qoplangan kichkina idishga a solingan. a idishchanning yuqori qismiga uzun ingicha u naycha o'rnatilgan. Idishchada qand eritmasi bor. a idishchaga ham yarim o'tkazuvchan parda orqali suv ko'p kirib, undan tashqariga suv oz chiqadi. Ortiqcha kirgan bu suv b naychadagi eritmaning sathini ko'tarilgan suyuqlik ustunining gidrostatik bosimi erigan qandning osmotik ("parsial") bosimiga tenglashguncha ko'taradi.



22.3-rasm. Yarim o'tkazuvchan parda yordamida osmotik bosimni aniqlash.

(22.6) formuladan osmotik bosim Mendeleyev — Klapayron formulasini qanoatlantirish zarurligi kelib chiqadi:

$$p = \frac{m}{\mu \cdot V} RT \quad (22.7)$$

bunda m — erigan moddaning massasi, μ — uning molekular og'rligi, V — eritmaning hajmi, R — gaz doimiysi.

Eritmaning konsentratsiyasi. Konsentratsiyasi son jihatdan eritmaning birlik hajmidagi erigan modda massasiga teng bo'ladi deb ataluvchi

$$C = \frac{m}{V} \quad (22.8)$$

kattalikni kiritib, (22.7) formulani quyidagicha yozish mumkin:

$$p = \frac{C}{\mu} RT \quad (22.9)$$

Osmotik bosimga tatbiq qilingan bu (22.8) formula *Vant—Goff formulasi* deyiladi. *Vant—Goff formulasidan* quyidagi formulalar kelib chiqadi: 1) o'zgarmas temperaturadagi erigan ma'lum bir p osmotik bosimi C konsentratsiyaga to'g'ri proporsionaldir; 2) o'zgarmas konsentratsiyali erigan ma'lum bir moddaning p osmotik bosimi T absolut tempereturasiga to'g'ri proporsionaldir; 3) birday konsentratsiya va birday bosimga olingan erigan har xil moddalarning p osmotik bosimi molekular og'irlikkka teskari proporsionaldir.

Ko'pgina kuchsiz eritmalar *Vant—Goff formulasi* (22.9) yaxshi natija beradi. Biroq qator eritmalar uchun, masalan, anorganik tuzlarning eritmaları uchun osmotik bosimning qiymati (22.9) formula bo'yicha hisoblangan qiymatdan ancha katta bo'lib chiqadi. Bu hol mana shunday moddalar molekularlarning eriganda bir necha qismlarga parchalanishi (*dissotsiatsiyalanish*) bilan bog'liqdir. Chunki dissotsiatsiya natijasida erituvchining birluk hajmiga to'g'ri keladigan zarralar soni n_0 oshadi va (22.7) formulaga ko'ra, bosim ham oshadi.

Katta osmotik bosimga ega bo'lgan eritmalar elektr o'tkazuvchi (*elektrolitlar II tomga qarang*) bo'lganligi holda (22.9) formulaga bo'ysinuvchi eritmalarining elektr tokini o'tkazmasligi ma'lum bo'ladi. Bundan esa erishda molekularlar neytral qismga emas, zaryadli qismlarga (ionlarga) ajralishi ma'lum bo'ladi. Osmotik bosim bilan bog'liq bo'lgan hodisalar tabiatda, xususan, tirik organizmlarda yuz beradigan protsesslarda katta rol o'ynaydi.

Osmotik bosimni kattalik jihatidan baholash uchun quyidagi misollarni ko'ramiz.

1-misol. 27°C temperaturadagi 1 l suvda 34 g qamish qandi ($C_6H_{12}O_5$) eritiladi. Eritmaning osmotik kattaligi aniqlansin.

Yechilishi: (2) formula bo'yicha:

$$p = \frac{m}{\mu} \cdot \frac{RT}{V}$$

bunda R — gaz doimiysi bo'lib $0,082 \text{ л} \cdot \text{ам} / \text{град} \cdot \text{моль}$ ga teng. Vodorod (H), uglerod (C) va kislorod (O) ning atom og'rliklari mos ravishda 1; 12 va 16ga teng bo'lishini e'tiborga olib va qamish qandining yuqorida keltirilgan kimyoviy formulasidan foydalanib, molekular og'irligi $\mu = 342$ ekanini aniqlaymiz. Mana shu son qiymatlaridan foydalanib osmotik bosimni topamiz.

$$p = \frac{34}{342} \cdot \frac{0,082 \cdot 300}{1} \text{ам} \cong 2,46 \text{ ам}$$

Keltirilgan hisoblash osmotik bosimning bir necha atmosfera chamasida bo'la olishini ko'rsatadi.

2-misol. Eritan modda barcha molekularlari x qismining har biri dissotsiatsiya natijasida i tadan zarraga ajralsa, osmotik bosim qanday nisbatda o'sadi?

Yechilishi. Eritmaning birlik hajmdagi erigan modda molekularlarining soni dissotsiatsiyagacha n_0 edi deb olamiz. Agar erigan moddaning x qismi har bir dissotsiatsiya natijasida i tadan zarraga ajralsa, birlik hajmdagi zarralar soni quyidagiga teng bo'lib qoladi:

$$n'_0 = n_0 x i + (1 - x) n_0 = [1 + x(i - 1)] n_0.$$

Bosim birlik hajmdagi zarralar soni proporsional bo'lganligi uchun u dissotsiatsiya natijasida quyidagi nisbatda oshadi:

$$\frac{p'}{p} = \frac{n'_0}{n_0} [1 + x(i - 1)] \quad (22.10)$$

Juda kuchsiz eritmalarda dissotsiatsiya to'la bo'ladi, ya'ni barcha molekularlar parchalanadi u holda $x = 1$ va (22.10) formula

$$p' / p = i$$

ko'rimishini oladi.

Agar, masalan, barcha molekularlar ikkitadan bo'lakka dissotsiatsiyalansa, $i = 2$ bo'ladi va $p' = 2p$, ya'ni dissotsiatsiya

natijasida osmotik bosim ikki barobar oshadi.

3-misol. Agar 2,92 g osh tuzi eritmasining haqiqatda kuzatiladigan osmotik bosimini P' orqali belgilaymiz. U holda olingan misolni yechishda chiqarilgan (22.10) formulaga asosan

$$P' = P[1 + \chi(i-1)]$$

Shartga ko'ra $i=2$ bundan:

$$P' = P(1 + \chi)$$

Bu tenglikni χ ga nisbatan yechamiz:

$$\chi = \frac{P'}{P} - 1 \quad (22.11)$$

Egri sirt va suyuqlik ustida to'yingan bug'ning bosimi 375 Mendeleyev — Klapayron formulasidan:

$$P = \frac{m}{\mu} \cdot \frac{RT}{V}$$

P ning qiymatini (5) ga qo'ysak:

$$\chi = \frac{P'\mu V}{PRT} - 1$$

Berilgan son qiymatlarini bu formulaga qo'ysak:

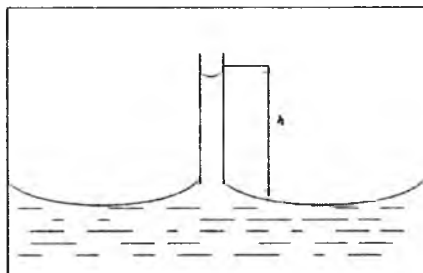
$$\chi \cong 0,4$$

ya'ni osh tuzi molekulalarining 0,44 qismi dissoiasiyalanadi.

Egri sirt ustidagi to'yingan bug'ning bosimi. Suyuqlik to'yingan bug'ning bosimini suyuqlik sirtining egriligiga bog'lanishini tekshiraylik. Yopiq idishda ma'lum miqdorda suyuqlik bo'lsin; suyuqlikning ustida to'yingan bug' bor. Suyuqlik sirti ustida bug'ning bosimi berilgan T temperaturada tamomila aniq p qiymatga ega bo'ladi. Bu bosim balandlik bo'yicha barometrik formulaga asosan kamayib boradi.

Bir uchi suyuqlikka botirilgan A kapillyar naychani ko'z

oldimizga keltiraylik (22.4-rasm). Kapillyar naycha materialni suyuqlik to'la ho'laydi, deb faraz qilamiz.



22.4-rasm. To'yingan bug'ning balandlikdagi elastikligini, idishdagi suyuqlikning sirtidagi elastikligiga qaraganda kichik bo'ladi.

U holda suyuqlikning meniski yarim sfera shaklidagi botiq sirtidan iborat bo'lib r radiusi kapillyar, naychaning radiusiga teng. Naycha ichida suyuqlik h balandlikka ko'tariladi. Bu balandlik quyidagi formula bilan aniqlanadi:

$$h = \frac{2\sigma}{r \rho g} \quad (22.12)$$

bunda σ – suyuqlikning sirt taranglik koeffitsienti va ρ – uning zichligi.

Faraz qilaylik, kapillyardagi suyuqlikning botiq sirti ustidagi to'yingan bug'ning bosimi idishdagi yassi sirt ustidagi bosimning p qiymatiga teng bo'lsin. U holda idishdagi suyuqlik sirtidan h balandlikda bo'lgan botiq sirtidan bug'langan bug' o'zini o'rab olgan bug'ga nisbatan kattaroq bosim ostida qoladi, chunki o'sha atrofdagi bug'ning bosimi p' balandlik bo'yicha borganii sababli p bosimdan kichik bo'ladi. Vujudga kelgan zichroq bug' kamayib, ish bajarishi mumkin; bu ish sovutgich bo'lmagan holda, $-T$ temperaturaning birgina isitgich hisobiga bajarilgan bo'lib qoladi; termodinamikaning ikkinchi bosh qonuniga ko'ra, buning yuz berishi mumkin emas.

Demak, biz suyuqlikning botiq sirti ustidagi to'yingan bug'ning bosimini atrofdagi bug'ning p' bosimiga teng deb hisoblashimiz kerak. Chunki faqat shu bosimdagina kapillyardagi suyuqlik bilan bug' orasidagi muvozanat mavjud bo'ladi.

p' ning qiymatini barometrik formula yordamida aniqlash mumkin edi, biroq h balandlik bo'lgani uchun $p - p'$ ayirmaning h balandlikka va ρ_0 zichlikka (bunda ρ_0 – berilgan suyuqlik to'yingan bug'ning T temperaturadagi zichligi) ega bo'lgan bir jinsli bug' ustunining bosimiga teng deb olish mumkin:

$$p - p' = h g \rho_0$$

bu yerga (1) bo'yicha h ning qiymatini qo'ysak:

$$p' - p = \frac{2\sigma}{r} \cdot \frac{\rho_0}{\rho} \quad \text{bundan} \quad p' = p - \frac{2\sigma}{r} \cdot \frac{\rho_0}{\rho} \quad (22.13)$$

(22.13) formuladan ko'rinishicha $p' < p$ ekan, ya'ni botiq sirt ustidagi bosimdan kichik bo'ladi. Sirtning r egrilik radiusi qancha kichik bo'lsa, p' bosim ham yassi sirt ustidagi bug' bosimi p dan shuncha farq qiladi.

Suyuqlik kapillyar naychani ho'llamaydigan holni tekshirganimizda, kapillyardagi suyuqlik meniski qavariq bo'lishini va suyuqlik sathi katta idishdagi sathga nisbatan biroz past bo'lishini ko'ramiz. Bundan, yuqorida keltirilganlarga tamomila o'xshash mulohazalar yordamida qavariq sirt ustidagi to'yingan bug'ning p'' bosimini yassi sirt ustidagi bosimdan katta bo'ladi degan xulosaga kelimiz, ya'ni

$$p'' = p + \frac{\sigma}{r} \cdot \frac{\rho_0}{\rho} \quad (22.14)$$

ekanligi ma'lum bo'ladi.

Keyingi xulosadan sferik tomchilar ustidan to'yingan bug'ning bosimini suyuqlik yassi sirt ustidan o'sha to'yingan bug'ning

bosimidan katta ekanligi va tomchining radiusi qancha kichik bo'lsa, uning ustidagi to'yingan bug bosimi shuncha katta bo'lishi kelib chiqadi. Bug bilan o'ralgan turli radiusli tomchilar o'zaro muvozanatda bo'la olmaydi. Kichik tomchilar bug'lanadi, katta tomchilar esa kichkina tomchilar tamomila yuqolguncha bug'lar kondensatsiyalana boradi.

Egri sirt ustida to'yingan bug'ning bosimi

Endi eritma ustidagi to'yingan bu'gning bosimini sof erituvchi ustidagi bug'ning bosimiga taqqoslaymiz.

O'tgan asrning oxirlaridayoq, Raul asosan organik moddalar ustida o'tkazgan ko'p sonli o'lchashlar natijasida uchuvchan bo'lmagan modda eritmasi ustidagi erituvchi modda to'yingan bug'ning p' bosimi sof erituvchi ustidagi to'yingan bug'ning shu temperaturadagi p bosimidan pastroq bo'lishini ko'rsatgan edi. Masalan, qandning suvdagi eritmasi ustidagi to'yingan suv bug'ining bosimi, xuddi shu temperaturadagi toza suv ustidagi to'yingan suv bug'ining bosimidan pastdir. Sof eruvchining v molida v' mol modda eritilgan bo'lsin; u holda Raul topgan qonunga ko'ra, to'yingan bug'lar bosimining nisbiy pasayishi:

$$\frac{p - p'}{p} = \frac{v'}{v + v'} \quad (22.15)$$

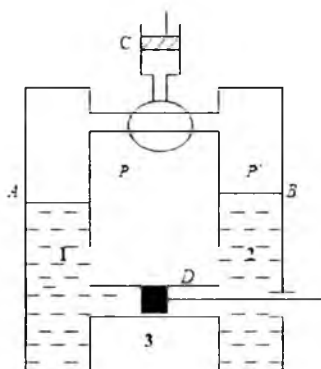
formuladan topiladi.

Raul qonuni quyidagi aylanma protsesni tekshirishdan keltirib chiqarilishi mumkin:

bir mol sof eruvchining A idish (19-rasm) ichida bug'lantirib p bosimli to'yingan bug' hosil qilamiz; hosil bo'lgan bug'ning hajmini

V_0 orqali belgilaymiz;

bu bug'larni C nasos yordamida ularning bosimi ustidagi to'yingan bug'ning p' bosimiga tenglashguncha kamaytiramiz; bu holda hajm V_0 bo'lsin;



22.5-rasm

B idishdagi p' bosimli bug'ning bir molini kondensatsiyalab eritmaga aylantiramiz.

Bu uchta protsesni birday T temperaturada izotermik bajaramiz;

Yarim o'tkazuvchan porshen yordamida bir mol eruvchini eritmadan yana toza eruvchi tomonga o'tkazamiz.

Bu aylanma protsesda bajarilgan ishlarning yig'indisi nolga teng bo'lishi kerak. Aks holda, termodinamikaning ikkinchi bosh qonuni yana buzilgan bo'lar edi, chunki butun protsess T temperaturali issiqlik manbayi bilan bajarildi.

3) protsesslarda bajarilgan ishlar kattalik jihatdan o'zaro teng va ishoralari qarama – qarshi ekanligiga osonlik bilan ishonch hosil qilish mumkin; shuning uchun ham butun aylanma protsess uchun ishlar yig'indisi tuzilayotganda, ular o'z-o'zidan tushib qoladi.

Suyuqliklardagi molekular hodisalar

Bug'ning C nasos yordamida kenfayishidagi ishi:

$$A_1 = RT \ln \frac{p'}{p} \quad (22.16)$$

Bir mol erituvchini eritmadan sof erituvchi solingan idishga o'tkazishda bajarilgan ishni aniqlaymiz. Yarim o'tkazuvchan D porshen orqali erituvchining ΔV hajmi ortishi uchun porshenni ma'lum kesmaga surish kerak. Bu holda porshen osmotik bosim P ga qarshi surilgani uchun

$$A_2 = P \cdot \Delta V$$

ish bajaradi. ΔV – bir mol toza erituvchining hajmidir; bundan

$$\Delta V = \frac{\mu}{\rho}, \text{ bu yerda } \mu - \text{erituvchining molekular og'irligi, } \rho - \text{uning}$$

zichiigi, bularga asosan:

$$A_1 + A_2 = 0 \text{ shartdan:}$$

$$P \cdot \frac{\mu}{\rho} = -RT \ln \frac{p'}{p}$$

Bundan osmotik bosimni topamiz:

$$P = \frac{\rho}{\mu} RT \ln \frac{p'}{p} \quad (22.17)$$

Bu keyingi ifodani o'zgartirish mumkin. $\ln \frac{p}{p'}$ ifodani quyidagicha yozamiz:

$$\ln \frac{p}{p'} = \ln \left(1 + \frac{p - p'}{p'} \right),$$

bosimning $p - p'$ o'zgarish kichik bo'lgani uchun $\frac{p - p'}{p'}$ birdan ancha kichik bo'ladi, shuning uchun taqriban:

$$\ln \left(1 + \frac{p - p'}{p'} \right) \approx \frac{p - p'}{p'}$$

Bu taqribiy ifodadan foydalanib (4) formulani quyidagicha yozamiz:

$$P = \frac{\rho}{\mu} = RT \frac{p - p'}{p'} \quad (22.18)$$

Bu formula osmotik bosimning qiymatini bayon qiladigan yarim o'tkazuvchan pardalar yordamida o'lchash o'rmiga eritma ustidagi to'yingan bug' bosimining pasayishi orqali hisoblash imkonini beradi.

Mendeleyev-Klapeyron formulasi bo'yicha osmotik bosim:

$$P = \frac{m'}{\mu'} \cdot \frac{RT}{V}$$

Bu yerda m' – uning molekular o'g'irligi, demak, m'/μ' erigan modda mollarning soni ν' ga tengdir.

Bundan:

$$P = \nu' \frac{RT}{V}$$

Ikkinchi tomondan $\frac{\rho}{\mu} = \frac{m}{\mu V}$, bunda m – erituvchining massasi va μ – uning molekular og'irligi, binobarin:

$$\frac{\rho}{\mu} = \nu \frac{1}{V}$$

bunda ν – erituvchining mollar soni P va ρ/μ ning bu qiymatlarini (22.17) ga qo'ysak:

$$\frac{p - p'}{p'} = \frac{\gamma'}{\gamma}$$

bunda:

$$\frac{p - p'}{p'} = \frac{\nu'}{\nu + \nu'}$$

bu esa Raul qonuni (22.15) ning o'zidir. Demak, sof erituvchining ν – molida ν' – mol modda eritilganda Paul qonuniga asosa

to'yingan bug' molekularining xossalari bosimning pasayishiga asosan o'rganiladi.

Tayanch tushunchalar:

Tomchining suyuqlik sirti bo'yicha yoyilishi. Monomolekular pardalar. Eritmalar. Egri sirt ustidagi to'yingan bug' bosimi.

Mavzuga doir savollar:

1. *Tomchining suyuqlik sirti bo'yicha yoyilishining mohiyatini tushuntiring.*
2. *Monomolekular pardalar nima?*
3. *Eritmalar hosil Asmotik bosimni tushuntirib bering.*
4. *Egri sirt ustidagi to'yingan bug' bosimini aytib bering.*
5. *Suyuqliklardagi molekular hodisalarni tushuntirib bering.*

IX BO'LIM. QATTIQ JISM

Qattiq jismni boshqa agregat holatlardan ajratib turuvchi asosiy farqlari: birinchidan, uning normal sharoitda o'z shaklini saqlashi; ikkinchidan, ularni tashkil etuvchi atom molekulalarning tebranma harakatda bo'lishidir.

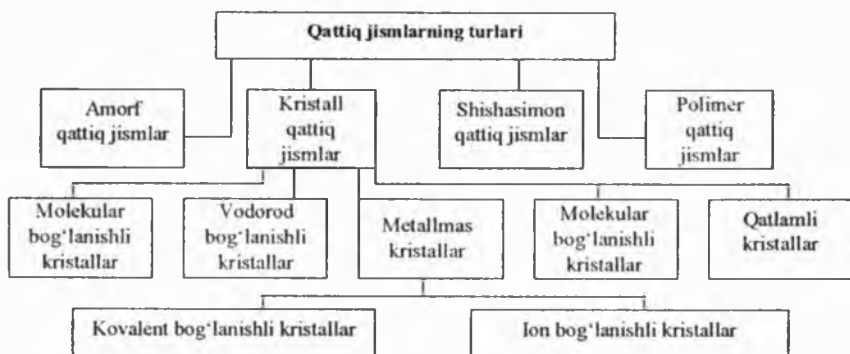


23. Kristall panjara. Kristallografik koordinata tizimi

Qattiq jismlarning tuzilishi va turlari

Tabiatdagi moddalar gaz, suyuqlik, qattiq jism va plazma holatlarida bo'ladi. Bu holatlar moddanipg agregat holatlari deb atalib, bir-biridan fizik xossalari bilan farq qiladilar. Qattiq jismlarning suyuq va gazlardan farqi shundaki, ular hz shakllarini saqlaydi va ularda oquvchanlik kuzatilmaydi. Mikroskopik nuqtai nazardan bunday farqning bo'lishi, moddani tashkil etuvchi atom va molekulalar orasidagi o'zaro ta'sir energiyasining katta yoki kichikligi bilan tushuntiriladi. Suyuqlik va gazlarda ularni tashkil qiluvchi atom va molekulalar orasidagi o'zaro ta'sirlashish energiyasi ularning issiqlik harakati energiyasidan kichik bo'ladi. Shuning uchun suyuqlik yoki gazni tashkil etuvchi atom va molekulalar bir nuqtadan ikkinchi nuqtaga ko'chib yurishi mumkin, ya'ni oquvchanlik xossasiga ega. Qattiq jismlarda esa molekula yoki atomlar orasidagi ta'sirlashuv energiyasi ularning issiqlik harakati energiyasidan ancha katta bo'ladi, shuning uchun ular erkin ko'chib yura olmaydi va muvozanat vaziyatlari atrofida tebranma harakt qilib turadi. Demak, qattiq jismni boshqa agregat holatlardan ajratib turuvchi asosiy farqlari: birinchidan, uning normal sharoitda o'z shaklini saqlashi; ikkinchidan, ularni tashkil etuvchi atom molekulalarning tebranma harakatda bo'lishidir.

Qattiq jismlar tuzilishiga ko'ra amorf, kristall, shishasimon va polimer qattiq jismlarga bo'linadi. Bundan tashqari qattiq jismlar uni tashkil etuvchi atom yoki molekulalarning o'zaro bog'lanishiga ko'ra ham farqlanadi. (1-rasm)



23.1-rasm

Kristall qattiq jismlarda ularni tashkil qiluvchi atom va molekularlar qatʼiy tartib bilan joylashadi. Agar bu tartib ikki qoʻshni atom yoki molekula orasidagi masofadan bir qancha marta katta boʻlgan masofalargacha saqlansa uni uzoq, tartib deb ataladi. Kristallar aniq, suyulish temperaturasiga (nuqtasiga) ega boʻladi. Jism bu temperaturagacha qizdirilganda atomlar va molekularlar joylashishida tartib yoʻqoladi va ular oquvchanlikka ega boʻlib qoladi. Suyulish nuqtasida tashqaridan olinayotgan issiqlik taʼsirida jism temperaturasi oʻzgarmaydi va qattiq jism toʻla suyuqlikka aylanguncha temperatura saqlanadi.

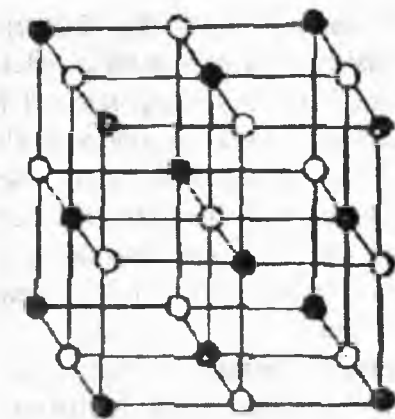
Kristall va amorf jismlar.

Qattiq jismlar bir-biridan oʻzlarining fizik xossalari bilan keskin farqlanadigan ikki turga, yaʼni kristall va amorf jismlarga ajraladi.

Kristall holatdagi moddaning asosiy alomati unda anizotropiya mavjud boʻlishidir. Anizotropiya deb, bir jism xossalarining turli yoʻnalishlarda turlicha boʻlishiga aytiladi. Masalan, kristall jismlarning issiqlikdan kengayish koeffitsiyenti turli yoʻnalishlar uchun turlicha boʻladi; turli yoʻnalishlarda kristallarning mexanik, optik va elektr xossalari ham turlichadir. Kristallning eng xarakterli tashqi alomati uning muntazam geometrik shaklda boʻlishidir. De-

raza oynasida suv muzlaganda muz kristallari muntazam geometrik naqshlar hosil qilishini va qor uchqunining muntazam shaklga ega bo'lishini hamma biladi. Kristallar tekis yoqlar bilan chegaralangan bo'lib, bu yoqlar qirralarda va uchlarda uchrashadi. Odatda, yoqlar bip-biriga nisbatan simmetrik ravishda joylashadi. Kvars, masalan, olti yoqli piramidalar bilan tugallanuvchi olti yoqli prizmadan iborat bo'lgan kristallar hosil qiladi.

23.2-rasmda osh tuzining (NaCl) kubik panjarasi tasvirlangan; bunday panjara eng sodda panjara bo'lib, kubik sistemaga kiradi. Natriy atomlari qora doirachalar bilan tasvirlangan, ular musbat elektr zaryadiga ega, ya'ni ular musbat ionlar bo'ladi. Xlor atomlari oq doirachalar bilan tasvirlangan, ular manfiy elektr zaryadga ega, ya'ni ular manfiy ionlardir.



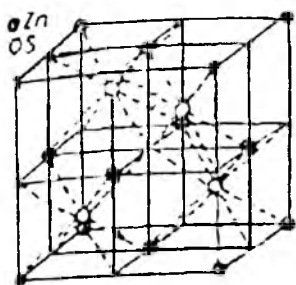
23.2-rasm. Osh tuzning kub panjarasi.

23.3-rasmda rux aldama (ZnS) ning fazoviy panjarasi tasvirlangan. Qora doirachalar Zn ning musbat ionlarini tasvirleydi, oq doirachalar esa S ning manfiy ionlarini tasvirleydi. Rux aldamaning panjarasi, osh tuzning panjarasiga qaraganda, birmuncha murakkabroq tuzilgan.

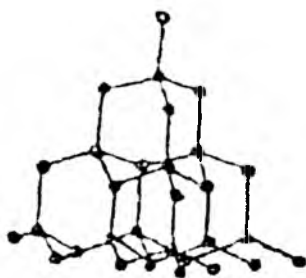
Ximiyaviy sodda qattiq jismlarda fazoviy panjarani tashkil qiluvchi atomlarning hammasi neytral bo'ladi. Bunday kristallning panjarasi atom panjara yoki gomeopolyar panjara dsb yuritiladi.

Atom panjaradan o'zaro ta'sir kuchlarining tabiati faqat kvant mexanikasi asosidagina to'la-to'kis tushuntirib berilishi mumkin.

23.4-rasmda olmosning kristall panjarasidagi atomlarning joylashishi tasvirlangan.



23.3-rasm. Aldama ruxning fazoviy panjarasi.



23.4-rasm. Olmosning kristall panjarasi.

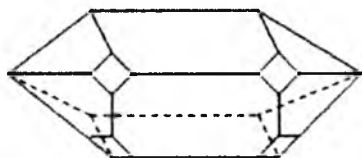
Ion panjara (NaCl tipidagi) hamda atom panjarani (olmos tipidagi) molekular panjara va metall panjaradan farq qilinadi; ko'p atomli ximiyaviy birikmalar, masalan, R_2O_3 , SO_3 va boshqalarning kristallari birinchi tur panjaraga misol bo'ladi; ikkinchi tur panjaraga o'zining yaxshi elektr o'tkazuvchanligi va yaltiroqligi bilan xarakterli bo'lgan metallar misol bo'ladi.

Metallarning kristallarini qo'pol ravishda ko'z oldimizga keltirsak, ular elektron bulutiga o'xshaydi va unda bir-biridan ma'lum uzoqlikda musbat ionlar joylashgan bo'ladi.

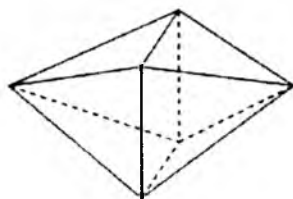
1. Qattiq jismlar bir-biridan o'zlarining fizik xossalari bilan keskin farqlanadigan ikki turga, ya'ni kristall va amorf jismlarga ajraladi. Kristall holatdagi moddaning asosiy alomati, unda anizotropiyaning mavjud bo'lishidir. Anizotropik deb, bir jinsli jism xossalariining turli yo'nalishlarda turlicha bo'lishiga aytiladi. Masalan,

kristall jismning issiqlikdan kengayish koeffitsienti turli yoʻnalishlar uchun turlicha boʻladi; turli yoʻnalishlarda kristallarning mexanik, optik va elektr xossalari ham turlichadir. Kristallning eng xarakterli tashqi alomati uning muntazam geometrik shaklda boʻlishidir. De-raza oynasida, suv muzlaganda muz kristallari muntazam geometrik naqshlar hosil qilishini va qor uchqunining muntazam shaklga ega boʻlishini hamma biladi. Kristall tekis yoqlar bilan chegaralangan boʻlib, bu yoqlar qirralarda va uchlarda uchrashadi.

Odatda, yoqlar bir-biriga nisbatan simmetrik ravishda joylashadi. Kvars, masalan olti yoqli piramidalar bilan tugallanuvchi olti yoqli prizmadan iborat boʻlgan kristallar hosil qiladi (23.5-rasm)

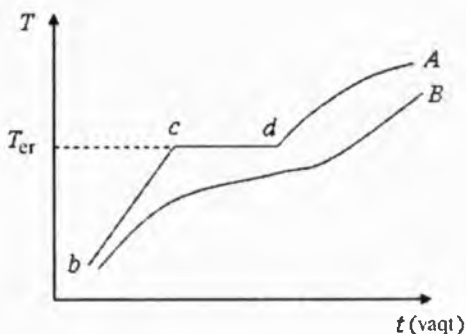


23.5-rasm



23.6-rasm

Achchiqtosh oktaedrlar shaklida (23.6-rasm), tosh tuz esa kublar shaklida kristallanadi va hokazo. Maʼlum bir kristall moddaning har xil namunalarida yoqlar orasidagi burchaklar mutlaqo birday boʻladi. Masalan, tosh tuzning kristallari oʻzaro tik boʻlgan tekisliklar boʻyicha parallelepiped shaklidagi boʻlaklarga ushaladi; slyuda osonlik bilan yupqa qamlatlarga ajraladi. Amorf jismlar singanda esa, hamma vaqt egri-bugri sirtli ushoqlar hosil boʻladi. Bir boʻlak shisha sindirilsa, hosil boʻlgan boʻlaklar tamomila nomuntazam tasodifiy shakllarga ega boʻladi. Kristall va amorf jismlar erish vaqtida, yaʼni qattiq holatdan suyuq holatga oʻtish vaqtida turlicha vaziyatda boʻladi. Har bir kristall jism tomomila aniq erish nuqtasiga ega boʻladi.



23.7-rasm. Kristall qattiq jismni (A) va amorf qattiq jismni (B) eritishda temperaturaning vaqt o'tishi bilan o'zgarishi.

23.7-rasmdagi A chiziq tekis isitish bilan eritilayotgan kristall jism temperaturasining vaqt o'tishi bilan o'zgarishini ifodalaydi. Chiziqning BC qismi qattiq holatdagi kristallning isish protsessini tasvirlaydi. Eritish temperaturasi T_{er} ga yetganda jismning isishi to'xtaydi, chunki berilayotgan issiqlikning hammasi jismning qattiq holatidan suyuq holatga o'tishi (erish issiqligi) uchun sarflanadi. d nuqtada jismning to'la suyuq holatga o'tgan payti mos keladi. Chiziqning yuqoriga ko'tariluvchi oxirgi qismi suyuqlikning isishiga tegishiidir.

Muzning erishi bunday protsess uchun misol bo'ladi: erish vaqtida muz butunlay suvga aylanguncha uning temperaturasi o'zgarmaydi, hamma vaqt 0°C ga teng bo'lib turadi. Amorf jism temperaturasining vaqt o'tishi bilan o'zgarishi ko'rsatuvchi chiziqda (23.7-rasm, B egri chiziq) amorf jismning yumshash intervaliga mos keluvchi burilishgima mavjuddir; amorf jism qattiq holatdan suyuq holatga uzluksiz ravishda o'tadi. Bu holatdan, umuman, amorf qattiq jism juda ham yopishqoq suyuqlikka o'xshaydi. Shisha, har xil shishasimon moddalar, smolalar, bitumlar va boshqalar amorf jismlarning namunalari bo'la oladi. Keyingi paytlarda polimerlar deb ataladigan gruppalarni tashkil etuvchi organik birikmalardan iborat bo'lgan amorf moddalar alohida diqqatni o'ziga jalb qilmoqda.

2. Kristall jismlar ikki guruhga bo'linadi: monokristallar va polikristallar. Kristall tuzilish faqat yirik yakka kristallardagina bevosita seziladi. Kristallarning anizotropligiga sabab zarralarining (atomlar, molekulalar, ionlar) fazoviy panjara hosil qilib batartib joylashganligidir. Har uchala yo'nalish bo'yicha ham zarralar joylashuvining davriy ravishda takrorlanishi bilan xarakterlanuvchi tuzilish kristall panjara deyiladi.

Zarralar joylashgan nuqta, aniqrog'i atrofida zarralar tebranma harakat qiladigan nuqta kristall panjaraning tuguni deyiladi. Kveruning (tog' xrustalining) tabiiy kristallari, osh tuzining bo'laklari va boshqalar ana shunday kristallardandir (23.7-rasm).

Bunday yakka kristallar monokristallar deyiladi. Ko'pchilik qattiq jismlar esa mayda kristall tuzilishiga ega bo'ladi. Tuzlarning kukunlari ayrim mikroskopik kristallarning to'plamidan iborat bo'ladi.

Barcha metallar polikristall tuzilishiga ega. Metallning ayrim kristallchalari bir-birining yog'ida molekular kuchlar tufayli ushlanib turadi va bunday mayda kristallarning molekulasi bevosita qaraganda tutash bo'lib ko'rinuvchi metall parchasini hosil qiladi.

Metallning ayrim kristallchalari anizotrop bo'lsa ham, ularning tartibsiz joylashganliklari tufayli metall parchasi anizotrop bo'lmaydi. Metallarning polikristall tuzilishini metallning sil-liqlangan sirtini tekshirish orqali bilish mumkin; ba'zan kristallar ancha yirik bo'lib, ularni ko'z bilan ko'rish mumkin, ba'zan esa ularni faqat mikroskop yordamida ko'rish mumkin.

E.S. Fedorov kristallarning simmetriyasini eng umumiy holda tekshirib zarralarning kristallarda 230 xil usulda joylasha olishligini ko'rsatdi. Kristallning tashqi simmetriyasi uni joylashishining oqibatidir. Bu g'oya XVIII asrning oxiridayoq aytilgan edi. Hozir biz kristallarda atomlar bir-biriga nisbatan simmetrik ravishda fazoviy panjara tashkil qilib joylashganligini bevosita isbot qilamiz. Bu isbot kristall panjarada rentgen nurlarining difraksiyasini hosil qilish mumkinligiga asoslangan.

Shunday qilib, kristall murakkab arxitektura qurilishidan ibo-

rat bo'lib, uning mustahkamligini ichki simmetriyasi ta'minlaydi. Kristallni tashkil qiluvchi atomlarning o'zaro ta'sir kuchlari turli xarakterga ega. Tuzlarning kristallarida elektrlangan atomlar, ionlar bo'ladi. Musbat va manfiy ionlar shunday navbatma-navbat joylashadiki, natijada butun kristall neytron bo'ladi. Bunday ion panjarada yoki boshqacha aytganda, geteropolar panjarada zarralar orasidagi o'zaro ta'sir kuchlari asosan elektrostatik kuchlar bo'ladi.

23.8-rasmda osh tuzining (NaCl) kubik panjarasi tasvirlangan; bunday panjara eng sodda panjara bo'lib, kubik sistemaga kiradi. Natriy atomlari qora doirachalar bilan tasvirlangan, ular musbat elektr zaryadiga ega, ya'ni ular musbat ionlar bo'ladi. Xlor atomlari oq doirachalar bilan tasvirlangan, ular manfiy ionlardir. Ximiyaviy sodda qattiq jismlarda fazoviy panjarani tashkil qiluvchi atomlarning hammasi neytral bo'ladi.

Bunday kristallning panjarasi atom panjarasi yoki gomeopolar panjara deb yuritiladi.

Atom panjaradagi o'zaro ta'sir kuchlarning tabiati faqat kvant mexanikasi asosidagina to'la-to'kis tushuntirib berilishi mumkin. Atomlar faqat yoqlarning uchlarida joylashgan holda brave panjarasi yoqlari markazlashgan deb, yoqlarning markazida joylashgan holda esa hajmiy markazlashgan panjara deb ataladi. Hammasi bo'lib 14 xil Brave panjaralari bor. Kristallar 7 sistemaga bo'linadi.

1-eng kam simmetrik triklin panjara – panjarada tugunlar qiralarining uzunligi ixtiyoriy va ular orasidagi burchaklar ixtiyoriy bo'lgan parallelepiped uchlarida joylashgan.

2 – oddiy monoklin;

3 – yoqlari markazlashgan monoklin;

4 – oddiy rombik;

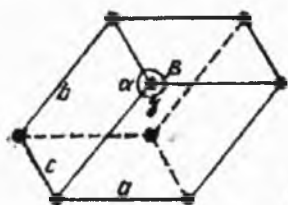
5 – asosi markazlashgan rombik;

6 – hajmiy markazlashgan rombik;

7 – yoqlari markazlashgan rombik panjaralar.

Geksagonal panjara 8 ta tugunlar muntazam olti yoqli prizmalarning uchlari va ularning oltiburchakli asoslari markazlarida

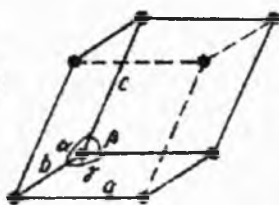
joylashgan. Undan keyin Romboedrik Brave panjarasi joylashadi, so'ng tetragonal oddiy va hajmi markazlashgan tetragonal panjalar bo'ladi.



$$a \neq b \neq c$$

$$\alpha \neq \beta \neq \gamma \neq 90^\circ$$

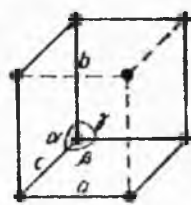
Triklin



$$a \neq b \neq c$$

$$\alpha = \gamma = 90^\circ, \beta \neq 90^\circ$$

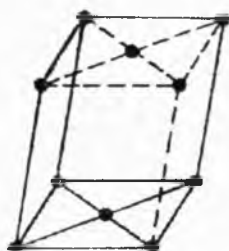
Monoklin



$$a \neq b \neq c$$

$$\alpha = \beta = \gamma = 90^\circ$$

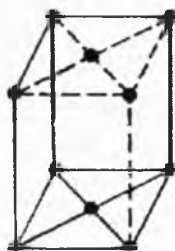
a) Brave panjaralari.



$$a \neq b \neq c$$

$$\alpha = \gamma = 90^\circ$$

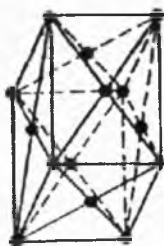
$$\beta \neq 90^\circ$$



$$a \neq b \neq c$$

$$\alpha = \beta = \gamma = 90^\circ$$

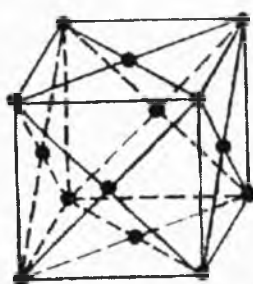
b) asosi markazlashgan kristall panjara



$$a \neq b \neq c$$

$$\alpha = \beta = \gamma = 90^\circ$$

Rombik



d) yoqlari markazlashgan kristall panjaralar

23.8-rasm

Zarralar bir xil kristall panjara hosil qiladigan qattiq jismlar manokristallar deyiladi. Monokristallarning kristall tuzilishi ularning tashqi shaklida ham namoyon bo'ladi. Katta kristallar tabiatda juda kam uchraydi. Lekin sanoatda, fan va texnikada bunday kristallarga ehtiyoj juda katta. Ular radiotexnikada, optikada, ayniqsa, zamonaviy elektron hisoblash vositalarini ishlab chiqarishda muhim ahamiyatga ega. Misol uchun, yoqut kristalli lazer nurlarini hosil qilishda, segneta tuzi kristallari ultratovush tebranishlarini hosil qilishda foydalaniladi.

Aynan shuning uchun ham kristall sun'iy ravishda, hatto kosmik kemalarda ham hosil qilinadi. Hozir shu yo'l bilan kvars, olmos, yoqut va boshqa noyob kristallar ham hosil qilinmoqda. Lekin buning uchun shart-sharoitlar zarur. Masalan, olmos kristallini hosil qilish uchun 10^4 Mpa bosim va 200°C temperatura zarur.

Qattiq jismlarning aksariyati polikristallardir. Ular betartib joylashgan kichik kristallchalar kristallitlar kichik monokristallardan tashkil topgan bo'ladi. Har bir monokristallga anizotrop, lekin kristallchalar betartib joylashgan bo'lganligi uchun polikristall jism izotrop bo'ladi. Masalan, suv besh xil kristall tuzilishga ega bo'lgan muz hosil qiladi. Tarkibi bir xil moddaning turli fizik xossalarga ega bo'lgan har xil kristall tuzilishini hosil qilishi polimorfizm deyiladi.

3. Kristall panjaraning potensial energiyasi E_p quyidagi ko'rinishda ifodalanadi:

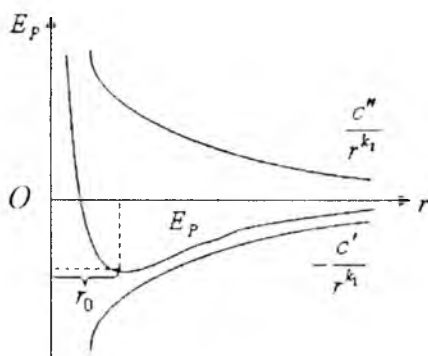
$$E_p = -\frac{C'}{r^{k_1}} + \frac{C''}{r^{k_2}} \quad (23.1)$$

bu formuladagi birinchi had $-\frac{C'}{r^{k_1}}$ tortish kuchlariga tegishli, ikkin-

chi had, $+\frac{C''}{r^{k_2}}$ esa itarishish kuchlariga tegishli. 23.5-rasmda bu

E_p potensial energiyaning panjaradagi qo'shni zarralar orasidagi r masofaga qarab o'zgarishi yig'indi chiziq orqali tasvirlanadi. $k_2 > k_1$ bo'lganda, r ning kamayishi bilan itarishish kuchlari tortishish

kuchlariga qaraganda tezroq oʻsadi, kristallning siqilishga qarshilik koʻrsatishiga sabab ana shudir.



23.9-rasm. Siljish deformatsiyasida kristall panjaraning qiyshayishi

Potensial oʻraning eng chuqur joyi $r=r_0$ qiymatga toʻgʻri keladi; r_0 -kattalik kristallning tashqi kuchlari taʼsirida boʻlmagan zarralari orasidagi masofani bildiradi. Har bir zarra oʻz muvozanat holati atrofida, potensial oʻradan chiqib ketmagan holda, biroz tebranib turishi mumkin.

Kristall panjaralar nazariyasini Born va boshqa fiziklar rivojlantirgan. Born (23.1) formuladagi k_1 va k_2 daraja koʻrsatkichlar maʼlum boʻlganda, kristallarning elastiklik xossalarini, kristallanish energiyasini, uning oltin xossalarini va boshqalarini hisoblash mumkinligini koʻrsatgan. Tajriba maʼlumotlari (23.1) ni mos keltirish uchun, geteropolar panjaralar uchun $k_1=1$ va $k_2=9$ deb olish kerak; gomeopolyar panjaralar uchun k_2 katta qiymatlarga ega boʻladi.

NaCl tipdagi eng sodda kubik kristall panjaraning energiyasini hisoblash, sxematik ravishda, quyidagicha bajarilishi mumkin. Bir-biridan r_0 uzoqlikda turgan $-\ell$ va $+\ell$ zaryadlarga ega boʻlgan ikkita xolis ionning potensial energiyasi:

$$E'_p = -\frac{e^2}{r_0} \quad (23.2)$$

Panjara ichidagi ikki qo'shni ionning potensial energiyasi, quyidagi ikki sababga ko'ra, bu miqdordan katta bo'ladi:

Har bir ionga uning eng yaqin qo'shnidan tashqari, panjarasining barcha boshqa ionlari ham ta'sir qiladi;

Ionlar bir-biriga ta'sir qilib, itarishish kuchlarini vujudga keltiruvchi o'zaro qutblanishni hosil qiladi.

[(23.1) formuladagi ikkinchi had].

Hisoblashlarning ko'rsatishiga NaCl tipidagi kristall uchun (23.2) formula quyidagi ifoda bilan almashitirilishi kerak:

$$E'_p = -0,2582 \frac{e^2}{r_0} \quad (23.3)$$

(23.3) formula bilan ifodalangan potensial energiya, son jihatdan, ikki qo'shni ionni panjaradan ajratib olib, ularni cheksiz uzoqlashtirish uchun bajariladigan ishga teng. boshqacha aytganda, u potensial energiya panjaradagi ikki qo'shni ionlar orasidagi bog'lanishni uzish uchun bajariladigan ishga teng.

Shu panjarani tashkil qiluvchi moddaning bir molida N juft ion bor va kubik panjaradagi har bir ion 6 ta qo'shni ionga egadir. Shunday qilib, bir molni tashkil qiluvchi barcha ionlarni bir-biridan cheksiz katta masofaga uzoqlashtirish uchun $6N$ bog'lanishini uzish kerak. Bundan panjaraning bir molga mos keluvchi to'la potensial energiyasi

$$E_p = -0,2582 \frac{e^2}{r_0} \cdot GN \quad (23.4)$$

Kubik panjaradagi qo'shni ionlar orasidagi r_0 masofani quyidagicha aniqlaymiz; agar tekshirilayotgan kristallning zichligi ρ , molekular og'irligi μ va bir molining hajmi V_0 bo'lsa, u holda:

$$r_0 = \frac{\mu}{\rho}$$

Har bir elementar kubik yacheykaga to'g'ri keladigan $\mathcal{V} = r_0^3$ hajmini esa V_0 bir moldagi yacheykalar soniga bo'lib topamiz; yacheykalarning soni bir moldagi ionlar soniga, ya'ni $2N$ ga teng bo'ladi.

Shuning uchun:

$$r_0^3 = \frac{V_0}{2N} = \frac{\mu}{2\rho N}$$

bundan

$$r_0 = \sqrt[3]{\frac{\mu}{2\rho N}}$$

Bu qiymatni potensial energiyaning (23.4) ifodasiga qo'yamiz:

$$E_p = -0,2582 \cdot G \cdot e^2 \sqrt[3]{\frac{2\rho N^4}{\mu}} \quad (23.5)$$

e va N konstantalar bo'lgani uchun, oxirgi ifoda

$$E_p = -K \sqrt[3]{\frac{\rho}{\mu}} \quad (23.6)$$

ko'rinishida yozilishi mumkin. Agar ρ ni g/sm^3 larda, μ ni g/mol larda va E_p ni kal/mol larda ifodalasak, K ning son qiymati 545 ga teng bo'ladi.

CsCl yoki CaF_2 tipidagi kristall panajarlari uchun ham (23.6) ga o'xshash formula kelib chiqadi, faqat K konstantaning son qiymati boshqacha bo'ladi.

4. Kristall panjарalarni elementar yacheykalari, burchaklari, qismlarini joylanishiga nisbatan 7 sistemali klassifikatsiyaga bo'linadi.

1. Triklin-tomonlari va burchaklarini bog'lanishi $a \neq b \neq c$,
 $\alpha \neq \beta \neq \gamma \neq 90^\circ$

2. Monoklin – $a \neq b \neq c$; $\alpha = \gamma = 90^\circ \neq \beta$

3. Rombik – $a \neq b \neq c$; $\alpha = \beta = \gamma = 90^\circ$
4. Rombodrik – $a = b = c$; $\alpha = \beta = \gamma \neq 90^\circ$
5. Geksagonal – $a = b \neq c$; $\alpha = \beta = \gamma = 90^\circ$, $\gamma = 120^\circ$
6. Totragonal – $a = b \neq c$; $\alpha = \beta = \gamma = 90^\circ$
7. Kubik – $a = b = c$; $\alpha = \beta = \gamma = 90^\circ$

Bu klassifikatsiyadagi kristallar panjaralarini tuzilishiga qarab 14 tipga bo'linadi va ularni Brave panjaralari deyiladi.

Kristallarning simmetriya nazariyasini o'rgangan rus kristallografi A.V. Godolin kristallar 32 simmetriya sinfiga bo'linadi, deb aytgan. Yanada murakkab klassifikatsiyaga ega bo'lgan kristallar fazoviy gruppali simmetrik panjarali kristallari deyiladi. Rus kristallografi Y.S. Fedorov panjaralar simmetriyani fazoviy gruppasini o'rganib, 230 simmetriyali fazoviy gruppaga ega kristallar mavjudligini aniqladi. Bunday simmetrik panjarali fazoviy gruppa kristallariga Fedorov kristallar gruppasi deyiladi. Kristallarning simmetrik fazoviy gruppalarini senizoparni xossalari bilan o'rganib, murakkab sistemali kristallar klassifikatsiyasini rus fizigi A.V. Shubnisii o'rgandi.

Kristallarni turlarga ajratishning ikki xil usuli mavjud:

Kristallografik – bu usulda zarralar joylashuvining fazoviy davriyligiga ahamiyat beriladi va shuning uchun ham zarralar geometrik nuqtalar sifatida qaralib, kristallning ichki tuzilishiga e'tibor berilmaydi.

Fizik – bu usulda panjaraning tugunlarida joylashgan zarralarning tabiati va ular orasidagi o'zaro ta'sir kuchlarining xarakteriga e'tibor beriladi. Va aynan shu xossalarga asosan kristallar to'rt turga bo'linadi: ionli, atomli, metalli, molekuli.

Ionli kristallar – Kristall panjaraning tugunlarida qarama-qarshi zaryadli ionlar navbat bilan joylashgan bo'ladi. Ionlar orasidagi o'zaro ta'sir kuchi, asosan, elektrostantik xarakterga ega. Ionli panjara osh tuzi NaCl va sezii xlor CsCl misol bo'ladi.

Atomli kristallar – Kristall panjaraning tugunlarida kvant-mexanik tabiatdagi kuchlar tutib turadigan neytral atomlar joylashgan. Ular o'rtasida elektr xarakteriga ega bog'lanish mavjud. Atomli bog'lanishga olmos, grafit, germaniy va kremniy misol bo'la oladi.

Metall kristallar – Kristall panjaraning tugunlarida metallning musbat ionlari joylashgan bo'ladi. Kristall panjara hosil bo'lishida atomlar bilan kuchsiz bog'langan valentli elektronlar atomlardan ajraladi va elektron gazini hosil qiladi. Natijada, metallning musbat ionlar o'rtasida harakatlanadigan erkin elektronlar vujudga keladi va metallarining elektr o'tkazuvchanligini ta'minlaydi. Metall kristallga ko'pchilik metallar misol bo'ladi.

Molekulali kristallar – Kristall panjaraning tugunlarida ma'lum tartibda yo'naltirilgan molekular joylashgan bo'ladi. Ular orasida molekular o'zaro ta'siriga xos bo'lgan tortishish kuchlari mavjud bo'ladi. Molekulali kristallarga naftalin, parafin, quruq muz (CO_2), muz va hokazolar kiradi.

Real kristallarning uncha katta bo'lmagan bo'lagigina ideal tuzilishga ega bulishi mumkin. Boshqa qismlarda esa panjara tugunlarida zarralar joylashuvining batartibligi buziladi va kristall panjaraning defektlari deyiladi. Kristallardagi defektlar (kamchilik, nuqson) ularning fizik, mexanik xossalariga katta ta'sir ko'rsatadi.

Suyuq kristallar – ba'zi organik moddalarning shunday holati mavjudki, ular garchi suyuqliklarga xos bo'lgan oquvchanlik xususiyatiga ega bo'lsalar-da, lekin kristallarga xos bo'lgan molekular joylashuvdagi ma'lum batartiblik va ba'zi fizik xossalari bo'yicha anizotropik xususiyatlarga egadir.

Suyuq kristallar ma'lumotlarni qayta ishlash va tasvirlash, harfiyonli ekranlar, ya'ni elektron hisoblash mashinalari, elektron soatlar, mikrokalkulyatorlar, reklama bannerlarida ishlatiladi. Yupqa ekranli televizorlar va monitorlarda ham suyuq kristallardan foydalaniladi. Ularning tibbiyotda qo'llaniladigan nozik asboblarda, nazorat qurilmalari qo'llanilishi mumkin.

5. Monokristallardagi siqilish, choʻzilish, buralish, egilish deformatsiyalari, kristall panjaralarning mavjudligi nuqtayi nazaridan (mexanik xossalari asosida) osongina tushuntirish mumkin.

Kristall panjaraning muvozanati panjarani tashkil qiluvchi zarralar (ionlar va atomlar) orasidagi tortishish va itarish kuchlarining oʻzaro kompensatsiyalashib turishidan kelib chiqadi. Masalan, ion panjarada, kristall siqilganda qoʻshni ionlar orasidagi r_0 masofa qisqaradi, itarishi kuchlari tortishish kuchlaridan katta boʻlib qoladi. Buning natijasida, kristallni siqayotgan tashqi kuchga aks taʼsir qiluvchi itarishish yigʻindi kuchi vujudga keladi. Ionlar muvozanat holatidan qancha koʻp chiqarilgan boʻlsa, yaʼni deformatsiya qancha koʻp boʻlsa, itarishish kuchlari ham shuncha koʻp boʻladi. Tashqi kuchning taʼsiri toʻxtasa, ionlar oʻzlarining muvozanat holatlariga qaytadi, panjara dastlabki koʻrinishga keladi. Bu kristallning deformatsiyasi yoʻqoldi, demakdir. Kristall choʻzilganda, burilganda va egilganda ham xuddi shuning kabi, qoʻshni ionlar orasidagi r_0 masofa kattalashadi, tortishish kuchlari itarishish kuchlaridan katta boʻladi, kristall butunligiga tashqi kuchga qarshilik koʻrsatadi.

Siljish deformatsiyasi vaqtida panjara qiyshayadi. Agar panjara eng sodda kub ion panjaradan iborat boʻlsa, panjaraning har bir elementar musbat (yacheykasi) kub shakldan qiyshiq burchakli parallelepipedga aylanadi, as-diognal qisqarib, va diognal uzayadi.

Natijada a va c ionlar orasida itarishish kuchlari b va d ionlar orasida tortishish kuchlari vujudga keladi. Panjara oʻzining dastlabki shaklini tiklashga intiladi, bu esa elastik siljish deformatsiyasining vujudga kelishiga sabab boʻladi.

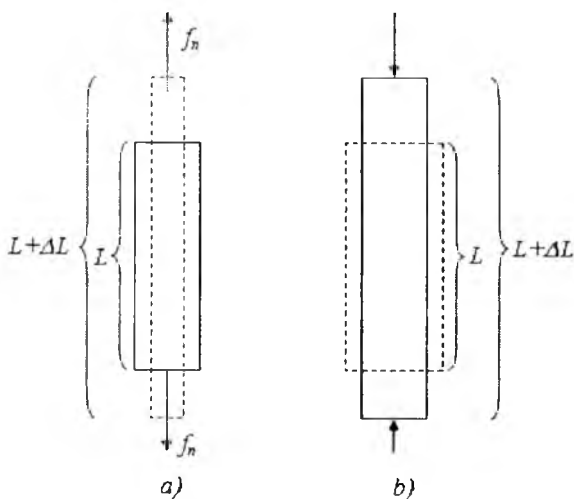
Har qanday qattiq jism tashqi kuchlar taʼsirida deformatsiyalanadi, yaʼni oʻz shaklini oʻzgartiradi. Masalan, choʻzuvchi kuch taʼsirida uzayuvchi prujina siquvchi kuch taʼsirida qisqaradi.

Gun kashf qilgan qonunga ko`ra, deformatsiyaning ΔX kattaligi ta'sir qiluvchi f kuchga proporsionadir:

$$\Delta X = Kf \quad (23.7)$$

bunda K – berilgan qattiq jismning kuzatilayotgan tur deformatsiyasi uchun o'zgarmas kattalikdir.

Eng sodda deformatsiyalardan birini, ya'ni bo'ylama cho'zilishi yoki bir tomondama siqilishini ko'raylik.



23.10-rasm. Cho'zilish (a) va siqilish (b) deformatsiyalari.

Uzunligi L ga, ko'ndalang kesimining yuzi S ga teng bo'lgan bir jinsli sterjenni qaraylik. Bu sterjenning uchlariga f_n kuchlar ta'sir qilsa, sterjenning uzunligi ΔL miqdorga o'zgaradi.

Cho'zuvchi kuchlari musbat deb hisoblaymiz; bu holda ΔL ham musbat bo'ladi (23.10-a rasm), ya'ni sterjen uzayadi. Siquvchi kuchlari manfiy deb hisoblaymiz; bu holda ΔL ham manfiy bo'ladi (23.10-b rasm), ya'ni sterjen bir tomondama siquvchi kuchlar

ta'siridan bo'lsa, uning L – uzunligi kamayadi. Demak, f kuch ta'sirida qattiq jism deformatsiyani uzunligini nisbiy o'zgarishi $\Delta L/L$ – muhimdir.

Shuningdek, bu holda $\frac{f_n}{S} = P$ kattalikni kuchlanish deyiladi. Natijada,

$$\frac{\Delta L}{L} = \alpha \frac{f_n}{S}$$

yoki

$$\frac{\Delta L}{L} = \alpha P_n \quad (23.8)$$

bu yerda koeffitsient α – elastiklik koeffitsienti deyiladi. (23.8)

formuladan $E = \frac{1}{\alpha}$ kattalikka esa elastiklik moduli yoki Yung moduli deyiladi. Yung moduli Y ni (23.8) formulaga qo'yamiz:

$$\frac{\Delta L}{L} = \frac{1}{E} \cdot P_n \quad (23.9)$$

(23.8) va (23.9) formulalardan:

$$\alpha = \frac{\Delta L / L}{P_n}, \quad E = \frac{P_n}{\Delta L / L} \quad (23.10)$$

ko'rinadiki, elastiklik koeffitsienti α_1 – sterjenni nisbiy uzayishiga bog'liq ekan. Shuningdek, uzunligi L_0 bo'lgan sterjenga P_n kuchlanish ta'sir qilayapti deylik, u holda sterjenning yangi uzunligi

$$L = L_0 + \Delta L$$

teng bo'ladi. (23.8) formulaga asosan $\Delta L = \alpha L_0 P_n$ va sterjenning uzunligi:

$$L = L_0(1 + \alpha P_n) \quad (23.11)$$

demak, kuchlanish P_n ga chiziqli bog'lanishda ekan. Sterjenga ta'sir etuvchi kuch:

$$f_n = \frac{E \cdot S}{L} \cdot \Delta L \quad (23.12)$$

ta'sirida ΔL sterjen uzunligi o'zgarishi natijasida A-ish bajariladi. Agar sterjenga ta'sir etuvchi kuchni o'rtacha f_n bilan belgilasak:

$$A = f_n \cdot \Delta L \quad (23.13)$$

yoki (23.13) formulaga (23.12) ni qo'ysak,

$$A = \frac{1}{2} \frac{ES}{L} \cdot \Delta L^2 \quad (23.14)$$

tenglik o'rinli bo'ladi. Bu ish elastik deformatsiyalangan sterjenda potensial energiya hosil qilish uchun sarflanadi

$$E_p = \frac{1}{2} \left(\frac{ES}{L} \right) \Delta L^2 \quad (23.15)$$

Demak, elastik deformatsiyalangan sterjenning potensial energiyasi deformatsiyaning ΔL^2 ga proporsional ekan. Qattiq jismning siljish deformatsiyasiga keltiruvchi buralish deformatsiyasini qaraylik. L uzunlikdagi va r radiusli doiraviy silindr shakldagi sterjenni qaraylik. Buralish deformatsiyasi sterjenning yuqori kesimi qo'zg'almas qilib mahkamlanngan va pastki kesimiga esa sterjenni burovchi M kuch moment ta'sir qilsin. Pastki kesimini biron bir radiusda $OA = \varphi$ kesmani olib qaraymiz.

Burovchi moment ta'sirida OA kesma φ burchakka buraladi va OA vaziyatni egallaydi. φ/L kattalik nisbiy deformatsiya bo'ladi, ya'ni sterjen uzunligi birligiga to'g'ri keladigan burilish burchagi nisbiy deformatsiyani ifodalaydi. Elastik deformatsiya chegarasida bu φ/L kattalik burovchi moment M ga proporsionaldir.

$$\frac{\varphi}{L} = c M \quad (23.16)$$

Bu yerda c – berilgan sterjen uchun oʻzgarmas kattalikdir: sterjen buralganda uning pastki asosi yuqori asosiga nisbatan siljiydi; BA – toʻgʻri chiziqli burilib, BA vaziyatni egallaydi, ψ burchak siljish burchagi boʻladi. Bizga maʼlumki, qattiq jismning siljish moduli N eʼtiborga olib ψ siljish burchagi nisbiy siljishni xarakterlaydi; yaʼni

$$\psi = \frac{1}{N} \cdot P_t \quad (23.17)$$

bunda P_t – sirtning A nuqta yaqinidagi ds elementiga taʼsir qiluvchi urinma kuch, N – siljish moduli.

Demak,

$$\psi = \frac{AA'}{L} = \frac{\varphi \cdot \rho}{L} \quad (23.18)$$

bundan (23.16) ga asosan:

$$P_t = N\psi = N \frac{\varphi \cdot \rho}{L} \quad (23.19)$$

shuningdek, 8-rasmda φ –burilish burchagi,

$$\varphi = \frac{2}{\pi N} \cdot \frac{L}{r^4} \cdot M \quad (23.20)$$

tenglik orqali aniqlanadi (23.19) va (23.15) formulalarning taqqoslab:

$$C = \frac{2}{\pi N} \cdot \frac{1}{r^4} \quad (23.21)$$

kuch momenti M ni (23.19) formuladan:

$$M = \frac{\pi N}{2} \cdot \frac{r^4}{L} \cdot \varphi \quad (23.22)$$

topamiz. Demak, kristall panjaralar nazariyasi kristallarning mustahkamligini hisoblash imkonini beradi.

Tayanch tushunchalar:

Kristiallarning anizotropligi, monokristallar, polikristallar, amorf jismlar, polimerlar va ularning xossalari, defektlar, suyuq kristallar va suyuq kristallarning qo'llanilishi, qattiq jismlarning deformatsiyasi, deformatsiya va qattiq jismning tuzilishi, materialning mustahkamligi cho'zilish, siljish, buralish deformatsiyalari, moddalarning murtligi va qattiqligi kristall panjaralarni tuzilishi.

Mavzuga doir savollar:

1. *Qattiq jismlarning xossalari, turlarini tushuntiring.*
2. *Kristall jismlarning anizotropligi va izotropligini aytib bering.*
3. *Kristall panjara va tugunlarni mohiyatini tushuntiring.*
4. *Kristall jismlarning turlari, xususan monokristallar deb qanday jismlarga aytiladi?*
5. *Polikristallar deb qanday kristallarga aytiladi?*
6. *Kristallar necha sistemaga bo'linadi va ularni aytib bering.*
7. *Kristal panjaralarning energiyasini mohiyatini tushuntiring.*
8. *Amorf jismlar qanday jismlar. misollar keltiring.*
9. *Kristallarning klassifikatsiyasi, molekulali kristallar, suyuq kristallar, ionli kristallar, atomli kristallar va metall kristallar haqida tushuncha bering.*
10. *Polikristallarning izotop bo'lishi, polimorfizm deb nimaga aytiladi?*
11. *Kristallarning fizik, mexanik xossalari to'g'risida tushuncha bering.*
12. *Polimerlar haqida tushuncha bering.*

Qattiq jismning fazoviy panjarasini tashkil qiluvchi har bir zarra atom yoki ion muvozanat vaziyat atrofida tebranib turadi.



24. Qattiq jismlarning issiqlik xossalari

Kristall

Qattiq jismning fazoviy panjarasini tashkil qiluvchi har bir zarra atom yoki ion muvozanat vaziyat atrofida tebranib turadi. Qattiq jismning ichki energiyasi nana shu tebranishlarning energiyasidan iboratdir. Qattiq jismlardagi zarralarning issiqlik harakati, gaz va suyuqliklardagi zarralarning issiqlik harakatidan shuning uchun farqlanadi. Gazlarda alohida molekulalar erkin uchib yuradi va bir-biri bilan faqat elastik to'qnashishlarga uchraydi; gazlarda diffuziya jarayoni tezlik bilan o'tishiga olib keladi.

Suyuqliklarda esa molekulalar o'zining tartibsiz harakati tufayli qo'shni molekulalar bilan uzluksiz tebranib turadi. Suyuqliklarda ham, gazlardagiga nisbatan sekinroq bo'lsa-da diffuziya mavjuddir. Ammo, qattiq jismlarda zarralar (atom va ion) ma'lum muvozanat atrofida tebranib tursa-da, bir joydan ikkinchi joyga kamdan-kam holda o'tishi mumkin, shu sababli diffuziya juda sekin bo'ladi. Qattiq jismning temperaturasi ko'tarilsa, zarralarning muvozanat vaziyatlardan chetlanishlari ko'payadi. Bu qattiq jismni issiqlikdan kengayishiga olib keladi.

Ma'lumki, qattiq jismning 273 K temperaturadagi uzunligini L_0 ga teng deb olib, uning ΔT temperaturagacha ($\Delta T = T - T_0$) qizdirgandagi ΔL uzayishini quyidagicha ifodalash mumkin:

$$\Delta L = \alpha L_0 \Delta T \quad (24.1)$$

bunda α – qattiq jismning issiqlikdan chiziqli kengayishi koef-fitsienti. Bundan jismning T temperaturadagi L_T uzunligi;

$$L_T = L_0 + \Delta L = L_0(1 + \alpha \Delta T) \quad (24.2)$$

ya'ni qattiq jismlarning uzunligi temperatura bilan chiziqli bog'lanishda o'sadi.

Qattiq jismlar uchun chiziqli kengayish koeffitsienti kichik bo'lib, ular 10^{-5} va 10^{-6} grad $^{-1}$ ga yaqin kattalik atrofida bo'ladi. Agar (24.2) dan α ni aniqlasak

$$\alpha = \frac{1}{\Delta T} \cdot \frac{\Delta L}{L_0} \quad (24.3)$$

ni topamiz. Demak, α jismlarning nisbiy chiziqli kengayishi $\frac{\Delta L}{L_0}$ ning temperatura o'zgarishi ΔT ga nisbati bilan aniqlanadi:

$$\alpha = \frac{1}{\Delta T} \cdot \frac{\Delta L}{L_0} = \frac{1}{K} \cdot \frac{1}{M} = 1 K^{-1}.$$

Chiziqli kengayish natijasida jismlarning hajmi ham kattalashadi. Qirralarining uzunligi L_0 bo'lgan kub shaklidagi jismlarning ko'z oldimizga keltiraylik; uning L_0^3 ga teng bo'lgan dastlabki hajmini V_0 orqali belgilaymiz. U holda T temperaturadagi hajm

$$V = L_0^3(1 + \alpha \Delta T)^3 = V_0(1 + \alpha \Delta T)^3.$$

Bu ifodadagi $(1 + \alpha \Delta T)$ binomni kubga oshirib, α^2 hamda α^3 qatnashgan hadlarni e'tiborga olsak,

$$V = V_0(1 + 3\alpha \Delta T)$$

bo'ladi. 3α ni β orqali belgilasak,

$$V = V_0(1 + \beta \Delta T) \quad (24.4)$$

Bu yerdagi kattalik β qattiq jismlarning issiqlikdan haymiy kengayish koeffitsienti deyiladi.

Anizotron kristalllarda chiziqli kengayish koeffitsienti α turli yo'nalishlar uchun turlicha bo'ladi. Natijada kristall kengaygandan so'ng, o'ziga o'xshash bo'lmay qoladi: kristall o'z shaklini o'zgartiradi. Ammo kristallning to'g'ri chiziqli issiqlikdan kengayishi,

to'g'ri chiziqligicha qolaveradi. Bu yo'nalishlar kristallografik o'qlar deyiladi. Issiqlikdan kengayish koeffitsienti α ning mana shu yo'nalishlar bo'yicha olingan qiymatlari bosh qiymatlar deyiladi. Umumiy holda kristallar uchta shunday o'qqa va issiqlikdan chiziqli kengayishning uchta bosh koeffitsienti α , α_2 va α_3 ga egadir.

Kristallning hajmiy kengayish koeffitsienti taqriban chiziqli kengayishning bosh koeffitsientlari yig'indisiga teng. Izotrop jism uchun $\alpha_1 = \alpha_2 = \alpha_3 = \alpha$ va bu holda $\beta = 3\alpha$ ga teng bo'ladi.

Qattiq jismning ichki energiyasi jismni tashkil qiluvchi zarralarning zaxira tebranish energiyasidan va shuningdek, ularning o'zaro potensial energiyasidan iboratdir, ya'ni $W = W_c = W_p$ ga teng bo'ladi. Kristall panjarani tashkil qiluvchi zarralar (atomlar va ionlar) umuman aytganda, erkin bo'lmaydi, chunki ular orasida anchagina o'zaro ta'sir kuchlari bo'ladi. Shuning uchun, zarralarning tebranishlarini bog'langan tebranishlar deb qarash kerak; butun panjarada turli chastotali tebranishlar vujudga keladi. Shu tebranishlarning energiyasi nazarga olinishi kerak.

Har bir zarra muvozanat vaziyat atrofida tebranma harakat qiladi. Zarra tebranishining o'rtacha energiyasini aniqlash uchun, zarra ham kinetik, ham potensial energiya zaxirasiga ega bo'lishini e'tiborga olish kerak.

Har bir zarra muvozanat vaziyat atrofida uch yo'nalishda tebranishini e'tiborga olinsa, zarraning erkinlik darajasi $i=3$ ga teng bo'ladi. Shuning uchun o'rtacha kinetik energiya

$$\overline{W}_k = \frac{i}{2} kT = \frac{3}{2} kT$$

teng bo'ladi. Bitta zarrani o'rtacha energiyasining to'la qiymati

$$\overline{W} = 2\overline{W}_k = 3kT$$

Bir mol qattiq jismning to'la ichki energiyasi U ni topish uchun, bir zarraning o'rtacha energiyasini bir molda bo'lgan erkin tebranuvchi zarralar soniga ko'paytirish kerak,

$$U = \overline{W} \cdot N = 3NkT = 3N \frac{R}{N} \cdot T = 3RT \quad (24.5)$$

bu yerda $R = 8,31 \cdot \text{Dj}/(\text{Mol} \cdot \text{K})$ – gaz doimiysi.

Issqlikdan kengayish koeffitsienti kichik bo'lgan qattiq va o'zgarmas hajmdagi va o'zgarmas bosimdagi issqlik sig'implari amalda bir-biridan farq qilmaydi. Hajm o'zgarmas bo'lganda issqlik berilsa, bu issqlikning hammasi ichki energiyaning ortishiga sarf bo'ladi. Shuning uchun o'zgarmas hajmdagi atomning issqlik sig'imi quyidagi tenglik bilan aniqlanadi:

$$C_V = \left(\frac{dn}{dT} \right)_V = 3R \approx 6 \text{ kal} / \text{K} \cdot \text{mol} = 25,12 \text{ j} / \text{K} \cdot \text{mol}$$

ya'ni barcha kimyoviy sodda kristall qattiq jismlarning atom issqlik sig'imi yetarli darajada yuqori temperaturada 6 kal/Kmol ga tengdir. Bu xulosa Dyulong va Pti qonuni deb yuritiladi.

Dyulong va Ptilarning o'zlari bu qonunni uy temperaturasi sharoitida bir qancha qattiq jismlar uchun olingan empirik ma'lumotga asoslanib kashf etganlar. *Al*-alyuminiy, *Fe*-temir, *Au*-oltin, *Cd*-kadmiiy va shu kabi moddalar uchun $C=6 \text{ kal/Kmol}$ ga yaqin, ya'ni ular uy temperaturasida atomlar amalda bir-biridan mustaqil ravishda tebranishi uchun yetarlidir: bu jismlar uchun Dyulong va Pti qonuni bajariladi. Olmos, kremniy va bor uchun uy temperaturasi atom issqlik sig'implari 6 kal/kmol dan ancha kichik.

Ximiyaviy murakkab moddalarning ko'pchilik kristallari ion xarakteridagi kristallar bo'ladi. Masalan, gazsimon natriy xlorning bir molidagi NaCl molekularining soni Avagadro soni N ga teng bo'ladi. Osh tuzi kristallida esa panjaraning tugunlarida joylashgan Na^+ va Cl^- ionlar bo'lib, ularning umumiy soni $2N$ ga teng bo'ladi. Kristall osh tuzining molar issqlik sig'imi

$$C = 2 \frac{i}{2} k \cdot 2N = 6kN = 6R$$

ga yoki taqriban $12 \text{ kal/K}\cdot\text{mol}$ ga teng bo'lishini topamiz. Shuningdek, barcha boshqa ikki atomli birikmalarning ham qattiq holatdagi molar issiqlik sig'imi taqriban $12 \text{ kal/K}\cdot\text{mol}$ ga teng bo'lishi kerakligi kelib chiqadi. Uch atomli birikmalarning molar issiqlik sig'imi, taqriban, $18 \text{ kal/K}\cdot\text{mol}$ ga, to'rt atomli birikmalarning molar issiqlik sig'imi taxminan, $24 \text{ kal/K}\cdot\text{mol}$ ga teng bo'lishi kerak.

Bu xulosa empirik yo'l bilan aniqlangan Joul va Kopp qonuniga mos keladi. Bu qonunga ko'ra, qattiq holatdagi birikmalarning molar issiqlik sig'imi bu birikmalar tarkibiga kiruvchi elementlar atom issiqlik sig'irlarining yig'indisiga teng. Temperatura absolut nolga intilganda barcha qattiq jismlarning issiqlik sig'imi nolga intiladi. Qattiq jism issiqlik sig'imining juda past temperaturalarda o'zgarishi faqat kvant mexanikasi asosidagina tushuntirilishi mumkin.

Uy temperaturasida ($T \approx 300 \text{ K}$) qattiq jismning issiqlik sig'imini klassik usulda hisoblash mumkin. -200°C ga yaqin temperaturalarda esa, issiqlik sig'imini kvant nazariyasi asosida hisoblash kerak bo'ladi. Qattiq jismlar issiqlik sig'imi kvant nazariyasining asoslarini Eynshteyn qurib bergan edi. So'ng Debay panjarani tashkil qiluvchi zarralarning past temperaturalardagi o'zaro ta'siri katta rol o'ynashini e'tiborga oldi. Juda past temperaturalarda qattiq jismlarning issiqlik sig'imi absolut temperaturaning uchinchi darajasiga proporsional bo'lib o'zgaradi.

Rus fizigi L.I. Mandelshtam kristallarda elastik issiqlik to'liqlarining mavjud bo'lishi kristalldan sochiluvchi yorug'likning xarakteriga ta'sir qilishi mumkinligini ko'rsatdi. Bu hodisani rus fizigi Y.F. Gross tajribada kuzatdi va qattiq jismlarda elastik issiqlik tebranishlarning mavjud bo'lishini tajribalar asosida tasdiqladi.

Agar modda eriganda uning hajmi kattalashadigan bo'lsa, bosim ortishi bilan erish temperaturasi ham ko'tariladi: erigan modda bosim ortishi bilan yana qotib qolishi mumkin.

Agar modda erigan vaqtida uning hajmi kichrayadigan bo'lsa

(suv, vismut, surma va ba'zi boshqa moddalar), bosim ortishi bilan erish temperaturasi pasayadi; qotgan jism bosim ortishi bilan yana suyulib qolishi mumkin.

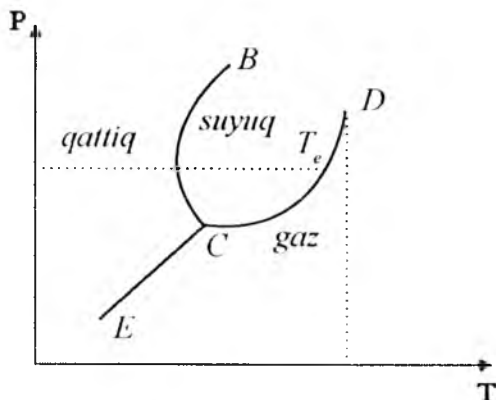
Qattiq holatdan suyuq holatga o'tish protsessi energiya sarflash bilan bog'liq; boshqacha aytganda, berilgan qattiq jism massani shu temperaturadagi suyuq holatga o'tkazish uchun, jismga ma'lum miqdorda issiqlik berish kerak bo'ladi. Bu erish issiqlik deyiladi. Suyuqlik qotgan vaqtda bu energiya issiqlik shaklida ajralib chiqadi. Erish issiqligi turli moddalar uchun turlichadir. Masalan, suv uchun u 80kal/g ga, simob uchun esa atigi 2,75kal/g ga teng.

Erish temperaturasi berilgan moddaning tozaligiga juda ham bog'liqdir. Ba'zan ozgina miqdorda boshqa bir moddaning qo'shilishi erish temperaturasini sezilarli darajada pasaytirishi mumkin. Qattiq jismlar ham suyuqliklar kabi, har qanday temperaturada ozmi-ko'pmi bug'lanib, shu moddaning bug'ini hosil qiladi.

Suyuqlikni berk idishda sovitamiz, suyuqlik ustida esa faqat to'yingan bug' bo'lsin. Temperatura pasaygan sari, bug'larning bosimi ham kamayadi; bu bosimning temperaturaga qarab o'zgarishining grafik (24 I-rasm)dagi CD chiziq orqali tasvirlangan.

To'yingan bug' bosimi ostidagi suyuqlikning qotishi temperaturasiga C nuqta to'g'ri keladi. C nuqtaga yetgach, sistemadan issiqlik olish davom ettirilgani holda, suyuqlik qattiq holatga o'ta boshlaydi, shuning bilan birga, suyuqlikning hammasi qattiq holatga o'tguncha, temperatura o'zgarmaydi.

Bu vaqt ichida to'yingan bug'larning bosimi ham o'zgarmaydi va u C – nuqtaning ordinatasiga teng bo'ladi. Butun suyuqlik qattiq holatga o'tgach, qattiq jism ustida to'yingan bug' ilgariyidek mavjud bo'ladi. Qattiq jismni sovitish davom ettirilsa, to'yingan bug'larning bosimi ham pasaya boshlaydi, lekin bu pasayish yangi CB chiziq bo'yicha boradi.



24.1-rasm Uchlik nuqta.

1 – qattiq faza; 2 – suyuq faza; 3 – gazsimon faza

Shunday qilib, C nuqtada ikkita chiziqli uchrashadi, qattiq holatdagi berilgan modda ustidagi to'yingan bug' bosimining temperaturaga bog'liqligini tasvirllovchi CB egri chiziqli bilan suyuq holatdagi o'sha modda ustidagi to'yingan bug' bosimining temperaturaga bog'liqligini ko'rsatuvchi C chiziqli uchrashadi. C nuqtaning absissasiga to'g'ri keluvchi temperaturadan past temperaturalarda bug' faqat qattiq jism bilangina muvozanatda bo'lishi mumkin; bu temperaturadan yuqori temperaturada esa bug' faqat suyuqlik bilan muvozanatda bo'la oladi. C nuqtaning o'zida moddaning uch holati qattiq, suyuq va ular ustida to'yingan bug' yoki boshqacha aytganda, uchala fazasi muvozanatda bo'ladi. Shuning uchun C – nuqta uchlik nuqta yoki Kyuri nuqtasi deyiladi.

Masalan: suv uchlik nuqtada ($0,00748^{\circ}\text{C}$ da) $P_0=4,58\text{ mm Hg}$ bosimli to'yingan bug'ga ega bo'ladi; -1°C da muz ustidagi to'yingan bug'ning elastikligi $4,22\text{ mm Hg}$ va -10°C da $1,95\text{ mm Hg}$ bo'ladi.

Ma'lumki, gaz tegib turgan biror qattiq jismini havosi so'rib olinayotgan idish ichiga joylashtirilsa, jismdan ilgari unga tegib turgan gaz chiqadi. Bundan, qattiq jismlar gazlarni yutadi, degan xulosa kelib chiqadi.

Gazning bosimi qancha katta bo'lsa va qattiq jismning sirti qancha katta bo'lsa, bu yutilish ham shuncha katta bo'ladi. Qattiq jismlarda ikki xil yutilish bo'ladi; ular adsorbsiya va absorbsiya deyiladi.

Adsorbsiya gazning qattiq jism sirtiga yupqa qatlam bo'lib yopishishidan iborat. Absorbsiya (yoki okklyuziya) qattiq jismning butun massasi tomonidan gazning haqiqatan ham yutilishidir, ya'ni gazlarning suyuqliklarda erishiga o'xshash protsessdir.

Ba'zi qattiq jismlar gazni shunchalik ko'p miqdorda yuta oladiki, natijada yutilgan gazning hajmi qattiq jismning o'z hajmidan yuzlab marta katta bo'ladi. Qizdirilgan Palladiy o'z hajmidan normal bosimdagi hajmi 1000 marta katta bo'lgan miqdordagi vodorodni ko'p yutadi. Yutilgan gazlar vakuumda qizdirish natijasida ajralib chiqadi.

Adsorbsiya va absorbsiya (okklyuziya) hodisalari vakuum texnikasida katta rol o'ynaydi. Masalan, pista ko'mirdan ko'pchilik gazlarni, ayniqsa, past temperaturalarda, juda ko'p adsorbsiyalash qobiliyatidan foydalanadilar. Qattiq jismning sirtida faqat gazlarga emas, suyuqliklar ham adsorbsiyalanishi mumkin.

Tayanch tushunchalar:

Kristall qattiq jismning fazoviy panjarasi, atom yoki ionning muvozanat vaziyat atrofida tebranishi, qattiq jismlarni ichki energiyasi, zarralarning muvozanat vaziyatidan chetlashishi, qattiq jismning chiziqli yoki hajmiy uzayishi, kristall qattiq jismlarning issiqlik sig'imi, Dyulong va Pti qonuni, qattiq jismlar uchlik nuqtasi, adsorbsiya va absorbsiya yutilishi.

Mavzuga doir savollar:

1. *Qattiq jismning zarralari harakati va energiya bog'lanishini tushuntiring.*
2. *Qattiq jism zarralarining to'la ichki energiyasi mohiyatini aytib bering.*
3. *Issiqlikdan kengayish deb nimaga aytiladi va uning sababi nima?*

4. Chiziqli kengayishning temperatura koeffitsienti qanday fizik ma'noga ega va uning o'lchov birligi nima?

5. Qattiq jismning hajmiy kengayishi koeffitsienti qanday fizik ma'noga ega va uning o'lchov birligi nima?

6. Kristall qattiq jismlarning issiqlik sig'imi nimaga bog'liq bo'ladi?

7. Dyulong va Pti qonunini mohiyatini tushuntiring.

8. Uchlik nuqtani tushuntirib bering.

9. Gazlarning qattiq jismlar tomonidan yutilishini adsorbsiya va absorbsiya yo'llarini va texnikada, sanoatda foydalanish to'g'risida aytib bering.

Qattiq jismning fazoviy panjarasini tashkil qiluvchi har bir zarra atom yoki ion muvozanat vaziyat atrofida tebranib turadi.



25. I va II tur fazoviy o'tishlar

Biz suyuq gazsimon holatlarning qattiq holatga o'tishi, ya'ni kristallanish va aksincha o'tish, erish va qaynashni ko'rdik. Avval VII bobda suyuqlikning bug'ga o'tishini – bug'lanishni va aksincha o'tish – kondensatsiyani ko'rdik. Bu barcha fazoviy o'tishlarda jism yoki tegishli o'tishning yashirin issiqligi (erish issiqligi, bug'lanish issiqligi va h.k) sifatida energiya ajratadi yoki energiya yutadi. Energiyaning yoki energiya bilan bog'liq bo'lgan boshqa kattaliklar, masalan, zichlikning sakrashsimon o'zgarishi bilan bo'ladigan fazaviy o'tishlar birinchi tur fazaviy o'tishlar deb ataladi.

Birinchi tur fazaviy o'tishlar uchun modda xossalarining sakrashsimon, ya'ni juda qisqa temperaturalar intervalida o'zgarishi xarakterlidir. Binobarin, aniq o'tish temperaturasi yoki o'tish nuqtasi haqida, masalan, qaynash nuqtasi, erish nuqtasi va hokazo haqida gapirish mumkin.

Fazaviy o'tishlar temperaturalarini **tashqi** parametr – p bosimga bog'liq; berilgan temperaturada o'tish sodir bo'ladi. Fazaviy muvozanat chizig'i bizga ma'lum bulgan Klapeyron-Klauzius tenglamasi bilan ifodalanadi:

$$\frac{dp}{dT} = \frac{L}{T(V_2 - V_1)},$$

bu yerda, L – o'tish molar issiqligi, V_1 va V_2 har ikkala fazaning molar hajmlari.

Birinchi tur fazaviy o'tishlarda yangi faza birato'la butun hajmda paydo bo'lmaydi. Dastlab yangi fazaning markazlari hosil bo'lib so'ngra ular o'sib butun hajmga tarqaladi.

Markazlarning hosil bo'lish protsessi bilan suyuqlikning kondensatsiyasida duch kelgan edik. Kondensatsiya uchun chang zarralari, ionlar va hokazo ko'rinishida kondensatsiya markazlari bo'lishi zarur. Xuddi shuningdek, suyuqlikning qotishi uchun kristallanish markazlari bo'lishi zarur. Bunday markazlar bo'lmaganida bug' va suyuqlik o'ta sovigan holatda bo'lishi mumkin.

Masalan, 10°C temperaturada ham, agar suv toza bo'lsa, uzoq muddat muzlamasligini kuzatish mumkin.

Biroq shunday fazaviy o'tishlar ham bo'ladiki, ularda aylanish butun hajmda kristall panjaraning uzluksiz o'zgarishi, ya'ni panjarada zarralarning o'zaro qayta joylashishi natijasida darhol ro'y beradi. Bu ma'lum temperaturada panjara simmetriyasining o'zgarishi, masalan, past simmetriyali panjaraning yuqori simmetriyali panjaraga aylanishiga olib kelishi mumkin. Bu temperaturada fazaviy o'tish ikkinchi tur fazaviy o'tish deb ataladi. Ikkinchi tur fazaviy o'tish sodir bo'ladigan bu temperatura Kyuri nuqtasi deb ataladi. Bu birinchi marta ferromagnetiklarda ikkinchi tur fazaviy o'tishlarini kashf qilgan olim Per Kyuri sharafiga shunday deb atalgan.

Holat bunday uzluksiz o'zgarganida o'tish nuqtasida ikki turli fazaning muvozanati bo'lmaydi, chunki o'tish butun hajmda

birdaniga sodir bo'ladi. Shuning uchun o'tish nuqtasida U ichki energiyaning sakrashl ham ro'y bermaydi. Demak, bunday o'tishda o'tish yashirin issiqligining ajralishi ham, ro'y bermaydi. Biroq o'tish nuqtasidan yuqori va past temperaturada modda turli kristall modifikatsiyali bo'lgani uchun ularning issiqlik sig'imi turlicha bo'ladi.

Demak, fazaviy o'tish nuqtasida issiqlik sig'imi, ya'ni ichki energiyadan vaqt bo'yicha olingan hosilasi $\frac{dU}{dT}$ sakrashsimon o'zgaradi.

Garchi o'tish nuqtasida hajmning o'zi o'zgarmasa-da, hajmiy kengayish koeffitsienti $\frac{1}{V} \frac{dV}{dT}$ sakrash bilan o'zgaradi.

Shunday ikkinchi tur fazaviy o'tishlar ham borki, ularda holatning uzluksiz o'zgarishi kristall strukturasining o'zgarishini bildirmaydi, biroq bu o'tishlarda holat birdaniga butun hajmida o'zgaradi. Bunday tur o'tishlarning eng mashhuri moddalarning ferromagnit holatdan ferromagnit bo'lmagan holatga o'tishidir, bunday o'tish Kyuri nuqtasi deb atalgan temperaturada sodir bo'ladi; ba'zi metallarning normal holatda o'ta o'tkazuvchan elektr qarshiligi yo'qoladi. Ikkala holda ham o'tish uzluksiz va birdaniga butun hajmida o'zgaradi. Suyuq geliyning Ne I holatdan Ne II holatga o'tishi ham ikkinchi tur o'tishga misol bo'ladi. Bu barcha hollarda o'tish nuqtasida issiqlik sig'imining sakrashi kuzatiladi. (Shu munosabat bilan ikkinchi tur fazaviy o'tish temperaturasi ikkinchi nomga ega bo'lib, unga Kyuri nuqta deb ataladi.

Fazaviy o'tishlarning qanday bo'lishini endi batafsilroq ko'raylik. Fazaviy aylanishlarda asosiy rolni fizikaviy kattaliklarning fluktuatsiyalari o'ynaydi. Biz fluktuatsiyalar bilan suyuqliklardagi muallaq qattiq zarralarning Broun harakati to'g'risida gapirganimizda duch kelgan edik.

Fluktatsiyalar – energiyaning, zichlikning va u bilan bog'liq bo'lgan boshqa kattaliklarning tasodifiy o'zgarishlari – hamma vaqt mavjud bo'ladi. Biroq fazaviy o'tishda uzoqroqda ular

juda kichik hajmlarda yuzaga keladi va shu zahotiy oq yo'qolib ketadi. Moddaning bosimi va temperaturasi kritik qiymatlarga yaqin bo'lganida esa fluktuatsiya bilan qamrab olingan hajmida yangi faza hosil bo'lishi mumkin. Birinchi va ikkinchi tur fazaviy o'tishlar orasidagi farq shundan iboratki, o'tish nuqtasi yaqinida fluktuatsiyalar turlicha rivojlanishi mumkin.

Birinchi tur o'tishda yangi fazaning eski faza ichida markazlar tarzida yuzaga kelishini yuqorida gapirib o'tdik. Ularning paydo bo'lishiga sabab, energiya va zichlikning tasodifiy fluktuatsiyalaridir. O'tish nuqtasiga yaqinlashgan sari yangi fazaga sabab bo'ladigan fluktuatsiyalar tez-tez bo'lib turadi, garchi har bir fluktuatsiya juda kichik hajmda ro'y bersa ham, ularning hammasi bir bo'lib, agar ularning hosil bo'lishi joylarida kondensatsiya markazi bo'lsa, yangi fazaning makroskopiya markazi paydo bo'lishiga sabab bo'lishi mumkin.

Ikkinchi tur fazaviy o'tishlar holida vaziyat ancha murakkabroq bo'ladi. Yangi faza birdaniga butun hajmda paydo bo'lgani sababli odatda mikroskopik fluktuatsiyalar o'z-o'zicha fazaviy o'tishga olib kela olmaydi. Ularning xarakteri ancha o'zgaradi. Kritik temperaturaga yaqinlashgani sari yangi fazaga o'tishni «tayyorlayotgan» fluktuatsiyalar tobora moddaning katta qismini qamrab oladi va nihoyat, o'tish nuqtasida cheksiz bo'lib qoladi, ya'ni butun hajmda ro'y beradi.

O'tish nuqtasidan pastda, yangi faza qaror topganidan so'ng, ular yana qaytadan so'na boshlaydi va yana asta-sekin qisqa ta'sirli hamda qisqa muddatli bo'lib qoladi.

Ikkinchi tur fazaviy o'tishi hamma vaqt sistemaning simmetriyasi o'zgarishi bilan bog'liq bo'ladi: yangi fazada yo dastlab bo'lmagan tartib yuzaga keladi (masalan, ferromagnit holatga o'tishda alohida zarralarning magnit momenti tartibga tushadi), yo avval mavjud bo'lgan tartib o'zgaradi (kristall strukturaning o'zgarishi tufayli bo'ladigan o'tishlarda). Bunday yangi tartib fazaviy o'tish yaqinidagi fluktuatsiyalarda mavjud bo'ladi.

O'tishning bayon qilingan mexanizmini hammaga ma'lum bo'lgan «baqrayib qolgan bir to'da odamlar effekti» yordamida soddaroq tushuntirish mumkin. Trotuardan o'tib ketayotgan va turli tasodifiy yo'nalishlarga ko'z tikib ketayotgan odamlarni ko'z oldimizga keltiraylik. Bu ko'chada ketayotgan odamlar to'dasini «normal» holati bo'lib, unda tartiblashish yo'q. Endi shu odamlardan biri ikkinchi qavatdagi kimsasiz derazaga hech qanday jalb etuvchi sababsiz tikilib qoladi deylik («tasodifiy fluktatsiya»). Shundan so'ng tobora ko'proq odamlar shu derazaga qaray boshlaydi va oxir nihoyasida hammaning nigohi bir nuqtaga yo'nalgan bo'ladi. Garchi, tartibning qaror topishiga yordam beruvchi hech qanday tashqi kuch bo'lmasa-da (chunki ikkinchi qavatdagi deraza orqasida hech narsa bo'layotgan yo'q!), «tartiblashgan» faza yuzaga keladi.

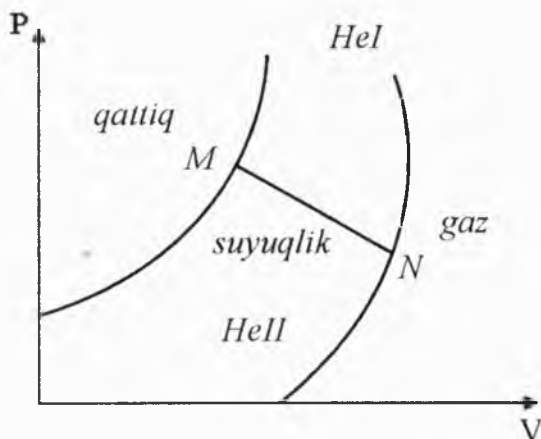
Ikkinchi tur fazaviy o'tishlar juda murakkab va qiziq hodisa. Bevosita o'tish nuqtasi atrofida bo'layotgan hodisalar, jarayonlar hali oxirigacha o'rganilgan emas va cheksiz fluktuatsiyalar sharoitida fizikaviy kattaliklarning tabiati haqidagi to'la manzara endigina yaratilmoqda.

Qattiq geliy

Barcha moddalar ichida geliyning mustasnoligi shundaki, u absolut nolda ham qotmaydigan yagona moddadir.

Biz suyuq geliyning ikki modifikatsiyada ma'lum ekanini va bu modifikatsiyalar o'zlarining to'yingan bug'lar bosimi ostida bo'lganida 219 K da (NM-nuqta) bir-biriga o'tib turishini bilamiz. Bunday o'tish ikkinchi tur fazaviy o'tishdir. Xususan, He I – He II o'tishda o'tish yashirin issiqligi bo'lmaydi.

Geliyning holat diagrammasi uning suyuq holatining yuqorida eslatib o'tilgan xususiyatlari munosabati bilan o'ziga xos ko'rinishga ega bo'lib, xiliga ko'ra yagonadir. Bu diagramma 25.1-rasmda tasvirlangan (bu rasmda masshtabga aniq rioya qilingan emas) I egri chiziq bug' hosil bo'lish egri chizig'idir. 2 egri chizig' esa



25.1-rasm

NM-nuqtalar chizig'idir. Bu chiziq He I–He II o'tishda bosim ortganida temperaturaning qanday o'zgarishini ko'rsatadi. Nihoyat 3 egri chiziq – erish egri chizig'idir. Bu barcha egri chiziqlar diagrammani to'rt qismga: gazsimon geliyning mavjudlik sohasi, suyuq He I sohasi, suyuq He II va nihoyat geliy sohalariga bo'ladi. Diagrammadan suyuq He II ning sohasi absolut nolgacha borishi ko'rinib turibdi. Bu absolut nolda geliyning barqaror holati suyuq holat ekanini ko'rsatadi. Qattiq geliy esa, diagrammadan ko'rinib turganidek, faqat katta bosim ostida hosil qilinishi mumkin, hatto absolut nolda ham bu bosim 25 atm dan kam bo'lmasligi kerak. Bunda temperatura qancha yuqori bo'lsa, geliyning kristallanishi uchun shuncha katta bosim kerak bo'ladi. Masalan, 50 K da geliy 7000 atm da.

Erish egri chizig'i qattik geliyning suyuq He I (N-nuqtalar chizig'idan o'ngda) va suyuq He II (chiziqdan chapda) bilan muvozanat egri chizig'idir. Bug' hosil bo'lish egri chizig'i ham gazsimon geliyning bu chiziqdan chap va o'ng tomondagi suyuq geliyning mos fazalari bilan muvozanat egri chizig'idir. Biroq –

nuqtalar egri chizig'i har ikkala suyuq faza uchun muvozanat egri chizig'i bo'la olmaydi.

Geliy holat diagrammasining eng qiziq xususiyati qattiq va gazsimon fazalar orasida muvozanat chizig'ini yo'qligidir. Bundan har qanday sharoitda ham qattiq geliy o'zining bug'lari bilan muvozanat bo'la olmaydi degan ma'no kelib chiqadi. Qattiq geliy ustida faqat suyuq He I va He II bo'lishi kerak, biroq gazsimon geliy bo'la olmaydi. Demak, geliy haydash mumkin bo'lmagan modda ekan.

Geliyning bu barcha xususiyatlari, jumladan uning absolut nolda ham suyuq holda qolishi, faqat kvant nazariyasi asosida tushuntirilishi mumkin; geliy kvant mexanikasi nazariyasidan kelib chiqadigan effektlar makroskopik xossalarda namoyon bo'ladigan tabiatdagi yagona moddadir.

Gap shundaki, kvant nazariyasiga, ko'ra, absolut nolda zarralarning energiyasi nolga teng emas, holbuki moddaning klassik kinetik nazariyasiga ko'ra u nolga teng. Absolut nolda zarralar nolinchi energiyaga ega bo'ladi, bu energiya atomlarning massasi qancha kichik bo'lsa, shuncha kichik bo'ladi. Shuning uchun nolinchi energiyaga ega bo'ladi. Ikkinchi tomondan, geliy atomlarining tuzilish xususiyatlariga ko'ra geliy atomlari orasidagi o'zaro ta'sir kuchlari (boshqa inert gazlardagi singari) juda kichik. Shuning uchun, atomlar orasidagi kichik o'zaro ta'sir kuchlarida nolinchi energiya geliy atomlarining muntazam tartibda joylashishiga, ya'ni kristall panjara hosil qilishiga to'sqinlik qilish uchun yetarli bo'ladi. Faqat tashqi bosim ta'siridagina atomlarni ular kristall hosil qiladigan darajada yaqinlashtirish mumkin bo'ladi.

Geliyning o'ziga xos xususiyati shundaki, past temperaturalarda uning tabiatini issiqlik harakatlari energiyasi emas, balki nolinchi energiya belgilaydi.

Vodorod atomining massasi yana ham kichik bo'lgani uchun unda nolinchi energiya yana ham katta rol o'ynashi kerak.

Haqiqatdan ham, vodorod atomlarining nolinchi energiyasi geliymikidan katta. Biroq hozirgina ko'rganimizdek, nolinchi energiya bilan zarralarning o'zaro ta'sir energiyasi orasidagi nisbat hal qiluvchi rol o'ynaydi. Zarralarning o'zaro ta'sir energiyasi esa vodorod atomlarida geliy atomlaridan ko'ra ko'proq bo'ladi. Miqdoriy baholash shuni ko'rsatadiki, qattiq vodorodda nolinchi energiya to'la energiyaning yarmiga teng, geliyda esa uning ulushi 80 % ga yetadi. Geliyning suyulish temperaturasining past bo'lishi va odatdagi sharoitlarda uning kristallanmasligining sababi shu hol bilan tushuntiriladi. Nolinchi energiya geliyning yengil He^3 izotopida yana ham katta rol o'ynaydi. Unda nolinchi energiya to'la energiyaning 95% ini tashkil qiladi. Shuning uchun He^3 ning suyulish temperaturasi (normal bosimda) yana past bo'ladi (u 3,2 K ga teng, odatdagi geliyda esa 4,2 K ga teng zid). He^3 ning kristallanishi uchun He^4 ga qaraganda yana ham katta bosim kerak bo'ladi, absolut nolda bu bosim 29 atomdan ortiq bo'ladi.

Tayanch tushunchalar:

Qattiq holatga o'tish, holat diagrammasi, uchlanma nuqta. Birinchi va ikkinchi tur fazoviy o'tishlar. Qattiq geliy. Erish va kristallanish.

Mavzuga doir savollar:

1. *Qattiq holatga o'tishni tushuntiring.*
2. *Holat diagrammasi qanday tuziladi va undagi uchlanma nuqta nimani ifodalaydi?*
3. *Birinchi va ikkinchi tur fazoviy o'tishlar deb nimaga aytiladi?*
4. *Qattiq geliy to'g'risida nima bilasiz?*
5. *Erish va kristallanish nima?*

Qattiq jismlarning holat o'zgarishi 2 xil turga bo'linib (amorf va kristal) ulaning tuzilishi bir-biridan keskin farq qiladi.



26. Statsionar diffuziya. Diffuziya koeffitsientini hisoblash.

O'zaro diffuziya koeffitsienti. Termik diffuziya

Diffuziya protsesning sekin o'tishini oson tushuntirib beradi. Buning sababi shuki, havo gaz molekulari bir nuqtadan ikkinchi nuqtaga ko'chishi uchun bir nuqtalarni birlashtiruvchi to'g'ri chiziqdan hisoblangan masofaga qaraganda bir necha marta uzoq bo'lgan siniq chiziq shakldagi yo'lni o'tishlari kerak.

Bunday sifatiy tushuntirishdan tashqari, kinetik nazariya diffuziya koeffitsientining kattaligini miqdoriy baholash va uni molekular kattaliklar – molekularning erkin yugurish yo'li uzunligi hamda issiqlik harakatidagi tezliklari orqali ifodalashga imkon beradi.

Bug' aralashmasi solingan suv chuchitgichda konsentratsiyalar farqi $\Delta n = n_1 - n_2$ o'zgarmas saqlanadigan (demak, gap stasionar protsess haqida boradi) X o'qiga perpendikular S yuzni olaylik. Aniq bo'lishi uchun $n_1 > n_2$ deb olamiz. Issiqlik harakati tufayli bizni qiziqtiradigan kompanentaning molekulari S yuz orqali chapdan o'ngga ham, o'ngdan chapga ham o'tadi. Yuzning ikki tomonidagi konsentratsiyalarning mavjud farqi tufayli X o'q bo'ylab qanday dirdiffuziya oqimi yuzaga keladi, bu oqim ravshanki, S yuzning 1 sm^2 ni uning tekisligiga perpendikular ravishda 1 sek da X o'qning musbat qiymatlari yo'nalishida (o'ngga) kesib o'tadigan N_1 molekular soni bilan ana shu yuzni shu vaqt ichida qarama-qarshi yo'nalishda (chapga) kesib o'tadigan molekular soni N_2 orasida ayirmaga teng bo'ladi:

$$N = N_1 - N_2$$

1 sm² yuzni kesib o'tayotgan molekulalar sonini qanday aniqlash kerak? Agar barcha molekulalar X o'qi bo'ylab yo'nalgan birday v tezlik bilan harakatlanganda edi, u holda 1 sm² yuzni 1 sek da kesib o'tayotgan molekulalar soni n ga teng bo'lar edi, bu yerda n – hajm birligidagi molekulalar soni.

Aslida molekulalarning tezliklar bo'yicha taqsimoti mavjud, biroq biz qo'pol bo'lsada, barcha molekulalarning tezligi birday – x o'rtacha tezlikka teng deb olamiz. Shuningdek, molekulalarning issiqlik tezliklari uchta o'zaro perpendikular yo'nalishlar bo'ylab tekis taqsimlangan deb olamiz. Unda hajm birligidagi barcha molekulalarning 1/3 qismi X o'q bo'ylab va bu molekulalarning yarmisi X o'qning musbat yo'nishi bo'ylab, ya'ni yuzga qarab va yarmisi qarama-qarshi yo'nalishda yuzdan uzoqlashish yo'nalishida harakatlanadi.

Diffuziya koeffitsientini hisoblash

Binobarin, S yuzning 1 sm² ni 1 sek ichida chapdan o'ngga kesib o'tuvchi molekulalar soni N_1 va xuddi shu vaqt ichida o'ngdan chapga kesuvchi molekulalar soni N_2 quyidagi munosabatlar bilan ifodalanadi:

$$N_1 = \frac{1}{6} n v, \quad N_2 = \frac{1}{6} n v,$$

Bu yerda, n' va n'' – molekulalarning S yuzning bir tomondagi va ikkinchi tomondagi konsentratsiyalari. n' va n'' kattaliklar haqida shuni aytish kerakki, ular X o'q yo'nalish bo'ylab molekulalarning o'zaro to'qnashuvi tufayli o'zgaradi. Shuning uchun biz ajratgan yuzga molekular ana shu yuzning bevosita oldidagi oxirgi to'qnashuv tufayli hosil bo'lgan n' va n'' konsentratsiyalar bilan keladi. Demak, biz n' va n'' hajm birligidagi yuzning har ikki tomonidan π masofa uzoqda turgan (erkin yugurish yo'li uzunligi) molekulalarning soni deb hisoblaymiz.

Diffuzion oqim – N binobarin, shunday ifoda bilan aniqlanadi:

$$N = N_1 - N_2 = \frac{1}{6}(n' - n'')\bar{v} \quad (26.1)$$

bu yerda, n' va n'' – bir-biridan ma'lum masofada turgan nuqtalardagi konsentratsiyalar farqi. Konsentratsiya gradiyenti qiymati ~ konsentratsiyalarning bir uzunlik birligidagi farqi bo'lgani uchun ularning ma'lum masofadagi farqi

$$n' - n'' = -2\lambda\bar{v}\frac{dn}{dx} \quad (26.2)$$

ga teng bo'ladi. Demak, diffuzion oqim uchun shunday ifodani hosil qilamiz:

$$N = -\frac{1}{3}\lambda\bar{v}\frac{dn}{dx} \quad (26.3)$$

yoki bu tezlikning har ikki qismi molekula massasi m ga ko'paytirib yozamiz:

$$\text{Bunda } M = -D\frac{dn}{dx}, \quad N = -\frac{1}{3}\lambda\bar{v}m\frac{dn}{dx}$$

ko'chayotgan gaz massasi m ning egallagan hajmi V ga nisbati $M/V = MN = C$ gaz konsentratsiyasini ifodalagani uchun

$$M = -\frac{1}{3}\lambda\bar{v}\frac{dc}{dx} \quad (26.4)$$

Bu formuladagi $\frac{dc}{dx}$ ga konsentratsiya gradienti deyiladi.

Uni taqqoslab diffuziya koeffitsienti uchun bizning qiziqtirgan ifodani olamiz:

$$D = \frac{1}{3}\lambda\bar{v} \quad (26.5)$$

Bu ifodadan diffuziya koeffitsienti bo'lib, uning qiymati

bosimiga teskari proporsional va temperaturadan chiqarilgan kvadrat ildizga to'g'ri proporsional bo'ladi. Formulani chiqarish, ikkinchi komponentaning diffuziyanishi nazarga olinmadi. Aslida ikkinchi komponenta ham diffuziyanadi va u ma'lum darajada biz qarayotgan komponentaning diffuziyanishiga ta'sir qilmay iloji yo'q.

Masalan: vodorod va karbonat angidrid gazining aralashmasida vodorod karbonat angidridga nisbatan ancha diffuziyanishi kerak, chunki ayni shu temperaturada vodorod molekularining issiqlik harakatining o'rtacha tezligi deyarli bir marta katta va bundan tashqari, vodorod molekularining erkin yugurish yo'li uzunligi ham katta. Biroq bu bir yo'nalishda o'tayotgan vodorodning hajmi qarama-qarshi yo'nalishga o'tayotgan karbonat angidrid gazining hajmidai katta demakdir. Bunday holda gazda albatta bosimlar farqi va demak, gaz oqimi yuzaga keladi. Holbuki biz diffuziyani ta'riflaganimizda uni gaz aralashmasining bosimi barcha nuqtalarda o'zgarmaydigan va gaz umuman tinch turadigan protsess deb ta'rifladik. Aslida ikki turli gazning o'zaro diffuziya protsessida bu gazlardan birining diffuziya oqimining ikkinchisidan ortib ketishi butun gazning dastlab tezroq diffuziyanuvchi molekular bo'lgan joy tomon yo'nalishidagi oqimi bilan muvozanatlashadi.

Biz diffuziya koeffitsienti uchun (26.1) formulani chiqarishda ana shu narsani nazarga olmadik va biz chiqargan formula gaz molekularining ana shu gaz muhitidagi diffuziyasi uchun o'rindir. Bu protsess o'z-o'zidan diffuziyanish deb ataladi, (26.1) formula esa o'z-o'zidan diffuziyanish koeffitsientini ifodalaydi.

Masalan, gaz aralashmasi ayni bir moddaning bir-biridan faqat massasi jihatidan biroz farq qiluvchi, lekin boshqa xossalari uncha farq qilmaydigan ikki turli izotopidan tarkib topgan bo'lsa, shunday hodisa bo'ladi. Agar, oz izotoplardan biri radioaktiv bo'lsa, ularning nurlanishidan bunday hodisani kuzatish ham mumkin.

O'zaro diffuziya koeffitsienti

Biroq (G) ifodani ikki xil gaz aralashmasi uchun ham to'g'ri bo'ladigan qilib o'zgartirish mumkin. Buning uchun kompensatsiyalovchi gaz oqimining mavjudligini nazarga olish kerak. (1) Tenglama aralashmasining bir komponentiga tegishli va shu komponentaning sof diffuzion oqimini xarakterlaydi deb hisoblaylik:

$$M_1 = -\frac{1-\bar{v}_1\lambda_1}{3} \frac{dp_1}{dx} \quad (26.6)$$

1 indekslar birinchi komponentaga tegishli bo'lib, M_1 diffuziya massa miqdorini bildiradi. Xuddi shunday tenglamani ikkinchi komponenta uchun ham yozishimiz mumkin:

$$M_2 = -\frac{1-\bar{v}_2\lambda_2}{3} \frac{dp_2}{dx} \quad (26.7)$$

Bunda dp_1/dx va dp_2/dx birinchi va ikkinchi komponentalar zichligining X o'q bo'ylab harakatga kelishi va bu harakatning v tezligi shunday bo'lishi kerakki, gazning pu oqimi (bu yerda p – aralashmaning zichligi) yengil komponentaning ortiqcha diffuzion oqimini muvozanatlasin, ya'ni quyidagi tenglik bajarilsin:

$$M_1 - M_2 - pu = 0$$

M_1 va $-M_2$ larning o'rniga ularning (26.6) va (26.7)dagi qiymatlarni qo'yib, quyidagi tenglikni hosil qilamiz.

$$-pu = -\frac{1-\bar{v}_1\lambda_1}{3} \frac{dp_1}{dx} - \frac{1-\bar{v}_2\lambda_2}{3} \frac{dp_2}{dx}$$

yoki $\frac{dp_1}{dx} = -\frac{dp_2}{dx}$ bo'lgani uchun

$$-pu = -\frac{1}{3}(\bar{v}_2\lambda_2 - \bar{v}_1\lambda_1) \frac{dp_1}{dx} \quad (26.8)$$

Agar butun gaz harakatlanayotgan bo'lsa, u holda birinchi va ikkinchi komponentalarning haqiqatda birlik yuzni kesib o'tayotgan

M_1 va M_2 massalari teng bo'lmaydi. Chunki, har ikkala komponenta ham faqat diffuziya hisobiga emas, shuningdek, gazning butunicha harakati hisobiga ham ko'chib o'tadi.

Termik diffuziya

Biz hozirgacha bayon qilgan diffuziya hodisasi gazda biror komponenta konsentratsiyasining farqi (gradienti) mavjud bo'lgandagina yuzaga keladi. Bunda diffuziya tufayli gradiyent yo'qoladi va bir jinsli bo'lmagan gaz aralashmasi bir jinsli aralashmaga aylanadi.

Bunda "konsentratsiya" diffuziyasidan tashqari termik diffuziya ham (termodiffuziya) mavjud, bu diffuziya teskari natijasiga bir jinsli gaz aralashmasi qisman ajralib, bir jinsli bo'lmagan aralashmaga aylanishiga olib keladi. Bu hodisa 1911-yilda nazariy jihatdan oldindan aytilgan va 1917-yilda eksperimentda tasdiqlangan edi. Termodiffuziya hodisasi shundan iboratki, bir jinsli gaz aralashmasidagi temperatura farqi temperaturaning pasayish yo'nalishi bo'ylab aralashma komponentalarida konsentratsiyalar farqining yuzaga kelishiga olib keladi.

Bir jinsli gaz aralashmasi bilan to'ldirilgan yassi devorli idislini ko'z oldimizga keltiraylik. Agar pastki va yuqoridagi devorlar T_1 va T_2 temperaturalarda tutilsa va bunda $T_1 > T_2$ bo'lsa, u holda termodiffuziya hodisasiga ko'pincha shunga olib keladiki, yuqoriroq temperatura yuqorigi devorda ortiqcha og'ir molekulalar hosil bo'ladi. Ba'zi aralashmalar uchun bur termodiffuziyaning aksi bo'ladi.

Rasmda komponentalardan birining balandlik bo'yicha taqsimlanishi ko'rsatilgan. Punktir bilan temperaturalar farqi bo'lmagandagi konsentratsiya qiymati ko'rsatilgan. Termodiffuziya gaz aralashmasini qisman komponentalarga ajralishni yuzaga keltiradi.

Konsentratsiyalarning yuzaga kelgan farqi odatdagi konsentratsion diffuziya tufayli tenglashishga intiladi, bu konsentratsion diffuziya oqimi termodiffuziya oqimiga qarshi yo'nalgan. Bu ikki

protsesning birgalikdagi harakati natijasida aralashma komponentlari konsentratsiyalarining muvozanatdagi gradienti qaror topadi.

Termodiffuziya hodisasini biz odatda gidiffuzi, ya'ni tushuntirishda muvaffiqiyat bilan ifodalangan molekular-kinetik nazariya tasavvurlari yordamida tushuntirish mumkin emas (termodiffuziyaning keyin kashf qilinganining sababi ham shu). Bu hodisada komponentalar molekularlarning o'zaro to'qnashuv davridagi bir-biridan tasir kuchlari katta rol o'ynashi aniqlangan. Bu kuchlar taxminan $1/r^n$ qonunga ko'ra kamayar ekan, bu yerda r – molekular orasidagi masofa.

Agar daraja ko'rsatkichi $n > 5$ bo'lsa, termodiffuziya yuqorida ko'rsatilgan yo'nalishda amalga oshar ekan. Agar $p < 5$ bo'lsa, u holda konsentratsiyalarning termodiffuziya farqi teskari ishorali bo'ladi va nihoyat, $n=5$ bo'lganda termodiffuziya mutlaqo sodir bo'lmaydi.

Termodiffuziya tufayli aralashma komponentalari konsentratsiyasining o'zgarishini teskari diffuziyaning hisobga olgan holda hisoblab chiqarish mumkin.

Ikki gaz aralashmasi komponentalarining konsentratsiyalari c va $1-c$ bo'lsin. Ayni shu komponentaning konsentratsiyasi deb, shu komponent molekularlari sonining aralashmasidagi umumiy molekular soniga nisbatiga aytiladi. $d\phi/dx$ temperatura gradiyenti X o'q bo'ylab qaror topgan konsentratsiya gradiyenti quyidagiga teng bo'ladi:

$$\frac{dc}{dx} = \frac{D_r}{D_{12}} \frac{1}{T} \frac{dT}{dx} = \frac{D_r}{D_{12}} \frac{d}{dx} \ln T$$

Bu yerda D_{12} – komponentalarning o'zaro diffuziya koeffitsienti, D_ϕ – esa termodiffuziya koeffitsienti deb ataladi, uning o'lchamligi D_{12} – ning o'lchamligi bilan bir xil (ya'ni m^2/sek). Biroq konsentratsiyalarga amalda bog'liq bo'lmaydigan D_{12} -diffuziya koeffitsientidan farqli o'laroq, D_ϕ har ikkala komponentaning ko'paytmasiga proporsional bo'lar ekan:

$$\frac{D_r}{D_{12}} = \alpha c(1 - c)$$

Bu yerda α termodiffuziya doimiysi deb atashadi. Xuddi shu α doimiy ajralayotgan aralashmaning hosalariga, jumladan molekullaro itarish kuchining kamayish qonunining ifodasi $1/r^n$ ning n daraja ko'rsatkichiga bog'liq bo'ladi.

Tayanch tushunchalar:

Statsionar diffuziya, diffuziya koeffitsientini hisoblash. O'zaro diffuziya koeffitsienti. Termik diffuziya tushunchalari.

Mavzuga doir savollar:

1. *Statsionar diffuziya hodisasini tushuntirib bering.*
2. *Diffuziya koeffitsientini hisoblashni qanday tushunasiz?*
3. *O'zaro diffuziya koeffitsientining mohiyatini aytib bering.*
4. *Termik diffuziya nima?*

Statsionar diffuziya, diffuziya koeffitsientini hisoblash, o'zaro diffuziya koeffitsienti, termik diffuziya hodisalari gazlarning konsentratsiyasiga bog'liq bo'ladi.



27. Gazlarning issiqlik o'tkazuvchanligi. Nostatsionar issiqlik o'tkazuvchanlik. Statsionar issiqlik o'tkazuvchanlik. Issiqlik o'tkazuvchanlik koeffitsientini hisoblash. Issiqlik o'tkazuvchanlik koeffitsienti va molekullarning o'lchamlari

Agar gaz notekis istilgan bo'lsa, ya'ni uning bir qismida temperatura ikkinchi qismidagidan baland yoki past bo'lsa, u holda temperaturaning tenglashishini kuzatish mumkin: gazning issiqroq qismi soviydi, sovuqroq qismi esa isiydi.

Aniqlik, bu hodisa gazning issiqroq qismidan sovuqroq qismiga issiqlik oqishi bilan bog'liq bo'ladi. Gazda (yoki har qanday boshqa moddada) issiqlik oqimining hosil bo'lishi issiqlik o'tkazuvchanlik deb ataladi. O'z holiga qo'yilgan har qanday jismda, xususan gazda, issiqlik o'tkazuvchilik temperaturalarning tenglashuviga sabab bo'ladi va bu protsess, albatta, nostatsionar protsessdir. Biroq ko'pincha shunday hollar ham bo'ladiki, bunda temperaturalar farqini sun'iy ravishda o'zgartirmasdan saqlab turiladi.

Masalan, cho'g'lanma elektr lampasida bevosita cho'g'langan to'la yaqinidagi gaz yuqori temperaturaga (tolaning temperaturasi teng temperaturaga) ega bo'lgan holda, lampa shisha ballonining devorlariga tegib turgan gaz qismining temperaturasi ancha past bo'ladi. Lampa ulanganidan bir necha vaqt keyin tola va devorlar orasida o'zgarmas temperaturalar farqi yuzaga keladi. Bunday farq bir tomondan, lampaga elektr tarmog'idan keltiradigan elektr energiya hisobiga ikkinchi tomonidan esa issiqlikning lampa devorlarida atrof havoga berilishi hisobiga saqlanadi. Bunday sharoitlarda lampa ichidagi gazda vaqt davomida o'zgarinaydigan, yangi statsionar issiqlik oqimi yuzaga keladi. Temperaturalarning qaror topgan farqi gazning issiqlik o'tkazuvchanligiga bog'liq bo'ladi (cho'g'lanish lampasida issiqlik gaz orqali uzatilgandan tashqari ya'ni shu holda asosan nurlanish natijasida uzatilishini ham nazarda tutish kerak).

Biz keltirgan misolda lampa tolasining va idishning (ballonning) shakli murakkab bo'lgani uchun issiqlik oqimini hisoblash qiyin. Shu tufayli gazda temperaturaning taqsimlanishi ham juda murakkab bo'ladi.

Issiqlik o'tkazuvchanlik protsessorining miqdoriy qonuniyatlarini topish uchun biz yanada oddiyroq holni, diffuziyani o'rgangandagiga o'xshash xarakterdagi masalani ko'raylik.

Gazdagi biror yo'nalish, masalan, X o'q bo'ylab temperatura nuqtadan nuqtaga, ya'ni h ning funksiyasi sifatida o'zgarayotgan bo'lsin, bu uqqa perpendikular tekislikda esa u birday saqlanayotgan bo'lsin.

Temperatura X o'q bo'ylab o'zgarishi pT/dx temperatura gradiyenti bilan xarakterlanadi (agar temperatura biz faraz qilganimizdek faqat X o'q bo'ylab o'zgarayotgan bo'lsa, u holda pT/dx o'miga dT/dx ni yozish mumkin). Hamma vaqtdagi singari temperatura gradiyentining o'zgarishining bu nuqtalar orasidagi masofa birligi nishatiga teng. Diffuziya protsessida shu protsessning amalga oshishi uchun konsentratsiyalar gradiyent bo'lishi shart bo'lgani singari. Temperaturalar gradiyentining mavjudligi ham issiqlik o'tkazuvchanlikning yuzaga kelishining asosiy shartidir.

Issiqlik oqimining yo'nalishi temperaturaning pasayish yo'nalishi bilan mos keladi. Agar x ning ortishiga (ya'ni $dx > 0$) temperaturaning pasayishi ($dt < 0$) mos kelsa, u holda issiqlik x ning o'sayotgan tomoniga oqayotgan bo'ladi: issiqlik oqimi shu oqimni yuzaga keltirgan mavjud temperatura gradiyentini kamayish tomoniga yo'nalgan bo'ladi. Tajriba Q issiqlik oqimi temperatura gradiyentiga proporsional bo'lishini ko'rsatadi (Fure qonuni):

$$Q = -\chi \frac{dT}{dx} \quad (27.1)$$

Issiqlik oqimi deb yuz birligida o'tayotgan issiqlik miqdori tushuniladi. (27.1) tenglikdagi χ koeffitsienti issiqlik o'tkazuvchanlik koeffitsienti deb ataladi. (27.1) dan ko'rinib turganidek, issiqlik o'tkazuvchanlik koeffitsientining son qiymati temperatura gradiyenti bir teng (1 K/sm) bo'lgandagi issiqlik oqimiga teng. Issiqlik o'tkazuvchanlik koeffitsientining sistemasida J/m·sek·K yoki Vt/m·K birliklarida. SGS sistemasida esa erg/sm·sek·K birliklarida o'lchanishini ko'rish oson. Texnikada uni ko'pincha kJ/m·soat·K larda ifodalanadi.

Statsionar sharoitlarda gaz orqali vaqt birligida oqib o'tgan Q issiqlik miqdori berilgan temperaturadagi gradiyentini saqlab turgan issiqlik manbayining quvvatiga teng. Bu quvvatni (u ko'pincha elektr quvvati bo'ladi) issiqlik o'tkazuvchanlik koeffitsientini eksperimental aniqlashda bevosita o'lchanadi.

Temperatura gradiyenti bo'lgan gaz o'z holiga qo'yilganda, ya'ni unga tashqaridan energiya berilmaydigan hollarda, issiqlik o'tkazuvchanlik temperaturaning tenglashishiga olib keladi. Dastlab biz ancha shunday nostatsionar issiqlik o'tkazuvchanlikni ko'ramiz. Temperaturaning tenglashish qonuni diffuziya vositasida konsentratsiyalarning tenglashish protsessiga juda o'xshash ekanligini ko'rish mumkin.

Nostasionar issiqlik o'tkazuvchanlik

Qaytadan hajmlari mos ravishda V_1 va V_2 biroq, endi birday bosim ostidagi tarkibi bir jinsli bo'lgan gaz bilan to'ldirilgan I va II idishlarni ko'raylik. Ikkala idish ko'ndalag kesim yuzi S va uzunligi l bo'lgan nay bilan birlashtirilgan. Vaqtning biror paytida biz ko'rayotgan idishlardagi gazning temperaturalar T_1 va T_2 ga teng bo'lsin, aniq bo'lishi uchun $T_1 > T_2$ deb olamiz.

Agar gazni o'z holiga qo'yilsa, u holda issiqlik o'tkazuvchanlik tufayli ikkala idishda gazning temperaturasi tenglasha boshlaydi, ya'ni temperaturalar farqi

$$\Delta T = T_1 - T_2$$

vaqt o'tishi bilan kamayadi. Bu protsesni "Temperatura diffuziyasi" deb ham atash mumkin edi. Holbuki, bu yerda haqiqiy ma'nodagi diffuziya ham bo'ladi. Chunki idishlardan biridagi temperatura boshqasidagidan yuqori bo'lsa, u holda bu temperatura yuqori bo'lgan idishda tez molekulalar ko'proq ekanligini anglatadi, chunki temperatura molekulalarning o'rtacha kinetik energiyalari orqali aniqlanadi va katta tezlikli molekulalar qancha bo'lsa, temperatura shuncha yuqori bo'ladi. Issiqlik o'tkazuvchanlik protsessida bu zarralarning tezroq diffuziyasi ro'y beradi va u issiqlik o'tkazuvchanlik protsessida muhim rol o'ynaydi. Endi temperaturalar farqining vaqtga bog'liq holda kamayish qonunini topaylik. (27.1) ga muvofiq, nay orqali o'tgan issiqlik oqimi tenglama bilan aniqlanadi. Mulohazalarimiz soddaroq bo'lishi uchun

birlashtiruvchi nay bo'ylab temperatura tekis o'zgaradi va uning ixtiyoriy uzunlik birligiga birday temperaturalar farqi mos keladi, deb olaylik. U holda cheksiz kichik kattaliklardan foydalanish zaruriyati qolmaydi va shunday yozish mumkin bo'ladi:

$$\frac{dT}{dx} = \frac{\Delta T}{l}, \quad Q = -x \frac{\Delta T}{l}$$

Cheksiz kichik dt vaqt oralig'ida I idishdan II idishga nay orqali quyidagi issiqlik miqdori o'tadi:

$$dQ = -x \frac{\Delta T}{l} S dt \quad (27.2)$$

Buning natijasida I idishdagi gaz temperaturasi biror dT_1 miqdor kamayadi, II idishda esa dT_2 miqdor ortadi. II idishda temperaturaning aynan qanchaga ortishi va I idishda aynan qanchaga pasayishi gazning S issiqlik sig'imiga bog'liq? Issiqlik sig'imi o'z navbatida gazning solishtirma issiqlik sig'imi c_x bilan uning massasi m ning ko'paytmasiga teng. Issiqlik miqdori va temperaturaning o'zgarishi orasidagi bizga ma'lum bo'lgan bog'lanish munosabatlaridan

$$dT_1 = \frac{dQ}{m_1 c_v}, \quad dT_2 = \frac{dQ}{m_2 c_v}$$

bo'lishi ravshan, bu yerda m_1 va m_2 lar mos ravishda I va II idishlardagi gaz massalari; dT_1 va dT_2 temperatura o'zgarishlarining absolut qiymatlari agar idishlardagi gazning zichligi p bo'lsa, u holda

$$m_1 = pV_1, \quad m_2 = pV_2$$

bo'ladi va bundan

$$dT_1 = \frac{dQ}{pV_1 c_v}, \quad dT_2 = \frac{dQ}{pV_2 c_v}$$

Temperaturaning I idishda dT_1 ga kamayishi va II idishda dT_2 ortishi ular orasidagi temperaturalar farqini quyidagi

$$d(\Delta T) = dT_1 + dT_2 = \frac{dQ}{pc_v} \left(\frac{1}{V_1} + \frac{1}{V_2} \right) = \frac{dQ}{pc_v} \cdot \frac{V_1 + V_2}{V_1 \cdot V_2}$$

kattalikka kamayishiga olib keladi. Bunga dQ ning (27.2) dagi qiymatini qo'yib, quyidagini olamiz:

$$d(\Delta T) = -\frac{\chi S \Delta T}{lpc_v} \cdot \frac{V_1 + V_2}{V_1 \cdot V_2} dt$$

Avvalgidek $\frac{V_1 \cdot V_2}{V_1 + V_2}$ keltirilgan hajmni V_0 orqali belgilaymiz. U holda

$$d(\Delta T) = -\frac{\chi S \Delta T}{lpc_v} \quad \text{yoki} \quad \frac{d(\Delta T)}{\Delta T} = -\frac{\chi S}{lpc_v V_0} dt$$

By tenglamalarini integrallab, quyidagilarni olamiz:

$$\ln \Delta T = -\frac{\chi S \Delta T}{lpc_v V_0} t + \ln A \quad (27.3)$$

Bu yerda A – integrallash doimiysi. Bu doimiy temperaturalar farqi boshlang'ich paytda, ya'ni $t_0 = 0$ da $(\Delta T)_0$ ga teng degan mulohazadan oson aniqlanishi mumkin, binobarin (27.3) ga $t_0 = 0$ va $\Delta T = (\Delta T)_0$ larni qo'yib, $A = (\Delta T)_0$ ekanini keltirib chiqaramiz. Demak,

$$\Delta T = (\Delta T)_0 \exp\left(-\frac{\chi S}{lpc_v V_0} t\right) \quad (27.4)$$

(27.4) tenglama t vaqt o'tishi bilan temperaturaning issiqlik o'tkazuvchanlik vositasida tenglanishlga doir bizni qiziqtirgan Qonunni ifodalaydi. Bu qonun konsentratsiyaning diffuziya vositasida tenglashish qonuniga tomomila o'xshashdir.

Ikkala holda ham tenglashish eksponensial qonunga muvofiq amalga oshadi.

Nostatsionar issiqlik uzatish miqdori quyidagi (27.5) formula orqali aniqlanadi:

$$\Delta m = (\Delta n) \exp\left(-D \frac{S}{V_0 l}\right)$$

bu holda agar $\chi/pc_v = D$ deb olinsa, (27.4) va (27.5) ikkala tenglamalarning o'ng qismidagi eksponensial ko'paytuvchilar mos kelishi ko'rinadi. Demak, χ/pc_v ifoda "temperatura diffuziyasi" koeffitsienti ekan. χ/pc_v kattalik gazning xossalari bog'liq bo'lib, temperaturaning tenglashish tezligini xarakterlaydi. Shuning uchun bu kattalik gazning (har qanday boshqa jismning ham) temperatura o'tkazuvchanlik koeffitsienti nomini olgan.

$S/V_0 l$ ifoda sof geometrik kattalik bo'lib, faqat apparaturani xarakterlaydi. Temperatura o'tkazuvchanlik koeffitsienti ham diffuziya singari m^2/sek larda o'lchanadi. Diffuziyani ko'rganimizdagi singari. Bu yerda ham issiqlik o'tkazuvchanlik vaqti doimiysini kiritamiz:

$$\tau = \frac{pc_v}{\chi} \frac{V_0}{S} \quad (27.6)$$

Bu shunday vaqt oralig'i, uning davomida gazning issiqlik o'tkazuvchanligi natijasida ikki hajm orasidagi temperaturalar farqi aniqlanadi.

Stasionar issiqlik o'tkazuvchanlik. Issiqlik o'tkazuvchanlik koeffitsientini hisoblash

Gaz molekulalarining issiqlik harakati tufayli gaz egallagan hajmdagi har qanday kesimni molekulalar kesib o'tadi. Avval ko'rganimizdek, temperaturalar farqi o'zgarmas saqlanadigan (stasionar protsess) X o'qqa perpendikular biror S yuzini ko'raylik. T_1 temperaturani T_2 ga nisbatan katta deb qabul qilamiz.

S yuza orqali molekulalar chapdan o'ngga ham, o'ngdan chapga ham o'tadi va gar gazning bosimi barcha nuqtalarda birday bo'lsa, u holda S birlik yuzani 1 sek ichida chapdan o'ngga va o'ngdan chapga kesib o'tuvchi molekulalar soni birday bo'lishi ravshan. Biroq, chapdan kelayotgan molekulalar yuzga o'ngdan

kelayotgan molekullarga qaraganda ko'p energiya olib keladi, chunki ular yuqoriroq temperaturali sohadan keladi. Shuning uchun molekullarning chapdan o'ngga olib kelayotgan energiyalari farqi teng issiqlik oqimi (chapdan o'ngga) vujudga keladi.

Avvalgidek 1 sm^2 1 sek ichida chapdan o'ngga kesib o'tayotgan molekullar soni N_1 ni $\frac{1}{6} n v U_1$ ga teng deb hisoblash mumkin. Xuddi shuningdek, o'ngdan chapga N_2 molekullar o'tadi, bu yerda ham $N_2 = \frac{1}{6} n v$ ga teng. Bu yerda v molekullar issiqlik harakatining o'rtacha tezligi va n — hajm birligidagi molekullar soni. N_1 va N_2 molekullar sonining teng ekanligini, biroq ular olib keladigan energiyaning har hil ekanini hozirgina qayd qilib o'tdik. Endi shu energiyalarni topaylik.

S yuzga chapdan kelayotgan molekullar uning oldidagi oxirgi to'qnashuvdan so'ng ega bo'lgan energiyalar bilan keladilar. Turli molekullar uchun erkin yugurish yo'li uzunligi turlicha, lekin qo'polroq qilib yuzaga kelayotgan barcha molekullar undan o'rtacha erkin yugurish yo'li uzunligi X ga teng bo'lgan masofada oxirgi to'qnashuvga duch kelganlar deb qabul qilish mumkin. Shunga muvofiq, yuzaga chapdan kelayotgan molekullar S yuzadan X ga teng masofada bo'lgan nuqtadan T temperaturaga mos U_1 ega deb olish mumkin. Bu molekullarning 1 sek da 1 sm yuzaga olib kelayotgan energiya miqdori

$$Q_1 = \frac{1}{6} N v U_1 \quad (27.7)$$

ga teng.

Issiqlik o'tkazuvchanlik koeffitsienti va molekullarning o'lchamlari

(5.2) tenglamani birmuncha o'zgartirish mumkin, buning uchun undagi 1 o'rnini uning (1.4) formuladagi qiymatini qo'yamiz. U

holda issiqlik o'tkazuvchanlik koeffitsientining ifodasi quyidagi ko'rinishga keladi:

$$\chi = \frac{\bar{v} C_v}{3\sqrt{2}qN_0}, \text{ bunda } q = 4\pi r^2 \quad (27.8)$$

$\bar{v}$ va C_v kattaliklar boshqa manbalardan ma'lum. Shuning uchun, agar issiqlik o'tkazuvchanlik koeffitsientining qiymati o'lchangan bo'lsa, bu formulalar molekulalarning ko'ndalang kesimi q yoki radiusini baholashga xizmat qilishi mumkin.

Masalan: o'lchash ma'lumotlariga ko'ra, kislorodning issiqlik o'tkazuvchanlik koeffitsienti 0°C da $0.024 \text{ Wt/m}\cdot\text{K}$ ga teng. $\bar{v}$ va C_v ning bizga ma'lum bo'lgan qiymatlaridan foydalanib, quyidagi qiymatni keltirib chiqaramiz:

$$q = \frac{\bar{v} C_v}{3\sqrt{2}qN_0} \approx \frac{5 \cdot 10^2 \cdot 20,9}{3 \cdot 1,4 \cdot 0,024 \cdot 6,02 \cdot 10^{22}} = 1,7 \cdot 10^{-12} \text{ m}^2$$

bundan molekulaning radiusi

$$r = \sqrt{\frac{q}{4\pi}} \approx 1,4 \cdot 10^{-12} \text{ m}$$

Ko'plab gazlarning molekulalari o'lchamlari – kattalik jihatidan birday tartibdadir. Buni 27.1-jadvaldan ham ko'rish mumkin.

27.1-jadval

Gaz	Molekulalarning diametri	Gaz	Molekulalarning diametri
Vodorod	$2,74 \cdot 10^{-10} \text{ m}$		
Geliy	$2,18 \cdot 10^{-10} \text{ m}$	Kislorod	$3,61 \cdot 10^{-10} \text{ m}$
Azot	$3,75 \cdot 10^{-10} \text{ m}$	Argon	$3,64 \cdot 10^{-10} \text{ m}$

Shunday qilib, issiqlik o'tkazuvchanlikning (27.8) ifodasiga kiruvchi kattaliklardan C_v va q barcha ideal gazlar uchun taxminan birday ekan. Shuning uchun o'tkazuvchanlik koeffitsienti qiymatidagi farq faqat molekular o'rtacha tezliklari $\bar{v}$ qiymatlariga bog'liqligi bilan tushuntirilishi mumkin. Berilgan temperaturada molekularning $\bar{v}$ tezligi ularning massalariga bog'liq bo'lgani uchun shuni kutish mumkinki, molekularning issiqlik harakati tezligi katta bo'lgan yengil gazlarda issiqlik o'tkazuvchanlik koeffitsienti og'ir gazlardagiga nisbatan katta bo'ladi. Bu tajriba yaqqol tasdiqlanadi, uni gazlar issiqlik koeffitsientlari haqida tajriba ma'lumotlari keltirilgan 27.2-jadvalda ko'rish mumkin.

27.2-jadval

Gaz	q Vt/m-K	Gaz	q Vt/m-K
Vodorod	0,176	Kislorod	0,024
Geliy	0,142	Karbonat angidrid	0,014

Vodorodning issiqlik o'tkazuvchanligi yaxshi bo'lgani uchun ba'zi sanoat agregatlarini suv bilan sovitish mumkin bo'lmagan hollarda, masalan, yirik turbogeneratorlarni sovitish uchun ishlatiladi.

Agar molekularning o'lchamlari qandaydir boshqa o'lchamlardan ma'lum bo'lsa, issiqlik o'tkazuvchanlikni o'lchashdan q ning qiymatini aniqlash kerak. Molekulalar ulchamlarini, albatta, boshqa ko'chish koeffitsientlaridan hisoblash mumkin.

Issiqlik o'tkazuvchanlik koeffitsientini o'lchash

Gazlar issiqlik o'tkazuvchanligini eksperimental o'rganish odatda shuning uchun qiyinlashadiki, gazda issiqlikning ko'chishi faqat biz yuqorida bayon qilgan issiqlik o'tkazuvchanlik mexanizmi bilangina emas, shuningdek, gazda oson vujudga keladigan erkin konveksiya yo'li bilan ham ro'y beradi. Konveksiya—temperaturalar farqi bo'lganda og'irlik kuchi ta'sirida gaz massasi birgalikda issiqlikning

ko'chishidir. Konveksiya ham issiqlik o'tkazuvchanlik singari, gazda temperaturani baravarlashtirishga intiladi, shuning uchun tajribada issiqlik uzatishning bu ikki mexanizmini bir-biridan ajratish qiyin. Shu sababli issiqlik o'tkazuvchanlikni o'lchashda konveksiya yuzaga kelmaydigan sharoitlarni amalga oshirish kerak, issiqlik o'tkazuvchanlik koeffitsientini o'lchashning keng tarqalgan usullaridan biri quyidagicha tavsiflanadi.

Tadqiq qilinayotgan gaz bilan radiuslari r_1 va r_2 bo'lgan ikki koaksial silindrlar orasidagi fazo to'ldiriladi. Bu silindrlardan biri (deyarli hamma vaqt ichki silindr) W quvvat iste'mol qiladigan elektr pechi yordamida qizdiriladi, ikkinchisi esa uning temperaturasi T_2 o'zgarmas saqlanishi uchun sovitiladi. Ichki silindr sifatida hamma vaqt tok o'tib turadigan ingichka sim olinishi mumkin, uning o'sh qizdirgich bo'la oladi.

Qizdirgich ishga tushirilgandan biroz vaqt o'tgach, stasionar holat qaror topib, qizdirilayotgan ichki silindrning T_1 temperaturasi ham o'zgarmas bo'lib qoladi. Shu bilan ichki va tashqi silindrlar orasida o'zgarmas temperaturalar farqi $T_1 - T_2$ qaror topadi. Bu temperaturalar farqining kattaligi gazning issiqlik o'tkazuvchanligiga bog'liq bo'ladi. Bunday bog'lanishni aniqlash qiyin emas.

Agar silindrning balandligi h bo'lsa (konveksiya tufayli xatoga yo'l qo'ymaslik uchun silindri tik o'rnatiladi), u holda ixtiyoriy r radiusli S silindrik kesim (ya'ni $S = 2\pi rh$) orqali 1 sek da oqib o'tuvchi issiqlik miqdori quyidagi tenglama bilan aniqlanadi:

$$Q = -\chi \frac{dT}{dr} S \quad (27.9)$$

Bu yerda $\frac{dT}{dr}$ silindr radiusi bo'ylab temperatura gradiyenti, agar silindrning balandligi uning radiusiga qaraganda yetarlicha katta bo'lsa, u holda silindr o'qi bo'ylab temperaturani hamma joyda birday deb olish mumkin.

Stasionar holatda W qizdirgichning quvvati Q ga teng. Binobarin,

$$W = -2\pi r h x \frac{dT}{dr}$$

bunda

$$\frac{dT}{dr} = -\frac{W}{2\pi x h} \frac{1}{r} \text{ yoki } dT = -\frac{W}{2\pi x h} \frac{dr}{r}$$

Bu ifodani integrallaymiz:

$$T = -\frac{W}{2\pi x h} \ln r + C \quad (27.10)$$

Bu yerda C – integrallash doimiysi bo‘lib, uni $r=r_1$ bo‘lganda temperatura $T=T_1$ va $r=r_2$ bo‘lganda $T=T_2$ shartlaridan topish mumkin, ya’ni

$$T_1 = -\frac{W}{2\pi x h} \ln r_1 + C, \quad T_2 = -\frac{W}{2\pi x h} \ln r_2 + C,$$

$$T_1 = T_2 = \frac{W}{2\pi x h} \ln \frac{r_2}{r_1}$$

Shunday qilib, qizdilayotgan silindrning qaror topgan temperaturasi quyidagicha bo‘ladi:

$$T_1 = T_2 = \frac{W}{2\pi x h} \ln \frac{r_2}{r_1}$$

T_1 va T_2 temperaturalarni o‘lchab va asbobning geometrik o‘lchamlari hamda qizdirgichning quvvatini bilgan holda, issiqlik o‘tkazuvchanlik koeffitsientini hisoblash mumkin:

Tayanch tushunchalar:

Konveksiya, gazlar, issiqlik o‘tkazuvchanligi, eksperimental, stasionar protsess, stasionar diffuziya, diffuziya koeffitsientini hisoblash, o‘zaro diffuziya koeffitsienti, termik diffuziya hodisalar, gazlarning konsentratsiyasi.

Mavzuga doir savollar:

1. Issiqlik o'tkazuvchanlik koeffitsienti qanday o'lchanadi?
2. Molekulalarning o'lchamlari deganda nimani tushunasiz?
3. Stasionar protses nima?
4. Issiqlik uzatishning qanday mehanizmlarini bilasiz?

Gazlarda va suyuqliklarda tabiiy va majburiy konvektiv issiqlik almashinuvi farqlanadi. Issiqlik oqimi nasoslar, shamol haydagich yoki shamol yordamida majburiy harakatga keltiriladi.



28. Konveksiya hodisasi. Gaz va suyuqliklarda konveksiya. Erkin va majburiy konveksiya. Konvektiv issiqlik almashinuvning differensial tenglamasi. Quyosh suv isitgichida konvektiv issiqlik almashinuv

Odatda gaz va suyuqlik qattiq jism sirtiga tegib harakatlenganda isiydi yoki soviydi. Masalan: qizdirilgan pech va uning mo'risiga sirpanib tegib o'tadigan havo yoki suyuqlik isiydi. Qozonxonadan trubalarga uzatiladigan issiq suv yoki bug' shu trubalarni va batareyalarni qizdiradi. Xonadagi havo qizigan trubalarga va batareyalarga tegib isiydi hamda xonani isitadi va h.k. Qattiq jism sirti bilan suyuqlik yoki gaz (havo) orasida sodir bo'ladigan bu hodisaga issiqlik almashinuvi deyiladi.

Agar issiqlik uzatiladigan (qattiq jism) devorning temperaturasi T_d va shu devorni sirti bilan o'zaro sirpanib o'tadigan issiqlik tashuvchi (gaz, havo, suyuqlik)ning temperaturasi T_c bo'lsa, u holda qattiq jismdan beriladigan issiqlik konvektiv issiqlik almashinuv miqdori Q , issiqlik almashinuv sirti F ga proporsional bo'ladi:

$$Q = \alpha F (T_d - T_c) \quad (28.1)$$

Bu formulaga N'yuton-Rihmanning konvektiv issiqlik

almashinuv formulasi deyiladi. Bunda issiqlik almashinuvi qattiq jism sirtidan suyuqlik yoki gazga va aksincha bo'lishi mumkin.

(28.1) formuladagi α -issiqlik berish koeffitsienti deyiladi va $Bm/(m^2K)$ larda o'lchanadi. Bu koeffitsient konvektiv issiqlik almashinuv intensivligini bildiradi. (28.1) formuladan

$$\alpha = \frac{Q}{F(T_g - T_c)} = \frac{Q}{T_g - T_c} \quad (28.2)$$

ko'rinishida ifodalanadi. α -issiqlik berish koeffitsientining qiymati turli nuqtalarda turlicha bo'ladi.

Agar issiqlik tashuvchi gazsimon yoki suyuq moddalar qattiq jism devorlari bilan o'zaro ta'sirlashadigan bo'lsa, bunda sodir bo'ladigan konvektiv issiqlik almashinuvidagi solishtirma issiqlik oqimini Fure quyidagi tenglama orqali aniqlash mumkinligini ko'rsatdi:

$$q = -\lambda \left| \frac{dT}{dn} \right|_F \quad (28.3)$$

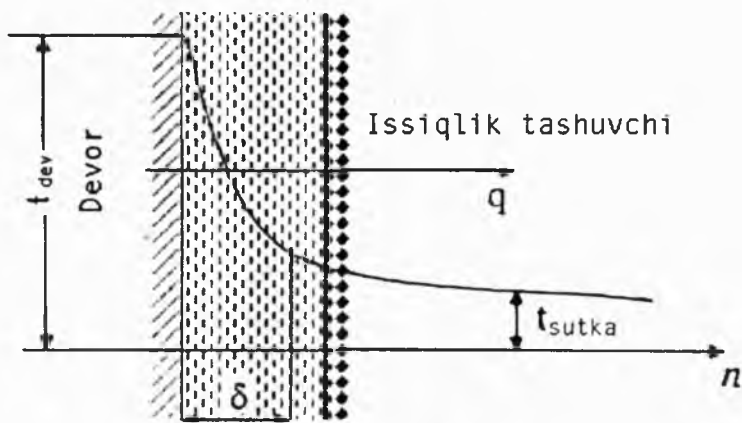
bu yerda λ – issiqlik tashuvchi (gaz yoki suyuqlik) ning issiqlik uzatish koeffinienti, $kJ/(m \text{ soam } K)$; n – qizdirilgan yuzaga nisbatan

normal; $\left| \frac{dT}{dn} \right|_F$ – issiqlik tashuvchi temperatura o'zgarishining

normalga nisbatan gradiyenti deyiladi.

(28.3) formula differensial tenglama yordamida ifodalanadi va keltirib chiqariladi. Dastlab (28.2) formulaning asoslanishini 1-rasm yordamida tushuntirish mumkin.

Ko'p sonli tajribalar shuni ko'rsatadiki, qizigan devor yaqinida issiqlik tashuvchining oqimi muallaq bo'lib, devordan duzoqlikda oqim turbulent rejimni oladi.



28.1-rasm. Issiqlik tashuvchining chegara qatlami.

Chunki δ qatlamda issiqlik tashuvchining temperaturasi vaqt bo'yicha tez o'zgarib boradi. Bu qatlamga yopishqoq qatlam oqimi deyiladi. Shuning uchun bu qatlamda konvektiv issiqlik almashinuvi sodir bo'lmaydi, ya'ni issiqlik oqimi devordan issiqlik uzatish bilan beriladi. Demak, issiqlik o'zgarishining gradiyenti

$$\left| \frac{dT}{dn} \right| \approx - \frac{t_q - t_c}{\delta} \quad (28.4)$$

ga teng bo'ladi. (4) ni (3) ga qo'yib

$$q = \frac{\lambda}{\delta} (t_q - t_c) = \alpha \Delta t \quad (28.5)$$

ni hosil qilamiz. Bu yerda $\frac{\lambda}{\delta} = \alpha$ bilan belgilanadi va issiqlik berish koeffitsienti deb ataladi. (28.5) va (28.1) formulalarni o'zaro tenglashtiramiz:

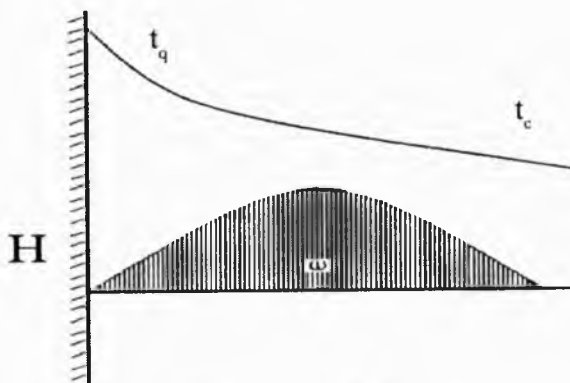
$$\lambda \Delta t = - \lambda \left| \frac{dT}{dn} \right|_F$$

yoki

$$\lambda = - \frac{\lambda}{\Delta t} \left| \frac{dT}{dn} \right|_F \quad (28.6)$$

Ushbu formulaga konvektiv issiqlik berish koeffitsientini aniqlashning matematik ifodalanishi deyiladi.

Gazlarda va suyuqliklarda tabiiy va majburiy konvektiv issiqlik almashinuvi farqlanadi. Issiqlik oqimi nasoslar, shamol haydagich yoki shamol yordamida majburiy harakatga keltiriladi. Tabiiy issiqlik oqimi suyuqlik va gazlar qizigan qattiq jism bilan ta'sirlashganda hosil bo'ladi (28.2-rasmga qarang).



28.2-rasm. Balandligi H bo'lgan issiqlik beruvchi sirt bilan tabiiy harakatlanuvchi havoning o'zaro ta'sirlashuvida uning tezligi va temperatura ($t_d - t_c$) taqsimlanishi keltirilgan.

Issiqlik kengayishi intensivligi temperaturaning hajm kengayish koeffitsienti

$$\beta = \frac{1}{V} \left(\frac{dV}{dT} \right)_{P=const} \quad (28.7)$$

yordamida xarakterlanadi. Bu yerda $V = \frac{1}{\rho}$ suyuqlikning

solishtirma hajmi. Gazlar uchun hajm kengayish koeffitsienti 1834-yilda Klapeyron tomonidan

$$\beta = \frac{1}{T} \quad (28.8)$$

ko‘rinishda tavsiya etildi. Tomchisimon suyuqliklar (masalan, gelioteplisa, gelioparnik, geliosovitgich qurilmalarining timq yuzalarining sirtida hosil bo‘ladigan tomchi-kondensatlar) uchun temperaturaning hajmiy kengayishi koeffitsienti gazlardagiga nisbatan kichik bo‘ladi:

$$\beta = \frac{1}{v} \left(\frac{v v_c}{t - t_c} \right) = \frac{\rho_c - \rho}{\rho_c (t - t_c)} \quad (28.9)$$

Issiqlik tashuvchining zichliklar farqi

$$\rho_c - \rho = \beta \rho (t - t_c) \quad (28.10)$$

blan ifodalanadi. Tomchini muallaq saqlab turishidan ko‘taruvchi kuch F_k Arximed itaruvchi kuchi $A = p_c g$ va og‘irlik kuchi $G = pg$ ning algebraik yig‘indisiga teng bo‘ladi:

$$F_k = A + G = g(p_c - p) = \beta p g (t - t_c) \quad (28.11)$$

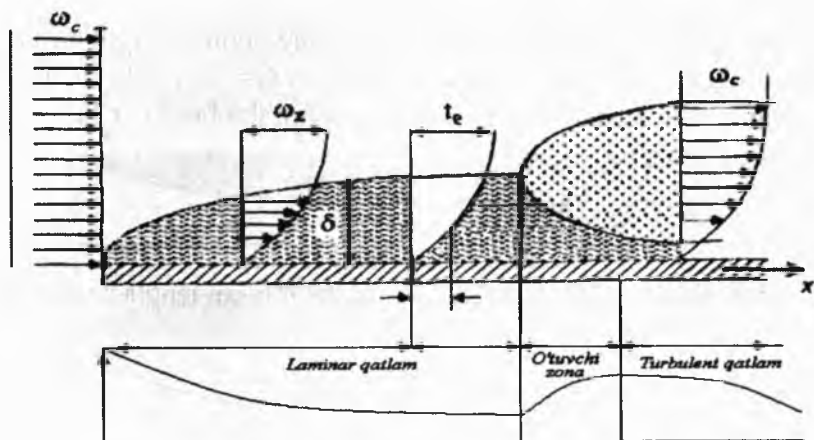
Bu ko‘taruvchi kuch isigan suyuqlik yoki gaz (havo)ni yuqoriga tomon tabiiy ravishda ko‘tarilishiga ta’sir etadi. Sovigan suyuqlik yoki gaz tabiiy ravishda pastga va qizigan suyuqlik yoki gaz tabiiy ravishda yuqori tomonga harakatlanadi. Ammo suyuqlik yoki gazni ichki ishqalanish koeffitsienti dinamik yopishqoqlik koeffitsienti

$\mu \left(\frac{hc}{m^2} \right)$ ya’ni $(Pa \cdot s)$ va kinematik yopishqoqlik koeffitsienti $\nu = \frac{\mu}{\rho}$,

(m^2/s) ga bog‘liq bo‘ladi.

Shuning uchun, issiqlik tashuvchini majburiy konveksiyaga o'tkazish bilan issiqlik almashinuvini intensivligiga erishish mumkin.

Termosifon sistemalarda gidrodinamik va issiqlik almashinuv qatlamlarida jarayonlar issiqlik tashuvchining tezligi o_s ga va temperaturasi t_s larga bog'liq bo'ladi (28.3-rasm).



28.3-rasm. Yupqa plastinkadan oqib o'tuvchi suyuqlikni chegara qatlamda hosil bo'lishi (a) va issiqlik berishda mahalliy koeffitsientining taqsimlanishi (b)

Plastinka sirtiga yaqin zonada suyuqlik zarralari yopishqoqlik tufayli tezlik juda kichik oqim qatlamida esa w_c ga teng bo'ladi. Suyuqlik oqimining bu qatlamiga gidrodinamik chegara qatlam deyiladi va u noldan w_c gacha ortib boradi hamda qalimligi d_m ga teng bo'lib, tezligi $0,99 w_c$ ga teng bo'ladi.

Suyuqlik oqimining chegara qatlami d_m ga tenglashguncha bo'lgan zonada oqim laminar rejim bilan harakatlanadi. $X-X_{kp}$ holatgacha masofada suyuqlik oqimi laminar bo'lib, o'tuvchi chegara qatlami zonasidan keyin suyuqlik oqimi uyurma shaklda harakatlana boshlaydi. Bu zonada plastinka va suyuqlik temperaturalarini

o'zgarishi $Q = t - t_c$ yoki $0.99 (t_c - t_g)$ ga teng bo'ladi. Laminar oqimda sutklik o'tkazuvchanlik yo'li bilan issiqlik suyuqlikdan plastinkaning ko'ndalang devorlariga tomon uzatiladi. Ammo oqim qatlami bo'ylab uzatiladigan issiqlik bir xil bo'lmaydi. Tashqi (chetki) chegara qatlamlarda uzatiladigan issiqlik oqimining zichligi nolga teng bo'ladi. Oqim markazi qatlamlariga tomon qiymati o'zgarib boradi, ammo oqim qatlami bo'yicha s ning qiymati bir xil bo'ladi. Shuningdek, issiqlik uzatish jarayoni yassi devorda bo'lgani singari plastinka qalinligi δ_m va temperaturalar farqi t_c, t_g lar orqali aniqlanadi, ya'ni:

$$g \approx \frac{\lambda(t_c - t_g)}{\delta_m} \quad (28.12)$$

Bu formulani (28.1) va (28.2) formulalar bilan tenglashtiramiz:

$$q = \frac{\lambda}{\delta_T} (t_c - t_q)$$

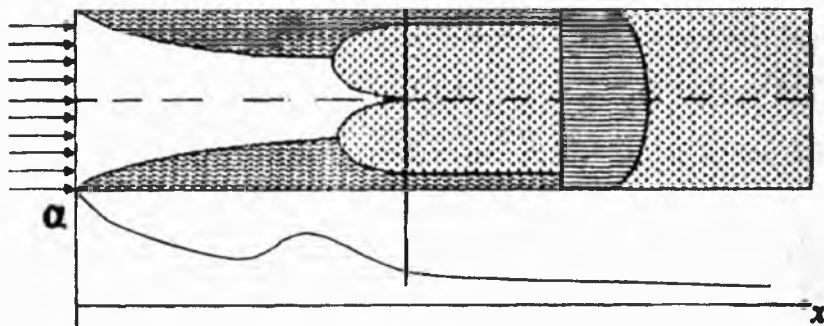
$$q = \alpha(t_c - t_q)$$

$$\alpha \approx \frac{\lambda}{\delta_T} \quad (28.13)$$

Plastinkada oqadigan suyuqlikni laminar rejimida α – issiqlik berish koeffitsienti bir xil qiymatga ega bo'ladi, ammo oqimning o'tish zonasida issiqlik berish koeffitsienti kamayib boradi. Agar oqimning rejimi turbulent bo'lsa, issiqlik berish-issiqlik uzatish va konvektiv issiqlik uzatish orqali intensiv amalga oshadi hamda oqim qatlami ortib borishi bilan issiqlik koeffitsienti ham kamayib boradi. (28.13) formuladan ko'rinib turibdiki, gazlarda issiqlik berish koeffitsienti kichik qiymatga ega bo'lib, tomchisimon suyuqliklardagi issiqlik uzatishdan ham kichik bo'ladi. Suyuqliklar va metallardagi issiqlik uzatishdan esa undan ham kichik bo'ladi.

B ning gazlardagi, jumladan havodagi qiymati $b=10-20 \text{ Vt/(m}^2 \text{ K)}$ ga teng bo'ladi. Havoning majburiy harakati sekundiga bir necha o'n metr bo'lganda $b=50-100 \text{ Vt/(m}^2 \text{ K)}$ atrofida bo'ladi. Agar jismning sirti tomchi oqimi bilan yuviladigan bo'lsa, u holda issiqlik berish koeffitsientining qiymati $b=1000 \text{ Vt/(m}^2 \text{ K)}$ atrofida bo'ladi.

Suyuqlik quvurning perimetri bo'ylab oqadigan bo'lsa, oqimning rejimi dastlab devor yaqinida lammar bo'lib, keyin stabillashadi va turbulent holatni egallaydi.



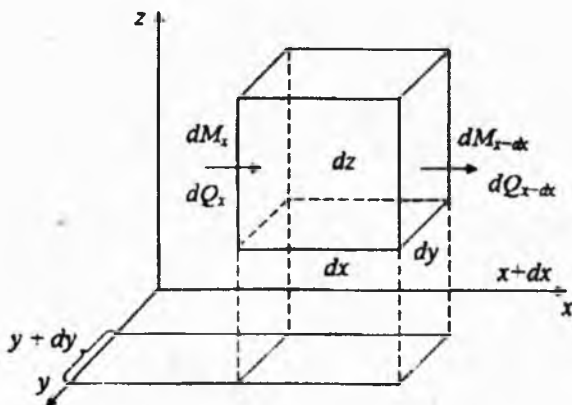
28.4-rasm. Suyuqlik qatlamining hosil bo'lishi (a) va quvurda suyuqlik turbulent rejimda oqishida mahalliy issiqlik berish koeffitsienti (b).

Konvektiv issiqlik almashinuvining differensial tenglamalari

Issiqlik almashinuv protsessini tekshirish uchun sohaning kichik differensial bo'lagini ajratib olamiz va shu sohada bo'ladigan issiqlik va massa almashinuvini tahlil qilamiz.

Uzluksizlik tenglamasini keltirib chiqarish uchun hajmi dV bo'lgan paralelopipedni ajratib olamiz. Uning tomonlari dx , dy , dz bo'lsin. X o'qiga perpendikulyar bo'lgan tomon orqali $d\phi$ vaqt ichida o'tadigan suyuqlik massasini dM_x desak, u quyidagicha aniqlanadi:

$$dM_x = \rho v_x dy dz d\phi \quad (28.14)$$



28.5-rasm. Differensial kichik hajm suyuqlik oqimida massa va issiqlik miqdorini hisoblash.

bu yerda, v_x – suyuqlik tezligining o'qdagi proyeksiyasi. Agar dM suyuqlik massasini $x+dx$ tomoni orqali o'tadigan qismini aniqlamoqchi bo'lsak, u holda (28.14) formulani Teylor funksiyasi bo'yicha qatorga yoyamiz, ya'ni:

$$dM_{x+dx} = dM_x + d/dx (dM_x) dx + \dots \quad (28.15)$$

dM_x va dM_{x+dx} larni ayirmasi parallelipedning qarama-qarshi tomondan o'tadigan suyuqlik massasini xarakterlaydi:

$$dM_x - dM_{x+dx} = -d/dx (dM_x) dx dy dz \quad (28.16)$$

suyuqlik siqilmaydigan bo'lsa $p = \text{const}$

$$dM_x - dM_{x+dx} = -\rho \frac{dv_x}{dx} dx dy dz dt = -\rho \frac{dv_x}{dx} dV dt \quad (28.17)$$

ga teng bo'ladi.

Parallelipedning qolgan tomonlari uchun ham (28.17) formulani yozadigan bo'lsak:

$$dM_y - dM_{y+dy} = -\rho \frac{dv_y}{dy} dV d\tau$$

$$dM_z - dM_{z+dz} = -\rho \frac{dv_z}{dz} dV d\tau \quad (28.18)$$

bo'ladi. (28.17) va (28.18) larni o'zaro qo'shsak, $p \neq 0$, $dV \neq 0$ va $d\tau \neq 0$ bo'lgan uzluksizlik tenglamasi quyidagi ko'rinishga keladi:

$$\frac{dv_x}{dx} + \frac{dv_y}{dy} + \frac{dv_z}{dz} = 0 \quad (28.19)$$

Suyuqlikning energiyasining differensial tenglamasini ham energiyaning saqlanish qonuniga asosan yuqoridagi metod yordamida aniqlash mumkin.

Agar parallelepipedning tomonlari orqali issiqlik kuzatishda dV hajmiga va qizigan suyuqlik oqimi bilan konveksiya tufayli issiqlik oqimi bilan issiqlik almashinuvi sodir bo'lsa, u holda $d\phi$ vaqt davomida X o'qiga nisbatan issiqlik uzatish bilan oqib o'tadigan suyuqlikni issiqlik miqdori:

$$\delta Q_{\lambda X} = \left(-\lambda \frac{dt}{dx} \right) dy dz d\tau \quad (28.20)$$

Konveksiya tufayli oqib o'tadigan suyuqlikning issiqlik miqdori:

$$dQ_{KX} = (\rho v_x h) dy dz d\tau \quad (28.21)$$

ga teng bo'lib, bu yerda $h = C_{pt}$ – suyuqlik entalpiyasidir. Bunda yig'indi issiqlik miqdori:

$$\delta Q_x = \delta Q_{\lambda x} + \delta Q_{Kx} = (\rho v_x h - \lambda \frac{dt}{dx}) dy dz d\tau \quad (28.22)$$

ga teng bo'ladi.

Bu yerda ham (28.17) formulaga o'xshash parallelepipedning

chap tomonidan kiradigan issiqlik miqdori δQ_x va o'ng tomondan chiqib ketadigan issiqlik miqdori δQ_{x+dx} larning farqi

$$\delta Q_x - \delta Q_{x+dx} = d \cdot dx (\delta Q_x) dx = [\lambda \cdot dF \cdot dx^2 - \rho (v_x \cdot dh \cdot dx + h \cdot dv_x \cdot dx)] dx dy dz d\tau \quad (28.23)$$

ga teng bo'ladi.

Termodinamikaning I qonuniga asosan δQ issiqlik suyuqlik entalpiyasining o'zgarishiga sarf bo'ladi. Ya'ni entalpiyaning o'zgarish tezligi $\frac{dl}{d\tau}$ desak, u holda

$$dl = \left(\frac{dl}{d\tau} \right) d\tau = \rho \left(\frac{dh}{dt} \right) dv d\tau \quad (28.24)$$

Differensial tenglamalar sistemalarining xarakteristikasida quyidagi shartlar bo'lsagina, ularni bir qiymatli deb atash mumkin:

Fizikaviy sharti – muhitning teplofizik holatini xarakterlaydi. $C_p, \rho, \lambda, v, \beta, \alpha$.

Parametrlar sistemaning shakli, o'lchamlariga bog'liq bo'ladi.

Issiqlik oqimi sistemaning yuzasi orqali uzatiladigan bo'lsa $d\tau$ vaqt ichida uning miqdori

$$\delta Q_x = -\lambda \left(\frac{dt}{dn} \right)_{n \rightarrow 0} dF \alpha \tau \quad (28.25)$$

Shunga ko'ra, konvektiv issiqlik almashinuvi uchun Nyuton-Rihman formulasi

$$\delta Q_\tau = \alpha (t_c - t_m) dF \alpha \tau \quad (28.26)$$

ga teng bo'ladi. Bundan,

$$\alpha = \frac{\lambda}{t_c - t_m} \left(\frac{dt}{dn} \right)_{n \rightarrow 0} \quad (28.27)$$

(28.27) formulaga issiqlik berishning differensial tenglamasi

deyiladi va bu tenglamani yechish zamonaviy kompyuterlar yordamida bajariladi.

Demak, amalda tajribadan olingan natijalarni ishlab chiqish talab etilsa, o'xshashlik nazariyasining kriterial tenglamalaridan foydalaniladi. Bu tenglamani tadbiq etishda yuqoridagi to'rt shart bajarilishi lozim.

Tayanch tushunchalar:

Konveksiya hodisasi. Gaz va suyuqliklarda konveksiya. Erkin va majburiy konveksiya. Konvektiv issiqlik almashinuvi. Quyosh suv isitgichida konvektiv issiqlik almashinuv.

Mavzuga doir savollar:

- 1. Konveksiya hodisasining mohiyatini tushuntiring.*
- 2. Gaz va suyuqliklarda bo'ladigan konveksiya hodisasini aytib bering.*
- 3. Erkin va majburiy konveksiyani qanday tushunasiz?*
- 4. Quyosh suv isitgichida sodir bo'ladigan konveksiya hodisasini tushuntirib bering.*

Foydalanilgan adabiyotlar

1. A.K. Kikoin., I.K. Kikoin. «Molekular fizika» –T.: «O‘qituvchi», 1978. – 459–467-bet.
2. S.E. Frish va A.V. Timorova «Umumiy fizika kursi» I tom –T.: «O‘qituvchi», 1965. – 403–419-bet.
3. D.V. Sivuxin. “Umumiy fizika kursi”. II t. –T.: “O‘qituvchi”, 1984.
4. P.B.Телецнин. «Молекуляр физики». Из-во. «Высшая школа». –М. 1973. – с. 277–283.
5. U.B. Jurayev. Molekular fizika. Samarqand, 1999. – 221-bet.
6. О.Д. Шебалин. «Молекуляр физики». – М.: Из-во. «Высшая школа», 1978. – с.154–164.
7. О. Ahmadjonov. “Fizika kursi” (Mexamika va molekular fizika). –T.: “O‘qituvchi”, 1985. – 154-bet.
8. R.J. Grabosiy “Fizika kursi”. –T.: “O‘qituvchi”, 1973. –247–280-bet.
9. K.S. Zohidov «Kristallografiya» o‘quv qo‘llanma. –T.: «O‘zbekiston», 2003. – 254-bet.
10. D.S. Sivuxin «Umumiy fizika kursi». Termodinamika va molekular fizika». –T.: «O‘qituvchi», 1984. –490–520-bet.

MUNDARIJA

I BO'LIM. MOLEKULAR FIZIKANING MAZMUNI

So'zboshi.....	3
1. Kirish. Modda haqidagi molekular-kinetik tasavvurlarning rivojlanishi. Modda tuzilishi haqidagi mumtoz va kvant fizikasi modellari hamda mumtoz fizikaning qo'llanilish chegaralari.....	4
2. Modda xossalari o'rganishda dinamik, statik va termodinamik usullar. Mikroskopik tizimlarning xarakterli tomonlari	10

II BO'LIM. STATISTIK USUL

3. Ehtimollar nazariyasidan elementar ma'lumotlar. Tasodifiy voqealar va hodisalar. Ehtimollar nazariyasining asosiy tushunchalari. Taqsimot funksiyasi. Gauss taqsimoti	18
4. Sistemaning makroskopik va mikroskopik holatlari. Binamol taqsimoti. Puasson taqsimoti	23

III BO'LIM. IDEAL GAZLARNING KINETIK NAZARIYASI

5,6. Ideal gaz. Molekular-kinetik nazariyasining asosiy tenglamasi. Issiqlik va harorat. Mutlaq haroratni aniqlash	29
7. Ideal gazning holat tenglamasi. Ideal gaz qonunlari	39
8. Barometrik formula. Bolsman taqsimoti. Molekulalarning tezlik komponentalari bo'yicha taqsimoti. Maksvell taqsimoti	49
9. Maksvell-Bolsman taqsimoti. Fermi-Dirak va Boze-Eynshteyn statistikasi to'g'risida tushuncha.....	58

IV BO'LIM. ISSIQLIKNING KINETIK NAZARIYASI

10. Ideal gazning ichki energiyasi. Ichki energiyaning erkinlik darajasi bo'yicha taqsimoti qonuni	66
11. Ish va issiqlik miqdori	69

12. Gaz hajmining o'zgarishida bajarilgan ish. Adiabatik protsesslar. Ideal gazlar issiqlik sig'imining tajriba ma'lumotlaridan chetlashishi. Issiqlik sig'imining kvant nazariyasi to'g'risida tushuncha. Politropik jarayon.....	78
--	----

V BO'LIM. KO'CHISH JARAYONLARINING ELEMENTAR KINETIK NAZARIYASI

13. Mollekular harakatlar va ko'chish hodisalari. Effektiv kesim yuzi. O'rtacha erkin yugurish yo'li	88
14. Gazlarda diffuziya va modda ko'chishi	96
15. Gazlarning qovushqoqligi (ichki ishqalanishi) va impuls ko'chishi	103

VI BO'LIM. TERMODINAMIKA ELEMENTLARI

16. Issiqlikni mexanik ishga aylanishi. Siklik jarayon va sikl ishi. Termodinamikaning II bosh qonuni	112
17. Issiqlik mashinalari va ularning foydali ish koeffitsienti (FIK). Karno sikli va uning FIK. Karno teoremlari	119
18. Klauzius tengsizligi. Entropiya va ehtimollik. Entropiya va tartibsizlik	124

VII BO'LIM. REAL GAZLAR

19. Molekulalararo o'zaro ta'sir kuchlari. Eksperimental izotermalar. Real gazning holat tenglamasi. Van-Der-Vaals tenglamasi. Van-Der-Vaals izotermalari. Kritik holat	129
20. Real gazning ichki energiyasi Joul-Tomson effekti	141

VIII BO'LIM. SUYUQLIKLARNING XOSSALARI

21. Suyuqliklarning tuzilishi ikki muhit chegarasidagi muvozanat shartlari. Sirt taranglik suyuqliklarning egri sirtida yuzaga keluvchi kuchlar	146
---	-----

22. Tomchining suyuqlik sirti bo'yicha yoyilib ketishi. Monomolekular pardalar. Eritmalar. Osmotik bosim. Egri sirt ustidagi to'yingan bug' bosimi. Suyuqliklardagi molekular hodisalar.....	172
---	-----

IX BO'LIM. QATTIQ JISM

23. Kristall panjara. Kristallografik koordinata tizimi.....	192
24. Qattiq jismlarning issiqlik xossalari.....	213
25. I va II tur fazoviy o'tishlar.....	221
26. Statsionar diffuziya. Diffuziya koeffitsientini hisoblash. O'zaro diffuziya koeffitsienti. Termik diffuziya.....	229
27. Gazlarning issiqlik o'tkazuvchanligi. Nostatsionar issiqlik o'tkazuvchanlik. Statsionar issiqlik o'tkazuvchanlik. Issiqlik o'tkazuvchanlik koeffitsientini hisoblash. Issiqlik o'tkazuvchanlik koeffitsienti va molekulalarning o'lchamlari.....	236
28. Konveksiya hodisasi. Gaz va suyuqliglarda konveksiya. Erkin va majburiy konveksiya. Konvektiv issiqlik almashinuvning differensial tenglamasi. Quyosh suv isitgichida konvektiv issiqlik almashinuv.....	248
Foydalanilgan adabiyotlar.....	260

MOLEKULAR FIZIKA

o'quv qo'llanma

Muharrir: *R. Yarlaqabov*

Musahhih: *F. Xoliqov*

Dizayner sahifalovchi: *I. Jumanov*

O'zbekiston faylasuflari milliy jamiyati nashriyoti,
100029, Toshkent shahri, Matbuotchilar ko'chasi, 32-uy.
Tel.: 236-55-79; Faks: 239-88-61.

Nashriyot litsenziyasi: AI №216, 03.08.2012.
Bosishga ruxsat etildi 12.02.2014. «Tayms new roman» garniturası.
Ofset usulida chop etildi. Qog'oz hichimi 60x84 $\frac{1}{16}$.
Bosma tabog'i 16,5. Nashriyot bosma tabog'i 17.
Adadi 500 nusxa. Buyurtma № 21.

«START-TRACK PRINT» MCHJ bosmaxonasida chop etildi.
Manzil: Toshkent shahri, 8-mart ko'chasi, 57-uy.