

O‘ZBEKISTON RESPUBLIKASI
OLIV VA O‘RTA MAXSUS TA‘LIM VAZIRLIGI

NAMANGAN DAVLAT UNIVERSITETI

Fizika kafedrası

“TERMODINAMIKA VA STATISTIK FIZIKA”

fanidan

O‘ Q U V – U S L U B I Y
M A J M U A

Bilim sohasi: 500000 – Tabiiy fanlar, matematika va statistika
Ta‘lim sohasi: 530000 – Fizika va tabiiy fanlar
Ta‘lim yo‘nalishi: 5140200 – Fizika

Namangan-2023

O'quv uslubiy majmua Namangan davlat universiteti Kengashining 2023 yil 30 avgustdagi 1-sonli yig'ilishi bayonnomasida tasdiqlangan fan dasturi asosida ishlab chiqilgan

Tuzuvchi:

X. Qo'chqarov – NamDU Fizika kafedrası dotsenti, f.-m.f.n.

Taqrizchi:

A. Karimov– NamDU Fizika kafedrası stajor-o'qituvchisi

Fanning o'quv-uslubiy majmuasi Namangan davlat universiteti Fizika fakulteti Fizika kafedrasida muhokama qilingan hamda fakultet ilmiy kengashi tomonidan ko'rib chiqish uchun tavsiya etilgan (2023-yil 28-avgustdagi 1-sonli bayonnoma)

Kafedra mudiri:

B.Abdulazizov

Fanning o'quv uslubiy majmuasi Namangan davlat universiteti Fizika fakulteti ilmiy kengashi tomonidan ko'rib chiqilgan va foydalanishga tavsiya etilgan 2023-yil 29-avgustdagi 1-sonli bayonnoma

Fakultet dekani:

O.Ismanova

MUNDARIJA

O'quv materiallari:
Ma'ruza matnlari
Amaliy mashg'ulot masalalari
Glossariy
Ilovalar
ishchi fan dastur
tarqatma materiallar
testlar
baholash mezonlarini qo'llash bo'yicha uslubiy ko'rsatmalar

O'ZBEKISTON RESPUBLIKASI OLIY TA'LIM,
FAN VA INNOVATSIYALAR VAZIRLIGI

NAMANGAN DAVLAT UNIVERSITETI
FIZIKA KAFEDRASI

**«TERMODINAMIKA VA STATISTIK FIZIKA»
FANIDAN**

MA'RUZALAR MATNI

NAMANGAN 2023 y.

1-2-MA'RUZA: Kirish. Statistika fizikaning asosiy tasavvurlari. Makroskopik sistema tushunchasi. Fazaviy fazo. Tasviriy nuqtalar. Statistika taqsimot, Statistika o'rtachalash, Liuvil teoremasi.

Reja:

1. Statistika fizikaning asosiy tasavvurlari, Makroskopik sistema tushunchasi.
2. Fazaviy fazo. Tasviriy nuqtalar
3. Statistika taqsimot, Statistika o'rtachalash, Liuvil teoremasi.

Tayanch so'zlar va iboralar: Dinamik mikroholat, Statistika ansambl, yakkalangan tizim, ochik tizim, Relaksatsiya, makroskopik (termodinamik) parametrlar, fazaviy fazosi.

Juda ko'p zarralardan (molekulalar, atomlar, elektronlar va shu kabilardan tashkil topgan tizim (sistema) makroskopik (termodinamik) tizim deyiladi. Fizikaning klassik mexanika va kvant mexanikasi bo'limlari bunday tizimning holatini va uning xossalarini zarralar dinamik xarakatlari va ularning o'zaro ta'siri asosida o'rganadi.

Tizimning bunday dinamik mikroholatining vaqt bo'yicha o'zgarishi zarralar ko'pligi va ularning harakati tufayli, g'oyat murakkab xarakterga ega. Uning dinamik harakatlarini amalda tadqiq qilish mumkin emas. Ammo ko'p zarrali tizimda murakkab o'zgarishni anikdaydigan dinamik qonuniyat bilan birgalikda shunday statistik qonuniyat ham borki, uni o'rganish statistik fizikaning vazifasi hisoblanadi.

Statistika qonuniyatlarni o'rganish uchun dinamik mikroholatlarning qiymatlari to'plamiga qaralayotgan tizim nusxalari (kopyalari) to'plami moslashtiriladi. Dinamik mikroholatlar bilan farqlanadigan tizimning bu nusxalari to'plami statistik ansambl deyiladi. Statistika ansambl unsur (element)larining holatlari tasodifiy funksiyaning qiymatlari orqali aniqlanadi. SHunday qilib, statistik fizikada statistik ansambl unsurlarining mikroholatlarini yoki unga mos parametr qiymatlari ehtimollari taqsimotini aniqlash masalasi qo'yiladi.

Statistika fizikaning asosiy vazifasi ana shu ehtimollar taqsimoti funksiyasiga asoslanib makroskopik tizimning fundamental qonunlarini kashf etish, tushuntirish, uni xarakterlaydigan kattaliklar (parametrlar) orasidagi asosiy munosabatlarni topishdan iborat. Makroskopik tizimning xossalarini tavsiflash, uning miqdoriy munosabatlarini aniqlash (topish) uchun mikrofizikaning fundamental qonunlaridan foydalanish zarur bo'ladi. Makroskopik tizimning statistik qonuniyatlarini o'rganishda mikrofizikaning klassik mexanika qonunlardan yoki kvant mexanika qonunlaridan foydalanilishiga qarab, statistik fizika klassik statistik fizika yoki kvant statistik fizika deyiladi.

Agar makroskopik tizim termodinamik muvozanat holatida bo'lsa, bunday tizimning statistik qonunlarini va undagi miqdoriy munosabatlarni muvozanatli statistik fizika o'rganadi. Bunda, ko'pincha, "muvozanatli" degan so'z tushirib qoldiriladi. Agar tizim nomuvozanat holatda bo'lsa, bunday tizimning statistik xossalarini nomuvozanatli statistik fizika o'rganadi.

Statistik fizika asosida olingan o'rtacha kattaliklar (momentlar), ularning o'zgarishlari, qonunlari makroskopik fizikadagi (termodinamika, gidrodinamika, gazodinamika va shu kabilardagi) parametrlar, ularning o'zgarishlari, qonunlariga mos keladi. SHu ma'noda statistik fizikaning vazifasi makroskopik fizika va uning qonunlarini molekulyar atomistik tasavvurlardan kelib chiqib asoslashdan ham iborat.

Statistik fizika bir tomondan klassik mexanika va kvant mexanikaning uslublariga tayansada, ikkinchi tomondan, uning matematik uslublarining asosida ehtimolliklar nazariyasi yotadi.

SHunday qilib, statistik fizika nazariy fizikaning bir bo'limi bo'lib, u moddaning xossalarini har tomonlama va chuqur o'rganishda, undagi fizik xodisalarni tadqiq etishda juda zarurdir.

Statistik taqsimoti funksiyasini tarkibini o'rganishning qarab o'taylik. Sistemani tashkil etgan zarrachalarni harakat qiladigan koordinatalarini q_i va impul'sini p_i desak, u holda zarrachalarni statistik taqsimot extimolligi funksiyasi

$$d\omega = \rho(p_1, \dots, p_s, \dots, q_1, \dots, q_s) dpdq$$

(1)

Tenglik bilan ifodalanadi. Bu statistik taqsimot funksiyasini shartli belgilanishibarcha fazo muxiti uchun

$$\int \rho dpdq = 1$$

(2)

teng bo'lishi kerak.

Vaqt birligini juda katta va bir xil sondagi intervallarga ajratilishini t_1, t_2, t_3, \dots belgilab olamiz. Va har bir vaqt momentida belgilangan nuqtalarni fazo maydonidagi qiymatini A_1, A_2, A_3, \dots belgilaylik. Bu nuqtalarni fazo maydonidagi zichligi har bir nuqta joylashgan maydonda taqsimlanishi $\rho(p, q)$ sistemadagi zarrachalarni taqsimlanish extimolligi orqali aniqlanadi. Demak vaqt birligi momentlarida bir xil sistemalar tarkibidagi zarrachalar taqsimoti to'plamiga odatda statistik ansambil deyiladi. Agar biror vaqt birligi momentida; Masalan $t = 0$ momentida nuqtalarning tasvirlanishi A_1, A_2, \dots larga ega desak u, holda fazodagi bu nuqtalarni harakatini mexanikadagi singari q koordinata va p impul's bilan bog'lab vaqt birligi momentida zarrachalar harakatiga fazodagi sistemaga bog'lab aniqlash ehtimollik taqsimoti asosida o'rganish mumkin. Buning uchun odatdagi uzluksizlik tenglamasi

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \text{div}(\rho v) = 0$$

(3)

dan foydalanamiz. (bu erda ρ -gaz zarrachalarini zichligi, V - gaz zarrachalarining tezligi) Gaz zarrachalarini oqimi statsionar holatda bo'lsa, (3) tenglama

$$\text{div}(\rho v) = 0$$

(4)

ko'rinishida ifodalanadi. Bu tenglikni umumlashgan ifodalanadi.

$$\sum_{i=1}^{2s} \frac{\partial}{\partial x_i} (\rho v_i) = 0 \quad (5)$$

$2s$ o'lchamli fazoda $\mathcal{Q}_i = \dot{X}_i, q$ va p bo'lib mexanika tenglamalaridan foydalanib aniqlanadi.

Demak,

$$\sum_{i=1}^s \left[\frac{\partial}{\partial q_i} (\rho q_i) + \frac{\partial}{\partial p_i} (\rho p_i) \right] = 0$$

(6)

yoki tenglikni

$$\sum_{i=1}^s \left[q_i \frac{\partial \rho}{\partial q_i} + p_i \frac{\partial \rho}{\partial p_i} \right] + \rho \sum_{i=1}^s \left[\frac{\partial q_i}{\partial q_i} + \frac{\partial p_i}{\partial p_i} \right] = 0 \quad (7)$$

Mexanika tenglamasini Gamilton shaklda ifodalaymiz:

$$\dot{q}_i = \frac{\partial H}{\partial p_i}, \quad \dot{p}_i = -\frac{\partial H}{\partial q_i} \quad (8)$$

Bu erda $H = H(p, q)$ Gamilton funksiyasi, bu funksiyasi sistema ostida deb qaraladi.

U holda (8) tenglik quyidagicha ifodalanadi.

$$\frac{\partial \dot{q}_i}{\partial q_i} = \frac{\partial^2 H}{\partial q_i \partial p_i} = -\frac{\partial \dot{p}_i}{\partial p_i} \quad (9)$$

Demak (9) formulani ikkinchi hadi 0 ga teng bo'ladi. YA'ni

$$\frac{d\rho}{dt} = \sum_{i=1}^s \left(\frac{\partial \rho}{\partial q_i} \dot{q}_i + \frac{\partial \rho}{\partial p_i} \dot{p}_i \right) = 0$$

(12)

Bu tenglama katta vaqt birligi ichida kvazibog'langan yopiq sistema ostida fazoviy traektoriya bo'ylab harakatlanadigan zarralarni zichligini ifodalaydi va Liuvill teoremasini matematik ifodalanishi deyiladi.

Demak bir tasviriy nuqtaning fazoviy traektoriyasi bo'ylab harakati tufayli vaqt o'tishi bilan fazalar fazosida tanlangan sohaning shakli o'zgaradi, ammo uning hajmi o'zgaras qoladi.

TIZIM VA UNING HOLATI

Makroskopik tizimlar tashqi tizimlar bilan munosabatiga qarab uch turga bo'linadi. Agar qaralayotgan tizim tashqi tizimlar (muhit) bilan hech qanday aloqada bo'lmasa, ya'ni ular bilan issiklik (energiya) ham, zarralar (massa) ham almashmasa, uni **yakkalangan tizim deyiladi**. Demak, yakkalangan tizimning energiyasi va zarralar soni o'zgarmaydi, ular doimiy bo'ladi. Agar tizim tashqi tizimlar bilan issiklik kontaktida bo'lib, uning energiyasi o'zgarishi mumkin bo'lsayu, ammo zarralari soni (massasi) doimiy bo'lsa, uni berk tizim deb ataymiz. Nihoyat, agar tizim tashqi tizimlar bilan energiya va massa almashinishi tufayli uning energiyasi va massasi (zarralar soni) o'zgarsa, bunday tizim **ochik tizim**

deyiladi. Makroskopik tizimning makroskopik (termodinamik) holati shu tizimni aniklovchi (tavsiflovchi) termodinamik parametrlarning qiymatlari bilan aniqlanadi. Agar tizim termodinamik muvozanatda bo'lsa, ta'rifga ko'ra uning termodinamik parametrlarining, masalan, temperatura, bosim, zichlik, konsentratsiyalarning qiymatlari o'zgarmaydi. Bu muvozanat holatda makroskopik tizimni aniklovchi parametrlar soni, ya'ni tizimning termodinamik erkinlik darajalari soni fazalar qoidasiga binoan aniqlanadi: Erkinlik darajalari soni N tizimni tashkil etgan komponentlar soni n ga 2 ni qo'shib, tizimning fazalar soni r ni ayirib tashlanganiga teng:

$$N = n + 2 - r$$

Tizimning makroskopik (termodinamik) parametrlari.

Tizimning muvozanatli makroskopik holatini aniklovchi parametrlar ikki turli: additiv va intensiv xarakterli bo'ladi. Masalan, tizimning zarralari soni N , hajmi V (tizimning qismdari orasidagi o'zaro ta'sir e'tiborga olinmaganda) energiyasi E , entropiyasi S additiv kattaliklardir, ya'ni tizimning kattaligi (masalan, N va V) tizim qismlarining o'shanday kattaliklarining yig'indisiga teng. Masalan, $N = N_1 + N_2$, $V = V_1 + V_2$, N_1, N_2 va V_1, V_2 tizim qismlarining zarralari sonlari va hajmlaridir.

Tizimning parametrlari intensiv xarakterga ega bo'lishi mumkin. Masalan, tizimning temperaturasi T , bosimi R , zichligi r intensiv parametrlardir, ya'ni tizimning qismlariga tegishli parametrlar uning o'shanday parametrlariga teng

$$\text{Masalan, } T_1 = T_2 = T; r_1 = r_2 = r.$$

2. Relaksatsiya. Tizim biror ta'sir yoki ta'sirlar sababli nomuvozanatli holatga kelgan bo'lsa, bu ta'sirlar to'xtagandan keyin tizim ma'lum t vaqt o'tishi bilan o'zining termodinamik muvozanat holatiga keladi. Bu jarayon *relaksatsiya hodisasi deyiladi va t vaqt relaksatsiya vaqti* deyiladi.

TIZIMNING DINAMIK MIKROSKOPIK HOLATLARI

Tizimning har bir zarrasi klassik mexanikada umumlashgan koordinatalar va umumlashgan impulslar bilan aniklanadi, kvant mexanikasida esa (koordinatalar yoki impulslar yoki boshqa dinamik kattaliklarga bog'liq bo'lgan) to'lqin funksiya bilan aniklanadi.

Tizimni tashkil etgan zarralarning umumlashgan koordinatalari va impulslari yoki to'lqin funksiyalari ma'lum bo'lsa, tizimning holati aniqlangan bo'ladi. Bunday usul bilan aniqlangan tizim holatini dinamik mikroskopii: holat deb ataymiz.

Tizim zarralarining harakatlari, to'qnashishlari tufayli ularning koordinatalari va impulslari o'zgaradi. Demak, bunday dinamik mikroholat vaqt o'tishi bilan xatto tizim termodinamik muvozanatda bo'lganda ham o'zgaradi.

Umumlashgan koordinatalar va umumlashgan impulslar ko'p o'lchovli fazoning koordinata o'qlari deb qaralsa, bunday ko'p o'lchovli fazoda har bir nuqta tizimning dinamik mikroholatini ifodalaydi. Bunday fazo tizimning *fazaviy fazosi*, dinamik mikroholatni ifodalaydigan nuqta esa *fazaviy nuqta* deyiladi. Ma'lumki,

fazaviy nuqta vaqt o'tishi bilan o'zgaradi, fazaviy fazoda u fazaviy traektoriya chizadi.

Qaralayotgan termodinamik muvozanatli tizimning har bir zarrasining dinamik holatlarini tavsiflaydigan harakat tenglamasi, mexanika qonunlariga asosan, vaqtga nisbatan invariantdir. Demak, muvozanatli tizimning dinamik mikroholatlari va ularni geometrik tavsiflaydigan fazaviy nuqtalar teng kuchli bo'lib, ular bir-birlariga nisbatan afzalliklarga hamda ustunliklarga ega emas.

SHunday qilib, dinamik mikroholat va unga moe dinamik parametrlar (kattaliklar) vaqt o'tishi bilan o'zgaradi, muvozanatdagi makroholat va uni aniqlaydigan makropametrlar esa o'zgarmaydi. Uzgaruvchi mikroholatlar asosida uzgarmas makroholat, uzgaruvchi dinamik kattaliklar asosida esa makroskopik parametrlar qanday kelib chiqadi, degan savol tug'iladi.

Endi biz mikroholatlar bilan makroholat orasidagi munosabatga, mikroholatlardan qanday qilib makroholat kelib chiqadi, degan masalalarga to'xtalamiz.

STATISTIK MIKROHOLAT. STATISTIK ANSAMBL

Statistik fizikada statistik ansambl tushunchasi kiritiladi (uni birinchi marta amerikalik olim V. Gibbs kiritgan). Bu tushunchaga binoan, tizim bilan termodinamik jihatdan aynan bir xil bo'lgan, ammo dinamik jihatdan (tizim zarralarining holatlari jihatdan) farqli bo'lgan juda ko'p tizimlar to'plami (ansambl) tasavvur etiladi. Bu tizimlar biz qaralayotgan real tizimning kopiyalari (nusxalari) deb qaraladi.

Gibbsning bu fundamental tushunchasi — statistik ansambl va uning elementlarini yaqqolroq tushunish uchun quyidagi oddiy misollarni qaraylik.

Ma'lum idish ichida bitta zarra harakatda bo'lsin. O'zining harakati va idish devori bilan to'qnashishlari tufayli zarraning dinamik holati vaqt bo'yicha o'zgaradi.

a) Faraz qilaylik, zarra idish devori bilan qayishqoq (elastik) to'qnashsin, ya'ni energiya almashinishi sodir bo'lmasin. Bu holda zarraning impulsi r va koordinata d uzgarishi tufayli dinamik mikroholat o'zgaradi, ammo zarraning energiyasi o'zgarmaydi. Bunday dinamik mikroholatlar to'plamiga energiyasi bir xil bo'lgan, vaqt bo'yicha o'zgarmaydigan, ammo har xil qiymatli tasodifiy kattaliklar p, q bilan aniklanadigan statistik mikroholatlar postulat sifatida moslashtiriladi. Qaralayotgan zarraning kopiyalari (nusxalari) ana shu statistik mikroholatlarda turibdi deb qaraladi va bu kopiyalar (nusxalar)ni **zarraning statistik ansambl** deb ataladi.

SHunday qilib, bitta real zarra o'rnida cheksiz ko'p zarralar tasavvur etilib, ular vaqt bo'yicha doimiy deb qaraladi; statistik ansambl elementlari — bu har xil dinamik mikroholatlardagi zarraning nusxalari. Endi bunday mikroholatlarni va, demak, ansambl elementlarini tasodifiy deb qaralib, uning sodir bo'lish ehtimolliklari haqidagi masalani echish lozim bo'ladi. Dinamik mikroholatlar teng kuchli (ekvivalent) bo'lgani va ularning har biriga postulat sifatida statistik mikroholat moslashtirilgani tufayli bu statistik mikroholat teng kuchli, ya'ni teng

ehtimollidir. Bu statistik mikroholatlarning energiyasi qiymatlari bir xil. Bir xil energiyali holatlarga bir xil ehtimollik moe keladi.

Erkin zarra energiyasi $E = p^2/2m$ doimiy (o'zgarmaydi). Statistik fizikada yakka-langon (ya'ni energiyasi o'zgarmaydigan) tizimning mikroholatlari teng (tekis) ehtimolli deb, postulat sifatida qabul qilinadi.

b) Zarra idish devori bilan to'qnashganda energiya almashinishi sodir bo'lishi mumkin bo'lsin. Bu holda zarra idish devori bilan kontaktda bo'lgani, idish esa tashqi tizimlar bilan kontaktda bo'lgani sababli, uning energiyasi $(0, \infty)$ oraliqda o'zgaradi. Demak, mikroholatlar zarra energiyasi E ning $(0, \infty)$ oralikdagi qiymatlariga moc yoki p^2 ning $(0, \infty)$ dagi qiymatlariga mos ravishda o'zgaradi. Energiya E (yoki r va q) ni tasodifiy kattalik deb qarab, har bir dinamik mikroholatga statistik ansambl elementlari moslashtiriladi.

SHunday qilib, bitta zarraning vaqt bo'yicha o'zgarishi tufayli hosil bo'lgan dinamik mikroholatlar to'plami o'rniga shunday zarralarning vaqt bo'yicha o'zgarmaydigan statistik mikroholatlari to'plami — statistik ansambl moslashtiriladi va bunday har bir zarrani va unga moc mikroholatni tasodifiy kattalik deb qaraladi. Quyidagi asosiy postulatni qabul qilamiz: *statistik mikroholatlar teng ehtimolli*. Demak, statistik ansambl elementlari ham teng ehtimolli. Bu postulat asosida statistik fizikaning asosini bayon etishning, taqsimot funksiyalarini isbot qilishning yangi imkoniyati tug'iladi.

Faraz qilaylik, idishdagi N ta zarradan iborat gaz idish devori bilan energiya almashtirishi mumkin bo'lsin. Gaz zarralarining harakatlari tufayli gazning dinamik mikroholatlari vaqt bo'yicha o'zgaradi. Tizimning energiyasi E umumiy holda $(0, \infty)$ oraliqda o'zgaradi.

Umumiy holda har xil energiyali dinamik mikroholatlarning har biriga, Gibbs g'oyasiga binoan, statistik mikro holat moslashtiriladi. Tizimning umumlashgan koordinatalari q_1, q_2, \dots, q_i va umumlashgan impulslari p_1, p_2, \dots, p_i ni vaqt bo'yicha o'zgarmaydigan tasodifiy kattaliklar bilan almashtiriladi. Har bir statistik mikroholat shu tasodifiy kattaliklarning qiymatlari orqali aniqlanadi.

SHunday qilib, tizimning vaqt o'zgarishi tufayli sodir bo'ladigan dinamik mikroholatlarining to'plamiga shu tizimning vaqt bo'yicha o'zgarmaydigan mikroholatlari to'plami — statistik mikroholatlar to'plami, (ta'rif bo'yicha) moslashtiriladi. Statistik mikroholatlardagi tizim nusxalarining to'plamini *tizimning statistik ansambli* deyiladi.

Demak, muvozanatli statistik fizikada (statistik ansambl tushunchasiga asosan) tizimning dinamik mikroholatlari to'plamiga vaqt bo'yicha o'zgarmaydigan qaralayotgan dinamik tizim nusxalari to'plami moslashtiriladi. Bu moslashtirishning fundamental ahamiyati shundaki, dinamik kattalik qiymatlari to'plami statistik ansambl tushunchasi asosida tasodifiy kattalik qiymatlari to'plami bilan almashtiriladi. Statistik fizikada har ikkala qiy-matlar to'plamlari, bir-biriga aynan teng deb qabul qilinadi. Bu tenglik esa ergodik teoremaning ma'nosini tashkil etadi.

MIKROHOLATLAR BO'YICHA O'RTACHALASH

Faraz qilaylik, L tasodifiy kattalik

$L_1.L_2.L_i$

qiymatlarni qabul qilishi mumkin bo'lsin. Agar N marta tajriba o'tkazilganda tasodifiy kattalikning qiymatlari mos ravishda

$n_1p_1, \dots, p_i, \dots$

marta kelib chiqqan bo'lsa, o'rtacha qiymat

$$\bar{L}_N = \frac{1}{N}(n_1L_1 + n_2L_2 + \dots + n_iL_i + \dots) = \frac{1}{N} \sum_i n_iL_i, \sum_i n_i = N \quad (1)$$

tenglik asosida topiladi; bunda kattalik qiymati kelib chiqishi soni.

$$W_i = \frac{n_i}{N}, i = 1.2.3... \quad (2)$$

belgilashni kiritib (2) ni

$$\bar{L}_N = \sum_i W_iL_i \quad (3)$$

ko'rinishda yozish mumkin. Har bir o'lchash Δt vaqt davom etgan bo'lsa, $p_i = \Delta t_i / \Delta t$ kabi yozish mumkin. Bu holda (3) nisbatni

$$W_i = \frac{\Delta t_i}{t}, t = N\Delta t \rightarrow \infty \quad (4)$$

ko'rinishda yozish mumkin. $W_i = \frac{\Delta t_i}{t}, t = N\Delta t \rightarrow \infty$ nisbat nol bilan bir orasida o'zgaradi. $N \rightarrow \infty$ bo'lganda, agar $W_i = n_i / N$ nisbat aniq bir qiymatga (limitga) intilsa, uni L tasodifiy kattalikning L qiymat qabul qilishi ehtimoli deb qabul qilinadi.

Bu holda, (3) yoki (4) ga asosan, agar tasodifiy kattalik L ning qabul qilishi mumkin bo'lgan qiymatlari $L_1.L_2.L_i \dots$ ning ehtimolliklari $W_1, W_2, W_i \dots$ berilgan bo'lsa, ularni mos ravishda ko'paytirib, so'ng yig'ib o'rtacha qiymatni (momentni) (4) tenglik asosida topiladi. SHunday qilib, statistik fizikadagi asosiy masalalarning ehtimollartaqsimoti $W_1, W_2, W_i \dots$ ning berilishiga bog'liq bo'lib qoldi.

Agar tasodifiy kattalik L uzluksiz o'zgarsa, u holda L kattalikning $L, L + dL$ oralig'ida bo'lish ehtimoliligini $dW(L)$ bilan belgilasak, (3) ifoda o'rniga quyidagini yoziladi:

$$\bar{L}_N = \int_{(L)} L dW(L) \quad (5)$$

yoki

$$dW(L) = \frac{\partial W(L)}{\partial L} dL = f(L)dL,$$

tenglikdan foydalansak:

$$\bar{L}_N = \int_{(L)} L f(L) dL, \quad (6)$$

bunda

$$f(L) = \frac{\partial W(L)}{\partial L} \quad (7)$$

ehtimolliklar zichligi. Fizikada (7) ni ehtimolliklar taqsimot funksiyasi deyiladi. Demak, bu holda o'rtacha arifmetik qiymat \bar{L}_N ni topish uchun ehtimollar zichligini bilish zarur.

Ehtimolliklar uchun quyidagi normalash sharti o'rinli

uzluksiz hol uchun:

$$\bar{L}_N = \int_{(L)} dW(L) = \int_{(L)} f(L)dL = 1, \quad (8)$$

Ergodik teorema: vaqt bo'yicha olingan o'rtacha L , bilan tasodifiy siymatlar to'plami bo'yicha olingan o'rtacha utro teng, ya'ni —

$$\bar{L}_t = \bar{L}_N \quad (9)$$

Demak, makroskopik parametrni aniqlash uchun ehtimolliklar taqsimoti W_1, W_2, W_i, \dots yoki ehtimolliklar zichligi $f(L)$ ni aniqlash — statistik fizikaning markaziy masalasi ekanligi ayon bo'ladi. Ergodik teoreмага asosan vaqt bo'yicha o'rtachalash mikroholatlar bo'yicha o'rtachalash bilan almashtiriladi. Nomuvozanat holatni bu teorema asosida qarashda jiddiy qiyinchilikka duch kelishadi, chunki makroskopik parametrlar (bunday tushunchalarni kiritish mumkin bo'lgan hollarda) vaqtga bog'liq. SHu sababli vaqtga bog'liq mikroholatlar va, demak, vaqtga bog'liq tasodifiy kattaliklar kiritiladi; so'ngra ularning qiymatlarining ehtimollari asosida aniqlangan o'rtacha qiymatni tajribadan olingan fizik kattalikka aynan tenglashtiriladi.

Nazorat savollari

1. Tizimning makroskopik (termodinamik) parametrlar?
2. Statistik ansambli? .
4. Mikroholatlar bo'yicha o'rtachalash?
5. Statistik mikroholat?
6. Fazolar fazosi deganda nimani tushunasiz?
7. Relaksatsiya nima?

3-4-MA'RUZA: Energiyaning roli, Mikrokanonik taqsimot, Zichlik matritsasi, Entropiya, Entropiyaning o'sish qonuni.

Reja:

1. Energiyaning roli, Mikrokanonik taqsimot
2. Zichlik matritsasi
3. Entropiya, Entropiyaning o'sish qonuni

Tayanch so'zlar va iboralar: Dinamik mikroholat, Statistik mikroholat, Statistik ansambil, ergodik tizim, Informatsion intropiya, tizimning intropiyasi

Tizimning 1, 2, 3, ..., i, (1) diskret mikroholatlari

$$W_1, W_2, W_i, \dots \quad (2)$$

ehtimolliklarni qabul qilsin. Ta'rifga ko'ra, dinamik mikroholatlar to'plami, statistik mikroholatlar to'plami va statistik ansambl elementlari to'plami teng kuchli, ya'ni ularning elementlari sonlari bir-biriga teng.

N marta statistik mikroholatlar bilan tajriba o'tka-zilganda (1) mikroholatlar (yoki N marta statistik ansambl kuzatilganda uning elementlari) moc ravishda n_1, n_2, n_i, \dots (3)

marta kelib chiqqan bo'lsin. Boshqacha aytganda, tizim ustida N marta tajriba o'tkazilganda u (31) mikroholatlarda mos ravishda (2) ehtimolliklar bilan kuzatilgan bo'lsin. Bunda n/N nisbatning limita, ya'ni

$$\lim n_i / N = W \quad (4)$$
 i mikroholatining kelib chiqish ehtimolligini ko'rsatadi.

Asosiy postulatga asosan statistik mikroholatning kelib chiqish ehtimolligi $1/N$ ga teng. p . tadan ixtiyoriy birining kelib chiqishi — bu mikroholatning kelib chiqishi ehtimoli n/N ga teng, ya'ni $W = n/N$ bo'ladi. (1) mikroholatlarning N marta tajriba o'tkazilganda moe ravishda $n_1, p_2, \dots p, \dots$ marta kelib chiqish (ya'ni statistik ansambl elementlarining ma'lum (masalan, I) taqsimoti (ZZ)ning) ehtimolligi $W(I)$ (2) asosida

$$W(I) = W_1(I)W_2^n(I) = \prod W^{ni}(I) \quad (5)$$

ifoda bilan aniqlanadi. Ansambl elementlarining tizim mikroholatlari bo'yicha taqsimotining ehtimolligi $W(I)$ faqat shu qaralayotgan tizimning statistik kattaligidir. $W(I)$ ehtimollik o'zining ma'nosiga ko'ra, umumiy holda agar tizim nomuvozanat holatda bo'lsa, uning makroskopik holati o'zgarishi sababli (relaksatsiya tufayli) mikroholatlar soni (1) ham, mikroholatlar ehtimolliklari (2) ham o'zgaradi va, demak, $W(I)$ ehtimollik ham o'zgaradi. Ammo tizim muvozanat holatda bo'lsa, $W(I)$ ehtimollik doimiy bo'ladi.

Hamma mikroholatlarda bo'la olishi mumkin bo'lgan tizim **ergodik tizim** deyiladi. Quyida muvozanatdagi ergodik tizimni qaraymiz. Faraz qilaylik, tizimning hamma mikroholatlari bir-biriga teng, ya'ni W_1, W_2, W_i, \dots bo'lsin. Bu holda

$$W = W^{n1+n2+\dots+ni+\dots} = W^N$$

yoki bundan: $\frac{\ln W}{N} = \ln w$ — statistik ansamblning har bir elementiga to‘g‘ri kelgan statistik kattalik. Umumiy holda statistik ansamblning N ta elementlarining mikroholatlar bo‘yicha taqsimlanishlarining ehtimolliklari uchun normalash sharti $\sum_1^M W(1) = 1$. bunda M — taqsimlanishlar soni. Muvozanatdagi tizim uchun $W(1)$ doimiy bo‘lgani tufayli normalash shartini $MW(1) = 1$ ko‘rinishda yozish mumkin; bundan esa quyidagilarni olamiz:

$$-\ln M = \sum_i n_i \ln W_i \leq 0$$

eki

$$\frac{\ln M}{N} = -\sum_i \frac{n_i}{N} \ln W_i = -\sum_i W_i \ln W_i \geq 0. \quad (6)$$

(36) ifoda har bir statistik elementga to‘g‘ri kelgan o‘rtacha statistik kattalikdir.

$M = e^{+J}$ belgilashni kiritaylik ($J \geq 0$). Bu holda

$$J = \ln M = -\sum_i n_i \ln W_i \quad (7)$$

($J \geq 0$). — informatsiya miqdori deyiladi. Har bir elementga to‘g‘ri kelgan o‘rtacha informatsiyani anikdash uchun J ni N ga bo‘lib, Gibbsning entropiya ifodasi — SHennon formulasini olamiz:

$$S = J/N = -\sum_i \frac{n_i}{N} \ln W_i = -\sum_i W_i \ln W_i \quad (8)$$

Yoki

$$S = -\sum_i W_i \ln W_i = \sum_i W_i \ln(1/W_i) = \sum_i s_i W_i \quad (9)$$

bunda

$$s_i = \ln(1/W_i) \quad (10)$$

ifoda **mikroholatning entropiyasi** deb ataladi. Umumiy qoidaga ko‘ra:

$$S = \langle s \rangle \quad (11)$$

tizimning entropiyasi (informatsiya nazariyasida **inforformatsion entropiya**) deyiladi. (9) ifodada $\sum_i W_i \ln W_i$ dagi har bir had — $W_i \ln W_i \geq 0$ bo‘lgani uchun

entropiya $S > 0$ bo‘ladi. Mikroholat entropiyasi $s_i = \ln(1/W_i)$ mikroholat ehtimolligi W_i ortishi bilan monoton kamayib boruvchi kattalikdir. s_i ning holatlar bo‘yicha o‘rtachasi termodinamikadagi $S \geq 0$ entropiyadan iborat. Yakkalangan tizim uchun energiya o‘zgar-maydi va mikroholatlar ehtimolliklari ham o‘zaro teng bo‘ladi. Bu holda $s = S$ tenglik o‘rinli bo‘ladi.

Liuvill teoremasidan bevosita foydalanib p, q o'zgaruvchilarni kombinatsiyalangan funksiya taqsimoti orqali ifodalanadi. Bu esa zarrachalar harakatini- integral harakat deyiladi yoki birinchi integral harakat tenglamasi deyiladi. Demak zarrachalar integral harakatini taqsimlanish ρ_{12} zichligi, alohida ρ_1 va ρ_2 taqsimlanish sistemalarini ko'paytmasiga teng bo'ladi. YA'ni

$$\rho_{12} = \rho_1 \cdot \rho_2 \quad (13)$$

SHuning uchun sistema taqsimot funksiyasini logorifimi alohida sistemalarni funksiya taqsimotlarini yig'indisiga teng bo'ladi.

$$m\rho_{12} = m\rho_1 + m\rho_2 \quad (14)$$

Mexanikadan ma'lumki, harakat bir- biriga bog'liq bo'lmagan 7 ta muvofiq integrall harakatlardan iboratdir:

1. Energiya
2. uchta komponentalar impuls vektori
3. uchta komponentalar impuls momenti vektori

Bu muvofiq (additiv) komponentalar sistemasini a - bilan belgilaymiz ya'ni zarrachalar harakatini koordinata va impulsarlari orqali

$P_a(p, q), M_a(p, q)$ ifodalaymiz.

CHiziqli kombinatsiyalashtirilgan sistema zarrachalarini harakatlanish jarayonidagi muvofiqlashtirilgan tenglamasi bu holda logoriflash orqali quyidagicha ifodalandi.

$$\ln \rho_a = \alpha_a + \beta E_a(p, q) + \gamma P_a(p, q) + \delta M_a(p, q) \quad (15)$$

Bu erda $\alpha_a, \beta, \gamma, \delta$ doimiy sonlar va bundan β, γ, δ lar yopiq sistemalarda bir xil qiymatga ega bo'ladi. α_a - koeffitsent esa normallashtiruvchi doimiy kattalik bo'lib,

$$\int \rho_a dp^{(a)} dq^{(a)} = 1 \quad (16)$$

tenglik orqali aniqlanadi.

Demak yopiq sistemada harakat statistikasi haqida quyidagicha xulosaga kelamiz: Agar Liuvill teoremasi yopiq sistemadagi zarrachalar harakatiga muvofiq bo'lishi uchun istalgan ρ funksiyani fazoviy fazoda o'zgarmas deb hisoblashimiz mumkin. YA'ni $\rho = const$. Bu holda fazoviy fazodagi yoki berk sistemada harakatlanadigan zarrachalar sistemasi barcha nuqtalarda doimiy energiyasi E_0 , impuls P_0 va impuls momenti M_0 va $\rho = 0$ ga teng bo'ladi.

SHunga asosan fazoviy fazo yoki berk sistemada harakatlanadigan zarrachalar uchun energiya, harakat impuls vektori, harakat miqdori momenti quyidagicha ifodalanadi.

$$E(\rho, q) = E_0$$

$$P(p, q) = P_0$$

$$M(p, q) = M_0$$

Demak fazoviy fazodagi sistemada harakatlanadigan zarrachalar uchun energiyaning roli va uning o‘sishi bilan $\rho = const$ bo‘lsa, u holda zarralarni harakat taqsimoti umumiy holda quyidagicha ifodalanadi.

$$\rho = const \cdot \delta(E - E_0) \delta(p - p_0) \delta(M - M_0) \quad (17)$$

Bu formulaga fazoviy fazoda yopiq sistema zarrachalarini taqsimlanishini xarakterlaydigan mikroskopik taqsimot tenglamasi deyiladi. (17) formuladan ko‘rinadiki barcha sistemalar uchun zarrachalarni mikrokanonik taqsimoti

$$\rho = const \cdot \delta(E - E_0) \quad (18)$$

energiyaga bog‘liq bo‘lar ekan. Bizga kvantomexanik sistemada zarrachalarni zichlik matritsasi normallashtirilgan $\psi_n(q)$ to‘lqin funksiyasi orqali ifodalanishini xarakterlashda, zarrachalarni joylashishi zichlik matritsasi ehtimolligini aniqlashimiz mumkin. Bu erda q kvantomexanik sistemadagi zarrachalarni koordinatalarini yig‘indisi. n – hamma kvant sonlari yig‘indisi. Bu zarrachalarni o‘rtacha holat energiyasi E_n bo‘lib, sistemadagi zarrachalarni holatini xarakterlovchi to‘lqin funksiyasi quyidagicha ifodalaydi.

$$\psi = \sum_n C_n \psi_n \quad (19)$$

Istalgan kvantomexanik zarrachani holat parametrlarini o‘rtacha qiymati f, C_n – koeffitsient orqali hisoblanadi. YA’ni

$$\bar{f} = \sum_{nm} C_n^* C_m f_{nm} \quad (20)$$

Bu erda $f_{nm} = \int \psi_n^* \hat{f} \psi_m dq \quad (21)$

bo‘lib, zarrachalar zichlik matritsasi deyiladi. (\hat{f} sistema holatiga mos operator)

Demak

$$\bar{f} = \sum_{nm} \omega_{mn} f_{nm} \quad (22)$$

teng bo‘lib, zarrachalar zichlik matritsasi odatda koordinatasi to‘lqin funksiyasi orqali quyidagicha ifodalanadi:

$$\rho(q, q') = \sum_{nm} \omega_{mn} \psi_n^*(q') \psi_m(q) \quad (23)$$

yoki zarrachalarni taqsimot koordinata va impuls orqali quyidagicha ifodalanadi.

$$I(q, p) = \psi_p^*(q) \int \rho(q, p') \psi_p(q') dq' \quad (24)$$

Nazorat savollari

1. Entropiya degandati nimani tushunasiz
2. Zichlik matritsasi deb nimaga aytiladi
3. Mikroholatlar entropiyasi degandati nimani tushunasiz
4. Informatsion energiya degandati nimani tushunasiz

5-6 MA'RUZA: Termodinamik kattaliklar. Temperatura. Adiabatik jarayon. Bosim. Ish va issiqlik miqdori. Termodinamik potentsiallar: issiqlik funksiyasi, erkin energiya.

Reja:

1. Termodinamik kattaliklar. Temperatura
2. Bosim. Ish va issiqlik miqdori.
3. Termodinamik potentsiallar: issiqlik funksiyasi, erkin energiya.

Tayanch so'z va iboralar: Temperatura, termodinamik muvozanat, tashqi parametrlar, energiya, ichki parametrlar, issiqlik, adiabatik jarayon, bosim, bajarilgan ish.

Temperatura. Tajribalar shuni ko'rsatadiki, termodinamik muvozanat issiqlik harakatining maxsus ko'rinishi sifatida ham yuzaga kelar ekan. Agar turli muvozanat holatdagi ikkita sistema kon taktga (xususan, issiqlik kontakti) keltirilsa, tashqi parametrlar qanday bo'lishidan qat'iy nazar, ular ilgari dagidek termodinamik muvozanat holatda qolishi yoki ulardagi muvozanat holatlar buzilishi mumkin. Birinchi holni uchta sistema misolida ko'rib chiqamiz. Agar muvozanat holatdagi uchta sistemalardan birinchi va ikkinchisi har biri uchinchi sistema bilan muvozanatda bo'lsa, u holda birinchi va ikkinchi sistemalar ham o'zaro termodinamik muvozanat holatda bo'ladi. Sistemalarning bunday xossasi termodinamik muvozanatning tranzitivligi deyiladi. Ikkinchi holda o'zaro kontaktga keltirilgan ikkita sistema ma'lum vaqt o'tgandan so'ng issiqlik (energiya) almashinishi natijasida ikkala sistema bir sistema bo'lib boshqa muvozanat holatga o'tadi. Demak, sistemaning termodinamik muvozanat holati faqat tashqi parametrlar A. bilan aniqlanmasdan, sistemaning ichki holatini xarakterlovchi yana bitta kattalik T bilan aniqlanadi. Bu kattalik ichki parametr bo'lib, sistemaning muvozanat holatini xarakterlaydi. Bir biri bilan muvozanatdagi sistemalar issiqlik kontaktda, kontakt davomida va kontakt olingandan keyin ham T ning qiymati bir xil bo'lib qoladi. Bu fikr shunday xulosaga olib keladiki, termodinamik muvozanat holatining tranzitivlik xossasi turli xil sistemalarni to'g'ridan-to'g'ri, o'zaro issiqlik kontaktinga keltirmasdan turib uchinchi sistema (jism) yordamida T ning qiymatini solishtirish imkonini beradi. Muvozanatdagi sistemaning barcha nuqtalarida bir xil bo'lgan, zarrachalar soniga bog'liq bo'lmagan, energiya va tashqi parametrlarga bog'liq bo'lgan bu kattalik sistemaning ichki harakat holatini aniqlaydi va temperatura deyiladi. Temperatura intensiv parametr bo'lganligi uchun sistemadagi issiqlik harakatining o'lchovi hisoblanadi. Muvozanatdagi sistema holatining maxsus funksiyasi sifatida temperaturaning mavjudligi to'g'risidagi fikr termodinamika ning ikkinchi dastlabki fikri yoki «nolinchi boshlanishi» deb yuritiladi. Temperatura termodinamik muvozanatdagi sistemalar holatini belgilovchi termodinamik funksiyadir. Muvozanatda bo'lmagan sistemalar uchun temperatura tushunchasini kiritish ma'noga ega emas. Bunday sistemalarda energiya intensiv almashinib turadi va sistemaning energiyasi uning bo'laklari energiyalarining yig'indisiga teng bo'lmaydi, chunki o'zaro ta'sir energiyasi katta bo'ladi va energiyaning oddiy additivlik xossasi bajarilmaydi. Muvozanatdagi sistemaning hamma ichki parametrlari tashqi parametrlar va temperaturaning funksiyasidir (termodinamikaning ikkinchi postulati). Sistema energiyasi uning ichki parametridir, shuning uchun energiya, tashqi parametr va temperaturaning funksiyasidir. Bu funksiyadan temperaturani energiya va tashqi parametr orqali ifodalab,

termodinamikaning ikkinchi dastlabki fikrini quyidagicha ta'riflash mumkin: termodinamik muvozanatda sistemaning hamma ichki parametrlari tashqi parametrlar va energiyaning funksiyasidir. Termodinamikaning ikkinchi dastlabki fikri jism temperaturasi o'zgarishini uning birorta ichki parametrining o'zgarishi bo'yicha aniqlash imkonini beradi. Temperaturani o'lchovchi turli xil termometrlarning qurilishi shunga asoslangan. Amalda temperaturani aniqlashda modda bilan bog'langan qandaydir aniq shkaladan foydalanishga to'g'ri keladi. Termometrik parametr sifatida odatda shu modda hajmidan foydalaniladi. Odatda temperatura - Selsiy shkalasi bo'yicha o'lchanadi. Temperatura Kelvin shkalasi bo'yicha ham o'lchanadi. Bu ikki shkala orasida quyidagi bog'lanish mavjud: bu yerda t va T - mos ravishda Selsiy va Kelvin shkalalari bo'yicha olingan temperatura: α hajmiy kengayish koeffitsiyenti. Temperatura tushunchasining mexanik sistemalarga mutlaqo aloqasi yo'q. Shunga o'xshash statistik fizikada, xususan termodinamikada, olinadigan natijalarni va kiritiladigan kattaliklarni to'g'ridan-to'g'ri mexanik sistemalarga tatbiq qilib bo'lmaydi. Chunki, termodinamika mexanik harakatdan tubdan farq qiladigan harakatning maxsus ko'rinishi issiqlik harakati bilan ish ko'radi.

Adiabata jarayon

Tizimning bosimi va hajmi o'zgarganda tizim tashqi muhit bilan issiqlik almashmasin, ya'ni $dQ = 0$ bo'lsin. Bunday holdagi jarayonlarni **adiabatik jarayonlar** deyiladi. Adiabatik jarayonda $(dQ/dT) = S$ ifodadagi $S = 0$ ekanligi ma'lum bo'ladi. Bu

holda $n = \gamma = \frac{C_p}{C_v}$ bo'ladi. Umumiy tenglama adiabatik jarayonlar uchun

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

ko'rinishga keladi.

Ideal gaz uchun esa

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

tenglamani olamiz.

Politropik jarayonlarda p , udoimiy bo'lgani uchun tenglamalarni integrallab, mos ravishda

$$PV^n = const.$$

$$PV^\gamma = const.$$

$$RV = const$$

tenglamalarni olamiz. Tenglamalarni moc ravishda **Puasson va Boyle-Mariott qonunlari** deyiladi.

Agar deyarli $\{R, V\}$ ga bog'liq emas yoki juda zaif bog'liq deyilsa, tenglamalarni integrallab, mos ravishda

$$PV^{n\mu} = const,$$

$$PV^\gamma = const,$$

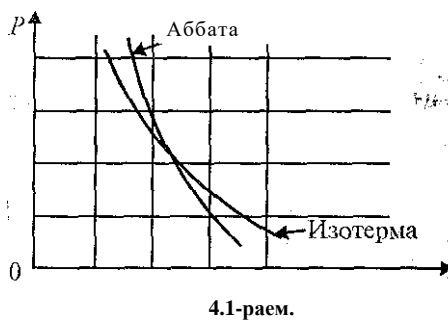
tenglamalarni olamiz. Bular

tenglamalarning real gazlar uchun umumlashganlaridir.

4. Tizimning bosimi, hajmi va temperaturasi orasidagi bog'lanishni aniqlaylik. R, V, T parametrlar orasidagi bog'lanishni tavsiflovchi

$$\frac{dV}{V} + \frac{dP}{P} = \varepsilon \alpha dT, \varepsilon = \frac{\mu\eta - 1}{n - 1}$$

tenglamani olamiz. Ideal gaz uchun $\mu = 1, \alpha = 1/T$ ekanligidan tenglama



$$\frac{dV}{V} + \frac{dP}{P} = \frac{dT}{T}$$

ko'rinishga keladi.

ideal gaz uchun umumiy holda

$$PV = constT$$

holat tenglamasini olamiz.

mol ideal gaz uchun, $const = R$ belgilash kiritib,

Klapeyron tenglamasini olamiz:

$$RV = RT.$$

1 - i z o h. $\mu = \beta/\alpha$ parametrning korrelyatsiya funksiyasi integrali bilan bog'liq ekanligini keyinroq ko'rsatamiz.

2-izoh. Umumiy holda $\mu = \beta/\alpha$ bosim va hajmga bog'liq. Shu sababli real gazlar uchun olingan politropa tenglamasi, adiabat tenglamasi, izoterma tenglamasi taqribiy tenglamalardir. Bosimning (yoki hajmning) katta oraliqda o'zgarishlarida tenglamalar tajriba natijalaridan farqli natijalarga olib kelsa, aniq differensial tenglamalar murojaat qilish mumkin.

Izobara $R = const$, izoxora $V = const$, izoterma $T = const$ va $dQ = 0$ adiabatlar 4.1 - rasmda keltirildi. Bu jarayonlar tenglamalaridan issiqlik mashinalari nazariyasida, portlash (yonish), tovush jarayonlarini taxlil etishda foydalanadilar.

Termodinamik sistema ichki energiyasi

Termodinamik sistemani tashkil etuvchi ko'p sonli zarralarning uzluksiz doimiy harakat, o'zaro va tashqi maydon bilan ta'sirlashish energiyasi birgalikda sistemaning energiyasi deyiladi. To'liq energiya tashqi va ichkilarga ajraladi. Sistemaning bir butun holdagi harakat kinetik energiyasi va uning tashqi maydondagi potensial energiyasi tashqi energiya deyiladi. Energiyaning qolgan qismi ichki energiyani tashkil qiladi. Termodinamikada sistemaning tashqi energiyasi o'rganilmaydi. Shuning uchun sistemaning energiyasi deganda odatda ichki energiya tushuniladi. Termodinamikaning ikkinchi boshlanishiga asosan ichki energiya temperatura va tashqi parametrlarga bog'liq bo'ladi. Temperatura uzluksiz oshishi bilan u ham uzluksiz oshadi va limitda cheksizga intiladi.

Statistik fizikada ichki energiya bir necha qismdan iborat bo'ladi, ya'ni molekularning ilgarilanma, aylanma va tebranma harakat kinetik, ularning o'zaro ta'sir va molekula yoki atomlarning tashqi maydondagi potensial energiyalardan tashkil topgan.

N ta zarradan tashkil topgan real gaz ichki energiyasini umumiy holda quyidagicha yozish mumkin:

bu yerda p_i - i zarra impuls, r_i - i zarraning koordinatasi. Birinchi had zarralarning kinetik energiyalarining yig'indisi; $u(|r_i - r_j|)$ - i - va j -zarralarning o'zaro ta'sir energiyasi; $u(r_i)$ - i - zarraning tashqi maydondagi potensial energiya.

Ichki energiya sistemaning ichki parametri bo'lib hisoblanadi. Ichki energiya muvozanat holatda tashqi parametrlar λ_i va temperatura T ga bog'liq bo'ladi:

$$E = E(\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3, \dots, \lambda_n, T) \quad (2)$$

Bu ifoda holatning kalorik tenglamasi deb yuritiladi. Ichki energiyaning oshkora ko‘rinishini II bobda olingan: «makroskopik sistema ichki energiyasi statistik metod asosida hisoblangan sistema o‘rtacha energiyasi ($\bar{\varepsilon}$) ga teng, ya’ni $E = \varepsilon$ degan muhim qoidaga asoslanib topish mumkin.

Energiyaning saqlanish va aylanish qonuni

Yuqorida ta’kidlaganimizdek, termodinamikada energiya, xususan ichki energiya harakat shakllarining umumiy o‘lchovi ekan. Harakatning yo‘qolmasligi va uning bir shakldan boshqa shaklga o‘tishi energiyaning saqlanish va aylanish qonuni deyiladi. Energiyaning saqlanish va aylanish qonuni: Gess (1840- y.), Joule (1840- y.), Mayer (1842- y.) va Gelmgols (1847- y.) tomonidan shakllantirilgan. Energiyaning saqlanish va aylanish qonuni miqdoriy va sifat ko‘rinishlariga ega. Energiyaning saqlanish va aylanish qonuni issiqlik jarayonlari uchun tadbiiq qilishda tajribalarda olingan miqdoriy natijalar termodinamika birinchi qonunining matematik ifodasini shakllanishiiga olib kelgan.

Termodinamik ish. Issiqlik miqdori

Termodinamikada «ish» tushunchasi muhim rol o‘ynaydi.

Chunki, sistemaning holati o‘zgargandagina termodinamik ish bajariladi. Sistema tashqi jismlar bilan o‘zaro ta’sirda bo‘lgandagina, uning holati o‘zgaradi va ishni miqdoriy tomondan aniqlash mumkin bo‘ladi. Haqiqatan ham, sistema noldan farqli ish bajarishi uchun, u tashqi jismlarni «siljitishi» kerak. Bunda o‘zining holati albatta o‘zgaradi.

Tajribalar shuni ko‘rsatadiki, sistema va uni o‘rab olgan muhit o‘zaro ta’sirlashishi natijasida energiya almashinishi yuz beradi. Energiya almashinishi ikki xil yo‘l bilan amalga oshishi mumkin: tashqi parametrlari o‘zgarishi bilan va bu parametrlarning o‘zgarishisiz.

Tashqi parametrlarning o‘zgarishi bilan bog‘liq bo‘lgan energiya almashinishining birinchi usuli ish deyiladi. Tashqi parametrlarning o‘zgarishisiz, ammo yangi termodinamik parametr entropiyaning o‘zgarishi bilan bog‘liq bo‘lgan energiya almashinishi issiqlik almashinishi deyiladi.

Ish energiya uzatishning makroskopik tartiblangan shakli bo‘lsa, issiqlik almashinish jarayoni esa, sistema zarralari tashqi muhit zarralari bilan o‘zaro ta’sirlashish bilan bog‘liq bo‘lib, negizida mikroskopik jarayon yotadi. Tajribalar yana shuni ko‘rsatadiki, sistema holati o‘zgargandagina, u aniq energiya miqdorini oladi yoki boshqa biror sistemaga beradi. Agar sistema holati o‘zgarib energiya qabul qilish yoki uzatish ham bo‘lmaydi.

Bir jismdan ikkinchi jismga energiyaning birinchi yo‘l bilan uzatilishi, birinchi jismning ikkinchi biror jism ustida «ish» bajarilishi deb yuritiladi. Sistema holati cheksiz kichik o‘zgar- gandagi bajarilgan ish

$$\delta A = \sum_i f_i d\lambda_i$$

formula yordamida topiladi. Bu yerda δA - cheksiz kichik bajarilgan ish, f_i - sistemaga ta’sir etuvchi umumlashgan kuch, λ_i - umumlashgan «koordinata» (parametr).

Termodinamikada bajarilgan ishning ishorasi quyidagicha qabul qilingan: agar sistema tashqi kuchlarga qarshi ish bajarsa musbat, agar sistema ustida tashqi kuchlar ish bajarsa — manfiy, yoki sistema kengayish jarayonida bajarilgan ishni ifodalovchi yuza (tekislikda) jarayon yo‘nalishini ifodalovchi egri chiziqning o‘ng tomonida yotsa

musbat, agar chap tomonida yotsa manfiy deb qabul qilingan. Bu fikrlardan shu narsa kelib chiqadiki, sistema bir holatdan ikkinchi holatga o'tganda bajarilgan kengayish va siqilish ishining ishorasi o'tish yo'liga qarab, o'zgarib turar ekan. Shunday qilib, bajarilgan ish o'tish yo'liga bog'liq ekan. Bu esa ish jarayon funksiyasi bo'lishini ko'rsatadi. Shuning uchun bajarilgan ish δA ko'rinishda ya'ni, to'liqmas differensial ko'rinishda yoziladi. Shunga o'xshash issiqlik ham hech qanday kattalikning to'liq differensiali bo'la olmaydi. Lekin ularning yig'indisi to'liq differensial bo'ladi. Bu masalaga keyinroq qaytamiz.

Agar oddiy sistema kengayish ishi bajarayotgan bo'lsa $\delta A = pdV$, agar siqilish ishi bajariyotgan bo'lsa $\delta A = -pdV$ ko'rinishda bo'ladi; bu yerda p yuza birligida ta'sir etuvchi kuch bo'lib, bosim deyiladi. Agar tashqi elektr maydon ta'siri ostida izotrop dielektrik ustida qutblash ishi bajariyotgan bo'lsa, $\delta A = -EdP$ bo'ladi; bu yerda E - tashqi elektr maydon kuchlanganligi; P - qutblanish vektori. Agar tashqi magnit maydon magnitlash ishi bajarilayotgan bo'lsa, $\delta A = -HdM$ bo'ladi. Bu yerda H - magnit maydon kuchlanganligi, M - magnitlanish vektori. Yana shunga o'xshash qator misollar keltirish mumkin.

Ichki energiya

Agar ichki energiya entropiya va hajmning funksiyasi bo'lsa, u holda ichki energiya termodinamik funksiya bo'la olar ekan. Haqiqatan ham tenglama:

$$dE = TdS - pdV \quad (1)$$

Bu ifoda yordamida qolgan ikkita noma'lum termik o'zgaruvchanlar T va p ni topish mumkin:

$$\left(\frac{\partial E}{\partial S}\right)_V = T \quad \text{va} \quad \left(\frac{\partial E}{\partial V}\right)_S = -p \quad (2)$$

Bu ifodadan ikkinchi tartibli differensial olsak:

$$\left(\frac{\partial^2 E}{\partial S^2}\right)_V = \left(\frac{\partial T}{\partial S}\right)_V \quad \text{va} \quad \left(\frac{\partial^2 E}{\partial V^2}\right)_S = -\left(\frac{\partial p}{\partial V}\right)_S \quad (3)$$

Ushbu tengliklardan issiqlik sig'imi C_V va izoentropik elastiklik modeli K_S ni olamiz. (2) dan ikkinchi tartibli aralash differensial olish natijasida muhim tenglikni olamiz: $\left(\frac{\partial T}{\partial V}\right)_S = -\left(\frac{\partial p}{\partial S}\right)_V$ (4)

Bu tenglama adiabatik va izoxorik jarayonlarda sistema xossalarini bir-biriga bog'laydi. Ana shunday bog'lanishlarni topish termodinamik potentsiallar metodining mazmunini tashkil qiladi. Yuqoridagi kattaliklarni olish uchun ichki energiyani oshkora bilish shart emas. Shuning uchun $E(S, V)$ sistema holatini to'liq aniqlaydi, ya'ni sistema uchun xarakteristik funksiya yoki termodinamik potentsial bo'ladi.

Erkin energiya. Termodinamik potentsiallar va termodinamik kattaliklarni bog'laydigan munosabatlar

Agar oddiy sistema uchun o'zaro bog'lanmagan o'zgaruvchilar sifatida T va V tanlansa, u holda Lejandr metodiga ko'ra ikkala tomoniga $d(-TS)$ ni qo'shish tufayli

$$dF = -SdT - pdV \quad (5)$$

tenglikni olamiz. Bu yerda $F = E - TS$ bo'lib, erkin energiya yoki Gelmgols energiyasi ham deb yuritiladi, chunki bu tushunchani Gelmgols kiritgan. (5) tenglamadan temperatura va hajm bo'yicha differensiallash tufayli noma'lum kattaliklar entropiya S va ni, bosim p ni $E = G + TS$ dan ichki energiyani topamiz. (5) dan ikkinchi tartibli differensial olish natijasida issiqlik sig'imi C_y va termik siqilish koeffitsiyenti β ni olamiz. Agar (5) tenglamadan T va V bo'yicha ikkinchi tartibli aralash differensial olsak, termodinamikada muhim bo'lgan ikkinchi tenglikni olamiz:

$$\left(\frac{\partial S}{\partial V}\right)_T = \left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_V \quad (6)$$

Erkin energiya shunday energiyaki, adiabatik jarayonlarda ichki energiya qanday rol o'ynasa, izotermik jarayonlarda erkin energiya shunday rol o'ynaydi. Boshqacha qilib aytganda, izotermik jarayonlarda ish erkin energiyaning kamayishi hisobiga bajariladi, ya'ni

$$\delta A = -(\Delta F)_T = -(F_2 - F_1)_T \quad (7)$$

Bir mol Van-der-Vaals gazining qaytuvchi izotermik kengayishida bajarilgan ishni ko'rib chiqamiz. Ish uchun olingan ifoda yordamida bir mol Van-der-Vaals gazining qaytuvchi izotermik kengayishida bajarilgan ishni hisoblaymiz:

$$\delta A = -(\Delta F)_T = -d(E - TS)_T = -(dE - TdS)_T = pdV$$

Bu ifodadagi p ni bir mol gaz uchun yozilgan Van-der-Vaals tenglamasidan topib o'rniga qo'yamiz va «1» va «2» nuqtalar orasida integrallaymiz. Natijada bajarilgan ish uchun quyidagi natijani olamiz: $A = RT \ln \frac{V_2 - b}{V_1 - b} + a \left(\frac{1}{V_2} - \frac{1}{V_1} \right)$

Nazorat savollari

1. Termodinamik ishni tushuntiring?
2. Issiqlik miqdorini tushuntiring?
3. Erkin energiyani tushuntiring?
4. Ichki energiyani tushuntiring?

7-8 MA'RUZA: Termodinamik potentsiallar va termodinamik kattaliklarni bog'laydigan munosabatlar. Termodinamik kattaliklarning zarrachalar soniga bog'likligi. Issiqlik sig'implari.

Reja:

1. Termodinamik potentsiallar va
2. Termodinamik kattaliklarni bog'laydigan munosabatlar
3. Termodinamik kattaliklarning zarrachalar soniga bog'likligi.
4. Issiqlik sig'implari
5. Joule-Tomson jarayoni

Tayanch so'zlar va iboralar: Mayer tenglamasi, Termodinamik potentsial, issiqlik sig'imi,

Joule Tomson effekti, manfiy effekt, Vander valls gazi

Ta'rifga ko'ra, tizimning issiqlik sig'imi quyidagicha aniqlanadi:

$$C = \frac{dQ}{dT}$$

Bunda issiqlik miqdori dQ ni olishi (yoki berishi) tufayli uning temperaturasi (T ning) o'zgarishi dT ga teng. Berk tizim uchun termodinamikaning birinchi qonuni $dQ = dU + dA$ (1)

Qulaylik uchun tizimning holati ikkita parametr bilan aniklansin deylik, ya'ni (T, V)

$$dU = \frac{\partial U}{\partial T} dT + \frac{\partial U}{\partial V} dV \quad (2)$$

va shu bilan birga ish dA faqat bosim P tufayligina bajarilsin deylik. U holda (1) ni

ko'rinishda yozish mumkin.

Faraz qilaylik, $dV=0$, ya'ni V doimiy bo'lsin. U holda (3) dan

$$C = C_v = \left(\frac{\partial U}{\partial T} \right)_v \quad (4)$$

Demak,

$$C = C_v + l_v \frac{dV}{dT}, l_v = P + \left(\frac{\partial U}{\partial T} \right)_v \quad (5)$$

2. Faraz qilaylik, bosim o'zgarmas bo'lsin. U holda (3) dan

$$C = C_p = C_v + l_v V \alpha, l_v = \frac{C_p - C_v}{V \alpha} \quad (6)$$

Bunda

$$\alpha = \frac{1}{V} \left(\frac{\partial V}{\partial T} \right)_p$$

hajmiy kengayish koeffitsienti.

3. Bir mol ideal gaz uchun (6) ifodani ko'raylik. Ideal gaz uchun,

$$\left(\frac{\partial U}{\partial V} \right)_T = 0, l_v = P. \quad (7)$$

Bir mol ideal gazning holat tenglamasi

$$PV=RT \quad (8)$$

dan $a = 1/T$. (7) va (8) lardan foydalanib, (9) ni yozamiz:

$$S_r = SV + R \quad (9)$$

bunda R -universal gaz doimiysi. Buni Mayer tenglamasi deyiladi.

Joul-Tomson effekti

Yakkalangan tizimni ko'raylik. Bundam tizimda ichki energiya o'zgarmaydi. Gaz molekulari orasida o'zaro ta'sir kuchlari va, demak, potensial energiya mavjud bo'lsa, gaz kengayishida molekular orasidagi masofa o'zgarishi tufayli potensial energiyasi o'zgarishi kerak. Gaz tashqaridan adiabatik ajratilgani uchun bu energiya o'zgarishi molekularning kinetik energiyalari hisobiga bo'ladi. Boshqacha aytganda, agar molekularning o'zaro ta'sir potentsiali mavjud bo'lsa, gaz kengayiganda uning temperaturasi o'zgarishi zarur. Ana shu masalani hal qilish uchun 1852—1862 yillarda Joul va Tomson tajribalar o'tkazdilar. Bu tajribalarda gazning temperaturasi ortishi, kamayishi va xatto ma'lum temperaturada gaz kengayiganda uning temperaturasi o'zgarmay qolishi ham mumkinligi aniqlanadi. Bu hodisani Joul-Tomson effekti deb ataladi. Bunda temperatura pasayishi (gaz sovushi) musbat effekt, temperatura ko'tarilishi (gaz qizishi) manfiy effekt deb atala boshlandi.

Faraz qilaylik, silindrdagi porshenlar ostidagi gazlarning bosimlari $R_x > R_2$ bo'lsin. Bu holda, agar jo'mrak ochiq bo'lsa, paxta qo'yilgani sababli gaz sekinlik bilan kengayadi. Tashqaridan adiabatik ajratilgan bunday jarayon uchun termodinamikaning birinchi qonuni

$$\Delta U + \Delta A = 0 \quad (1)$$

bo'ladi bunda:

$$\Delta U = U_2 - U_1 \quad (2)$$

1 molъ gaz chap tomondan o'ng tomonga o'tganda uning bajargan ishi quyidagiga teng:

$$\Delta A_1 = 0 - P_1 V_1 = -P_1 V_1$$

O'ng tomondagi gazning bajargan ishi $\Delta A_2 = P_2 V_2 - 0 = P_2 V_2$. Umumiy bajarilgan ish:

$$\Delta A = \Delta A_1 + \Delta A_2 = P_2 V_2 - P_1 V_1 \quad (3)$$

(225) va (226) ni (224) ga qo'yamiz:

$$U_2 - U_1 + P_2 V_2 - P_1 V_1 = U_2 + P_2 V_2 - (U_1 + P_1 V_1) = H_2 - H_1 = 0 \quad (4)$$

Bu holda tizimning entalpiyasi doimiy qoladi, ya'ni $dH = 0$. Tizimning holatini (R, T) ga nisbatan aniqlangan deb,

$$dH = \left(\frac{\partial H}{\partial T} \right)_P dT + \left(\frac{\partial H}{\partial P} \right)_T dP = 0 \quad (5)$$

tenglamadan

$$x = \left(\frac{dT}{dP} \right)_H = \frac{\left(\frac{\partial H}{\partial P} \right)_T}{\left(\frac{\partial H}{\partial T} \right)_P} = \frac{\left(\frac{\partial H}{\partial P} \right)_T}{C_P} \quad (6)$$

nisbatni olamiz; $dR < 0$, $Sr > 0$ ekanligidan dT ning ishorasi $\left(\frac{\partial H}{\partial P}\right)_T$ ga bog'liq bo'ladi, ya'ni Joule-Tomson effektini ifodalovchi koeffitsien X ning ishorasi $\left(\frac{\partial H}{\partial P}\right)_T$ ning ishorasiga bog'liq. Gibbs-Dyugem munosabati

$$TdS = dU + PdV$$

ni quyidagicha yozish mumkin:

$$TdS = \left(\frac{\partial H}{\partial T}\right)_P dT + \left(\frac{\partial H}{\partial P}\right)_T dP - VdP \quad (7)$$

Bunda dS to'liq differensial bo'lgani uchun

$$\frac{\partial}{\partial P} \left[\frac{1}{T} \left(\frac{\partial H}{\partial T} \right) \right] = \left[\frac{1}{T} \left(\frac{\partial H}{\partial P} - V \right) \right]$$

tenglik bajariladi. Bundan

$$\left(\frac{\partial H}{\partial P}\right)_T = V - T \left(\frac{\partial V}{\partial T}\right)_P = V(1 - T\alpha) \quad (8)$$

tenglikni topamiz. Demak, Joule-Tomson effekti uchun

$$X = \left(\frac{\partial T}{\partial P}\right)_H = \frac{V(T\alpha - 1)}{C_p} = \frac{TV(\alpha - \alpha_o)}{C_p} \quad (9)$$

nisbatni olamiz, bunda $\alpha_o = 1/T$.

(9) ifodani tahlil etaylik. 1. $\alpha = \alpha_o = 1/T$ bo'lsa, ya'ni gaz ideal bo'lsa, uning hajmi kengayganda temperaturasi, kutilgandek, o'zgarmaydi, ya'ni effekt $X = 0$ bo'ladi.

2. $\alpha > \alpha_o$ shart bajarilsa, $s/R < 0$ bo'lganligi uchun $s/T < 0$ bo'ladi, ya'ni bunday shart bajarilgandagi kengayishda gaz soviydi ($dT < 0$).

3. $\alpha < \alpha_o$ shart bajarilganda gaz kengayganda u qiziydi ($dT > 0$).

4. Yuqoridagilardan ko'rinadiki, berilgan bosim P da

$$\alpha(P, T_i) = 1/T_i \quad (10)$$

tenglik qanoatlantiriladigan temperatura T_i da gaz kengayganda $X = 0$ bo'ladi va, demak, gazning temperaturasi o'zgarmaydi. Bu T_i temperatura inversiya temperaturasi deyiladi

5. (10) tenglamada bosim R ning o'zgarishi bilan inversiya temperaturasi o'zgaradi, inversiya chizig'i paydo bo'lishini tajriba ko'rsatadi. Bu inversiya chizig'idan bosimning bir qiymatiga inversiya temperaturasining ikki qiymati to'g'ri kelishi va minimal hamda maksimal inversiya temperaturalari mavjudligi ko'rinadi. Inversiya chizig'i musbat Joule-Tomson effekta sohasini (ya'ni gaz kengayganda soviydigan sohani), manfiy effekt sohasidan (gaz kengayganda qiziydigan sohadan) ajratib turadi.

Quyidagi jadvalda bunga misollar keltirilgan:

gaz	x, atm	$T_{i\max}, K$	$T_{i\min}, K$
S02	18-100	2050	249

Ag	50	723	125
havo	150	553	140

SHunday qilib, Joul-Tomson effekti yordamida past temperatura olish uchun gazning temperaturasi T inversiya temperaturasi T_{tax} dan kichik, ya'ni $T < T_{tax}$ bo'lishi shart.

Ideal gaz va Van-der-Vaal's gazi uchun inversiya temperaturasini aniklaylik. Joul-Tomson effekti koeffitsienta ifodasi bizga ma'lum:

$$\left(\frac{dT}{dP}\right)_H = \frac{V(T\alpha - 1)}{C_p}, \alpha = \frac{1}{V} \left(\frac{\partial V}{\partial T}\right)_p \quad (11)$$

1) Ideal gaz uchun holat tenglamasi $RV = RT$ dan $\alpha = 1/T$ kelib chiqadi. Demak, $(dT/dR)_n = 0$. Ideal gaz kengayganda uning energiyasi va demak temperaturasi o'zgarmaydi.

2) Umumiy holda $V(T, a(T)) - 1 = 0$ dan T_i ni topish lozim. Bu tenglikni

$$T \left(\frac{\partial V}{\partial T}\right)_p - V = 0 \quad (12)$$

yoki

$$\left(\frac{\partial V}{\partial T}\right) \left(\frac{\partial T}{\partial P}\right) \left(\frac{\partial P}{\partial V}\right) = -1 \quad \left(\frac{\partial V}{\partial T}\right)_p = - \frac{\left(\frac{\partial P}{\partial T}\right)_v}{\left(\frac{\partial P}{\partial V}\right)_T} \quad (13)$$

ekanligini nazarda tutib, (14) ni

$$-T \left(\frac{\partial P}{\partial T}\right)_v - V \left(\frac{\partial P}{\partial V}\right)_T = 0 \quad \text{ko'rinishga keltiramiz. Van-der-Vaal's tenglamasi}$$

$$P = \frac{RT}{V-b} - \frac{a}{V^2} \quad \text{yo}$$

Demak, bundan:

$$\left(\frac{\partial P}{\partial T}\right)_v = \frac{R}{V-b}, \left(\frac{\partial P}{\partial V}\right)_T = -\frac{RT}{(V-b)^2} + \frac{2a}{V^3} \quad (15)$$

(14) ni (15) ga qo'ysak:

$$-\frac{RT}{V-b} + \frac{RTV}{(V-b)^2} - \frac{2a}{V^2} = -\frac{2a}{V^2} + \frac{RTb}{V^2(1-b/V)^2} = 0$$

yoki

$$\frac{RbT_1}{(1b/V)^2} = 2a, \quad T_i = \frac{2a}{Rb} \left(1 - \frac{b}{V}\right)^2$$

Zichlik katta bo'lmaganda $b/V \ll 1$ bo'ladi. Bu holda

$$T_i = \frac{2a}{Rb} \quad (16)$$

$T < T_i$. da gaz soviydi, $T > T_i$. da gaz qiziydi.

Izoh. (16) dan ko‘rinadiki, inversiya temperaturasi T_i itarish kuchlarini (molekula hajmini) xarakterlovchi b ga teskari proporsional va tortishish kuchlarini xarakterlovchi tuzatma a ga to‘g‘ri proporsional.

2. Gazni adiabatik kengaytirib past temperaturalarni olish usuli.

P.L. Kapitsa gazni qaytuvchan adiabatik jarayon bilan kengaytirib past temperaturalarni olish usulini ishlab chiqdi va amalda uni ko‘rsatdi.

Gibbs-Dyugem munosabatini qaytuvchan adiabatik jarayon uchun quyidagicha yozaylik:

$$TdS = dH - VdP = C_p dT + \left[\left(\frac{\partial H}{\partial P} \right)_T - V \right] dP = 0. \quad (17)$$

Bizga ma‘lumki,

$$\left(\frac{\partial H}{\partial P} \right)_T = V - VT\alpha, \quad (18)$$

(18) dan foydalanib, (17) tenglikni quyidagicha yozamiz:

Bundan, $dR < 0$ bo‘lgani uchun, gaz qaytuvchan adiabatik jarayon bilan kengayganda har doim soviydi, ya‘ni $d/T < 0$ bo‘ladi.

3. Paramagnitlarni adiabatik magnitsizlantirish yo‘li bilan past temperaturalarni olish usuli.

Suyuq vodorodning temperaturasi $14^\circ\text{K} \div 20^\circ\text{K}$ ni, suyuq geliy temperatura sohasi 1°K ni 4,2 ni tashkil etadi. Hozirgi zamonda mazkur geliy temperaturasini, odatda, past temperaturalar sohasi deyiladi; 1o K past temperaturani esa o‘ta past temperatura sohasi deyiladi.

O‘ta past temperatura qiymatlarini olish uchun 1926 yilda Debay mutlaq yangi uslubni yaratdi, u magnito-kalorik effektdan foydalanib paramagnitlarni adiabatik magnitsizlantirish orqali o‘ta past temperatura olish usulini taklif etdi.

Magnito-kalorik effektning jismning temperaturasi bilan undagi magnit maydoni orasida bog‘lanishni tushuntiraylik. Buning uchun jismning entropiyasi 5ni temperaturasi Gva magnit maydoni YAg bog‘liq deb qaraylik, ya‘ni $S(T, N)$ bo‘lsin. Magnit maydoni N jismdagi (paramagnitdagi) tartibsizlikka ta‘sir etib, unda tartiblilikni hosil qilmoqchi bo‘lgani uchun N qancha katta bo‘lsa tartibsizlik darajasini ko‘rsatuvchi entropiya S shuncha kichik bo‘ladi.

Temperatura kamayishi bilan, tabiiyki, $S(T, H)$ ham kamayadi. Paramagnitdagi magnit maydonni izotermik qaytuvchan jarayon bilan N_2 qiymatgacha oshiramiz

Bu chegara paramagnitni tashkil qilgan magnetiklarning o‘zaro ta‘sir energiyasi bilan aniqlanadi. Bunday o‘zaro ta‘sir energiyasi juda kichik bo‘lgan tizimlarda, masalan, elektronlar spinlari yoki yadro spinlari o‘zaro ta‘siri bilan bog‘liq tizimlarda temperaturaning chegaraviy qiymatlari o‘ta past bo‘ladi. Demak, bu usul bilan ana shu chegaradan pastga (uni xususiy absolyut temperatura deb atadik) tushib bo‘lmaydi.

temperatura kamayishi bilan $S(T, N)$ ham kamayib boradi va YAning barcha qiymatlarida u ma‘lum limitga (uni nolga tenglashtiriladi) intiladi. Avval holatdagi paramagnitni izotermik jarayon bilan magnitlab, so‘ng adiabatik jarayon bilan magnitsizlantirib va bu usulni bir necha marta takrorlab, o‘ta past temperaturani

olish mumkin. Masalan, hatto undan ham past temperatura qiymatini olish mumkin.

O'ta past temperaturani olishdagi chegaraviy qiymat paramagnitning magnitchalari orasidagi o'zaro ta'sir poten-sialiga bog'liqligini va bu o'zaro ta'sir potensiali qancha kichik bo'lsa, temperatura qiymatining chegarasi shuncha past bo'lishligini shu o'rinda yana bir bor takrorlaymiz. Past temperaturani olishning bu usuli qaytuvchan adiabatik jarayonga asoslanadi. Bu holda $S=S(T, N)$ ni yozishimiz mumkin:

$$dS\left(\frac{\partial S}{\partial T}\right)_H dT + \left(\frac{\partial S}{\partial H}\right)_T dH = 0 \quad (19)$$

Bunda

$$\left(\frac{\partial S}{\partial T}\right)_H = \frac{1}{T} \left(\frac{T\partial S}{\partial T}\right)_H = \frac{C_H}{T} \quad (20)$$

Bizga ma'lumki Maksvell munosabati

$$\left(\frac{\partial S}{\partial P}\right)_T = -\left(\frac{\partial V}{\partial T}\right)_P$$

Magnito-kalorik hodisalarni qarash uchun (R, V) juftdan (/H, M) juftga o'tish kerak. Bunda (V, R) lardan birining ortishiga ikkinchisining kamayishi mos keladi. (M, N) da esa birining ortishiga ikkinchisining ortishi moe keladi. SHuninguchun Maksvell munosabati

$$\left(\frac{\partial S}{\partial H}\right)_T = \left(\frac{\partial M}{\partial T}\right)_H \quad (21)$$

ko'rinishda yoziladi. (21), (22) ni e'tiborga olib, (22) ni qayta yozamiz:

$$\frac{C_H}{T} dT + \left(\frac{\partial M}{\partial T}\right)_H dH = 0$$

bunda N— magnit maydoi kuchlanganligi, M — magnitlanish vektori. Bunday

$$\left(\frac{dT}{dH}\right)_S = -\frac{T\left(\frac{\partial M}{\partial T}\right)_H}{C_H} \quad (23)$$

Magnito-kalorik effekt (dM/dT)H hosilaga bog'liq.

Paramagnit uchun

$$M=XN. \quad (24)$$

Kyuri qonuni

$$X = \frac{C}{T}, \quad (25)$$

bunda S — doimiydir. (24) va (25) ifodalar asosida ushbuni olamiz:

Past temperaturalarda qattiq jismlar issiqlik sig'imi uchun Debay qonuni

$$SH = AT^3 \quad (26)$$

ifoda bilan aniqlanadi. A — doimiy miqdor. (27) va (28) pi (29) ga qo'yib, magnito-kalorik effekt uchun ushbu (siglikni topamiz:

$$\left(\frac{\partial T}{\partial H}\right)_S = \frac{CH}{AT^4} = \frac{B}{T^4} H > 0, \quad (30)$$

uida $V = S/A$. Adiabati k magpptsizlaptirilganda, ya'ni $dH < 0$ bo'lganda, (30) dan ko'rinadiki, temperaturaning kamayishi $dT < 0$, ya'ni temperaturaning $1/T^4$ qonun bo'yicha pasayishi sodir bo'ladi.

1-izoh. "Magnetiklar" ning o'zaro ta'sir potentsiali (energiyasi) bilan aniqlanadigan temperaturaning eng past chegaraviy qiymati T_v ni tajribada olish mumkin. Ammo $T = 0$ qiymatni olish mumkin emasligi mantiqan kelib chiqadi. (Bu xulosa $T = 0$ temperaturani olib bo'lmaslik haqidagi termodinamikaning III qonunidir).

2-izoh. Birinchi izoh xulosasidan ayonki, N_1 va N_2 bo'lgandagi egri chiziqlar, adabiyotda aytilganday $T = 0$ da emas, $T = T_0 \neq 0$ da o'zaro kesishadi.

LE SHATEL'E-BRAUN TAMOYILI

1. Le-SHatel'e tamoyili. Muvozanatdagi tizimga X ta'sir ko'rsatilayotgan bo'lsa, tizimning to'g'ri reaksiyasi (ja-vobi) shu ta'sirni kamaytirishga qaratilgan bo'ladi (Anri Lui Le-SHatel'e (1850—1936 y.) fransuz olimi).

M i s o l. Gtemperaturali 1- va 2-tizimlar muvozanatda bo'lsin. Faraz qilaylik, 1-tizimga issiqlik berish (X ta'sir) bilan 1- va 2-tizimlar orasida muvozanat buziladi. Bu holda issiqlik 1-tizimdan 2-tizimga o'ta boshlaydi (tizim reaksiyasi x). Tizimning bu reaksiyasi temperaturalar farqini kamaytirishga olib keladi. Le-SHatel'e tamoyili tizimning o'z temperaturasining ortishiga qarshi reaksiyasiga asoslangan. Bunda issiqlik oqimi sababli 1-tizimning entropiyasi kamayadi:

$$T \left(\frac{\partial S}{\partial T} \right)_v = C_v > 0,$$

Bundan

$$\Delta T = \frac{T \Delta S}{C_v} = \frac{\Delta Q}{C_v} < 0, \Delta Q < 0, \Delta S < 0$$

2. Le SHatel'e-Braun tamoyili. Agar muvozanatdagi tizimga X ta'sir bo'layotgan bo'lsa, bu ta'sirga tizimning bilvosita reaksiyasi u shu ta'sir X ni kamaytirishga qaratilgan bo'ladi.

Mi so l. Modda issiqlik utkazadigan silindr ichiga joylashtirilgan bo'lib, u muvozanatda bo'lsin. Muvozanat holatda ichki va tashqi bosimlar bir-biriga miqdor jihatidan teng bo'ladi; porshenъ harakatsiz bo'ladi. Moddaga $D(2$ issiqlik berilsin (X ta'sir ko'rsatilsin). U holda muvozanat buziladi; moddaning temperaturasi ortadi. Bu moddaning to'g'ri reaksiyasi. Bundan tashqari porshenъ ostidagi moddaning bosimi, hajmi ortishi mumkin. Bu — tizimning bilvosita reaksiyasi (javobi). Bunda porshenъ siljishi mumkin. Bu holda, ayonki, $(\Delta T)_v > (\Delta T)_p$

Bu ikkinchi holda porshenning harakati tizimning bilvosita reaksiyasi X ta'sirni kamaytirishga qaratilgan.

IDEAL GAZLARNING ISSIQLIK SIG'IMI

Klassik statistikada isbotlangan energiyaning erkinlik darajalari bo'yicha tengtaqsimlanish teoremasini ideal gazning issiqlik sig'imini aniqlashga qo'llaylik. A /ta ko'p atomli molekuladan iborat ideal gazni ko'raylik. Har bir molekula 3 ta ilgarilanma, 3 ta aylanma va 5 ta tebranma erkinlik darajalariga ega bo'lsin. Erkinlik darajalari orasidagi o'zaro ta'sir e'tiborga olinmasin. Bunday gazning

ichki energiyasi har bir erkinlik darajasiga $kT/2$ energiya to'g'ri kelishi haqidagi teoremaga asosan,

$$U = Nu = N \left(3 \frac{kT}{2} + 3 \frac{kT}{2} + skT \right) = NkT(3 + s) \quad (1)$$

ifoda bilan aniklanadi. Bunday gazning issiqlik sig'imi

$$C_v = \partial U / \partial T = Nk(3 + s) \quad (2)$$

ifoda bilan aniqlanadi. (2) ifodadan ko'rinadiki, ko'p atomli molekulalardan iborat issiqlik sig'imi S temperaturaga bog'liq emas. Ammo tajriba natijalari har doim ham (2) ifodaga mos kelavermaydi. Ayniqsa, paettempe-raturalarda (2) ifoda bilan tajriba natijalari orasida keskin farq mavjud.

Masalan, ikki atomli gaz uchun nazariya bo'yicha 3 ta ilgarilanma, 2 ta aylanma va

$$U = N(3kT/2 + kT) = \frac{7N}{2}kT;$$

1 ta tebranma erkinlik darajalari bo'lganligi tufayli

1 mol' uchun esa $C_v = 7R/2 \approx 29,3 \text{ J/mol} \cdot \text{K}$ issiq sig'im bo'lishi lozim. Xona temperaturasidagi ikki atomli gaz bunday katta issiqlik sig'imiga ega emasligini tajriba ko'rsatadi. Bundan tashqari issiqlik sig'imi temperaturaga bog'liq ekanligi ham kuzatiladi.

1 mol' qattiq jismning issiqlik sig'imi, energiyaning teng taqsimlanishi haqidagi teoremaga asosan, $C_v = 3R = 25 \text{ J/mol} \cdot \text{K}$ teng (Dyulong-Pti qonuni). Ammo past temperaturalarda qattiq jiemning issiqlik sig'imi temperaturaga bog'liq va temperatura nolga intilganda issiqlik sig'imi ham nolga intiladi. Klassik statistika natijasi bilan tajriba orasidagi bunday tafovut sababi — molekulalarning kvant tabiati e'tiborga olinmaganligidadir va, demakki, energiyaning erkinlik darajalari bo'yicha teng taqsimlanishi qonunini past temperaturali tizimlar uchun ham qo'llash oqibatidir.

Ikki atomli molekulalardan tashkil toptan gazni (masalan, H_2, O_2, N_2, CO va boshqalarni) qaraylik. Bunday holda har bir molekulaning ilgarilanma, aylanma, tebranma harakati mavjud; bulardan tashqari elektron va yadro energiyalari ham mavjud. SHu sababli bunday gazning ichki energiyasi umumiy holda yuqoridagi harakat energiyalariga bog'liq, ya'ni

$$U = U_{uz} + U_{a\ddot{u}l} + U_{me\ddot{o}p} + U_{\ddot{a}l} + U_{\ddot{a}o} \quad (3)$$

Odatda, amalda kuzatiladigan temperaturalarning o'zgarishi atom va molekulalarning elektron va yadro holatlariga, ya'ni uning o'zgarishiga deyarli ta'sir etmaydi. SHuning uchun gazlarning issiqlik sig'imini qaralganda elektron vayadroholatlarigategishli ichki energiyasi odatda hisobga olinmaydi. Demak, ikki atomli gazning issiqlik sig'imi

ifoda bilan aniqlanadi.

1 mol' gazni qaraylik. Klassik statistika qonuniga asosan, har bir ilgarilanma erkinlik darajasiga $kT/2$ energiya to'g'ri kelishini e'tiborga olsak, bo'ladi va bundan

$$C_v = \left(\frac{\partial U}{\partial T} \right)_v = C_{uz} + C_{a\ddot{u}l} + C_{me\ddot{o}p} \quad (4)$$

kelib chiqadi.

Aylanma harakatga tegishli issiklik sig'imi Saylni qaraylik. l holatdagi rotatorning energiyasi

$$E_l = \frac{h^2}{8\pi^2 J} l(l+1) = \frac{h^2}{2J} l(l+1). \quad (5)$$

Rotatorning holati $(2l+1)$ karrali aynish soniga teng bo'lgani uchun unga tegishli statistik yig'indi $Z = Z_r$

$$Z_r = \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) e^{-\beta E_l} = \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) e^{-\beta \frac{h^2 - l(l+1)}{2J}} \quad (6)$$

ifoda bilan aniklanadi. Bu Z_r ifodaning ikki chegaraviy hollarini qaraylik.

a) Temperatura juda past bo'lsin, ya'ni $T \rightarrow 0$. Bu holda (7) ifodada 2 ta had ($l=0, l=1$) bilan chegaralanamiz, ya'ni

$$\lim_{T \rightarrow 0} Z_r = 1 + 3e^{-\frac{h^2}{JkT}} \quad (7)$$

b) YUqori temperaturali hol

$$T_x = \frac{h^2}{2Jk} \ll T \quad (8)$$

bo'lsin. Bu holda rotator energiyasi sathlari bir-biriga nisbatan yaqin bo'lgani uchun, l ni uzluksiz o'zgaryapti deb qarab, (7) dagi yig'indini integral ifoda bilan almashtiramiz:

$$Z_r = \int_0^{\infty} (2l+1) e^{-\beta \frac{h^2}{2J} l(l+1)} dl = \int_0^{\infty} (2l+1) e^{-\frac{T_x}{T} l(l+1)} dl \quad (9)$$

yoki $x = (\frac{T_x}{T}) l(l+1)$ o'zgaruvchi kiritib, (9) ni quyidagicha yozishimiz mumkin:

$$\bullet \quad Z_r = \frac{T}{T_x} \int_0^{\infty} e^{-x} dx = \frac{T}{T_x} (-e^{-x}) \Big|_0^{\infty} = \frac{T}{T_x} = \frac{2JkT}{h} \quad (10)$$

Ichki energiya U ni statistik fizikaning umumiy usuliga asosan

$$U = NkT^2 \frac{\partial \ln Z}{\partial T} \quad (11)$$

ifoda bilan aniklanadi. Bu ifodadan $T \rightarrow 0$ da temperaturagabog'liq emasligi va demak $T \rightarrow 0$

da C_r nolga teng ekanligi kelib chiqadi, ya'ni

$$U_r = \text{conste} \frac{h}{JkT}$$

$T \rightarrow 0$ da $U_r \rightarrow 0$ va demak $C_r = 0$, ya'ni temperatura $T \rightarrow 0$ bo'lganda issiklik sig'imi nolga intiladi $C \rightarrow 0$ (6.19-rasm).

YUqori temperaturada, ya'ni $T \gg T_x$ da

$$U_r = N_A k T^2 \frac{\partial \ln Z}{\partial T} = N_A k T \quad (12)$$

Bundan 1 mol uchun

$$C_r = YA \quad (13)$$

ifodani olamiz . Rasmda aylanma harakatga tegishli issiklik sig‘imi S. ning temperaturaga bog‘liqlik xarakteri (sxematik ravishda) berilgan. Simmetrik ikki atomli molekulaning 2 ta aylanma erkinlik darajalari mavjud (2 ta burchak). Klassik statistikaga asosan har bir erkinlik darajasiga o‘rtacha $kT/2$ energiya to‘g‘ri kelganligi uchun 1 molʼ ikki atomli gazning ichki energiyasi $U_r = N_A kT$ dan iborat, ya’ni yuqori temperatura ($T \gg T_x$) da kvant statistikasing natijasi (13) klassik statistikaga moe keladi.

Bu erda shuni ta’kidlaymizki, aylanma xarakteristik temperatura T_x molekulaning inersiya momenta U ga teskari mutanosib bo‘lgani uchun eng engil molekula Ng da $T_x = 95^\circ\text{K}$. Boshqa molekulalarda esa bundan kichik temperaturalarda kvant effektlar namoyon bo‘la boshlaydi.

Tebranma harakatga tegishli issiklik sig‘imi C_v ni qaraylik. Har bir ikki atomli molekulani kvant ossillyator deb qarab, unga to‘g‘ri kelgan o‘rtacha energiya $\langle \varepsilon \rangle$ ni aniqlaymiz:

$$\langle \varepsilon \rangle = \frac{h\omega}{2} \text{cth} \frac{h\omega}{2kT} \quad (14)$$

Demak, 1 molʼ ikki atomli gazning tebranma harakatiga to‘g‘ri kelgan ichki energiya

$$U_v = N_A \langle \varepsilon \rangle = \frac{N_A h\omega}{2} \text{cth} \frac{h\omega}{2kT} \quad (15)$$

Bu tebranma harakatga tegishli issiklik sig‘imi

$$\frac{C_{oid}}{N_A} = \frac{\partial \langle \varepsilon \rangle}{\partial T} = \frac{\partial \langle \varepsilon \rangle}{\partial x} \frac{\partial x}{\partial \beta} \frac{\partial \beta}{\partial T};$$

$$x = \beta h\omega, \beta = 1/kT;$$

$$\frac{\partial x}{\partial \beta} = h\omega; = -\frac{k}{k^2 T^2}, \frac{\partial \langle \varepsilon \rangle}{\partial x} = h\omega Z^2, Z = \frac{1}{e^{x/2} - e^{-x/2}};$$

$$C_{gib} = N_A k (xZ)^2 = R(xZ)^2.$$

Demak, 1 molʼ uchun

$$C_{gib} = R(xZ)^2, \quad (16)$$

Bu C_{gib} issiklik sig‘imining chegaraviy hollarini ko‘raylik.

a) $x = \frac{h(i)}{kT} = \frac{T_x}{T} \ll 1$ bo‘lsin; $T_x = \frac{h(i)}{k}$ xarakteristik temperatura; $T \gg T_x$ yuqori temperaturali hol. Bu holda

$$Z = \frac{1}{e^{x/2} - e^{-x/2}} \approx \frac{1}{1 + \frac{x}{2} - 1 + x/2} = \frac{1}{x},$$

Demak,

$$C_{gib} \approx R. \quad (17)$$

b) $x \gg 1$ ($T \gg T_x$ past temperaturali hol:

$$Z = \frac{1}{e^{x/2} - e^{-x/2}} \approx e^{-x/2}. \quad (18)$$

(18)ni nazarda tutib, (16) ni quyidagicha yozamiz:

$$C_{\text{gib}} \approx Rx^2 e^{-x}, x \quad (19)$$

Demak, past temperaturalarda issiqlik sig'imi (19) eksponenta tufayli temperatura kamayishi bilan kamayib boradi, ya'ni bu sohada kvant effektlar namoyon bo'ladi. tebranma xarakteristik temperatura bir necha ming gradusga teng bo'lib, odatda xona temperaturalarida bu erkinlikdarajalari namoyon bo'lmaydi; ular muzlagan holatda bo'lib, energiya almashinishlarida ishtirok etmaydi (yoki deyarli ishtirok etmaydi). Elektron qo'llariga tegishli xarakteristik temperatura bu temperaturalardan ham yuqori bo'lgani uchun ular ham xona temperaturasi o'zgarishlarida ishtirok etmaydi, ularning energiya almashinishida ishtiroki bo'lmaydi va demak, issiqlik sig'imida ishtirok etmaydi.

Umuan $T > T_x$ da klassik statistikadan, $T \leq T_x$ da esa kvant statistikasidan foydalanish zarur. Temperatura past $T < T_x$ bo'lganda zarralarning o'rtacha energiyasi kT kvant holatlarini uyg'otish uchun etarli bo'lmaydi; temperatura yuqori $T > T_x$ bo'lganda esa zarraning o'rtacha energiyasi kT ularning kvant holatlarini uyg'otish uchun etarli bo'ladi.

Eng yuqori temperaturalarda hamma erkinlik darajalari energiya almashinishida ishtirok etishi mumkin va demak ular issiqlik sig'imi ifodasida ishtirok etishlari mumkin. Ammo temperatura kamayishi bilan erkinlik darajalaridan avval tebranma so'ng aylanma erkinlikda-erkinlik darajalari, energiya almashinishida ishtirok etmay qo'yadilar, ya'ni issiqlik sig'imi ifodalarida ularning hissalarini bo'lmaydi. Issiqlik sig'imining temperatura kamayishi bilan o'zgarib, kamayib borishi shu bilan izohlanadi. Ko'p atomli molekulalardan iborat gaz issiqlik sig'imining temperaturaga bog'liqligi xuddi yuqoridagiday tushuntiriladi.

Nazorat savollari

1. Joul Tomson effekti deb nimaga aytiladi?
2. Van der Valss tenglamasi?
3. Issiqlik sig'imi deb nimaga aytiladi?
4. Ideal gazning issiqlik sig'imi deganda nimani tushunasiz?
5. Termodinamik potentsiallar deganda nimani tushunasiz?

9-10 MA'RUZA: Joul-Tomson jarayoni. Maksimal ish. Le-Shatelye prinsipi. Nernst teoremasi. Termodinamikaning umumiy qonunlari – nolinci, birinchi, ikkinchi va uchinchi.

Reja:

1. Maksimal ish. Le-Shatelye prinsipi
2. Nernst teoremasi.
3. Termodinamikaning umumiy qonunlari – nolinci, birinchi, ikkinchi va uchinchi.

Tayanch soʻzlar va iboralar: Makroskopik sistema, temperatura, entropiya, entalpiya, potensial, funksiya, izolyatsiyalangan, izolyatsiyalanmagan

1. Makroskopik sistema. Makroskopik yoki termodinamik sistema juda katta sondagi zarralardan tashkil topgan boʻlib, uning oʻlchamlari zarralar oʻlchamlaridan juda katta va yashash vaqti ham etarlicha katta boʻlishi kerak. Bunday sistemaning tashkil etuvchilari modda zarralardan (atom, molekula, ion, elektron va boshqalar) va maydonlardan (masalan, elektr va magnit maydonlari) iborat boʻladi. Makroskopik sistema qanday zarralardan tashkil topgan boʻlishidan qatʼiy nazar u katta sondagi erkinlik darajasiga ega boʻlgan dinamik sistema deb hisoblanadi. Erkinlik darajasi kichik sistemalar termodinamikada oʻrganilmaydi.

Agar sistemaning faqat bir qismida oʻtayotgan jarayonlarni oʻrganayotgan boʻlsak, sistemaning qolgan qismini atrof-muhit deb hisoblaymiz. Keng maʼnoda atrof-muhitni sistemaning oʻrganilayotgan qismiga qandaydir shartlar qoʻyadigan termostat deb qaraymiz. (masalan bosim, temperatura, kimyoviy potensial va boshqalarning oʻzgarishini taʼminlaydi).

Termodinamik sistemalar izolatsiyalangan va izolatsiyalanmagan boʻladi. Mustaqil, atrof-muhit bilan mutlaq taʼsirlashmaydigan sistema izolatsiyalangan deyiladi.

Atrof-muhit bilan modda (energiya, nurlanish) almashmaydigan sistema yopiq deyiladi.

2. Termodinamik sistema holati.

Makroskopik sistema holatini aniq fizik maʼnoga ega boʻlgan makroskopik parametrlar (ichki energiya, entalpiya, entropiya, temperatura, bosim va boshqalar) bilan aniqlanadi. Bu kattaliklar holat funksiyasi deb yuritiladi. Yuqorida sanab oʻtilgan kattaliklar tor maʼnoda holat oʻzgaruvchilari hisoblanadi. Keng maʼnoda holat oʻzgaruvchilariga lokal termodinamik muvozanatni belgilovchi kattaliklar kiradi. Oʻzaro bogʻliq boʻlmagan termodinamik kattaliklarni shunday tanlash mumkinki, ular sistema holatini aniqlash uchun

zaruriy va etarli bo'lishi kerak, qolgan o'zgaruvchilar esa ularning funksiyasi bo'ladi. O'zaro bog'liq bo'lmagan o'zgaruvchilar soni empirik yo'l bilan aniqlanadi.

O'zgaruvchilar ichki va tashqi bo'ladi. Tashqi o'zgaruvchilar sistemani o'rab turgan muhitning holatini aniqlaydi. Masalan, silindrdagi porshening holati, sistemaga ta'sir qiluvchi elektr yoki magnit maydon kuchlanganligi tashqi o'zgaruvchilarga misol bo'ladi. Ko'rilayotgan sistema holatini bevosita aniqlovchi kattaliklar ichki o'zgaruvchilar deyiladi. Umuman olganda o'zgaruvchilarni ichki va tashqiga ajratish shartli bo'ladi. Masalan, maydonni o'rganilayotgan sistema bilan birga ko'rsak, maydon kuchlanganliklari ichki o'zgaruvchiga o'tib qoladi. SHuning uchun eng avvalo masalani o'rganishda o'zgaruvchilarni ichki va tashqiga ajratish shartlarini belgilab olish kerak, bu ayniqsa mexanik kontaktlarda juda muhimdir.

O'zgaruvchilar o'z navbatida intensiv va ekstensivga ajraladi. Termodinamik muvozanatda turgan bir jinsli sistemani faraziy mutlaq o'tkazmaydigan chegara bilan ikkiga ajratsak, bo'laklar o'z muvozanat holatini o'zgartirmaydi. YA'ni muvozanat holatda qolishni davom ettiradi. Demak, bir jinsli sistemaning muvozanat holati uning ichki xossasi bo'lib, sistemaning o'lchamlariga bog'liq bo'lmagan o'zgaruvchilar bilan aniqlanadi. Bunday o'zgaruvchilar intensiv deyiladi. Masalan, temperatura, bosim, kimyoviy potensial. Sistema yuqoridagi kabi bo'linganda uni xarakterlovchi o'zgaruvchilar bo'laklar o'lchamlariga yoki massalariga proporsional ravishda o'zgarsa, ekstensiv deyiladi. Masalan, massa, ichki energiya, entropiya va boshqalar.

Termodinamik sistema ichki energiyasi. Termodinamik sistemani tashkil etuvchi ko'p sonli zarralarning uzluksiz doimiy harakat, o'zaro va tashqi maydon bilan ta'sirlashish energiyasi birgalikda sistemaning energiyasi deyiladi. To'liq energiya tashqi va ichkilarga ajraladi. Sistemaning bir butun holdagi harakat kinetik energiyasi va uning tashqi maydondagi potensial energiyasi tashqi energiya deyiladi. Energiyaning qolgan qismi ichki energiyani tashkil qiladi. Termodinamikada sistemaning tashqi energiyasi o'rganilmaydi. SHuning uchun sistemaning energiyasi deganda odatda ichki energiya tushuniladi. Termodinamikaning ikkinchi boshlanishi- ga asosan ichki energiya temperatura va tashqi parametrlarga bog'liq bo'ladi. Temperatura uzluksiz oshishi bilan u ham uzluksiz oshadi va limitda cheksizga intiladi.

Statistik fizikada ichki energiya bir necha qismdan iborat bo'ladi, ya'ni molekulalarning ilgarilanma, aylanma va tebranma harakat kinetik, ularning o'zaro ta'sir va molekula yoki atomlarning tashqi maydondagi potensial energiyalardan tashkil topgan.

N ta zarradan tashkil topgan real gaz ichki energiyasini umumiy holda quyidagicha yozish mumkin:

$$E = \sum_{i=1}^N \frac{p_i^2}{2m} + \sum_{1 \leq i < j \leq N} \sum_{j \leq N} u(|r_i - r_j|) + \sum_{i=1}^N u(r_i) \quad (1)$$

bu erda p_i - i - zarra impulsisi, r_i - i zarraning koordinatasi. Birinchi had zarralarning kinetik energiyalarining yig'indisi; $u(|r_i - r_j|)$ - i va j zarralarning o'zaro ta'sir energiyasi; $u(r_i)$ - i zarraning tashqi maydondagi potensial energiya. Ichki energiya sistemaning ichki parametri bo'lib hisoblanadi. Ichki energiya muvozanat holatda tashqi parametrlar λ_i va temperatura T ga bog'liq bo'ladi:

$$E = E(\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3, \dots, \lambda_n, T) \quad (2)$$

Bu ifoda holatning kalorik tenglamasi deb yuritiladi. Ichki energiyaning oshkora ko'rinishini «makroskopik sistema ichki energiyasi statistik metod asosida hisoblangan. Sistema o'rtacha energiyasi ($\bar{\varepsilon}$) ga teng, ya'ni $E = \bar{\varepsilon}$ » degan muhim qoidaga asoslanib topish mumkin.

LE SHATELE-BRAUN TAMOYILI

1. Le-SHatele tamoyili. Muvozanatdagi tizimga X ta'sir ko'rsatilayotgan bo'lsa, tizimning to'g'ri reaksiyasi (ja-vobi) shu ta'sirni kamaytirishga qaratilgan bo'ladi (Anri Lui Le-SHatele (1850—1936 y.) fransuz olimi).

M i s o l. Gtemperaturali 1- va 2-tizimlar muvozanatda bo'lsin. Faraz qilaylik, 1-tizimga issiqlik berish (X ta'sir) bilan 1- va 2-tizimlar orasida muvozanat buziladi. Bu holda issiqlik 1-tizimdan 2-tizimga o'ta boshlaydi (tizim reaksiyasi x). Tizimning bu reaksiyasi temperaturalar farqini kamaytirishga olib keladi. Le-SHatele tamoyili tizimning o'z temperaturasining ortishiga qarshi reaksiyasiga asoslangan. Bunda issiqlik oqimi sababli 1-tizimning entropiyasi kamayadi:

$$T \left(\frac{\partial S}{\partial T} \right)_V = C_V > 0,$$

Bundan

$$\Delta T = \frac{T \Delta S}{C_V} = \frac{\Delta Q}{C_V} < 0, \Delta Q < 0, \Delta S < 0$$

2. Le SHatele-Braun tamoyili. Agar muvozanatdagi tizimga X ta'sir bo'layotgan bo'lsa, bu ta'sirga tizimning bilvosita reaksiyasi u shu ta'sir X ni kamaytirishga qaratilgan bo'ladi.

Mi so l. Modda issiqlik utkazadigan silindr ichiga joylashtirilgan bo'lib, u muvozanatda bo'lsin. Muvozanat holatda ichki va tashqi bosimlar bir-biriga miqdor jihatidan teng bo'ladi; porshenъ harakatsiz bo'ladi. Moddaga $D(2$ issiqlik berilsin (X ta'sir ko'rsatilsin). U holda muvozanat buziladi; moddaning temperaturasi ortadi. Bu moddaning to'g'ri reaksiyasi. Bundan tashqari porshenъ ostidagi moddaning bosimi, hajmi ortishi mumkin. Bu — tizimning bilvosita reaksiyasi (javobi). Bunda porshenъ siljishi mumkin. Bu holda, ayonki, $(\Delta T)_V > (\Delta T)_P$

Bu ikkinchi holda porshenning harakati tizimning bilvosita reaksiyasi X ta'sirni kamaytirishga qaratilgan.

Termodinamik ish. Issiqlik miqdori. Termodinamikada «ish» tushunchasi muhim rol o'ynaydi.

CHunki, sistemaning holati o'zgargandagina termodinamik ish bajariladi. Sistema tashqi jismlar bilan o'zaro ta'sirda bo'lgandagina, uning holati o'zgaradi va ishni miqdoriy tomondan aniqlash mumkin bo'ladi. Haqiqatan ham, sistema noldan farqli ish bajarishi uchun, u tashqi jismlarni «siljitishi» kerak. Bunda o'zining holati albatta o'zgaradi.

Tajribalar shuni ko'rsatadiki, sistema va uni o'rab olgan muhit o'zaro ta'sirlashishi natijasida energiya almashinishi yuz beradi. Energiya almashinishi ikki xil yo'l bilan amalga oshishi mumkin: tashqi parametrlari o'zgarishi bilan va bu parametrlarning o'zgarishisiz.

Tashqi parametrlarning o'zgarishi bilan bog'liq bo'lgan energiya almashinishining birinchi usuli ish deyiladi. Tashqi parametrlarning o'zgarishisiz, ammo yangi termodinamik parametr - entropiyaning o'zgarishi bilan bog'liq bo'lgan energiya almashinishi issiqlik almashinishi deyiladi.

Ish energiya uzatishning makroskopik tartiblangan shakli bo'lsa, issiqlik almashinish jarayoni esa, sistema zarralari tashqi muhit zarralari bilan o'zaro ta'sirlashish bilan bog'liq bo'lib, shuning negizida mikroskopik jarayon yotadi. Tajribalar yana shuni ko'rsatadiki, sistema holati o'zgargandagina, u aniq energiya miqdorini oladi yoki boshqa biror sistemaga beradi. Agar sistema holati o'zgarmasa energiya qabul qilish yoki uzatish ham bo'lmaydi.

Bir jismdan ikkinchi jismga energiyaning birinchi yo'l bilan uzatilishi, birinchi jismning ikkinchi biror jism ustida «ish» bajarilishi deb yuritiladi. Sistema holati cheksiz kichik o'zgarandagi bajarilgan ish

$$\delta A = \sum_i f_i d\lambda_i$$

formula yordamida topiladi. Bu erda δA - cheksiz kichik bajarilgan ish, f_i - sistemaga ta'sir etuvchi umumlashgan kuch, λ_i - umumlashgan «koordinata» (parametr).

Termodinamikada bajarilgan ishning ishorasi quyidagicha qabul qilingan: agar sistema tashqi kuchlarga qarshi ish bajarsa - musbat, agar sistema ustida tashqi kuchlar ish bajarsa - manfiy, yoki sistema kengayish jarayonida bajarilgan ishni ifodalovchi yuza (tekislikda) jarayon yo'nalishini ifodalovchi egri chiziqning o'ng tomonida yotsa - musbat, agar chap tomonida yotsa - manfiy deb qabul qilingan. Bu fikrlardan shu narsa kelib chiqadiki, sistema bir holatdan ikkinchi holatga o'tganda bajarilgan kengayish va siqilish ishining ishorasi o'tish yo'liga qarab, o'zgarib turar ekan. SHunday qilib, bajarilgan ish o'tish yo'liga bog'liq ekan. Bu esa ish jarayon funksiyasi bo'lishini ko'rsatadi. SHuning uchun bajarilgan ish δA ko'rinishda ya'ni, to'liqmas differensial ko'rinishda yoziladi. SHunga o'xshash issiqlik ham hech qanday kattalikning to'liq differensiali bo'la olmaydi. Lekin ularning yig'indisi to'liq differensial bo'ladi. Bu masalaga keyinroq qaytamiz.

Ishning ishorasini aniqlashga doir misollar keltiramiz.

Agar oddiy sistema kengayish ishi bajarayotgan bo'lsa $\delta A = p dV$, agar siqilish ishi bajarilayotgan bo'lsa $\delta A = -p dV$ ko'rinishda bo'ladi; bu erda p - yuza birligida ta'sir etuvchi kuch bo'lib, bosim deyiladi. Agar tashqi elektr maydon ta'siri ostida

izotrop dielektrik ustida qutblash ishi bajarilayotgan bo'lsa, $\delta A = -Edp$ bo'ladi; bu erda E - tashqi elektr maydon kuchlanganligi; P - qutblanish vektori. Agar tashqi magnit maydon magnitlash ishi bajarilayotgan bo'lsa, $\delta A = HdM$ bo'ladi. Bu erda H - magnit maydon kuchlanganligi, M - magnitlanish vektori. Yana shunga o'xshash qator misollar keltirish mumkin.

Termodinamikaning birinchi qonuni. Termodinamika birinchi qonunining yuzaga kelishi tarixiy jihatdan, biror ko'rinishdagi energiyani sarflamasdan va tashqaridan issiqlik miqdori olmasdan davriy ish bajara olish qobiliyatiga ega bo'lgan mashinani qurish yo'lidagi urinishlarning oqibatsiz bo'lib chiqqanligi bilan bog'langandir.

Termodinamikaning birinchi qonuni energiyaning saqlanish va aylanish qonunining xususiy holi bo'lib, issiqlik jarayonlari uchun tatbiq qilinadi.

Birinchi qonunning miqdoriy ifodasini olishni ko'rib chiqamiz. Ikki termodinamik sistema berilgan bo'lsin deb faraz qilamiz. Ularni bir-biriga kontaktga keltirganimizda birinchi sistemadan ikkinchi sistemaga δQ issiqlik miqdori o'tsin. Natijada ikkinchi sistema ichki energiyasi oshadi va sistema kengayadi. Bu hol uchun energiyaning saqlanish va aylanish qonuniga asosan

$$\delta Q = dE + \delta A \quad (1)$$

bu erda dE - ichki energiyaning o'zgarishi; δA kengayishda tashqi kuchlarga qarshi bajarilgan ish. (1) tenglik termodinamika birinchi qonunining miqdoriy ifodasi deyiladi. δA to'liq differensial emas. Ichki energiya sistema holatini xarakterlaydi va holat funksiyasi bo'lib hisoblanadi, shuning uchun dE to'liq differensial bo'ladi. Ichki energiyaning holat funksiyasi ekanligini ikki yo'l bilan, ya'ni:

1) energiyaning saqlanish va aylanish qonuniga asosan;

2) doiraviy jarayonlarni qarash natijasida isbotlash mumkin. Doiraviy jarayon oxirida sistema o'zining boshlang'ich holatiga qaytib keladi. Demak, hamma issiqlik va bajarilgan ishlar yig'indisi nolga teng bo'ladi. Natijada $\oint dE = 0$ bo'ladi.

Bundan ichki energiya sistema holatini bir qiymatli funksiyasi ekanligi kelib chiqadi. δA - to'liq differensial bo'lmaganligi va dE - to'liq differensial bo'lganligi sababli, issiqlik miqdor δQ to'liqmas differensial bo'lib, bajarilgan ish kabi jarayon funksiyasi bo'ladi.

Termodinamika birinchi qonunining miqdoriy ifodasi (1) bajarilgan ishning turiga qarab umumiy holda

$$dE = \delta Q - \delta A \quad (2)$$

ko'rinishda yoziladi, bu erda δA noldan katta yoki kichik bo'lishi mumkin.

Demak, termodinamikaning birinchi qonuni: « Bir davr davomida miqdor jihatdan tashqaridan olingan energiya miqdoriga qaraganda, ko‘proq miqdorda ish bajara oladigan davriy harakatlanuvchi mashinani qurish mumkin emasligiga olib keladi». Qaytuvchi jarayon uchun (1) ifoda

$$Q = \Delta E + A \quad (3)$$

ko‘rinishni oladi. (1) ifodani qaytmas jarayonlar uchun ham tatbiq etish mumkin.

Agarda termodinamik sistema murakkab bo‘lsa, ya’ni bir necha kuchlar ta’sir etayotgan bo‘lsa, u holda termodinamika birinchi qonunining miqdoriy ifodasi

$$\delta Q = dE + \sum_i f_i d\lambda_i \quad (4)$$

ko‘rinishni oladi. Bu erda f_i - umumlashgan kuchlar, λ_i - umumlashgan parametr («ko‘chish»).

Agar sistema ustida bir vaqtning o‘zida mexanik va nomexanik kuchlar ish bajarayotgan bo‘lsa, u holda (4) ifoda quyidagicha yoziladi:

$$\delta Q = dE + \delta A_{\text{max}} + \delta A_{\text{nomex}}$$

bu erda δA_{max} — mexanik, δA_{nomex} — nomexanik kuchlarning bajargan ishi. Agar sistema tashqi kuchlarga qarshi kengayish ishi bajarayotgan bo‘lsa, $\delta A = pdV$ va termodinamikaning birinchi qonuni $\delta Q = dE + pdV$ ko‘rinishda yoziladi.

Sodda misollar keltiramiz. Agar bir vaqtning o‘zida kengayish va tashqi elektr maydoni ta’siri ostida izotrop dielektrikni qutblash ishi bajarilayotgan bo‘lsa,

$$\delta A_{\text{nomex}} = -Edp, \Rightarrow \delta Q = dE + pdV - Edp$$

Agar tashqi magnit maydoni ta’siri ostida magnetikni magnitlash ishi bajarilayotgan bo‘lsa,

$$\delta A_{\text{nomex}} = -HdM, \Rightarrow \delta Q = dE + pdV - HdM$$

bo‘ladi. Bu erda \mathbf{E} va \mathbf{H} tashqi elektr va magnit maydon kuchlanganliklari, \mathbf{P} va \mathbf{M} esa qutblanish va magnitlanish vektorlari.

Termodinamika birinchi qonuni miqdoriy ifodasi (4) ni sof mexanika qonunlari asosida ham keltirib chiqarish mumkin. Zarralar sistemasini mexanika qonunlari nuqtai nazaridan ko‘rib chiqamiz. Buninsh uchun Gamilton tenglamalaridan foydalanamiz. Bu formalizimga asosan sistemaning harakat qonunlari umumlashgan koordinatalar q_i va umumlashgan impulslar p_i bilan aniqlanadi. Bundan tashqari, sistemani o‘ragan muhit zarralarining umumlashgan koordinatalari q_s umumlashgan impulslari p_s va qandaydir qo‘shimcha tashqi

parametrlar sistemaning holatini belgilaydi. Sistemaning energiyasi E (Gamilton funksiyasi H) yuqorida sanab o‘tilgan kattaliklarning hammasining funksiyasi bo‘ladi, ya’ni $H = H(q, p, \lambda, \dot{q}, \dot{p})$. Bu erda sistema uchun Gamilton funksiyasini yozish mumkin deb faraz qilinmoqda. Sistemaning mexanik holatini Gamilton tenglamalari

$$q_i = \frac{\partial H}{\partial p_i}; \quad p_i = -\frac{\partial H}{\partial q_i} \quad (5)$$

aniqlaydi. Gamilton funksiyasidan vaqt bo‘yicha to‘liq hosila olamiz:

$$\frac{dE}{dt} = \frac{dH}{dt} = \frac{\partial H}{\partial t} + \sum \left(\frac{\partial H}{\partial p_i} \dot{p}_i + \frac{\partial H}{\partial q_i} \dot{q}_i \right) + \sum \frac{\partial H}{\partial \lambda_k} \dot{\lambda}_k + \sum \left(\frac{\partial H}{\partial \dot{q}_i} \dot{q}_i + \frac{\partial H}{\partial \dot{p}_i} \dot{p}_i \right) \quad (6)$$

Bu erda birinchi had Gamilton funksiyasi vaqtga oshkora bog‘liq bo‘lmaganligi uchun, ikkinchi had esa, (5) ga asosan nolga tengligini hisobga olib energiyaning to‘liq differensialini yozamiz:

$$dE = \sum \frac{\partial H}{\partial \lambda_k} d\lambda_k + \sum \left(\frac{\partial H}{\partial \dot{q}_i} d\dot{q}_i + \frac{\partial H}{\partial \dot{p}_i} d\dot{p}_i \right) \quad (7)$$

ifodani katta vaqt oralig‘ida o‘rtachalaymiz:

$$dE = \sum \overline{\frac{\partial H}{\partial \lambda_k}} d\lambda_k + \sum \left(\overline{\frac{\partial H}{\partial \dot{q}_i}} d\dot{q}_i + \overline{\frac{\partial H}{\partial \dot{p}_i}} d\dot{p}_i \right) \quad (8)$$

Ushbu natijani termodinamikaning birinchi qonuni $dE = -\sum \Lambda_k d\lambda_k + \delta Q$

bilan taqqoslab, (8) ifodadagi birinchi had tashqi parametrlarning o‘zgarishi bilan bog‘liq bo‘lganligi uchun tashqi kuchlarga bajarilgan ishga, ikkinchi had esa sistemaga berilayotgan issiqlikka teng ekanini ko‘ramiz. Yana shuni ta’kidlash lozimki, (8) ning ikkinchi hadi to‘liq differensial emas.

Termodinamik sistemaning bir muvozanat holatidan ikkinchi muvozanat holatga o‘tishi termodinamik jarayon deb yuritiladi. Ikki holat o‘rtasida holatlar termodinamik bo‘lishi shart emas. U erda kechadigan jarayonlar o‘ta murakkab va chigal bo‘lishi mumkin. Agar jarayon juda sekin kechsa, oraliq holatlar termodinamik bo‘ladi. Bu holda sistema oraliq holatlarda termodinamik muvozanatga o‘tib ulguradi. Termodinamikada ikkita jarayon farq qilinadi:

Jarayon davomida sistema atrof-muhit bilan doimo termodinamik muvozanatda qoladigan ideal jarayonlar kvazistatik deyiladi. Jarayon bunday bo‘lishi uchun u juda sekin kechishi kerak, ya’ni sistema parametrlarining o‘zgarishi juda sekin bo‘lishi kerak. Masalan, gazni kvazistatik siqish (shartli ravishda to‘g‘ri jarayon deb qabul qilamiz) uchun tashqi bosim ichki bosimdan juda kichik miqdorga katta bo‘lishi kerak. Aksincha, gazni xuddi shunday yo‘l bilan kengaytirishda (teskari yoki qaytish jarayoni) tashqi bosim ichki bosimdan juda kichik miqdorga kichik bo‘lishi kerak. Yuqoridagi misolda to‘g‘ri va teskari jarayonlar tekislikda turli traektoriyalar bo‘yicha o‘tadi. CHegaraviy holda, o‘ta sekin jarayonda ikkala

traektoriya bitta traektoriya bo'ylab turli yo'nalishlarda o'tadi va jarayon qaytuvchi bo'ladi.

Nokvazistik (qaytmas) jarayon. Bunday holda to'g'ri va teskari jarayonlar turli ssenariy bo'yicha o'tadi va faza diagrammalari hech qachon ustma-ust tushmaydi.

Termodinamikada issiqlik sig'imi tushunchasi

Issiqlik sig'imi tushunchasi fizikada eng muhim o'rin tutadi. Chunki issiqlik sig'imi tekshiriladigan sistema bilan uzviy holda bog'langan fizik kattalikdir.

Termodinamikada issiqlik sig'imi tushunchasi quyidagicha kiritiladi: «issiqlik sig'imi deb, qandaydir jarayonda sistemaga berilgan (yoki undan olingan) δQ issiqlik miqdorining shunga mos kelgan temperatura o'zgarishi δQ ga nisbatiga aytiladi», ya'ni

$$C = \frac{\delta Q}{dT} \quad (1)$$

Bu ifodada δQ - to'liqmas, dT esa to'liq differensial bo'lganligi uchun issiqlik sig'imini bunday aniqlash, uning bir qiymatli emasligidan dalolat beradi. Termodinamikada issiqlik sig'imini bir qiymatli qilib, aniqlash uchun sistema atrof-muhit bilan qanday jarayonda issiqlik almashayotganligini ko'rsatish zarur va shart. Faraz qilaylik, oddiy termodinamik sistema holati makroskopik parametrlar p, T, V orqali aniqlansin. Bunday sistemaga (1) ta'rifni qo'llasak, izoxorik va izobarik jarayonlarda issiqlik sig'imi turlicha ekanligini ko'ramiz, ya'ni

$$\begin{aligned} C_v &= \frac{\delta Q_v}{dT} = \left(\frac{\partial E}{\partial T}\right)_v \\ C_p &= \frac{\delta Q_p}{dT} = \left(\frac{\partial \chi}{\partial T}\right)_p \end{aligned} \quad (2)$$

bu erda $\chi = E + pV$ - entalpiya deyiladi. Ichki energiya va entalpiya holat funksiyasi, demak, uning o'zgarishlari to'liq differensial bo'lganligi uchun C_p va C_v lar bir qiymatli bo'ladi. Murakkab sistemalar uchun issiqlik sig'imi quyidagicha ko'rinishda bo'lsin:

$$f_i = f_i(\lambda_1, \dots, \lambda_n, T) \quad \text{va} \quad E = E(\lambda_1, \dots, \lambda_n, T)$$

bu holda sistema issiqlik sig'imi uchun (1) ga asosan qo'yidagi ifodani olamiz:

$$C = \left(\frac{\partial E}{\partial T}\right)_{\lambda_i} + \sum_i L_{\lambda_i} \frac{d\lambda_i}{dT} \quad (3)$$

Issiqlik sig'imi orqali termodinamika birinchi qonunining differensial ko'rinishi quyidagicha yoziladi:

$$\delta Q = C_{\lambda_1, \lambda_2, \dots, \lambda_n} dT + \sum_i L_{\lambda_i} d\lambda_i \quad (4)$$

bu erda L_{λ_i} - yashirin issiqlik bo'lib, temperatura va i parametrdan boshqa parametrlar doimiy bo'lganda qandaydir tashqi parametrdan bir birlikka o'zgarishi uchun zarur bo'lgan issiqlik miqdoridir, ya'ni

$$L_{\lambda_i} = \left(\frac{\partial Q}{\partial \lambda_i}\right)_{T, \lambda_1, \dots, \lambda_{i-1}, \lambda_{i+1}, \dots, \lambda_n} = \left(\frac{\partial E}{\partial \lambda_i}\right)_{T, \lambda_1, \dots, \lambda_{i-1}, \lambda_{i+1}, \dots, \lambda_n} + f_i \quad (5)$$

ko'rinishdagi chiziqli differensial shakl Pfaffa formasi deyiladi.

Issiqlik sig'imi C_p va C_v orasidagi bog'lanishni topamiz. Faraz qilaylik, sistema oddiy sistema bo'lsin: $f_i = p, \lambda_i = V$. Bu holda sistema holati p, V, T kattaliklar yordamida aniqlanadi, ya'ni $p = p(V, T)$ va $E = E(V, T)$ bo'ladi. Qaytuvchi kvazistatik jarayonda bo'lgan bunday sistemaning olgan issiqlik miqdorini (4) ga asosan quyidagicha yozish mumkin:

$$\delta Q = C_v dT + \left[\left(\frac{\partial E}{\partial V} \right)_T + p \right] dV \quad (6)$$

va demak, umumiy holda issiqlik sig'imi

$$C = C_v + \left[\left(\frac{\partial E}{\partial V} \right)_T + p \right] \frac{dV}{dT} \quad (7)$$

Xususan, sistemaga issiqlik berish jarayoni $p = const$ ostida o'tayotgan bo'lsa, bu holda (7) ga asosan

$$C_p = C_v + \left[\left(\frac{\partial E}{\partial V} \right)_T + p \right] \left(\frac{dV}{dT} \right)_p \quad (8)$$

Ushbu ifodadan $C_p > C_v$ ekanligi kelib chiqadi. Agar gaz ideal bo'lsa, (8) Mayer tenglamasiga o'tadi:

$$C_p = C_v + R$$

Ideal gazda o'tayotgan turli xil jarayonlar uchun termodinamika birinchi qonuniga asosan sig'imlar orasidagi munosabatlarni topish mumkin.

Masalan, ideal gazda 1) $X = pV^2 = const$; 2) $X = p^2V = const$ yoki 3) $X = \frac{p}{V} = const$

tenglamalar bilan aniqlanuvchi jarayonlar o'tayotgan bo'lsin. Har bir jarayon uchun issiqlik sig'imini topamiz. Ko'rilayotgan hollar uchun ichki energiya $E = E(T, X)$ hajm $V = V(T, X)$ bog'lanishda deb issiqlik sig'imi uchun quyidagini yozamiz:

$$C = \frac{\delta Q}{dT} = \frac{dE + pdV}{dT} \quad (9)$$

$$C_x = \left(\frac{\partial E}{\partial T} \right)_x + \left(p \frac{\partial V}{\partial T} \right)_x$$

Ideal gaz ichki energiya $E = C_v T + E_0$ bo'lganligi uchun (9) tenglikdagi birinchi had C_v ga teng, ya'ni har qanday jarayonda ideal gazning ichki energiyasi absolyut temperaturaga proporsional bo'lib qoladi va proporsionallik koeffitsienti C_v ga tengdir. Demak, (9) tenglikni quyidagicha yozish mumkin:

$$C_x = C_v + \left(p \frac{\partial V}{\partial T} \right)_x \quad (10)$$

Sodda hisoblashlar natijasida ko'rilayotgan jarayonlarda issiqlik sig'imi quyidagilarga teng ekanligini topamiz:

$$C_{1X} = C_v - R, \quad C_{2X} = C_v + 2R, \quad C_{3X} = C_v - \frac{R}{2}$$

Termodinamikaning ikkinchi qonuni

Termodinamika ikkinchi qonunining yuzaga kelishi issiqlik mashinalarining ishlashini tahlil qilish bilan bog'langan. Issiqlik mashinalarining ishlash prinsipi

nazariy holda 1824-yilda Sadi Karno tomonidan ko'rib chiqilgan. Keyinchalik Klauzius va Tomson ularning zamonaviy ta'rifini berdi.

Ikkinchi qonun birinchi qonun kabi tajriba natijalarini umum- lashtirilishidir. Kishilarning ko'p yillik amaliyoti - issiqlikni ishga va ishni issiqlikka aylanishini tahlil qilish termodinamika ikkinchi qonunining shakllanishiga olib keldi. Bu qonun entropiyaning mavjudligi to'g'risida bo'lib, u izolatsiyalangan yoki adiabatik izolatsiyalangan sistemalarda kechayotgan har qanday jarayonlarda entropiya kamaymasligi bilan ta'riflanadi.

Tajribalar shuni ko'rsatadiki, issiqlikni ishga kompensatsiyasiz aylantirish mumkin emas, ishni esa to'la holda kompensatsiyasiz issiqlikka yoki boshqa ko'rinishdagi energiyalarga aylantirish mumkin. Bu teng huquqsizlik tabiiy jarayonlarning bir tomonlama ekanligini ko'rsatadi.

Termodinamikaning ikkinchi qonunining umumiy ta'rifi bu ikkita qoidaning bir-biriga bog'lanmaganligidan kelib chiqadi:

$$Q > A, A = Q \quad (11)$$

$Q > A$ - birinchi qoida muvozanatdagi sistemalar uchun absolyut termodinamik temperatura va holatning yangi bir qiymatli funksiyasi entropiyaning mavjudligiga olib keladi. (11) dan termodinamika ikkinchi qonunining turli xil ta'riflari kelib chiqadi: «Issiqlik o'z holicha sovuq jismdan issiq jismga o'ta olmaydi» - Klauzius ta'rifi; «O'zini o'rab olgan muhitda hech qanday o'zgarish hosil qilmasdan, faqat biror jismning sovishi hisobiga issiqlikni uzluksiz holda musbat ishga aylantirib turuvchi davriy harakatlanuvchi mashinani qurish mumkin emas» - Tomson-Plank ta'rifi. Bu ta'riflar teng kuchlidir.

Biror jism issiqligini kompensatsiyasiz to'la holda ishga aylantiruvchi qurilma ikkinchi xil perpetuum mobile deb yuritiladi. Ammo, issiqlikni kompensatsiyasiz to'la holda ishga aylantirish mumkin emas.

Ikkinchi xil abadiy dvigatelni qurish mumkin emasligi to'g'risidagi ikkinchi qonunning umumiy ta'rifi (11) dan muvozanatli jarayonlarda, termik tomondan bir jinsli sistemalarning har bir holati yaqinida, shunday holatlar mavjud bo'ladiki, unga muvozanatli adiabatik yo'l bilan etishish mumkin emasligi kelib chiqadi. Bu Karateodorining «adiabatik yo'l bilan etishish mumkin emas» prinsipi deb yuritiladi. Karateodori shu prinsipi asosida absolyut temperatura va entropiya tushunchasini kiritadi va matematik isbotini beradi.

Nazorat savollari

1. Termodinamikaning issiqlik sig'imi deb nimaga aytiladi?
2. Termodinamikaning birinchi qonun deb nimaga aytiladi?
3. Termodinamikaning ikkinchi qonuni deb nimaga aytiladi?
4. Termodinamikaning uchunchi qonuni deb nimaga aytiladi?

11- Ma'RUZA: Dielektriklar va magnetiklar termodinamikasi. Pyezoelektrik va pyezomagnetik hodisa.

Reja:

1. Dielektriklar termodinamikasi
2. Magnetiklar termodinamikasi
3. Pyezoelektrik va pyezomagnetik hodisa

Tayanch so'z va iboralar: Magnitliklar, dielektriklar, elektr maydon, magnit maydon, induksiya vektori, magnitokallorik, Kyuri temperaturasi

Magnetiklar va dielektriklar termodinamikasi. Elektr va magnit maydoniga kiritilgan dielektrik va magnetiklarning tabiatini termodinamika nuqtayi nazaridan qarab chiqaylik. Izotrop dielektrikda tashqi elektr maydonining bajargan ishi

$$\delta A = -\frac{1}{4\pi} EdD \quad (1)$$

bo'ladi. Bu erda elektr maydon kuchlanganligi E tashqi parametr bo'lib, bunga ikkita ichki parametr - qutblanganlik P va elektr induksiya vektori D to'g'ri keladi. (1) ifoda bilan aniqlanuvchi ish qutblanish ishi emas. Chunki, elektr induksiya vektori, birinchidan, tashqi parametr emas ((1) da u tashqi parametr vazifasini o'tamoqda), ikkinchidan elektrodinamika- dan ma'lumki, u hosilaviy kattalik, asosiy kattalik elektr maydon kuchlanganligidir. SHuning uchun (1) ifodani dielektrik- ning qutblashdagi ishga aylantirish kerak. Bu masala ikki yo'l bilan amalga oshirilishi mumkin:

$$\delta A = -d\left(\frac{E^2}{8\pi}\right) - d(PE) + PdE \quad \text{yoki} \quad \delta A = -d\left(\frac{E^2}{4\pi}\right) - d(PE) + \frac{1}{4\pi} DdE$$

Bu erda birinchi had vakuumda elektr maydonini hosil qilishda bajarilgan ish, ikkinchi had tashqi maydonga qarshi bajarilgan ish, uchinchi had esa torn ma'noda dielektrikni qutblashda bajarilgan ish yoki dielektrikning tashqi elektr maydon- dagi potensial energiyasi. Birinchi tenglamada qutblanish, ikkinchida esa elektr induksiya vektori ichki parametr vazifasini o'taydi.

Biz qaytuvchi jarayonlarda torn ma'noda dielektrikning qutblanish ishini qarab chiqamiz. Odatda torn ma'nodagi bajarilgan ish deb,

$$\delta A_\chi = PdE + d(-PE) = \delta A + d\left(\frac{E^2}{8\pi}\right) = -EdP$$

kattalik qabul qilinadi. U holda qaytuvchi jarayonlar uchun termodinamikaning asosiy tenglamasi quyidagicha yoziladi:

$$TdS = dE + pdV - EdP \quad (2)$$

(2) dan, termodinamik potentsiallarning differensiallari uchun Lejandr metodiga asosan, quyidagilarni olamiz:

$$dE = TdS - pdV + EdP,$$

$$dF = -SdT - pdV + EdP, \quad F = E - TS,$$

$$d\Phi = -SdT + Vdp - PdE, \quad \hat{o} = E - TS + pV - EP,$$

$$d\chi = TdS + Vdp - PdE, \quad \chi = E + pV - EP \quad (3)$$

Magnetiklar uchun termodinamik potentsiallarning differensiali quyidagicha yoziladi:

$$dE = TdS - pdV + HdM$$

$$dF = -SdT - pdV + HdM, \quad F = E - TS, \quad d\Phi = -SdT + Vdp - MdH,$$

$$\Phi = E - TS + pV - HM, \quad d\chi = TdS + Vdp - MdH, \quad \chi = E + pV - HM \quad (4)$$

bu erda H - maydon tashqi magnit kuchlanganligi, M - magnitlanganlik. (3) va (4) tenglamalar yordamida dielektriklar va magnetiklar uchun zarur munosabatlarni olish mumkin. Masalan, (3) dagi uchinchi tenglamadan:

$$\left(\frac{\partial V}{\partial E}\right)_{T,p} = -\left(\frac{\partial P}{\partial p}\right)_{T,E} \quad (5)$$

bu erda $\left(\frac{\partial V}{\partial E}\right)_{T,p}$ - elektr maydoni ta'sirida yuzaga kelgan dielektrik hajmining

o'zgarishi bo'lib, bunga hajm elektrostriksiya hodisasi deyiladi. $\left(\frac{\partial P}{\partial p}\right)_{T,E}$ - bosim o'zgarishi bilan dielektrik qutblanganligining o'zgarish hodisasi pezoelektrik hodisasi deyiladi.

(4) dagi uchinchi tenglamadan quyidagi tenglikni olamiz:

u erda $\left(\frac{\partial V}{\partial H}\right)_{T,p}$ - hajmiy magnitostriksiya hodisasi deyiladi. $\left(\frac{\partial M}{\partial p}\right)_{T,H}$ magnitoe elastik ($H \neq 0$) yoki pezomagnit ($H = 0$) hodisasi deb yuritiladi.

Magnit va yadro sovitish metodlari. Jismni sovitish faqat adiabatik holda kengaytirish usuli bilan emas, balki sistemada boshqa ko'rinishdagi adiabatik holda bajarilgan ish orqali ham amalga oshirilishi mumkin. Hozirgi vaqtda o'ta past temperaturalarni ($T < 1 \text{ K}$) ni olishda asosiy metodlardan biri, bu paramagnit tuzlarni adiabatik magnitsizlash metodi bo'lib hisoblanadi. Bu metod 1926-yilda Debay tomonidan taklif qilingan. Adiabatik magnitsizlashda temperaturaning o'zgarishi deb

magnitokolorik hodisasi yuritiladi. Bu hodisani miqdoriy qiymati $\left(\frac{\partial T}{\partial H}\right)_{S,p}$ ni entalpiyaning o'zgarishi $d\chi = TdS + Vdp - MdH$ dan topish mumkin. Buning uchun formulada $p \rightarrow -H$ va $v \rightarrow M$ almashtirish, ya'ni kengayishda bajarilgan ishni magnitlanishda bajarilgan ish bilan taqqoslash kerak. Natijada

$$\left(\frac{\partial T}{\partial H}\right)_S = -\frac{T}{C_H} \left(\frac{\partial M}{\partial T}\right)_H$$

Bu erda CH - magnit maydon kuchlanganligi o'zgarish bo'lgandagi issiqlik sig'imi. Paramagnetiklar uchun $M = kN$ bog'lanishni va Kyuri qonuniga asosan moddaning

paramagnit kirituvchanlik absolut temperaturaga teskari proporsionalligini, ya'ni $k = \frac{C}{T}$ munosabatni hisobga olib, formulani quyidagi ko'rinishga keltiramiz:

$$\left(\frac{\partial T}{\partial H}\right)_S = \frac{CH}{TC_H} > 0.$$

Bundan ko‘rinadiki, adiabatik magnitsizlanishda ($dH < 0$), paramagnit kristall temperaturasi pasayar ekan ($dT < 0$). Debay nazariyasiga ko‘ra kristallarning issiqlik sig‘imi past temperaturalarda $C_{p,H} = \alpha T^3$. SHuning uchun $\left(\frac{\partial T}{\partial H}\right)_S = \frac{CH}{\alpha T^4} \sim \frac{1}{T^4}$.

Demak, past temperaturalarda temperaturaning o‘zgarishi juda katta o‘zgarishlarga olib keladi, chunki magnitokalorik effekt temperaturaning to‘rtinchi darajasiga teskari proporsional. Bu metod yordamida 10^{-3} K temperatura olingan. Bu temperaturalarda issiqlik energiya elektron spinlari orasidagi o‘zaro ta’sir energiyasi tartibida bo‘ladi. Termodinamikaning uchinchi qonuniga asosan temperatura nolga intilganda termodinamik parametrlar, xususan, temperaturaga bog‘liq bo‘lmay qoladi va magnitokalorik effekt yo‘qoladi. Past temperatura olish uchun ishlovchi moddalarda o‘ta kuchsiz o‘zaro ta’sirni hisobga olish kerak. 0 K temperaturani olishga yaqin yo‘l yadro magnitizmidan foydalanish, ya’ni yadrolar spinlarini adiabatik holda magnitsizlash kerak. Bu holda o‘zaro ta’sir kuchi 10^{-5} K da namoyon bo‘ladi. Bu metod yordamida spinlar temperaturasini $\sim 10^{-6}$ K da olish mumkin bo‘ladi.

Ferromagnetiklar uchun magnitokalorik effektini hisoblash yuqoridagi kabi yo‘l bilan amalga oshiriladi. Ferromagnetiklar uchun $M = kH - \frac{CH}{T - \theta}$ va magnitokalorik effekt kattaligi

$$\left(\frac{\partial T}{\partial H}\right)_S = \frac{CH}{C_H (T - \theta)^2}$$

ifoda bilan aniqlanadi. Bu erda θ - paramagnit nuqtasidagi Kyuri temperaturasi.

Nazorat savollari

1. Dielektriklar deb nimaga aytiladi?
2. Magnitiklar deb nimaga aytiladi?
3. Ferromagnetiklar deb nimaga aytiladi?
4. Pezoelektrik hodisa nima?
5. Pezomagnetik hodisa nima?

12-13- Mavzu: Statistlik mexanikaning umumiy metodlari. Gibbs taqsimoti (kanonik taqsimot) Maksvell taqsimot. Erkin energiya va statistik summa. Aylanayotgan sistema uchun Gibbs taqsimoti.

Reja:

1. Statistlik mexanikaning umumiy metodlari.
2. Gibbs taqsimoti (kanonik taqsimot) Maksvell taqsimot.
3. Erkin energiya va statistik summa.
4. Aylanayotgan sistema uchun Gibbs taqsimoti.

Tayanch soʻzlar va iboralar: Toʻyingan bugʻ, temperatura, Lejandr metodi, nurlanish, bosim, interval, taqsimot funktsiya, energiya

Oldingi mavzularda sistema va uni oʻrab turgan muhit, yaʼni termostat oʻzaro taʼsirlashish natijasida ular bir biri bilan faqat energiya almashinadi deb qaraldi. Koʻp hollarda oʻzaro taʼsirda energiya almashish bilan bir qatorda zarralar almashinishi ham yuz beradi. Sistemaga kiruvchi va undan chiqib ketuvchi zarralar oʻzi bilan energiya tashiganligi uchun, bu yoʻl bilan ham energiya almashinishi roʻy beradi. Ushbu bobda zarralar soni oʻzgaruvchi sistemalarning xossalari termodinamika metodlari bilan oʻrganamiz. Sistemada zarralar turli sabablar bilan oʻzgarishi mumkin. Masalan, quyidagi hollarda sistemada zarralar soni oʻzgaruvchi boʻladi:

1. Toʻyingan bugʻi bilan muvozanatdagi suyuqlik. Bunday sistemada umumiy hajm yoki temperaturaning oʻzgarishi suyuqlik va uning bugʻidagi zarralar sonining nisbati oʻzgarishiga olib keladi.

2. Temperatura yoki boshqa parametrlar oʻzgarishi natijasida sistemada boradigan kimyoviy reaksiya vaqtida reaksiyada ishtirok etayotgan va hosil boʻlayotgan zarralar soni oʻzgarib turadi va uzluksiz biri ikkinchisiga oʻtib turadi.

3. Muvozanatli nurlanishda temperatura oʻzgarishi nurlanish spektrida nurlanish kvanti - fotonlarning soni oʻzgarishiga olib keladi.

4. Oʻzaro bogʻlanmagan mustaqil sistemalar orasidagi oʻzaro taʼsir paydo boʻlganda ham zarralar soni oʻzgarishi mumkin.

Bu roʻyxatni yana davom ettirish mumkin. SHuni esda saqlash kerakki, tashqi yoki ichki parametrlar oʻzgarishida sistemadagi muvozanat buziladi. Biz muvozanatdagi sistemalarni oʻrganish bilan cheklanamiz. Demak, oʻrganilayotgan sistemada zarralar soni oʻzgaruvchi boʻlsa ham, u nomuvozanat holatdan chiqib ketmasligi kerak.

Zarralar soni oʻzgarib turuvchi sistema holati temperatura T , va boshqa parametrlar hamda μ va berilgan turdagi zarralar soni N_1, N_2, \dots, N_i yoki bunga toʻgʻri keluvchi konsentratsiya $k_i = N_i / \sum N_k$ bilan aniqlanadi. Bunday sistemalarda ichki energiyasining oʻzgarishi faqat uzatilgan issiqlik va

sistema tomonidan bajarilgan ish hisobiga yuzaga kelmasdan, balki sistemada zarralar sonining o'zgarishi hisobiga ham yuzaga keladi. Bu holni hisobga oluvchi qaytuvchi va qaytmas jarayonlar uchun termodinamikaning asosiy tengsizligi quyidagicha yoziladi:

$$TdS \geq dE + \sum_i f_i d\lambda_i - \sum_k \mu_k dN_k \quad (1)$$

Bu erda μ_k - k navdagi zarralarning kimyoviy potentsiali. (1) dagi oxirgi had zarralar sonining o'zgarishini aks etdiradi. Umumiy qoidalarga asosan yozilgan (1) tengsizlikni oddiy sistema uchun hosil qilishni ko'rib chiqamiz. Zarralar soni o'zgarmaydigan sistema uchun termodinamikaning asosiy tenglamasiga kiruvchi kattaliklar E , S va V additivlik xossasiga ega bo'lganligi uchun tenglamani bu kattaliklarning bitta zarraga to'g'ri kelgan solishtirma qiymatlari uchun ham

yo'zish mumkin, ya'ni

$$d\left(\frac{E}{N}\right) = Td\left(\frac{S}{N}\right) - pd\left(\frac{V}{N}\right) \quad (2)$$

Bu tenglama umumiylikka ega bo'lib, unga kiruvchi solishtirma kattaliklarning nima sababdan o'zgarishiga bog'liq emas. Haqiqatan ham, solishtirma kattaliklar uchun o'zgarish kattaliklarning o'zining o'zgarishi hisobigami yoki zarralar soni o'zgarishi sabablimi tamoman farqi yo'q. Demak, (2) tenglamada zarralar soni N o'zgaruvchi bo'lishi va uni quyidagicha yo'zish mumkin:

$$\frac{dE}{N} = E \frac{dN}{N^2} + T \frac{dS}{N} - TS \frac{dN}{N^2} - p \frac{dV}{N} + pV \frac{dN}{N^2}$$

Belgilash kiritamiz:

$$\mu = \frac{E - TS + pV}{N} \quad (3)$$

bundan

$$dE = TdS - pdV + \mu dN \quad (4)$$

tenglamani hosil qilamiz. (4) zarralar soni o'zgaruvchi oddiy sistema uchun termodinamikaning asosiy tenglamasi hisoblanadi. Bu tenglamaga asosan kimyoviy potentsial

$$\mu = \left(\frac{\partial E}{\partial N}\right)_{S,V}; \frac{\mu}{T} = \left(\frac{\partial S}{\partial N}\right)_{E,V} \quad (5)$$

Sistema turli xil gazlardan tashkil topgan bo'lsa va unga qandaydir tashqi kuchlar ta'sir qilayotgan bo'lsa, asosiy tenglama (1) ko'rinishni qabul qiladi.

Har tomondan p bosim ta'siri ostida bo'lgan sistemadagi qaytuvchi jarayon uchun termodinamik potentsiallar differensialini Lejandr metodi bilan topamiz:

$$\begin{aligned}
dE &= TdS - pdV + \sum_i \mu_i dN_i, \\
dF &= -SdT - pdV + \sum_i \mu_i dN_i, \\
d\phi &= -SdT + Vdp + \sum_i \mu_i dN_i, \\
d\chi &= TdS + Vdp + \sum_i \mu_i dN_i
\end{aligned} \tag{6}$$

Bu erda dE , dE , dF , $d\chi$ mos ravishda erkin, Gel'mgol's, Gibbs energiyasi va entalpiya differensiallari. Bu tenglamalardan zarralar soni o'zgaruvchan sistemada kimyoviy potensial μ_i ni aniqlaymiz:

$$\mu_i = \left(\frac{\partial E}{\partial N_i}\right)_{S,V} = \left(\frac{\partial F}{\partial N_i}\right)_{T,V} = \left(\frac{\partial \phi}{\partial N_i}\right)_{T,p} = \left(\frac{\partial \chi}{\partial N_i}\right)_{S,p} \tag{7}$$

Bu ifodalardan ko'rinib turibdiki, kimyoviy potensialni ixtiyoriy termodinamik potensialdan zarralar soni bo'yicha olingan hosila bilan aniqlash mumkin ekan.

Hamma termodinamik potensiallar additiv funksiyalardir. Bir xil sortdagi zarralardan tashkil topgan sistema uchun bu shuni anglatadiki, agar zarralar soni N necha marta o'zgarsa, termodinamik potensiallar shuncha marta o'zgaradi:

$$\begin{aligned}
E &= Nf_1\left(\frac{S}{N}, \frac{V}{N}\right), \quad F = Nf_2\left(T, \frac{V}{N}\right), \\
\Phi &= Nf_3(T, p), \quad \chi = Nf_4\left(\frac{S}{N}, p\right)
\end{aligned} \tag{8}$$

(8) tenglamalar sistemasidan quyidagini hosil qilamiz:

$$\mu = \left(\frac{\partial \Phi}{\partial N}\right)_{T,p} = f_3(T, p)$$

Demak, bitta zarraga to'g'ri kelgan Gibbs termodinamik potensial (energiyasi) kimyoviy potensialga teng ekan.

Agar sistema har xil navdagi zarralardan tashkil topgan bo'lsa, u holda Gibbs termodinamik potensialini quyidagicha yoziladi:

$$\Phi = \sum_i N_i \mu_i \tag{9}$$

Zarralar soni o'zgaruvchan bo'lgan sistemalarni o'rganishda, odatda, katta termodinamik potensial

$$B(T, V, \mu_i) = E - TS - \sum_i N_i \mu_i = F - \Phi = -pV \tag{10}$$

ishlatiladi. Bu potensial yordamida sistemadagi har bir navdagi zarralar soni N_i ni topish mumkin bo'ladi. Haqiqatdan ham (6) va (10) dan Lejandir metodiga asosan

$$dB = -SdT - pdV - \sum_i N_i d\mu_i \tag{11}$$

ni olamiz. Bu tengliklardan entropiyadan S , bosim p va zarralar soni N_i ni topish mumkin.

Gibbs kvaziklassik va klassik taqsimotlari

Agar muvozanatdagi berk sistema katta sondagi zarralardan tashkil topgan bo'lsa, sistema energiyasi uzluksiz bo'ladi. Chunki har bir kvant zarra diskret energiya spektriga ega. Shu sababli sistema energiyasi uzluksiz ko'rinishni oladi, sistemani aniq bir energiyali holatda topish mumkin bo'lmay qoladi. Bunday hollarda sistemaning aniq energiyali holatda emas, balki $\varepsilon, \varepsilon + d\varepsilon$ energiyali intervalda bo'lish ehtimolligi qaraladi. Bu holatda ehtimollik taqsimoti ham uzluksiz funksiya deb qaraladi va yoziladi. Buning uchun uzlukli funksiya $\exp(-\varepsilon/\theta)$ bilan, uzluksiz funksiya $\exp(-\varepsilon_i/\theta)$ bilan, kvant holatlar soni $\Omega(\varepsilon_i)$ energiya $\varepsilon, \varepsilon + d\varepsilon$ intervalidagi kvant holatlar soni $d\Omega(\varepsilon)$ bilan statistik yig'indi statistik integrali bilan, demak, sistemani ε_i energiyali holatda topish ehtimolligi W_i sistemani energiya intervalida topish ehtimolligi dW bilan almashtiriladi va natijada quyidagi ko'rinishdagi ifodani olamiz:

$$dW = \frac{\exp(-\frac{\varepsilon_i}{\theta})d\Omega}{\int \exp(-\frac{\varepsilon_i}{\theta})d\Omega} \quad (1)$$

Bu ifoda Gibbsning kvaziklassik taqsimoti deyiladi. Bu erda

$$d\Omega = \frac{d\Gamma}{h^{3N}} = \frac{1}{h^{3N}} \frac{\partial \Gamma}{\partial \varepsilon} d\varepsilon, \quad \Gamma = \prod_i \int dpdq$$

Γ - fazalar fazosining hajmi. Natijada (1) ifodani quyidagicha yozish mumkin:

$$dW = \frac{\exp(-\frac{\varepsilon_i}{\theta})d\Gamma}{\int \exp(-\frac{\varepsilon_i}{\theta})d\Gamma} \quad (2)$$

(2) ifoda Gibbsning klassik taqsimoti deyiladi. (2) ifodani quyidagicha yozish mumkin:

$$dW = \rho(p, q)d\Gamma \quad (3)$$

bu erda $\rho(p, q)$ - ehtimollikning normirovkalangan zichligi:

$$\rho(p, q) = \frac{\exp(-\frac{\varepsilon_i}{\theta})}{\int \exp(-\frac{\varepsilon_i}{\theta})d\Gamma}$$

Kvaziklassik taqsimot (1) dan foydalanib, statistik temperatura θ ni hisoblashni ko'raylik. Faraz qilaylik, muvozanatli berk sistema $N=1$ zarradan tashkil topgan bo'lsin. Bu holda fazaviy hajm

$$\Gamma = \int dp_x dp_y dp_z \int_0^{\sqrt{2m\varepsilon}} dd dy dz = 4\pi V \int_0^{\sqrt{2m\varepsilon}} p^2 dp$$

ga teng bo'ladi. Bu erdagi integralni hisoblab, quyidagini hosil qilamiz:

$$\Gamma = \frac{4\pi V}{3} (2m\varepsilon)^{3/2}$$

YOki
$$d\Omega = \frac{d\Gamma}{h^3} = \frac{1}{h^3} \frac{\partial \Gamma}{\partial \varepsilon} d\varepsilon = 2\pi V \left(\frac{2m}{h^2}\right)^{3/2} \sqrt{\varepsilon} d\varepsilon$$

Natijada bitta zarra uchun holat funksiyasi

$$Z = \int \exp\left(-\frac{\varepsilon}{\theta}\right) d\Omega = \left(\frac{2\pi m\theta}{h^2}\right)^{3/2} V$$

ifodaga tengligini olamiz. Olingan kattaliklarni (1) ifodaga qo'yish natijasida bitta zarradan tashkil topgan sistema taqsimot funksiyasi

$$dW = \frac{2}{\sqrt{\pi(\theta)^3}} \exp\left(-\frac{\varepsilon}{\theta}\right) \varepsilon^{\frac{1}{2}} d\varepsilon \quad (4)$$

ko'rinishni oladi. Energiyasi $\varepsilon, \varepsilon + d\varepsilon$ intervalda bo'lgan ideal gazlar uchun Maksvell taqsimot funksiyasi

$$dW = \frac{2}{\sqrt{\pi(kT)^3}} \exp\left(-\frac{\varepsilon}{\theta}\right) \varepsilon^{\frac{1}{2}} d\varepsilon \quad (5)$$

ga tengligi umumiy kursdan ma'lum. (4) va (5) larni solishtirishdan $\theta = kT$ ekanligini olamiz.

Agar N ta zarradan tashkil topgan berk sistemani V hajmga ega bo'lgan ideal gaz deb qarash, u holda taqsimot funksiya (1) quyidagi ko'rinishni oladi:

$$dW = \frac{1}{\Gamma\left(\frac{3N}{2}\right) \sqrt{\theta^{3N}}} \exp\left(-\frac{\varepsilon}{\theta}\right) \varepsilon^{\frac{3N}{2}-1} d\varepsilon \quad (6)$$

Bu erda $\Gamma(3N/2)$ gamma funksiya. Katta sondagi zarralardan tashkil topgan sistemaning taqsimot funksiyasi (6) keskin maksimumga ega bo'ladi. taqsimot funksiyasi

$\varepsilon = \varepsilon_{\max} = \left(\frac{3N}{2} - 1\right)\theta$ nuqtada maksimumga erishadi. Sistemada energiyaga ega

bo'lgan zarralarni topish ehtimolligi eng katta bo'ladi. Demak,

$\varepsilon_{\max} = \varepsilon_{eh} = \frac{3N}{2}\theta$. bu erda $N \gg 1$ ekanligini hisobga oldik. Energiyaning o'rtacha

qiymatini (6) taqsimot funksiyasidan foydalanib hisoblash quyidagi natijani

beradi: $\bar{\varepsilon} = \int \varepsilon dW = \frac{3N}{2}\theta$ demak,

$\varepsilon_{eh} = \bar{\varepsilon} = \frac{3}{2}N\theta = \frac{3}{2}NkT$. Bu esa N ta zarradan tashkil topgan ideal gaz ichki

energiyasidir. Bundan muhim xulosa kelib chiqadi: N ta zarradan tashkil topgan har qanday makroskopik sistemaning ichki energiyasi statistik metod asosida hisoblangan sistemaning o'rtacha energiyasiga teng ekan.

Nazorat savollari

1. Gibbsning kichik kanonik taqsimoti deb nimaga aytiladi
2. Gibbsning katta kanonik taqsimoti deb nimaga aytiladi
3. Maksvell taqsimoti
4. Aylanayotgan sistema uchun gibbs taqsimoti

14 -15-MA'RUZA: Zarrachalar soni o'zgaruvchan xolda Gibbs taqsimoti. Gibbs taqsimoti va termodinamika. Ideal gaz. Bolsman taqsimoti.

Reja:

1. Zarrachalar soni o'zgaruvchan xolda Gibbs taqsimoti
2. Gibbs taqsimoti va termodinamika.
3. Ideal gaz. Bolsman taqsimoti

Tayanch so'zlar va iboralar: Temperatura, muvozanatli nurlanish, zarra soni, bosim, Lejander metodi, funktsiya, Fermi Dirak, Boze Enshteyn

Zarralar soni o'zgaruvchan sistema termodinamik potentsiallari

Oldingi boblarda sistema va uni o'rab turgan muhit, ya'ni termostat o'zaro ta'sirlashish natijasida ular bir biri bilan faqat energiya almashinadi deb ko'rdik. Ko'p hollarda o'zaro ta'sirda energiya almashish bilan bir qatorda zarralar almashinishi ham yuz beradi. Sistemaga kiruvchi va undan chiqib ketuvchi zarralar o'zi bilan energiya tashiganligi uchun, bu yo'l bilan ham energiya almashinishi ro'y beradi. Ushbu bobda zarralar soni o'zgaruvchi sistemalarning xossalari termodinamika metodlari bilan o'rganamiz. Sistemada zarralar turli sabablar bilan o'zgarishi mumkin. Masalan, quyidagi hollarda sistemada zarralar soni o'zgaruvchi bo'ladi:

To'yingan bug'i bilan muvozanatdagi suyuqlik. Bunday sistemada umumiy hajm yoki temperaturaning o'zgarishi suyuqlik va uning bug'idagi zarralar sonining nisbati o'zgarishiga olib keladi.

Temperatura yoki boshqa parametrlar o'zgarishi natijasida sistemada boradigan kimyoviy reaksiya vaqtida reaksiyada ishtirok etayotgan va hosil bo'layotgan zarralar soni o'zgarib turadi va uzluksiz biri ikkinchisiga o'tib turadi.

Muvozanatli nurlanishda temperatura o'zgarishi nurlanish spektrida nurlanish kvanti - fotonlarning soni o'zgarishiga olib keladi.

O'zaro bog'lanmagan mustaqil sistemalar orasidagi o'zaro ta'sir paydo bo'lganda ham zarralar soni o'zgarishi mumkin.

Bu ro'yxatni yana davom ettirish mumkin. SHuni esda saqlash kerakki, tashqi yoki ichki parametrlar o'zgarishida siste madagi muvozanat buziladi. Biz muvozanatdagi sistemalarni o'rganish bilan cheklanamiz. Demak, o'rganilayotgan sistemada 120 zarralar soni o'zgaruvchi bo'lsa ham, u muvozanat holatdan chiqib ketmasligi kerak. Zarralar soni o'zgarib turuvchi sistema holati temperatura T , parametrlar va berilgan turdagi zarralar soni N_1, N_2, \dots, N_r yoki bunga to'g'ri keluvchi konsentratsiya $c_i = N_i / \sum N_k$ bilan aniqlanadi. Bunday sistemalarda ichki energiyasining o'zgarishi

faqat uzatilgan issiqlik va sistema tomonidan bajarilgan ish hisobiga yuzaga kelmasdan, balki sistemada zarralar sonining o'zgarishi hisobiga ham yuzaga keladi. Bu holni hisobga oluvchi qaytuvchi va qaytmas jarayonlar uchun termodinamikaning asosiy tengsizligi quyidagicha yoziladi:

$$TdS \geq dE + \sum_i f_i d\lambda_i - \sum_k \mu_k dN_k \quad (1)$$

o'zgaraydigan Bu erda $\mu_k - k$ navdagi zarralarning kimyoviy potentsiali. (1)dagi oxirgi had zarralar sonining o'zgarishini aks etdiradi. Umumiy qoidalarga asosan yozilgan (1) tengsizlikni oddiy sistema uchun hosil qilishni ko'rib chiqamiz. Zarralar soni sistema uchun termodinamikaning asosiy tenglamasiga kiruvchi kattaliklar E , S va V additivlik xossasiga ega bo'lganligi uchun tenglamani bu kattaliklarning bitta zarraga to'g'ri kelgan

solishtirma qiymatlari uchun ham yozish mumkin, ya'ni
$$d\left(\frac{E}{N}\right) = Td\left(\frac{S}{N}\right) - p\left(\frac{V}{N}\right) \quad (2)$$

tenglama umumiylikka ega bo'lib, unga kiruvchi solishtirma kattaliklarning nima

sababdan o'zgarishiga bog'liq emas. Haqiqatan ham, solishtirma kattaliklar uchun o'zgarish kattaliklarning o'zining o'zgarishi hisobigami yoki zarralar soni o'zgarishi sabablimi tamoman farqi yo'q. Demak, (2) tenglamada zarralar soni N o'zgaruvchi bo'lishi va uni quyidagicha yozish mumkin:

$$\frac{dE}{N} = E \frac{dN}{N^2} + T \frac{dS}{N} - TS \frac{dN}{N^2} - p \frac{dV}{N} + pV \frac{dN}{N^2}$$

Belgilash kiritamiz:

$$\mu = \frac{E - TS + pV}{N} \quad (3)$$

Bundan

$$dE = TdS - pdV + \mu dN \quad (4)$$

tenglamani hosil qilamiz. (4) zarralar soni o'zgaruvchi oddiy sistema uchun termodinamikaning asosiy tenglamasi hisoblanadi. Bu tenglamaga asosan kimyoviy potensial

$$\mu = \left(\frac{\partial E}{\partial N} \right)_{S,V} \quad \frac{\mu}{T} = \left(\frac{\partial S}{\partial N} \right)_{E,V} \quad (5)$$

Sistema turli xil gazlardan tashkil topgan bo'lsa va unga qandaydir tashqi kuchlar ta'sir qilayotgan bo'lsa, asosiy tenglama (1) ko'rinishni qabul qiladi.

Har tomondan p bosim ta'siri ostida bo'lgan sistemadagi qaytuvchi jarayon uchun termodinamik potentsiallar differensialini Lejandr metodi bilan topamiz:

$$\begin{aligned} dE &= TdS - pdV + \sum_i \mu_i dN_i \\ dF &= -SdT - pdV + \sum_i \mu_i dN_i \\ d\Phi &= -SdT + Vdp + \sum_i \mu_i dN_i \\ d\chi &= TdS + Vdp + \sum_i \mu_i dN_i \end{aligned} \quad (6)$$

Bu erda dE , dF , $d\Phi$, $d\chi$ mos ravishda erkin, Gelmgols, Gibbs energiyasi va entalpiya differentsiallari. Bu tenglamalardan zarralar soni o'zgaruvchan sistemada kimyoviy potensial μ_i ni aniqlaymiz:

$$\mu_i = \left(\frac{\partial E}{\partial N_i} \right)_{S,V} = \left(\frac{\partial F}{\partial N_i} \right)_{T,V} = \left(\frac{\partial \Phi}{\partial N_i} \right)_{T,p} = \left(\frac{\partial \chi}{\partial N_i} \right)_{S,p} \quad (7)$$

Bu ifodalardan ko'rinib turibdiki, kimyoviy potentsialni ixtiyoriy termodinamik potentsialdan zarralar soni bo'yicha olingan hosila bilan aniqlash mumkin ekan.

Hamma termodinamik potentsiallar additiv funksiyalardir. Bir xil sortdagi zarralardan tashkil topgan sistema uchun bu shuni anglatadiki, agar zarralar soni N necha marta o'zgarsa, termodinamik potentsiallar shuncha marta o'zgaradi:

$$\begin{aligned} E &= Nf_1\left(\frac{S}{N}, \frac{V}{N}\right), & F &= Nf_2\left(T, \frac{V}{N}\right), \\ \Phi &= Nf_3(T, p), & \chi &= Nf_4\left(\frac{S}{N}, p\right) \end{aligned} \quad (8)$$

(8) tenglamalar sistemasidan quyidagini hosil qilamiz:

$$\mu = \left(\frac{\partial \Phi}{\partial N} \right)_{T,p} = f_3(T, p)$$

Demak, bitta zarraga to'g'ri kelgan Gibbs termodinamik potentsiali (energiyasi) kimyoviy potentsialga teng ekan.

Agar sistema har xil navdagi zarralardan tashkil topgan bo'lsa, u holda Gibbs termodinamik potentsiali quyidagicha yoziladi:

$$\Phi = \sum_i N_i \mu_i \quad (9)$$

Zarralar soni o'zgaruvchan bo'lgan sistemalarni o'rganishda, odatda, katta termodinamik potentsial

$$B(T, V, \mu_i) = E - TS - \sum_i N_i \mu_i = F - \Phi = -pV \quad (10)$$

ishlatiladi. Bu potentsial yordamida sistemadagi har bir navdagi zarralar soni N_i ni topish mumkin bo'ladi. Haqiqatdan ham (6) va (10) dan Lejandir metodiga asosan

$$dB = -SdT = pdV - \sum_i N_i d\mu_i$$

ni olamiz. Bu tengliklardan entropiya S , bosim p va zarralar soni N_i ni topish mumkin.

Gibbsning katta kanonik taqsimoti

Gibbsning kichik kanonik taqsimoti zarralar soni o'zgarmas bo'lgan muvozanatdagi berk sistemalar uchun chiqarilgan edi. U erda sistemani termostat bilan o'zaro ta'siri faqat energiya almashinishidan iborat deb qaradik. Muvozanat holatda sistema va termostat o'rtasida energiya va zarralar almashinishi uzluksiz holda o'tib turadi. Umumiy holda sistema va termostatning energiya almashinishi faqat o'zaro ta'sir orqali emas, balki sistemaga kirayotgan va sistemadan chiqib ketayotgan zarralar orqali ham amalga oshadi. Chunki zarralar o'zi bilan birga energiyani olib yuradi. Bu holda faqat energiya emas, balki sistemani tashkil qiluvchi zarralar soni ham o'zgaruvchan kattalik bo'ladi. SHuning uchun sistema holatini xarakterlashda berk sistemaning to'liq energiyasi bilan birgalikda zarralar sonini ham ko'rsatish kerak bo'ladi. Zarralar soni o'zgarmas bo'lgan sistema va termostat o'zaro muvozanatda bo'lishi uchun ularning temperaturalari va bosimlari ham teng bo'lishi kerak edi. Zarralar soni o'zgaruvchi sistemaning muvozanatda bo'lishi uchun yuqoridagidan tashqari ularning kimyoviy potentsiallari ham teng bo'lishi kerak ekan.

O'zaro ta'sir tufayli sistema va termostat turli xil energiyali va zarralar soni o'zgaruvchan bo'lgan holatlarda bo'la oladi. Sistema i - holatida bo'lishi va shu holatda n ta zarraga ega bo'lish ehtimolligini Gibbsning katta kanonik taqsimoti $W_{i,n}$ aniqlaydi. Gibbs katta kanonik taqsimoti $W_{i,n}$ ning oshkora ko'rinishini aniqlashga kirishamiz. Sistema bilan termostatdagi to'liq zarralar soni N o'zgarmas bo'ladi. Taqsimot funksiyasini olish uchun (6) ifodadagi kattaliklarni quyidagi kattaliklar bilan almashtiramiz:

$$\Omega(\varepsilon_i) \rightarrow \Omega(\varepsilon_i, n) \quad \text{va} \quad \Omega_0(E_i) \rightarrow \Omega_0(E_i, N_0)$$

Bu erda $E_i = E - \varepsilon_i$ va $N_0 = N - n$ mos ravishda, termostat energiyasi va termostatdagi zarralar sonidir. E, N - sistema va termostatning to'liq energiyasi va zarralar soni. Ehtimolliklarni ko'paytirish xossasiga asosan (6) ifodani quyidagicha yozish mumkin bo'ladi:

$$W_{i,n} \sim \Omega_0(E - \varepsilon_i, N - n) \Omega(\varepsilon_i, n) \quad (12)$$

Holatlarning soni $\Omega_0(E - \varepsilon_i, N - n)$ in quyidagi $\Omega_0(E - \varepsilon_i, N - n) = e^{S(E - \varepsilon_i, N - n)}$ ifoda bilan almashtirib, $\varepsilon_i \ll E$ va $n \ll N$ ekanligini hisobga olib, $\Omega(E - \varepsilon_i, N - n)$ ni kichik kattaliklarning darajalari bo'yicha qatorga

i n yoyamiz va o'zgaruvchanlarning birinchi darajalari ishtirok etgan hadlar bilan chegaralanamiz, natijada (12) ifoda quyidagi ko'rinishni oladi:

$$W_{i,n} = \text{const} \cdot \exp\left(\frac{\mu n - \varepsilon_i}{\theta}\right) \Omega(\varepsilon_i, n) \quad (13)$$

Bu erda const - normirovka sharti $\sum_i \sum_n W_{i,n} = 1$ dan topiladi.

Natijada energiyasi va zarralar soni o'zgaruvchan va termostat bilan muvozanatda bo'lgan sistema uchun Gibbsning katta kanonik taqsimotining oshkora ko'rinishini olamiz:

$$W_{i,n} = \frac{\exp\left(\frac{\mu n - \varepsilon_i}{\theta}\right) \Omega(\varepsilon_i, n)}{\sum_i \sum_n \exp\left(\frac{\mu n - \varepsilon_i}{\theta}\right) \Omega(\varepsilon_i, n)} = \frac{\exp\left(\frac{-\varepsilon_i}{\theta}\right) \Omega(\varepsilon_i, n)}{\bar{Z}} \quad (14)$$

Bu erda $\mu = \theta \left(\frac{\partial S}{\partial N}\right)_{n=0}$ - kimyoviy potensial yoki parsial

potensial, $\Omega(\varepsilon_i, n)$ energiyasi ε_i va zarralar soni n bo'lgan holatlar soni yoki oddiygina holatlar soni deb yuritiladi, Z esa energiyasi va zarralar soni o'zgaruvchan sistema holat funksiyasi yoki katta statistik yig'indi deyiladi. Agar sistemadagi zarralar soni $n = \bar{n} = N$ bo'lsa, u holda katta kanonik taqsimot (14) kichik kanonik taqsimotga o'tadi. Sistemadagi holatlar soni $\Omega(\varepsilon_i, n) = \Delta \Gamma_n / h^{3n}$

ifoda bilan aniqlanadi. Bu erda $\Delta \Gamma_n - n$ ta zarrani o'z ichiga olgan ε_i energiyali fazalar fazosining hajmi:

$$\Delta \Gamma_n = \Delta p_1 \Delta p_2 \dots \Delta p_{3n} \Delta q_1 \Delta q_2 \dots \Delta q_{3n}$$

YUqoridagilarni hisobga olib, (14) ni quyidagicha yozish mumkin:

$$dW_{i,n} = \frac{\exp\left(-\frac{\varepsilon_i}{\theta}\right) d\Gamma_n}{Z h^{3n}} \quad \text{Gibbsning katta kanonik taqsimotidan foydalanib, energiyasi va zarralar soni}$$

o'zgaruvchan bo'lgan sistemalarning holatini aniqlovchi termodinamik kattaliklarning o'rtacha qiymatini aniqlash mumkin:

$$L = \sum_i \sum_n L W_{i,n} \quad (15)$$

Xususan, ixtiyoriy energiyali holatdagi zarralar sonining o'rtacha qiymati, (14)-(15) ga asosan, quyidagi ko'rinishni oladi:

$$\bar{n} = \theta \frac{\partial}{\partial \mu} \ln \sum_i \sum_n \exp\left(\frac{n\mu - \varepsilon_i}{\theta}\right) \Omega(\varepsilon_i, n) \quad (16)$$

Bu ifoda juda muhim bo'lib, uning yordamida Maksvell, Boze-Eynshteyn va Fermi-Dirak taqsimotlarini olish mumkin.

Ko'pincha qulaylik uchun $z = \exp(\mu/kT)$ aktivlik kiritilib, holat funksiyasi \bar{Z} quyidagicha yoziladi:

bu erda Z_n - zarralari soni n ta bo'lgan sistema uchun statistik yig'indi. Klassik yaqinlashishda

$$\bar{Z} = \sum_{n=1}^N Z^n Z_n$$

$$\bar{Z} = \sum_{n=1}^N \exp\left(\frac{\mu n}{\theta}\right) Z_n \cong \sum_{n=1}^N \exp\left(\frac{\mu n - F_n}{\theta}\right) \cong \exp\left(\frac{\mu \bar{n} - F}{\theta}\right) \approx \exp\left(\frac{\mu N - F}{\theta}\right) = \exp\left(\frac{\Phi - F}{\theta}\right)$$

Bu erda $\Phi = \mu N$ Gibbs termodinamik potentsiali, F — erkin energiya, $\mu N - F = \Phi - F = pV$. Demak,

$$\bar{Z} = \exp\left(\frac{pV}{\theta}\right), \quad p = \frac{\theta}{V} \ln \bar{Z}$$

bo'ladi. Gibbs kichik kanonik taqsimot funksiyasini olishda formal kiritilgan kattalik, θ - statistik temperatura, chuqur fizik ma'noga ega bo'lgani kabi, bu erda yana formal ravishda kiritilgan, μ - kimyoviy potentsial ham shunday ma'noga ega. Buni ochish uchun statistik muvozatda bo'lgan birorta sistemani ko'ramiz. Unda bir-biri bilan kuchsiz ta'sirlashayotgan ikkita sistemachani (μ_1, n_1 va μ_2, n_2) faraziy ajratamiz. O'zaro ta'sir sistemachalar orasida energiya va zarralar bilan almashuvni ta'minlab beradi. Har ikkala sistemacha uchun va ularni bitta sistemacha deb qarab, (13) ko'rinishdagi holatlarning taqsimot funksiyasini yozish mumkin. Bunday taqsimot funksiyalarini ehtimolliklarni ko'paytirish qoidasiga asosan solishtirib quyidagi ikkita tenglamani olamiz:

$$\begin{aligned} \theta_1 = \theta_2 = \theta \\ \mu_1 = \mu_2 = \mu \end{aligned} \quad (17)$$

Bu tenglamalardan birinchisi, bizga ma'lum bo'lib, termostat va u bilan statistik muvozanatdagi sistemachaning statistik temperaturasi bir xil ekanligini ko'rsatadi. Ikkinchi tenglama umuman yangi bo'lib, μ termostatga tegishli kattalik ekanligini ko'rsatadi. Statistik muvozanatda termostatni tashkil qilgan barcha sistemachalarda birday qiymat qabul qilar ekan. Demak, ikkita sistema statistik muvozatda bo'lishi uchun ularning temperaturalari bir xil bo'lishidan tashqari ularning kimyoviy potentsiallari ham bir xil bo'lishi kerak ekan.

Nazorat savollari

1. Gibbs taqsimotlari?
2. Ideal gaz deb nimaga aytiladi?
3. Bolsman taqsimoti deb nima aytiladi?
4. ayni zarralar soni o'zgaruvchan holda gibbs taqsimotlari?

16-17-MA‘RUZA: Bir atomli ideal gaz. Ikki atomli ideal gaz. Gazning magnetizmi. Fermi taqsimoti. Boze taqsimoti. Muvozanatda bo‘lmagan fermi va boze – gazlar Elementar zarrachalaridan tuzilgan Fermi va Boze gazlar

Reja:

1. Bir atomli ideal gaz. Ikki atomli ideal gaz. Gazning magnetizmi.
2. Fermi taqsimoti. Boze taqsimoti.
3. Muvozanatda bo‘lmagan fermi va boze – gazlar
4. Elementar zarrachalaridan tuzilgan Fermi va Boze gazlar

Tayanch so‘zlar va iboralar: Holat energiyasi, fazalar fazasi, Fermi Dirak taqsimoti, elektron, funksiya, temperatura, ideal gaz, termodinamik kattaliklar, termodinamik potensial

Bir atomli kvant ideal gazlar. Biz ikkinchi obda statistik fizika metodlari yordamida makroskopik sistemaning asosiy termodinamik kattaliklarini topishning asosiy prinsiplarini ko‘rib chiqdik. U erda misol tariqasida ideal gazlarda bir atomli

holatlari uchun statistik yig‘indi yoki holat funksiyasi $z = \left(\frac{2\pi mkT}{h^2} \right)^{\frac{3}{2}} V$ bo‘lishligini ko‘rsatdik. Gaz N ta atomdan tashkil topganligini hisobga oluvchi va uni bir butun sistema sifatida holatlarini aniqlovchi statistik yig‘indini quyidagi ko‘rinishda yozamiz:

$$Z = \sum_{n=1}^N \exp\left(-\frac{\varepsilon_n}{kT}\right) \Omega(\varepsilon_n) \quad (1)$$

Bu erda ε_n - gazning n - kvant holat energiyasi, $\Omega(\varepsilon_n)$ s hu energiyaga ega bo‘lgan holatlar (soni) vazni. Yig‘indi barcha energetik holatlar bo‘yicha olinadi. Holat funksiyasini topishda asosiy masala (1) dagi yig‘indini hisoblashdir. N ta atomdan tashkil topgan ideal gaz uchun kvant mexanika masalasi echimga ega bo‘lsa, yig‘indini hisoblash muammo bo‘lmaydi. Ammo, bu masalani echish hattoki ideal gazlar uchun ham amalga oshirib bo‘lmaydi. SHuning uchun holat funksiyasini hisoblashni turli sharoitlarda amalga oshiramiz. Birinchi navbatda nisbatan yuqori temperaturalarini ko‘rish bilan cheklanamiz. Bu holda energetik sathlar orasidagi masofa issiqlik energiyasidan juda kichik bo‘ladi ($\Delta\varepsilon_n \ll kT$), demak, (1) da yig‘indini integral bilan almashtirish mumkin, ya’ni

$$Z = \int \exp\left(-\frac{\varepsilon}{kT}\right) d\Omega(\varepsilon) \quad (2)$$

Bu erda $\varepsilon = \sum_i \varepsilon_i, d\Omega = IT d\Omega_i = IT dp_i dq_i / h^{3N}$ SHtrix belgisi ko‘paytmada faqat turli holatlar ishtirok etishini ko‘rsatadi. Endi holatlar soni $\Omega(\varepsilon)$ ni hisoblashni ko‘rib chiqamiz. Kvant nazariyasi nuqtayi nazaridan gazdagi barcha atomlar aynan bir

xilligi holat sonini aniqlashda va integralni hisoblashda muhim rol o'ynaydi. Ana shu kvant holatlar sonini topish kerak. Bu masalani avval ikkita atomli holat misolida ko'rib chiqamiz. Fazalar fazosida ikki atomli holatni aks ettiruvchi (r_1, p_1) va (r_2, p_2) tasviriy nuqtalar bilan aniqlanadi. SHu ikki zarra (r_1, p_2) va (r_2, p_1) holatda ham bo'lishi mumkin. Bu ikki holat zarralar aynan bo'lganligi uchun energetik ma'noda va, umuman, bir-biridan farq qilmaydi. Demak, impulslar bo'yicha integral olganimizda bitta holatni ikki marta hisobga olmoqdamiz. Agar sistema uchta zarradan iborat bo'lsa, (1) ni hisoblashda bitta holatni 3! marta hisobga olayotgan bo'lib chiqmoqdamiz. Bunday hisoblarni davom ettirsak, sistemaning N tomonini tasviriy nuqtalarning fazalar fazosida o'zaro o'rin almashtirish soniga bo'lish kerak ta zarrali holat funksiyasini hisoblashda har bir holat bir marta inobatga olinishini ta'minlash uchun (2) ifodaning o'ng va holatlar sonini aniqlovchi ko'paytmada «shtrix» belgisini olib tashlash mumkin. Natijada

$$Z = \frac{1}{N!} \int \exp\left(-\frac{\varepsilon}{kT}\right) \prod_i \frac{dp_i dq_i}{h^{3N}} \quad (3)$$

Bu erda $\varepsilon = \sum_i \varepsilon_i, \varepsilon_i = \frac{p_i^2}{2m}$ erkin zarra energiyasi. Zarralar aynan ekanligini inobatga olsak, (3) ni quyidagi ko'rinishda yozish mumkin:

$$Z = \frac{1}{N!} \frac{1}{h^{3N}} \prod_i \int \exp\left(-\frac{\varepsilon_i}{kT}\right) dp_i dq_i = \frac{z^N}{N!} \quad (4)$$

bu erda $z \sim$ bitta molekula uchun holat integrali. Uni o'rniga qo'yish natijasida N ta zarradan tashkil topgan bir atomli kvant ideal gaz holat funksiyasini olamiz:

$$Z_{id} = \frac{1}{N!} \left(\frac{2\pi mkT}{h^2} \right)^{\frac{3N}{2}} V^N$$

Bu erda holat funksiyasini N! ga bo'lish kvant statistik fizikasida zarralarning aynanligi prinsipi asosida bevosita kelib chiqadi.

Metallarda elektron gaz. Issiqlik sig'imi. Metallarning issiqlik sig'imini Maksvell-Bolsman taqsimotidan foydalanib hisoblangandagi nazariy natijalar tajriba natijalaridan jiddiy farq qilgan. Bu masalaga to'g'ri javob issiqlik sig'imini hisoblashda metalldagi kuchsiz bog'langan valent elektronlarni Fermi-Dirak taqsimotiga bo'ysunuvchi erkin elektron deb qarash etarli ekan.

SHu sababli yuqorida olingan natijalarni $T = 0$ dan farqli past temperaturalarda ham metalldagi elektron gazning tabiatini o'rganishga tatbiq qilish mumkin. Past temperatura sharti:

$kT/\mu \ll 1$ yoki $kT/\varepsilon_F \ll 1$. Bu shart issiqlik ta'sirida E_F Fermi sathidan pastdagi elektronlar chegaradan yuqoridagi qo'shni energetik sathlarga o'tishi mumkinligini k'orsatadi. Taqsimotdagi yoyilishning yarim kengligi $\Delta\varepsilon \sim kT$

ekanligini aniqlash mumkin. Bu energetik intervalda elektronlarning soni juda kichik bo‘ladi, ya’ni elektron gazini siyrak Fermi gaz deb qarash mumkin. Bu hol uchun termodinamik kattaliklarni topishda quyidagi ko‘rinishdagi

$$I_n = \int_0^{\infty} \frac{\varepsilon^n d\varepsilon}{\exp\left(\frac{\varepsilon - \mu}{kT}\right) + 1} - \int_0^{\infty} f(\varepsilon) \varepsilon^n d\varepsilon \quad (5)$$

integralni hisoblashni ko‘raylik. Ushbu integral aniq olinmaydi. SHuning uchun (5) da $(\varepsilon - \mu) / kT = x$ deb belgilab, bir marta bo‘laklab integrallaymiz. Natijada quyidagi ifoda hosil bo‘ladi:

$$I_n = -\frac{\mu^{n+1}}{n+1} \int_{-\infty}^{\infty} \left(1 + \frac{kT}{\mu} x\right)^{n+1} \frac{\partial f}{\partial x} dx \quad (6)$$

Bu erda $\frac{\partial f}{\partial x}$ funksiya $\Delta x \sim \frac{kT}{\mu}$ oraliqda noldan farqli bo‘lganligi uchun integralning

quyi chegarasi $-\frac{\mu}{kT}$ ni $-\infty$ almashtirdik. SHu sababli integral ostidagi $\left(1 + \frac{kT}{\mu} x\right)^{n+1}$ funksiyani qatorga yoyib, birinchi ikkita had bilan chegaralanamiz. U erdagi integrallarni hisoblab, nihoyat quyidagi ifodani olamiz:

$$I_n \cong \frac{\mu^{(n+1)}}{n+1} \left[1 + \frac{n(n+1)\pi^2}{6} \left(\frac{kT}{\mu}\right)^2 \right] \quad (7)$$

Metallardagi elektronlar sonini va elektron gaz energiyasini hisoblashda (7) ifodadan foydalanamiz, ifodadan elektronlar sonini hisoblashda, biz qaraydigan hoi uchun (7) da $n = 1/2$. Natijada elektronlar soni:

$$N = \frac{8\pi}{3} \left(\frac{2m}{h^2}\right)^{\frac{3}{2}} V \cdot \mu^{\frac{3}{2}} \left[1 + \frac{\pi^2}{8} \left(\frac{kT}{\mu}\right)^2 \right] \quad (8)$$

$T = 0$ da (8) ifoda $T \neq 0$ oxirgi ifodani kimyoviy potensialga nisbatan echish uchun ketma-ket yaqinlashish metodidan foydalanamiz, natijada potensialning temperaturaga bog‘lanishi uchun quyidagi ifodani olamiz:

$$\mu = \mu_0 \left[1 - \frac{\pi^2}{12} \left(\frac{kT}{\mu_0}\right)^2 \right] \quad (9)$$

Bu erda yana $(kT/\mu_0)^2$ f tartibidagi hadlar bilan chegaralandik. Elektron gaz energiyasini hisoblashda (8) va (9)dan foydalanib, quyidagi ifodani hosil qilamiz:

$$E = \int \varepsilon dn = 4\pi V \left(\frac{2m}{h^2}\right)^{\frac{3}{2}} \int_0^{\infty} \frac{\varepsilon^{\frac{3}{2}} d\varepsilon}{\exp\left(\frac{\varepsilon - \mu}{kT}\right) + 1} = \frac{3}{5} N \mu_0 \left[1 + \frac{5\pi^2}{12} \left(\frac{kT}{\mu_0}\right)^2 \right] \quad (10)$$

(10) dan $T \neq 0$ temperaturada, ya'ni past temperaturada elektron gazning issiqlik sig'imi

$$C_g^{el} = \frac{Nk\pi^2}{2} \cdot \frac{kT}{\mu_0} = \frac{Nk\pi^2}{2T_0} \cdot T = \alpha T \quad (11)$$

Bu erda $T_0 = \mu/k$ - elektron gazning aynish temperaturasi. (11) formula yordamida hisoblangan issiqlik sig'imi tajriba natijalari bilan mos kelib, juda kichik qimmat sig'imi tajriba natijalari bilan mos kelib, juda kichik qiymat qabul qiladi. Elektronlarning issiqlik sig'imiga qo'shgan hissasi kichik ekanligini tushuntirish mumkin. Past temperaturalarda, ya'ni $kT \ll \varepsilon_F$ bo'lganda Fermi-Dirak taqsimotiga zina yoyilgan bo'ladi. Issiqlik harakatida Fermi sirtiga yaqin sohadagi elektronlar ishtirok etadi va metallning xossalarini aniqlashda asosiy rol o'ynaydi. Ularning soni yoyilgan soha kengligi ($2kT$) ning Fermi energiyasiga nisbati tajribada bo'ladi. Issiqlik sig'imi additiv kattalik ichki energiyadan temperatura bo'yicha olingan hosila bilan aniqlanganligi uchun yuqoridagi fikrni matematik

ifodaga aylantirsak, $C_g^{el} \sim N \frac{2kT}{\varepsilon_F}$ hosil bo'ladi. Bu ifoda temperaturaga chiziqli bog'lanadi va tartib jihatdan (11) ifodani $kT \ll \varepsilon_F$ o'rinli bo'lgan hol uchun Fermi-Dirak taqsimotidagi yoyilish sohasiga to'g'ri keluvchi elektronlarning effektiv soni orqali ham yozish mumkin. Metallardagi elektron gazning holatini aniqlash uchun termodinamik kattaliklarni hisoblash kerak. Buning uchun eng qulay katta termodinamik potensialni bilish kerak. Chunki katta termodinamik potensialning o'zgarishi

$$dB = SdT - PdV - Nd\mu \quad (12)$$

yordamida bir qator termodinamik kattaliklarni hisoblash mumkin. Katta termodinamik potensial quyidagi ifoda bilan aniqlanadi:

$$B = F - \Phi = -PV = -\frac{2}{3}E \quad \text{yoki} \quad B = \pm gkT \int \ln \left[1 \pm \exp \left(\frac{\mu - \varepsilon}{kT} \right) \right] d\Omega \quad \text{Katta}$$

termodinamik potensial orqali quyidagi termodinamik kattaliklar uchun ifodalarni keltiramiz:

$$\begin{aligned} \text{Entropiya} \quad S &= - \left(\frac{\partial B}{\partial T} \right)_{V, \mu} = \frac{2}{3} \left(\frac{\partial E}{\partial T} \right)_{V, \mu}, \quad \text{bosim} \quad P = - \frac{B}{V} = \frac{2}{3} \frac{E}{V}, \quad \text{zarralar soni} \\ N &= - \left(\frac{\partial B}{\partial \mu} \right)_{T, V} = \frac{2}{3} \left(\frac{\partial E}{\partial T} \right)_{T, V} \quad \text{erkin energiya} \quad F = E - TS = E - \frac{2}{3} T \left(\frac{\partial E}{\partial T} \right)_{V, \mu} \end{aligned}$$

Bu ifodalarda ichki energiya (9) ifoda bilan almashtirilsa, yuqoridagi termodinamik kattaliklar uchun aniq ifodalarni hosil qilish mumkin.

Nazorat savollari

1. Bir atomli ideal gaz deb nimaga aytiladi?
2. Ikki atomli gaz deb nimaga aytiladi?
3. Fermi taqsimoti tushuntiring?
4. Boze taqsimotini tushuntiring?

18-19- MA'RUZA: Aynigan elektron gaz. Elektron gazning magnit xossalari – Landau diamagnetizmi va Pauli paramagnetizmi. Relyativistik aynigan elektron gaz. Aynigan boze-gaz. Boze-Eynshteyn kondensatsiyasi.

Reja:

1. Aynigan elektron gaz
2. Elektron gazning magnit xossalari – Landau diamagnetizmi va Pauli paramagnetizmi
3. Relyativistik aynigan elektron gaz
4. Aynigan boze-gaz. Boze-Eynshteyn kondensatsiyasi

Tayanch so'z va iboralar: Kvant holat, kvant holatlar, potensial, funksiya, elektron gaz
Fermi-Dirak taqsimoti, zarra, spin

Tizim kimyoviy potensialini ozod energiyadan zarralar soni bo'yicha xususiy hosila olish yo'li bilan aniqlash mumkin ekanligi bizga ma'lum. Bundan tashqari kimyoviy potensialni zarralar soni belgilangan deb hisoblab, taqsimot funksiyasining normallashtirish sharti orqali ham aniqlash mumkin. Boze-Eynshteyn va Fermi-Dirak taqsimotlarining normallashtirish sharti

$$\sum_k w(\varepsilon_k) = \sum_k \frac{1}{e^{\frac{\varepsilon_k - \mu}{k_0 T} \pm 1}} = N \quad (1)$$

ko'rinishiga ega bo'ladi. Bu erda va quyida yuqori ishora Fermi – Dirak, quyi ishora esa Boze – Eynshteyn statistikasiga tegishlidir. Normallashtirish shartida ishtirok etuvchi μ - kimyoviy potensial N va θ larning funksiyasi sifatida aniqlanadi. Bundan kimyoviy potensialni keltirib chiqarish uchun $V = L^3$ hajmli quti ichida erkin harakat qilayotgan zarraning energetik spektri qiymatidan foydalanamiz. Ma'lumki bu holda 1,9 ga asosan energetik spektr diskret bo'lib, i-nchi kvant holatga to'g'ri keluvchi zarralar energiyasi

$$\varepsilon_k = \frac{\pi^2 \hbar^2}{2mL^2} (n_1^2 + n_2^2 + n_3^2) = \frac{\pi^2 \hbar^2}{2mL^2} R^2 \quad (2)$$

ko'rinishiga ega. Bu erda $R^2 = n_1^2 + n_2^2 + n_3^2$

Kvant sonlarning katta qiymatlarida (2) energetik spektrni n_1, n_2, n_3 - larning uzluksiz funksiyasi deb qarash mumkin. Bundan tashqari agar $g(\varepsilon)d\varepsilon$ - ni energiyaning ε - dan $\varepsilon + d\varepsilon$ gacha oralig'iga to'g'ri keluvchi kvant holatlar soni desak, (1) o'rniga normallashtirish

$$N = N = \int_0^\infty w(\varepsilon) \cdot g(\varepsilon) d\varepsilon = \int_0^\infty \frac{g(\varepsilon) d\varepsilon}{\lambda^{-1} e^{\frac{\varepsilon}{\theta} \pm 1}} \quad (3)$$

ko‘rinishida olish mumkin bo‘ladi. $g(\varepsilon)$ - kvant holatlar zichligi.

Bu erda

$$\lambda = e^{\mu/\theta} \quad (4)$$

belgilash qabul qildik. (2) dan ko‘rinib turibdiki, kvant holatlar soni

$$g(\varepsilon)d\varepsilon = \frac{1}{8} \cdot 4\pi R^2 dR = \frac{4\pi\sqrt{2}}{h^3} m^2 V \cdot \varepsilon^{\frac{1}{2}} d\varepsilon \quad (5)$$

Kvant holatlar sonini bilish ko‘plab o‘zaro ta’sirga ega bo‘lmagan zarralardan tashkil topgan tizimlar nazariyasini o‘rganishda asosiy rol o‘ynaydi. Agar zara spinini hisobga olsak, kvant holatlar soni uchun berilgan (4) ifodasini zarralar uchun orientatsiyalarini beruvchi $(2s+1)$ ga ko‘paytirish lozim. SHunday qilib,

$$g(\varepsilon)d(\varepsilon) = aV\varepsilon^{\frac{1}{2}}d\varepsilon \quad (6)$$

Bu erda

$$a = \frac{4\pi}{h^3} m^2 (2S+1) \quad (7)$$

(6) ni hisobga olgan holda(3) ko‘rinishida berilgan normallashtirish shartini quyidagi ko‘rinishda ifodalash mumkin.

$$N = V \cdot a \int_0^{\infty} \frac{\varepsilon^{\frac{1}{2}} d\varepsilon}{\lambda^{-1} e^{\frac{\varepsilon}{\theta}} \pm 1} \quad (8)$$

Bu formuladan foydalanib, $\mu = \mu(N, \theta)$ ning aniq formulasini berib bo‘lmaydi. SHuning uchun ideal kvant gazining kuchli va kuchsiz aynigan chegaraviy hollarini alohida tekshirishga to‘g‘ri keladi. Kuchli aynigan ($\mu \gg \theta$) Fermi gazi uchun kimyoviy potensial hisoblangan.

Biz quyidagi kuchsiz aynigan ideal gaz uchun kimyoviy potensialni aniqlaymiz. Boshqacha qilib aytganda, kimyoviy potensialning klassik ifodasiga, formuladagi kichik qo‘shimchalarni hisoblaymiz. Buning uchun

$$\lambda \ll 1, \quad \text{yani } \mu < 0 \quad (9)$$

deb hisoblaymiz. Bu tengsizlikni (8) ga tadbiiq etamiz va uning integral ifodasini

$$\lambda \cdot e^{\frac{-\varepsilon}{\theta}}$$

bo‘yicha qotorga yoyamiz. U holda

$$\int_0^{\infty} \frac{\varepsilon^{\frac{1}{2}} d\varepsilon}{\lambda^{-1} e^{\frac{\varepsilon}{\theta}} \pm 1} = \lambda \int_0^{\infty} \frac{\varepsilon^{\frac{1}{2}} e^{\frac{-\varepsilon}{\theta}} d\varepsilon}{1 \pm \lambda e^{\frac{-\varepsilon}{\theta}}} = \lambda \theta^{\frac{3}{2}} \int_0^{\infty} x^{\frac{1}{2}} e^{-x} [1 \pm \lambda^{-x} + \dots] dx = \frac{\sqrt{\pi}}{2} \theta^{\frac{3}{2}} G(\lambda) \quad (10)$$

Bu erda

$$G(\lambda) = \sum_{l=1}^{\infty} \frac{(\pm 1)^{l+1} \lambda^l}{l^{\frac{3}{2}}} \quad (11)$$

SHunday qilib, zarralar konsentratsiyasi

$$n = \frac{N}{V} = \frac{\sqrt{\pi}}{2} \cdot a \cdot \theta^{\frac{3}{2}} \cdot G(\lambda) \quad (12)$$

Agar (11) da faqat $l=1$ hadnigina hisobga olsak,

$$\lambda = \lambda_0 = \frac{2n}{\sqrt{\pi a \theta^2}} \quad (13)$$

bo'ladiki va bu formulada ifodalangan ($S=0$ desak) klassik gaz natijasini beradi. (12) ning keyingi yaqinlashuvida, ya'ni $l=2$ bo'lgan hadda λ o'rniga λ_0 qabul qilsak,

$$\lambda = \frac{\lambda_0}{1 \pm \frac{1}{2^{2/3}} \lambda_0} \approx \lambda_0 \left(1 \pm \frac{\lambda_0}{2^2} \right) \quad (13)$$

Bu va (4) ifodalarni hisobga olsak, u holda,

$$\mu = \theta \left[\ln \lambda_0 \pm \frac{\lambda_0}{2^{2/3}} \right] \quad (14)$$

Ifodasini hosil qilamiz. Bundan ko'rinib turibdiki, kuchsiz aynigan Fermi gazining kimyoviy potentsiali klassik gaz kimyoviy potentsialiga nisbatan katta, Boze gazining kimyoviy potentsialiga nisbatan kichik bo'lar ekan.

Nazorat savollari

1. Aynigan elektron gazni tushuntiring?
2. Relyativistik aynigan elektron gaz?
3. Aynigan boze gazni tushuntiring?

20-MA'RUZA: Qora nurlanish. Qattiq jismning issiqlik sig'imi – quyi va yuqori temperaturalar (Debay nazariyasi). Manfiy temperaturalar.

Reja:

1. Qora nurlanish
2. Qattiq jismning issiqlik sig'imi – quyi va yuqori temperaturalar (Debay nazariyasi).
3. Manfiy temperaturalar

Tayanch va so'z iboralar:Konsentratsiya,past temperatura,kvant to'lqin paketi,nurlanish,faza o'tish,elektron,atom, sovutgich

Boze-Eynshteyn kondensatsiyasini ishqor metall atomlarining siyrak gazida birinchi marta kuzatganligi va bu sohada birinchi fundamental tatqiqotlar olib borganliklari uchun 2001 yil Nobel mukofoti E.A. Kornell (AQSH), V. Ketterle (AQSH) va K.E. Viman (AQSH, Germaniya)larga topshirildi. Past temperaturalar o'tgan asr fiziklarining doimo diqqat-e'tiborida bo'lib kelgan va absolyut nolga har bir yaqinlashish fizikada katta yangi kashfiyotlarning ochilishiga sababchi bo'lgan.

Bir tasavvur qilib ko'raylik, agar biz erda emas quyosh sirtida yashagan bo'lsak nima bo'lar edi. Sovitgichsiz suyuq va kristal- lar to'g'risida hech narsa bilmas edik.

Temperatura bo'yicha 1 K ga erishish o'tao'tkazuvchanlik (1911) va geliy-4 ning o'taoquvchanlikning (1938) kashf qilini- shiga olib keldi. Millikelvinlargacha sovitish geliy-3 o'tao'tkazuvchanlikni (1972) kuzatishga imkon berdi. Lazer yordamida sovitish yangi o'tapast temperaturalar sohasini ochib berdi. Siyrak gazlarda Boze-Eynshteyn kondensatsiyasini kuzatish uchun nanokelvinlar diapazoniga tushishni (1995) talab qildi. Bu sovitishlarning har qaysisi Nobel mukofoti bilan taqdirlangan. Boze-Eynshteyn kondensatsiyasi uzoq tarixga ega bo'lib XX asrning 20- yillaridan boshlangan.

Boze-statistika tushunchasi SHatendranataning Boze absolyut qora jismning nurlanish spektrini o'rganish uchun statistikani tatbiq qilgan ilmiy ishida (1924) tug'ilgan. SHatendranataning bu maqolani o'zi e'lon qilishga imkoni bo'lmaganligi uchun Eynshteynga yuborgan. U o'z navbatida maqolani e'lon qilishni tashkil qilgan.

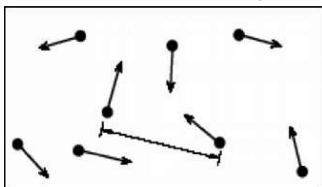
Eynshteyn bu g'oyani o'zaro ta'sirlashmaydigan atomlarga tatbiq qilgan. Natijada Boze-Eynshteyn statistikasi paydo bo'ldi. Eynshteyn bu statistikaga ko'ra kvant holatlardagi atomlarning ko'p qismi chekli, lekin juda past temperaturalarda eng pastki energetik holatlarga o'tishiga e'tibor bergan. Bu hodisa bug'- suv kondensatsiyasiga o'xshatib, hozir Boze-Eynshteyn kondensatsiyasi sifatida ma'lum. Juda ko'p moddalar uchun aynish temperaturasi shunday pastki, ular kondensatsiyalanishga ulgurmasdan suyuq yoki qattiq holatga o'tib ketadi.

YAqin-yaqinlargacha Boze-Eynshteyn kondensatsiyasi faqat geliy izotoplaridagi o'taoquvchanlik, o'tao'tkazuvchanlik (kuper juftlarining kondensatsiyasi) va yarimo'tkazgichlardagi eksiton (elektron va teshikning bog'langan holati) tomchilari bilan bog'langan edi. Bu misollarning hammasida bozonlar bir-birlari bilan ta'sirlashadilar. O'zaro ta'sirlashmaydigan zarralarning kondensatsiyasi - «haqiqiy» Boze-Eynshteyn kondensatsiyasi nazariy mavjud bo'lib, tajribalarda erishib bo'lmaydigan hodisa bo'lib ko'rinar edi.

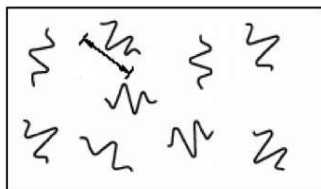
Boze- atomlarini ma'lum T_s temperaturalardan pastgacha sovutsak, atomlarning ko'p qismi engkichik energiyali kvant mexanik holatga o'tadi. m massali atomlarni T_s temperaturalardagi o'lchamlari de Broyl to'liqini tartibidagi issiqlik harakati bilan bog'liq bo'lgan kvant mexanik to'liqin paketi deb qarash mumkin:

$$\lambda_B = \sqrt{\frac{2\pi\hbar^2}{2mkT}} \sim \begin{cases} 10^{-12} \text{ sm}, T = 300K \\ 10^{-8} \text{ sm}, T = 10^{-6} K \end{cases}$$

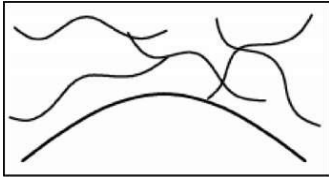
Agar $\lambda_B \ll a$ bo'lsa gaz Bolsman statistikasiga bo'ysunadi, agar $\lambda_B \sim a$ bo'lsa, gaz kvant xossaga ega bo'lib, Boze-Eynshteyn statikasiga bo'sunadi (a - atomlar orasidagi masofa). Kattalik λ_B issiqlik natijasida ipul'bs qiymatlarining tarqoqligi sababli paydo bo'ladigan koordinataning noaniqligini ko'rsatadi. Bu noaniqlik temperatura pasayishi bilan kattalashadi va atomlar orasidagi masofa tartibida bo'lganda atomlarining to'liqin paketlari bir biriga kirishib ketadi. Natijada gaz atomlari bir biridan farq qilib bo'lmaydigan bir butun sistemaga aylanadi (1-rasm). Bu holda gazda kvant mexanik faza o'tishi sodir bo'ladi, ya'ni



YUqori temperaturalar: «Bil'yard sharlari; ϑ - issiqlik tezligi, d^3 - zichlik

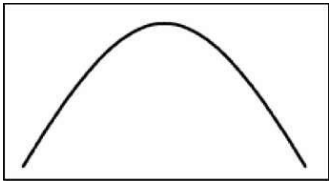


Past temperaturalar: «To'liqin paketlari de Broyl to'liqin uzunligi $\lambda_B = h/m\vartheta \sim T^{-1/2}$



$T = T_c$; BEK $\lambda_B \sim d$

«Materiya to‘lqinlarining kirishishi»



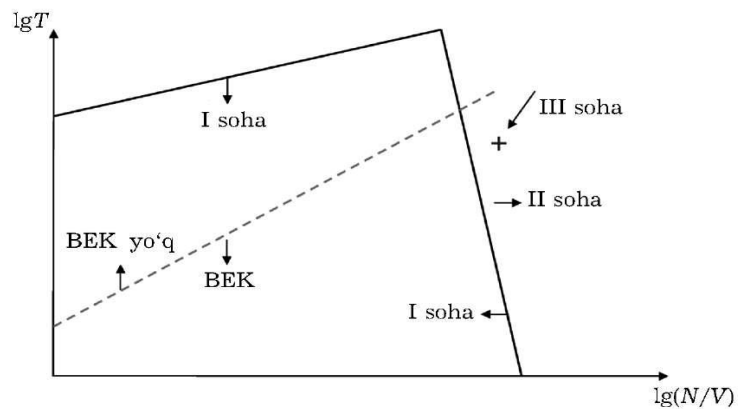
$T = 0$

Toza VEK

«Materiyaning gigant to‘lqini»

1- rasm.

hamma atomlar bir holatda bo‘lgan atomlar buluti - Boze- Eynshteyn kondensati paydo bo‘ladi. Bu jarayon T_c temperaturadan boshlab sodir bo‘la boshlaydi. Boze- Eynshteyn kondensatida T_c da impulsni nolga teng bo‘lgan (sistema bir butun holda tinch turgan bo‘lsa) asosiy holatda atomlarning $N_0/N = 1 - (T/T_c)^{3/2}$ qismi to‘planadi. YUqoridagi fikrlarga asosan Boze-Eynshteyn kondensatini olish juda oson bo‘lib, gazni T_c dan past temperaturalargacha sovitish etarli ekan. Ammo juda ko‘p hollarda Boze-Eynshteyn kondensati paydo bo‘lgunga qadar sistemada odatdagi, ya’ni gaz-suyuqlik yoki gaz-kristall faza o‘tishlari sodir bo‘ladi va Boze-Eynshteyn kondensatga erishib bo‘lmaydi. Demak,Boze-Eynshteyn



2- rasm. Faza diagrammasi: I - man etilgan soha; II - oddiy kondensatsiya sohasi, III - suyuq geliy.

kondensatini olish uchun odatdagi faza o'tishlarni chetlab o'tish kerak. Bu asosiy muammo hisoblanadi. Boze-Eynshteyn kondensatini olish uchun temperatura va zichlik 2- rasmda ko'rsatilgan sohaga to'g'ri kelishi kerak. Diagrammada punktir chiziq bilan Boze-Eynshteyn kondensati mavjud bo'lish sohasi ajratilgan. Uzluksiz chiziqlar «temperatura-zichlik» tekisligida termodinamik mumkin va man qilingan sohalar ajratilgan. Diagrammaga asosan Boze-Eynshteyn kondensat past temperaturalarda va oraliq zichliklarda man etilgan sohada hosil qilish mumkinligini ko'rsatadi. Bu sohadan chiqish uchun o'ta past temperaturalar va zichliklar sohasiga o'tish kerak. Bunday holat metastabil bo'ladi va sistema uzoq yashamaydi. Sistemani bunday holatda ushlab turish uchun magnit tutqichlardan foydalaniladi. Boze-Eynshteyn kondensatini amalda olishda o'ta past temperaturalar «lazer sovitgichlari»dan foydalanilgan.

Debay nazariyasi. Qattiq jismlarning issiqlik sig'imi nazariyasi 1912- yilda Debay tomonidan hal qilingan deb hisoblanadi. Debay nazariyasiga yaqinroq nazariya Born va Karman tomonidan ham berilgan. Debay nazariyasiga ko'ra, qattiq jismda ikkita ko'ndalang va bitta bo'ylama to'lqin tarqaladi. Qattiq jismlarda bu to'lqin- larning tarqalishi kristall panjara diskretligiga ko'ra chastota bo'yicha chegaralangan bo'ladi. To'lqin uzunligi kristall panjara doimiysidan kichik bo'lgan to'lqinlar qattiq jism bo'ylab tarqala olmaydi. SHunga ko'ra qattiq jismda chastotalari $\nu = 0$ va $\nu = \nu_{\max}$ intervalda bo'lgan to'lqinlarga tarqala oladi.

Agar V hajmdagi qattiq jism N ta atomdan tashkil topgan bo'lsa, u holda qattiq jism $3N$ ta garmonik kvant ossillatorlar to'plamidan iborat deb qaraladi. Bu ossillatorlar xususiy ν_k chastota bilan tebranadi.

Har bir kvant ossillatorning o'rtacha energiyasi

$$E_k = \frac{h\nu_k}{2} + \frac{h\nu_k}{\exp\left(\frac{h\nu_k}{kT}\right)}$$

va V hajmdagi qattiq jismning o'rtacha energiyasi

$$E = E_0 + \sum_{k=0}^{3N} \frac{h\nu_k k}{\exp\left(\frac{h\nu_k}{kT}\right)} \quad (1)$$

bo'ladi. Bu erda

$$E_0 = \sum_{k=1}^{3N} \frac{h\nu_k}{2}$$

nolinchi energiya. N juda katta son ekanligini hisobga olsak, ν , $\nu + d\nu$ chastota intervalidagi kvant ossillatorlar uchun (1) quyidagi ko‘rinishni oladi:

$$E = E_0 + \int_0^{\nu_{\max}} \frac{h\nu}{\exp\left(\frac{h\nu}{kT}\right) - 1} g(\nu) d\nu \quad (2)$$

bo‘ladi. Bu erda $E_0 = \sum_{k=1}^{3N} \frac{h\nu_k}{2}$ nolinchi energiya. N juda katta son ekanligini hisobga olsak, ν , $\nu + d\nu$ chastota intervalidagi kvant ossillator uchun (2) quyidagi ko‘rinishni oladi.

$$E = E_0 + \int_0^{\nu_{\max}} \frac{h\nu}{\exp\left(\frac{h\nu}{kT}\right) - 1} g(\nu) d\nu \quad (3)$$

Bu erda $g(\nu)d\nu$ - chastota intervali ν , $\nu + d\nu$ dagi kvant ossillatorlar soni yoki ko‘ndalang va bo‘ylanma tebranishlar soni.

Kvant ossillatorlar soni $3N = \sum_k g(\nu_k)$. Bu erda summa mumkin bo‘lgan hamma

chastotalar bo‘yicha olingan. Agar $g(\nu)$ ma’lum bo‘lsa, u holda bu tenglikdan ν_{\max} chastotani hisoblash mumkin. Vazifa $g(\nu_k)$ ni hisoblashdan iborat. $g(\nu_k)$ k - moddaga tegishli ko‘ndalang va bo‘ylanma tebranishlar soni. Faraz qilaylik,

$\nu_e, \nu_t + d\nu_e$ chastota intervalidagi ko‘ndalang to‘lqinlar soni $g(\nu_t)d\nu_t = 2 \cdot \frac{4\pi V}{c_t^3} \nu_t^2 d\nu_t$,

$g(\nu_t)d\nu_t = \frac{4\pi V}{c_l^3} \nu_t^2 d\nu_t$ bo‘lsa, u holda $\nu_t = \nu_l$ bo‘lgan hol uchun ν , $\nu + d\nu$ chastota

intervalidagi turg‘un va bo‘ylanma tebranishlar soni, ya’ni kvant ossillatorlar soni

$$g(\nu)d\nu = \begin{cases} 0, & \nu > \nu_{\max} \\ 4\pi V \left(\frac{2}{c_t^3} + \frac{1}{c_l^3} \right) \nu^2 d\nu, & \nu \leq \nu_{\max} \end{cases}$$

bo‘ladi. Bu erda c_t va c_l - turg‘un va bo‘ylanma tebranishlarning tarqalish tezligi, ν_t va ν_l lar esa tebranish chastotalari. Natijada

$3N = \int_0^{\nu_{\max}} 2\pi V \left(\frac{2}{c_t^3} + \frac{1}{c_l^3} \right) \nu^2 d\nu$ ifodadan ν , $\nu + d\nu$ chastota integralidagi kvant

holatlar soni

$g(\nu)d\nu = 4\pi V \frac{c_l^3 + c_l^3}{c_l^3 \cdot c_l^3} \nu^2 d\nu$ ni (3) ifodaga qo'yib, turg'un va bo'ylanma tebranishlarni tarqalish tezliklari teng bo'lgan holi uchun quyidagi ifodani olamiz:

$$E = E_0 + \frac{12\pi V}{c^3} \int_0^{\nu_{\max}} \frac{h\nu^3}{\exp(\frac{h\nu}{kT}) - 1} d\nu$$

$h\nu/kT = x$ yangi o'zgaruvchi kiritish natija:

$$E = E_0 + \frac{12\pi k^4 V}{c^3 h^3} T^4 \int_0^{h\nu_{\max}/kT} \frac{x^3 dx}{\exp(x) - 1} \quad (4)$$

ifodani olamiz. Bu qattiq jism energiyasini ifodalaydi. Past temperaturalar sohasidagi, ya'ni $T \ll h\nu_{\max}/k$ da integralning yuqori chegarasini cheksiz bilan almashtirish mumkin. Natijada qattiq jismlarning energiyasi

$$E = E_0 + \alpha T^4 \quad (5)$$

ko'rinishini oladi. Bu erda $\alpha = 4\pi^5 k^4 V / 5c^3 h^3$. Past temperaturalarda qattiq issiqlik sig'imi $S_v = \beta T^3$ ko'rinishini oladi. Agar $h\nu_{\max}/k = T_D$ - Debay temperaturasi kiritsak va yuqoridagi ifodalardan $c^3 = \frac{4\pi V}{3N} \nu_{\max}^3$ ekanligini hisobga olsak, u holda past temperaturalar sohasida qattiq jismlarning issiqlik sig'imi (goloid tuzlar yoki oksidlar uchun) quyidagi ko'rinishni oladi:

$$C_v = \frac{12\pi^4 NkT^3}{5T_D^3} \quad (6)$$

(6) formula tajriba natijasi bilan miqdoriy tomonidan mos tushadi. Qattiq jismlarning holatini aniqlash uchun katta termodinamik potensial $B = -2E/3$ dan foydalanib aniqlash mumkin. Chunki katta termodinamik potensialning o'zgarishidan foydalanib, termodinamik kattaliklarni hisoblash mumkin bo'ladi.

Nazorat savollari

1. Qora nurlanishni tushuntiring?
2. Qattiq jismning issiqlik sig'imini tushuntiring?
3. Debay nazariyasini tushuntiring?

21-Mavzu Van-der-Vaals tenglamasi. Virial yoyilma. Klassik plazmaning termodinamikasi

Holat tenglamasining molekullarning chekli o'lchamlarini va ular orasidagi o'zaro ta'sir kuchlarini nazarga olgan ko'rinishini birinchi marta 1873 yilda Van-der-Vaals tavsiya qilgan. Shuning uchun u tavsiya qilgan tenglama Van-der-Vaals nomi bilan ataladi. Bu tenglamani chiqarishda biz dastlab itarishish kuchlarini yoki (unga ekvivalent) molekullarning chekli o'lchamga ega ekanini e'tiborga olamiz.

Bir mol gaz uchun yozilgan ideal gaz holatining

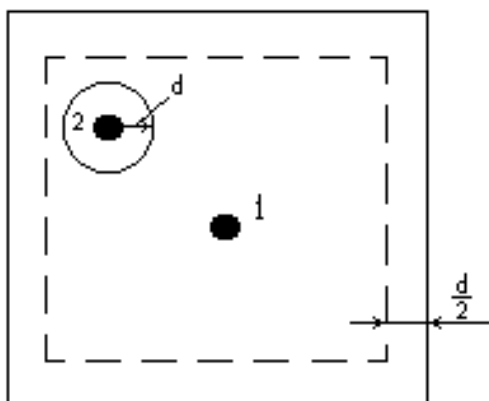
$$PV = RT \quad (1)$$

tenglamasidagi V hajm har bir ideal gaz molekulasini erkin harakatlana olishi mumkin bo'lgan hajmdir. Chunki, ideal gaz molekullari bir-biriga nolga teng bo'lgan masofagacha yaqinlasha oladi. Lekin real gaz holida idishning butun hajm molekullar ixtiyorida emas, chunki har bir molekula idish hajmining biror qismini egallaydi. To'qnashuvlarda molekullar markazlari d (effektiv diametr) dan kichik masofaga yaqinlasha olmaydi. Bu holni hisobga olish uchun idish hajmidan uning molekullar harakatlanishi mumkin bo'lmagan qismini ayirib tashlash kerak. Hajmning bu qismini v bilan belgilasak, (1) tenglama quyidagi ko'rinishga keladi:

$$P(V-v) = RT \quad (2)$$

Agar molekullarni qattiq elastik sharlar deb faraz qilsak, v kattalikni hisoblash oson bo'ladi.

Kub shaklidagi V hajmli idishni ko'z oldimizga keltiraylik, unga berilgan bosim va temperaturada 1 mol gaz qamalgan bo'lsin (3-rasm). Molekula diametri d ga teng bo'lsa, u holda gaz molekullari idish devoriga $\frac{d}{2}$ dan kichik masofagacha yaqin kela olmaydi.



3-rasm

Shuning uchun $\frac{d}{2}$ qalinlikdagi qatlamni olib tashlash kerak (3-rasm). Amalda idish o'lchamlari d dan juda katta bo'lganligi uchun bu qatlamni e'tiborga olish hisoblashlarga hech qanday aniqlik kiritmaydi.

Dastlab idishda ikkita bir xil molekula bor deb faraz qilamiz.

O'zaro to'qnashuvlarda molekullar markazlari d dan kichik masofaga yaqin kela olmaydi.

Agar 2-molekulani d radiusli sfera bilan o'rasak, ravshanki 1 - molekula bu sferaning ichiga kira olmaydi. Demak 1 - molekula erkin harakat qiladigan hajm, 2 - molekula borligi tufayli, bu molekulani chegaralovchi d - radiusli sfera hajmi qadar kamayadi. Bu miqdor ikkala molekula hajmlarining to'rtlanganiga teng.

Endi idishda N_0 ta bir xil molekula bo'lsin. To'qnashuvlarda asosan ikkita molekula ishtirok qiladi deb faraz qilamiz. U holda bu molekular erkin harakat

qila oladigan hajm V hajmdan $\frac{N_0}{2}$ molekulani chegaralovchi sferalarning egallagan hajmi qadar kam bo'ladi:

$$V - N_0 \frac{2}{3} \pi d^3 = V - N_0 \frac{16}{3} \pi r^3 \quad (3)$$

bu yerda r - molekula radiusi. Ravshanki, (3) kattalik (2) holat tenglamasidagi $V - v$ kattalikdir. U holda v kattalik

$$v = \frac{16}{3} \pi r^3$$

ga, ya'ni gazning barcha N_0 (N_0 - Avagadro soni) ta molekularining to'rtlangan hajmiga teng.

Endi tortishish kuchlarini hisobga olamiz. Bu kuchlarning mavjudligi shunga olib keladiki, gaz molekularining bosimi, boshqa barcha sharoitlar birday bo'lgani holda, ideal gaz holidagidan kam bo'ladi. Chunki, idish devori yaqinida turgan ixtiyoriy molekulaning bir tomonidagi qo'shnilar boshqasidan, ya'ni devor tarafdagilardan ko'p bo'lgani uchun unga gazning ichiga qarab yo'nalgan natijaviy kuch ta'sir qiladi. Shu tufayli idish devoriga ta'sir qiluvchi bosim ideal gazdagiga nisbatan biror ΔP miqdor kam bo'ladi. U holda (2) ifodani ΔP ni e'tiborga olib quyidagi ko'rinishda yozish mumkin:

$$P = \frac{RT}{V - v} - \Delta P \quad \text{yoki} \quad P + \Delta P = \frac{RT}{V - v} \quad (4)$$

Bundagi ΔP bosim ichki yoki molekulyar bosim deyiladi. Uning nimaga bog'liq ekanini aniqlaylik. Bu molekulyar bosim gazning devorga yaqin turgan birlik sirtidagi barcha molekulariga ta'sir qiluvchi tortishish kuchiga teng. Bu kuch molekular zichligi n ga proporsional. Ikkinchi tomondan tortishish kuchi ta'sir qiluvchi devorga yaqin molekular soni ham n ga proporsional. Demak, $\Delta P \sim n^2$ yoki n gaz egallagan hajmga teskari proporsional bo'lgani uchun

$$\Delta P = \frac{a}{V^2} \quad (5)$$

bo'ladi. Bu yerda V gazning molyar hajmi, a - proporsionallik koeffitsiyenti. (4) va (5) tengliklarni nazarda tutib 1 mol real gaz uchun holat tenglamasini quyidagicha yozish mumkin:

$$\left(P + \frac{a}{V^2} \right) (V - v) = RT \quad (6)$$

Gazning ixtiyoriy miqdori uchun u quyidagi ko'rinishda bo'ladi:

$$\left(P + \frac{m^2}{\mu^2} \cdot \frac{a}{V^2} \right) \left(V - \frac{m}{\mu} v \right) = \frac{m}{\mu} RT \quad (7)$$

Van-der-Vaals tenglamasidagi a va b tuzatmalar o'zgarimas kattaliklar bo'lib, ularning son qiymatlari turli gazlar uchun turlicha. Shu sababli (7) tenglama

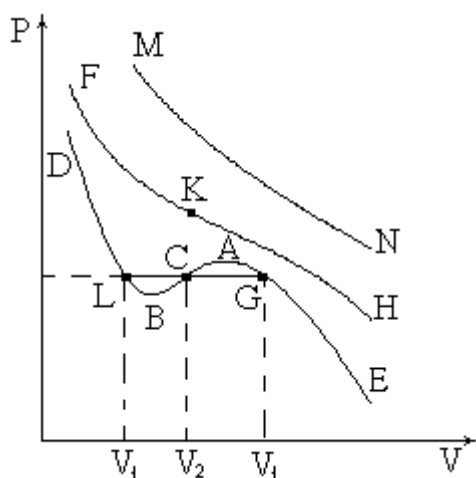
Klapeyron tenglamasi kabi universal emas. Lekin, bu tenglama gazlarning xususiyatlarini sifat jihatidan to‘g‘ri ifodalaydi.

VAN-DER-VAALS IZOTERMALARI

Van-der-Vaals tenglamasini uncha murakkab bo‘lmagan o‘zgartirishlardan keyin quyidagi ko‘rinishga keltirish mumkin:

$$V^3 + \left(\epsilon + \frac{RT}{P} \right) V^2 + \frac{a}{P} V - \frac{a\epsilon}{P} = 0 \quad (1)$$

Bu tenglama V bo‘yicha uchinchi darajali tenglama bo‘lib, u bitta yoki uchta haqiqiy ildizga ega bo‘ladi. Har bir ildizga PV diagrammada bir nuqta mos keladi. Agar temperatura yuqori bo‘lsa, izoterma monoton pasayuvchi, MN egri chiziq ko‘rinishida bo‘ladi va bosimning tegishli qiymatlariga (1) tenglamaning bittadan ildizi to‘g‘ri keladi. Pastroq temperaturalarda va P bosimning ba‘zi bir qiymatlarida (1) tenglama V_1, V_2, V_3 uchta ildizga ega. Bunday hollarda $Pqconst$ izobara izotermani uchta L, C, G nuqtada kesib o‘tadi (4-rasm). Biror oraliq temperaturada V_1, V_2, V_3 uchta ildiz bir-biriga teng bo‘lib qoladi (K -nuqta). FKH izotermaning bukilish nuqtasi K kritik nuqta va unga mos keluvchi holatga kritik holat deyiladi. Bu holatga mos kelgan T_k, R_k va V_k lar mos ravishda kritik temperatura, kritik bosim va kritik hajm deyiladi.



4-rasm

Van-der-Vaals izotermasi bilan tajribada olingan izoterma orasida katta farq bor. Rasmdan ko‘rinib turibdiki, to‘g‘ri chizikli gorizontall LCG qism o‘rniga izotermada to‘lqinsimon $LBCAG$ soha bor. Izotermaning DL qismi suyuq holatga, GE qismi esa gazsimon holatga mos keladi.

Egri chiziqning BSA qismidagi nuqtalariga mos keluvchi holatlarning bo‘lishi mumkin emas, chunki bosim ortganda hajm ortishi mumkin emas.

Izotermaning AG va LB qismiga mos keluvchi holatlar metastabil holatlar deyiladi va bu holatlarni amalda namoyon qilish qiyin.

FKH izotermaning kritik nuqtasiga mos keluvchi holatida moddaning gazsimon va suyuq holati orasidagi farq yo‘qoladi. Bu holatga mos keluvchi kritik holat parametrlari quyidagi ifodalar yordamida topiladi:

$$V_k = 3\epsilon, \quad P_k = \frac{a}{27\epsilon}, \quad T_k = \frac{3a}{27R\epsilon}$$

Van-der-Vaals tenglamasiga modda holatining chin tenglamasi deb emas, balki, model tenglama deb qarash lozim. Chunki, bu tenglama ideallashtirilgan

aniq model asosida olingan bo'lib, tajriba ma'lumotlarida bu tengla-madan ancha muhim chetlanishlar ham mavjuddir.

VAN-DER-VAALSNING KELITIRILGAN TENGLAMASI

Ideal gazlarning izotermalari gazlarning tabiatiga bog'liq emas. Real gazlar uchun ham holat tenglamasini gaz tabiatiga bog'liq bo'lmaydigan qilib yozish mumkin. Buning uchun hajm, bosim va temperatura birliklari sifatida ularning kritik qiymatlarini qabul qilish kerak. Bunday birliklarda o'lchanadigan bu kattaliklar keltirilgan bosim, hajm va temperatura deb ataladi. Ular quyidagi ifodalar orqali aniqlanadi:

$$\varpi = \frac{V}{V_k}, \quad \frac{P}{P_k} = \pi \quad \text{va} \quad \frac{T}{T_k} = \theta \quad (1)$$

Bu o'lchamsiz o'zgaruvchilar orqali yozilgan holat tenglamasi keltirilgan holat tenglamasi deyiladi. Keltirilgan holat tenglamaning ko'rinishi quyidagicha:

$$\left(\pi + \frac{3}{\varpi^2} \right) \left(\varpi - \frac{1}{3} \right) = \frac{8}{3} \theta \quad (2)$$

Bu tenglamadan shu narsa kelib chiqadiki, agar turli gazlar uchun ϖ , π , θ uchta keltirilgan parametrdan qaysidir ikkitasining qiymatlari mos tushsa, u holda uchinchi parametrdan qiyamati ham mos tushadi. Bu qonunga mos holatlar qonuni deyiladi.

22-Mavzu: Fazalar va fazaviy utishlar. Fazaviy muvozanat sharti. Ko‘p komponentali sistemalarda fazalar qoidasi. Birinchi tur fazaviy o‘tishlar.

Reja:

1. Fazalar va fazaviy utishlar
2. Fazaviy muvozanat sharti.
3. Ko‘p komponentali sistemalarda fazalar qoidasi
4. Birinchi tur fazaviy o‘tishlar

Tayanch so‘z va iboralar: Zarralar

soni, faza, issiqlik sig‘imi, termodinamik potensial, entropiya, konsentratsiya, entropiya, kritik nuqta

Termodinamik tizim fizik xususiyatlari nuqtai nazaridan bir xil bo‘lmasligi mumkin. Tizimning fizik xususiyatlari bir xil bo‘lgan qismga faza deb ataladi. Masalan, termodinamik tizimni suv va uning bo‘g‘i tashkil etgan bo‘lsa bunday tizim bir komponentali ikki fazali hisoblanadi. Dastlab, ana shunday tizim bir vaqtning o‘zida muvozanat holatda bo‘lishi mumkinlik masalasini va uning muvozanatlik shartlarini ko‘chirib chiqaylik. Buning uchun zarralar soni o‘zgaruvchi tizimlar muvozanat holati nazariyasiga murojaat etamiz. Ikkita turlicha fazali tizimlar o‘zaro zarralar almashinuvi imkoniyatiga ega bo‘lsin. Bunday tizimlar o‘zaro muvozanat holatda bo‘lishi uchun $T_1 = T_2$ $p_1 = p_2$ $\mu_i^{(1)} = \mu_i^{(2)}$ ga muvofiq ma’lumki, ularning temperaturalari, bosimlari va ximik potentsiallari bir-biriga teng bo‘lmog‘i lozim. Har bir faza uchun $-pdV - Vdp = -SdT - pdV - \sum_i N_i d\mu_i$ yoki $SdT - Vdp + \sum_i N_i d\mu_i = 0$

Dyugem – Gibbs munosabatidan foydalanamiz:

$$d\mu^{(1)} = \frac{1}{N^{(1)}}(V_1 dp - S_1 dT); \quad d\mu^{(2)} = \frac{1}{N^{(2)}}(V_2 dp - S_2 dT) \quad (1)$$

bu erda $N^{(1)}$ va $N^{(2)}$ lar birinchi va ikkinchi fazadagi molekularning o‘rtacha soni. Ikkala fazaga tegishli bo‘lgan bir molekula hajmi va entropiyasi ifodalarini qabul qilamiz: $v_1 = \frac{V_1}{N^{(1)}}; \quad s_1 = \frac{S_1}{N^{(1)}}; \quad v_2 = \frac{V_2}{N^{(2)}}; \quad s_2 = \frac{S_2}{N^{(2)}};$

$$\text{U holda } d\mu^{(1)} = v_1(T, p)dp - s_1(T, p)dT, \quad d\mu^{(2)} = v_2(T, p)dp - s_2(T, p)dT \quad (2)$$

Agar bu funksiyalar ma’lum bo‘lsa, $dS = \frac{1}{T} \left\{ dE + pdV - \sum_i \mu_i dN_i \right\}$ ifodasini

integrallash va μ ni har bir faza uchun bosim va temperatura funksiyasi sifatida aniqlash mumkin. Bu fazalardagi fizik xususiyatlar

turlicha bo‘lganligi uchun, ya’ni ularning solishtirma hajmlari, issiqlik sig‘imlari turlicha

bo‘lganligi uchun ximik potensial bu fazalarda turlicha bo‘ladi. lekin fazalar o‘zaro munosabat holatda

bo‘lganda,

$$\mu^{(1)}(T, p) = \mu^{(2)}(T, p) \quad (3)$$

SHartning bajarilishi T va p larning o‘zaro bog‘liqligiga olib keladi. SHunday qilib, har qanday

temperaturada ham fazalar muvozanati mavjud bo‘ladi, lekin bu holda bosim temperatura sining funksiyasi ko‘rinishida bo‘lishi lozim.

Agar 1- gazli faza, 2- suyuqlik fazasi bo‘lsa, $p = p_0(T)$ to‘yingan bo‘g‘ning suvga nisbatan elastikligini ifodalaydi. Bosimning faqat bunday qiymatida gaz kondensatsiyalashmaydi ham, bo‘g‘lanish ham bo‘lmaydi. $p > p_0$ bo‘lganda gaz kondensatsiyalanadi, $p < p_0$ bo‘lganda esa kondensatsialangan faza bo‘g‘lanadi va bu jarayon bir faza ikkinchisiga to‘la o‘tguncha davom etadi. Bir vaqtning o‘zida uchta fazali tizim ham muvozanat holatda bo‘lishi mumkin. Buning uchun:

$$\mu^{(1)}(p,T) = \mu^{(2)}(p,T) = \mu^{(3)}(p,T) \quad (4)$$

Tenglik shartlari bajarilmog‘i lozim. pV - diagrammasida bu uchlangan nuqtani tashkil etadi. Endi muvozanat holatda bo‘lgan tizimning turg‘unlik shartlarini ko‘raylik. Faraz qilaylik, yopiq tizimda $E = const, V = const, N_i = const$ bo‘lsin. Bunday tizim muvozanat holatda bo‘lganda uning entropiyasi o‘zining maksimal $S = S_{max}$ qiymatiga ega bo‘ladi.

Aytaylik, tizimda $E = const, V = const, N_i = const$ bo‘lsin. Termodinamika ikkinchi qonuniga muvofiq,

$$dS \geq \frac{dQ}{T} = \frac{dE + pdV}{T}$$

Bu holda $d(E - TS) \leq 0$ ya’ni faqat ozod energiya kamayishi mumkin. Demak, tizimning $f = f_{min}$ bo‘lgan holati turg‘un bo‘ladi. Aytaylik bosim, temperatura va zarralar soni belgilangan bo‘lsin. U holda termodinamika ikkinchi qonuniga muvofiq $dS \geq \frac{dE + pdV}{T}$ va $d(E + pV - TS) \leq 0$ ya’ni faqat $\Phi = E + pV - TS$ Gibbsning termodinamik potentsiali kamayishi mumkin, va tizim $\Phi = \Phi_{min}$ qiymatida turg‘un muvozanat holatda bo‘ladi.

Agar tizim n ta jismdan tashkil topgan bo‘lsa va unda k - ta ximik reaksiya mavjud bo‘lsa, bir- biriga bog‘liq bo‘lmagan ximik potentsiallar soni $n - k = \beta$ ta bo‘ladi. β ga tizim komponentalarining soni deyiladi. Fazasi j - bo‘lgan i - nchi jismning ximik potentsialini μ_i^j deb belgilaylik. U holda

$$\mu_i^{(1)} = \mu_i^{(2)} = \mu_i^{(j)} = \dots = \mu_i^{(\alpha)}$$

tengliklari fazalar muvozanat holati sharti bo‘lib xizmat qiladi. Bu erda : $i = 1, 2, \dots, \beta$ α - tizimdagi fazalar soni. Tizimda maksimal nechtagacha faza bo‘lishi mumkinligi masalani aniqlaylik. Dyugeym –Gibbs munosabatidan ko‘rinib turibdiki, soni β bo‘lgan ximik potentsiallaridan bittasi T, p va qolgan boshqa ximik potentsiallar funksiyasi ekanligi kelib chiqadi. Demak, bir- biriga bog‘liq bo‘lmagan ximik potentsiallar soni β emas, balki $(\beta - 1)$ ta bo‘ladi. Natijada barcha α fazadagi o‘zgaruvchilar soni $\alpha \cdot (\beta - 1) + 2$ bo‘ladi. Barcha bu o‘zgaruvchilar $(\alpha - 1)\beta$ ga teng bo‘lgan fazalar muvozanati shartlarini qanoatlantirishi lozim. Lekin tenglamalar soni o‘zgaruvchilar sonidan katta bo‘lmasligi lozim. SHuning uchun

$$(\beta - 1)\alpha + 2 \geq (\alpha - 1)\beta, \text{ ya'ni } \alpha \leq \beta + 2 \quad (6)$$

Fazalarning maksimal soni komponentachalar soni qo'shilgan 2 ga teng. Bu xulosaga Gibbsning fazalar qoidasi deyiladi. Agar $\alpha < \beta + 2$ bo'lsa $m = (\beta + 2 - \alpha)$ ga tizim erkinlik darajasining soni deyiladi. Bu aytilganlardan ko'rinib turibdiki, ximik jihatdan bir xil bo'lgan tizimda uchtdan ko'p faza (uchlangan nuqta) bo'lishi mumkin emas. Ikki komponentali tizimda uchta erkinlik darajasining soni bo'ladi, va bu holda hajm, bosim va temperatura qiymatlarini ixtiyoriy tanlab olish mumkin, bu erda turli komponentalardagi molekular soni ximik jihatdan muvozanat holat shartlari orqali aniqlanadi.

Faza o'tishlar. Birinchi xil faza o'tishlar

Kritik nuqta mavjudligini ilk bor Endryu (1869) CO₂ ni o'rganganda kuzatgan. Bir qancha vaqtdan keyin Van-der- Vaals o'zining mashhur tenglamasini taklif qiladi. Van-der- Vaals holat tenglamasi kondensatsiya nazariyasi tarixiy rol o'ynagan. Bu tenglamaning muhim xossasi, bitta tenglama bir vaqtning o'zida ham gaz, ham suyuq holatni tavsiflay olgan. Bizga umumiy fizika kursidan ma'lumki, bu tenglama ma'lum temperaturalar intervalida nomuvozanat sohaga ega. Bunday holdan qutilish uchun Maksvell teng yuzalar qoidasini kiritadi. Van-der-Vaals tenglamasi va Maksvell teng yuzalar qoidasi birgalikda kondensatsiya hodisasini tushuntirib bergan. O'sha vaqtda moddaning bir agregat holatdan ikkinchisiga o'tishi faza o'tishi degan nom olgan.

SHunday qilib, fazalar o'tishining nazariyasiga asos solingan. Turli sistemalar ustida olib borilgan tadqiqotlar faza o'tish gaz holatdan suyuqlik holatiga o'tish bilan chegaralangan, juda ko'p qirrali ekanligi namoyon bo'ldi.

Muvozanat holatdagi geterogen sistemada tashqi ta'sirlarning o'zgarishida modda bir fazadan boshqa fazaga o'tishi mumkin. Masalan: suyuq holatdan gaz holatga, bir kristall modifikatsiyadan boshqasiga, normal o'tkazgich holatdan o'ta o'tkazgich holatga, ferromagnit holatdan paramagnit holatga va h.k. Bu faza o'tishlarning qisqacha ro'yxati bo'lib, uni yana davom ettirish mumkin. Faza o'tishlar nazariyasi hozirgi kunda juda rivojlangan bo'lib, ushbu darslik doirasida barcha nazariyalarni qamrab olish mumkin emas.

Faza o'tishlar nazariyasini avval termodinamik nuqtayi nazardan ko'rib chiqamiz. Faza o'tishlar har doim ba'zi bir termodinamik kattaliklar uzluksizligining buzilishi bilan bog'langandir. O'tish nuqtasida Gibbs termodinamik potensialining birinchi yoki ikkinchi tartibli hosilalarining uzilishga duchor bo'lishiga qarab, faza o'tishlar birinchi va ikkinchi xil faza o'tishlarga bo'linadi. Agar Gibbs termodinamik potensialidan olingan birinchi tartibli hosila uzilishga duchor bo'lsa, ikkinchi tartibli hosila esa uzluksiz bo'lsa, bunday faza o'tish birinchi xil faza o'tishlar deb yuritiladi. Agar aksincha bo'lsa, u holda ikkinchi xil faza o'tishlar deb yuritiladi.

Birinchi xil faza o'tishlarda solishtirma hajm, solishtirma entropiya o'tish nuqtasida uzilishga duchor bo'ladi. Birinchi xil faza o'tishlarda yashirin issiqlikning yutilishi yoki ajralishi kyzatiladi. Bunday o'tishga erish, bug'lanish, sublimatsiya, bir kristall holatdan ikkinchi kristall holatga o'tish kiradi.

Birinchi xil faza o'tishlar tenglamasi Klapeyron-Klauzius tomonidan berilgan. Bu tenglamani olishda fazalar muvozanatida ikkala fazadagi kimyoviy potentsiallarning tenglik sharti $\mu(T, p) = \mu(T, p)$ dan foydalanamiz. Buning uchun ushbu tenglikning har ikkala tomonidan to'liq differensial olamiz:

$$d\mu = -s dT + v dp$$

$$d\mu = -s dT + v dp \quad (7)$$

$$d\mu(T, p) = d\mu(T, p)$$

Mos differensiallarni solishtirib quyidagi ifodani olamiz:

$$\frac{dp}{dT} = \frac{s - s}{v - v} \quad (8)$$

Bu erda s va v — bitta zarraga to'g'ri kelgan entropiya va hajm. (8) muvozanat egriligining differensial tenglamasi bo'lib, u Klayperon-Klauzius tenglamasi deyiladi. Ko'pincha bu tenglama quyidagi ko'rinishda ham yoziladi:

$$\frac{dp}{dT} = \frac{\lambda}{T(v - v)} \quad (9)$$

$$\frac{dp}{dT} = \frac{L}{T(V - V)} \quad (10)$$

Bu erda λ yoki $L = \lambda N$ - o'tish issiqligi yoki yashirin issiqlik deb yuritiladi, $\Delta v = v - v'$ yoki $\Delta V = V - V'$ - mos ravishda molyar solishtirma hajm yoki molyar hajm o'zgarishi. (8) yoki (9) tenglamalarning

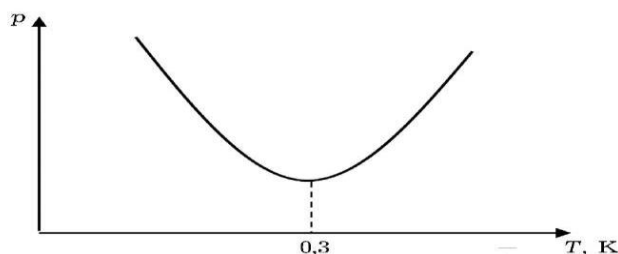
$$\frac{dT}{dp} = \frac{T \Delta v}{\lambda} \quad \text{yoki} \quad \frac{dT}{dp} = \frac{T \Delta V}{L}$$

Suyuqlikning bug'ga o'tishida issiqlik beriladi va hajm har doim ortadi, va demak, $\frac{dT}{dp} > 0$

bo'ladi, ya'ni bosim oshganda qaynash temperaturasi har doim ortadi. Ammo, erishda esa ikki hol uchraydi:

1) $\Delta v = v - v' > 0$ bo'lsa, u holda $\frac{dT}{dp} > 0$ bo'ladi, demak, bosim ortishi bilan erish temperaturasi ko'tariladi. Bunday hol deyarli barcha qattiq jismlar uchun bajariladi.

2) $\Delta v = v - v' < 0$ bo'lsa, u holda $\frac{dT}{dp} < 0$ bo'ladi, demak, bosim ortishi bilan erish temperaturasi pasayadi. Bunday hol



1- rasm. Qattiq geliyning erish egri chizig'i.

ko'rinishda yozilishi - faza o'tishda, bosim o'zgarishiga qarab o'tish temperaturasining o'zgarishini aniqlaydi (masalan, muzlash yoki qaynash nuqtasi).

qoidadan istesno bo'lib, qattiq fazadagi suv, cho'yan, vismut, germaniy va galliy uchun bajariladi. Bu moddalar erishda hajmi amayadi. SHuning uchun $\frac{dT}{dp} < 0$

bo'ladi, ya'ni bosim oshishi bilan erish temperaturasi pasayadi.

3) Bosim oshishi bilan erish temperaturasining pasayishi tajribada geliy izotopi ^3He da kuzatilgan. Buning sababi ikkinchi holdan farq qiladi. $T < 0,3 \text{ K}$ da geliy izotopi ^3He da $v_{\text{liq}} > v_{\text{sol}}$ bo'lsada, bosim oshishi bilan erish temperaturasi kamayadi. Sababi shuki, $T < 0,3 \text{ K}$ da solishtirma erish issiqligi $\lambda - T(s_{\text{liq}} - s_{\text{sol}}) < 0$ chunki suyuq ^3He ning entropiyasi qattiq ^3He ning entropiyasidan kichik. Bunga Pomeranchuk effekti deyiladi. $T = 0,3 \text{ K}$ da erish solishtirma issiqligi ishorasini o'zgartiradi va demak, bu temperaturada erish egriligi minimumga ega bo'ladi (1- rasm). $T < 0,3 \text{ K}$ da suyuq ^3He qotishida issiqlik yutiladi. Demak, bu temperaturalar intervalida ^3He qotishi uchun uni adiabatik holda siqish kerak ekan, bu esa erish (qotish) temperaturaning pasayishiga olib keladi. Birinchi xil faza o'tishlariga termodinamikaning uchinchi qonunini tatbiq qilamiz. Absolyut nol temperatura yaqinida, termodinamikaning uchinchi qonuniga asosan, $\lim_{T \rightarrow 0} (S - S_0) = 0$ Bu shart

bajarilishi uchun termodinamikaning asosiy tenglamasi $T\Delta S = \Delta E + p\Delta V$ dan ikkita nol kelib chiqadi. Birinchi hol temperatura nolga intilganda bir vaqtda ichki energiya va hajmning o'zgarishi nolga teng bo'lishi kerak. Bunda qattiq faza suyuq fazadan farq qilmay qoladi. Ikkinchi hol: yuqoridagi shart bajarilish uchun $\Delta E = -p\Delta V$ bo'lishi kerak. Tajribalar ko'rsatadiki, geliyda ikkinchi hol amalga oshadi. Demak,

$\lim_{T \rightarrow 0} \frac{dp}{dT} = 0$ bo'ladi. Haqiqatan ham, $T \rightarrow 0$ da termodinamikaning uchinchi qonuniga asosan, $\Delta S = S_{\text{liq}} - S_{\text{sol}} = 0$ bo'ladi va muvozanat egriligi (p, T) diagrammada temperatura o'qiga parallel yotadi. Muvozanat egriligining temperaturaga ana shunday bog'liqligi haqiqatan ham suyuq geliy-II uchun o'rinli ekanligini tajribalar isbotladi. Suyuq geliy-II $T \rightarrow 0 \text{ K}$ da va $p > 30 \text{ atm}$ da barqaror faza bo'ladi. $p \sim 30 \text{ atm}$ dan yuqori bosimlarda barqaror faza qattiq geliy bo'ladi. Qattiq geliyning suyuq holatga va aksincha suyuq holatdan qattiq holatga o'tishida fazalar muvozanat egriligi absissa o'qiga parallel holda yotadi va 0 K da uning burchak koeffitsienti $\frac{dp}{dT} \rightarrow 0$ Demak, $\Delta S \rightarrow 0$ va erish yashirin issiqligi ham

$L \rightarrow 0$ Muvozanat egriligini oshkora ko'rinishda umumiy holda topish mumkin emas. Agar tajribalardan faza o'tish yashirin issiqligi va molyar hajm o'zgarishi temperatura va bosimga bog'liqligi ma'lum bo'lsa, u holda Klapeyron-Klauzius tenglamasini integrallash mumkin va natijada muvozanat egriligining oshkora ko'rinishini va muvozanat egriligi formasini topish mumkin. Ammo bu kattaliklarning temperaturaga bog'liqligi murakkab, shuning uchun integral sonli hisoblanadi.

O'tish yashirin issikligi L ni topishni soddalashtirish mumkin, buning uchun muvozanatdagi fazalardan birortasi bug' bo'lishi kerak. Bu holda kondensatsiyalangan fazaning hajmi bug' hajmidan juda kichik bo'lganligi uchun $\Delta V = V_{\text{liq}} - V_{\text{sol}} \cong V_{\text{sol}}$ deb yozish mumkin va Klapeyron-Klauzius tenglamasi

$$\frac{dp}{dT} = \frac{L}{TV_{\text{sol}}}$$

ko‘rinishni oladi. Agar muvozanatda bo‘lgan bug‘ etarli darajada siyrak bo‘lsa, uni ideal gaz deb qarash mumkin bo‘ladi. U holda $v = \frac{NkT}{p}$ va

$$\frac{dp}{dT} - \frac{Lp}{kNT^2} \text{ yoki } \frac{dp}{p} - \frac{L}{kNT^2} dT \quad (11) \text{ endi o‘tish yashirin issiqligi } L \text{ ning}$$

temperaturaga bog‘lanishini topaylik. $L = \Delta ST$ dan

$$\frac{dL}{dT} = \Delta S + T \left(\frac{\partial \Delta S}{\partial T} \right)_p + T \left(\frac{\partial \Delta S}{\partial p} \right)_T \frac{dp}{dT}.$$

(11) dagi ifodalarni hisobga olib, $\frac{dL}{dT} = \Delta C_p$ ni hosil qilamiz. Bu tenglamani integrallash natijasida o‘tish yashirin issiqligi uchun quyidagi ifodani olamiz:

$$L = \int_0^T \Delta C_p dT + L_0 \quad (12)$$

Bu erda $L_0 - T = 0 K$ dagi yashirin issiqlik bo‘lib, kondensatsiyalangan faza molekulari orasidagi bog‘lanishni uzib, o‘zaro ta’sirda bo‘lmagan molekularga aylantirish uchun bajarilgan ishni beradi. $\int_0^T \Delta C_p dT$ esa suyuq faza va bug‘da issiqlik

harakat energiyalari farqini kompensatsiyalashda sistemaga berilgan energiya. (12) ifodani (11) ifodaga qo‘yib integrallash natijasida quyidagilarni olamiz:

$$\frac{dp}{dT} = \frac{L_0}{kNT^2} + \frac{dT}{kNT^2} \int_0^T \Delta C_p dT \quad \text{va} \quad p = \exp \left[-\frac{L_0}{kNT} + \int_0^T \frac{dT}{kNT^2} \int_0^T \Delta C_p dT + i \right] \quad (13)$$

Bu erda i o‘zgarmas kattalik bo‘lib, bug‘ elastiklik doimiysi deb yuritiladi. (13) ifoda temperatura pasayishi bilan muvozanatdagi to‘yingan bug‘ bosimining keskin kamayishini ko‘rsatadi. Bug‘lanish holi uchun $p = \exp \left[-\frac{L_0}{kNT} \right] + i$

Chunki bu bo‘ladi. holda $L \sim L_0$ Agar kondensatsiyalangan faza kristall bo‘lsa, i va $\Delta C_p = C_p^{\text{g}} - C_p^{\text{l}}$ kattaliklarni statistik metod yordamida hisoblash mumkin. Bu holda to‘yingan bug‘ bosimi kichik bo‘ladi va bo‘g‘ni ideal gaz deb hisoblash kimyoviy potentsiallarning tenglik sharti $\mu^{\text{g}}(p, T) = \mu^{\text{l}}(p, T)$ dan yuqori va past temperaturalarda (p, T) diagrammalarda $p = p(T)$ muvozanat egriligining oshkora ko‘rinishini olish mumkin.

Nazorat savollari

1. Fazalar va fazoviy o‘tishlarni tushuntiring?
2. Birinchi tur fazoviy o‘tishlarni tushuntiring?
3. Fazaviy muvozanat shartini tushuntiring?

23-MA'RUZA: Klapeyron-Klauzius tenglamasi. Kritik nuqta. Uchlamchi nuqta

Molekulalar idish devoriga yaqinlashar ekan, ular bu molekulalar zichligiga proporsional bo'lgan kuchga ega molekulalar n/V bilan orqaga tortiladilar. Vaqtning ma'lum momentida devorga tekkan molekulalar ichkariga yo'nalgan natijaviy kuch bilan sekinlashtiriladi va shu yo'l bilan devorga kichik kuch bilan ta'sir etadi, va albatta bu molekulalar tortishish kuchi bo'lmaganidagiga qaraganda kichik bosim xosil qiladi. Bosim $(N/V)^2$ kattalikka proporsional tarzda kamayadi deb kutish mumkin. $N = nN_A$ ligidan, bu yerda N_A -Avagadro soni, $(N/V)^2 = (nN_A/V)^2 = N_A^2/v^2$ deb yozish mumkin, bunda bosim $1/v^2$ ga proporsional tarzda kamayadi. Agar bosimni aniqlash uchun $R(v-b)=RT$ tenglamadan foydalanilsa, u xolda olingan bosimni a/v^2 ga kamaytirish kerak, bu yerda a -proporsionallik koeffitsienti.

5 rasmda suyuqlik va buh mavjud bo'lgan sohada turli temperaturalardagi moddalar uchun izotermik egri chiziqlar keltirilgan bo'lib, bu egri chiziqlar Van-der-Vaal s tenglamasi orqali yetarlicha aniq ifodalanadi va a va b konstantalarni aniqlashda qo'llash mumkin. Masalan, bu konstantalar qiymatlari azot uchun eksperimental egri chiziq uchun mos kelib, $a = 1.370 \text{ L}^2 \cdot \text{atm/mol}^2$ va $b = 38.7 \text{ mL/mol}$ ga teng. Bu 38.7 mL/mole ga teng bo'lgan xajm 1 mol azot molekulasini normal sharoitda egallagan $22,4 \text{ l}$ xajmning $0,2$ foizini tashkil etadi. Azotning molyar massasi 28.02 g/mol ga tengligidan, 1 mol azot molekulasini $38,7 \text{ ml}$ xajmni egallashi kelib chiqadi, u xolda uning zichligi

$$\rho = \frac{M}{V} = \frac{28.0 \text{ g}}{38.7 \text{ mL}} = 0.724 \text{ g/mL} = 0.724 \text{ kg/L}$$

ga teng bo'lib, bu deyarli suyuq azot zichligi $0,80 \text{ kg/l}$ kabidir.

Konstanta b ning qiymati molekula o'lchamini xisoblash uchun qo'llanilishi mumkin. 1 mol azot 387 cm^3 xajmni egallashidan, azotning bitta molekulasini xajmi

$$V = \frac{b}{N_A} = \frac{38.7 \text{ cm}^3/\text{mol}}{6.02 \times 10^{23} \text{ molecules/mol}} \\ = 6.43 \times 10^{-23} \text{ cm}^3/\text{molecule}$$

ga teng. Agar har bir molekula d tomonli kubga ega bo'lsa, u xolda

$$d^3 = 6.43 \times 10^{-23} \text{ cm}^3$$

yoki

$$d = 4.0 \times 10^{-8} \text{ cm} = 0.4 \text{ nm}$$

ga ega bo'lamiz va bu azot molekulasini diametriga tengdir.

a va b konstantalar qiymatlari 1 jadvalda keltirilgan eksperimental egri chiziqlar konstantalari qiymatlariga yaxshi mos keladi.

1 jadval. Ayrim gazlar uchun Van-der-Vaal sning a va b koeffitsientlari

	a (L ² · atm/mol ²)	b (mL/mol)
He	0.0346	23.80
Ne	0.211	17.1
Ar	1.34	32.2
Kr	2.32	39.8
Xe	4.19	51.0
H ₂	0.244	26.6
N ₂	1.370	38.70
O ₂	1.382	31.86
H ₂ O	5.46	30.5
CO ₂	3.59	42.7

1 misol. Yuqori zichlikli geliy

400 atm da 20,0 l li idishda 300 mol geliy bor. (a) an^2/V^2 ning qiymati nechaga teng va bu idish xajmining qancha foizini tashkil etadi? (b) an nechaga teng va bu idish xajmining necha foizini tashkil etadi? (s) geliy temperaturasi qancha?

Tasvirlash. Temperaturani Van-der-Vaal s tenglamasida foydalanib toping (20-6 tenglama). Geliy uchun a va b koeffitsientlarni 1 jadvaldan oling.

yechish:

(a)) an^2/V^2 ni xisoblang va uni 400 atm bilan solishtiring:

$$\frac{an^2}{V^2} = \frac{(0.0346 \text{ L}^2 \cdot \text{atm/mol}^2)(300 \text{ mol})^2}{(20.0 \text{ L})^2}$$

$$= 7.785 \text{ atm} = \boxed{7.79 \text{ atm}}$$

(7.785 atm is about 2% of 400 atm)

(b) an ni xisoblang va uni 20 l bilan solishtiring:

$$bn = (0.0238 \text{ L/mol})(300 \text{ mol}) = \boxed{7.14 \text{ L}}$$

$$\left(P + \frac{an^2}{V^2}\right)(V - bn) = nRT$$

2.Geliy uchun a va b koeffitsientlarni 1 jadvaldan oling:

$$a = 0.0346 \text{ L}^2 \cdot \text{atm/mol}^2$$

$$b = 0.0238 \text{ L/mol}$$

3. Berilgan qiymatlarni qo'yib, temperaturani toping. Bosim atmosferada, xajm esa litrda olinganida $R=0,082057 \text{ atm/mol K}$ deb qo'llaymiz:

$$T = \frac{\left(P + \frac{an^2}{V^2}\right)(V - bn)}{nR} = \frac{\left(400 + \frac{0.0346 \times 300^2}{20.0^2}\right)(20.0 - 0.0238 \times 300)}{300 \times 0.082057}$$

$$= \boxed{213 \text{ K}}$$

Tekshirish. Van-der-Vaal s tenglamasi kutilganidek, bosimga juda kichik tuzatish 2% [(b) qism], xajmga 36% [(a) qism] tuzatish kiritadi. Geliy atomlari bir-birini ko'pgina boshqa atomlarga nisbatan kuchsiz tortgani uchun geliy bosimiga kiritilgan tuzatish ayniqsa kichik.

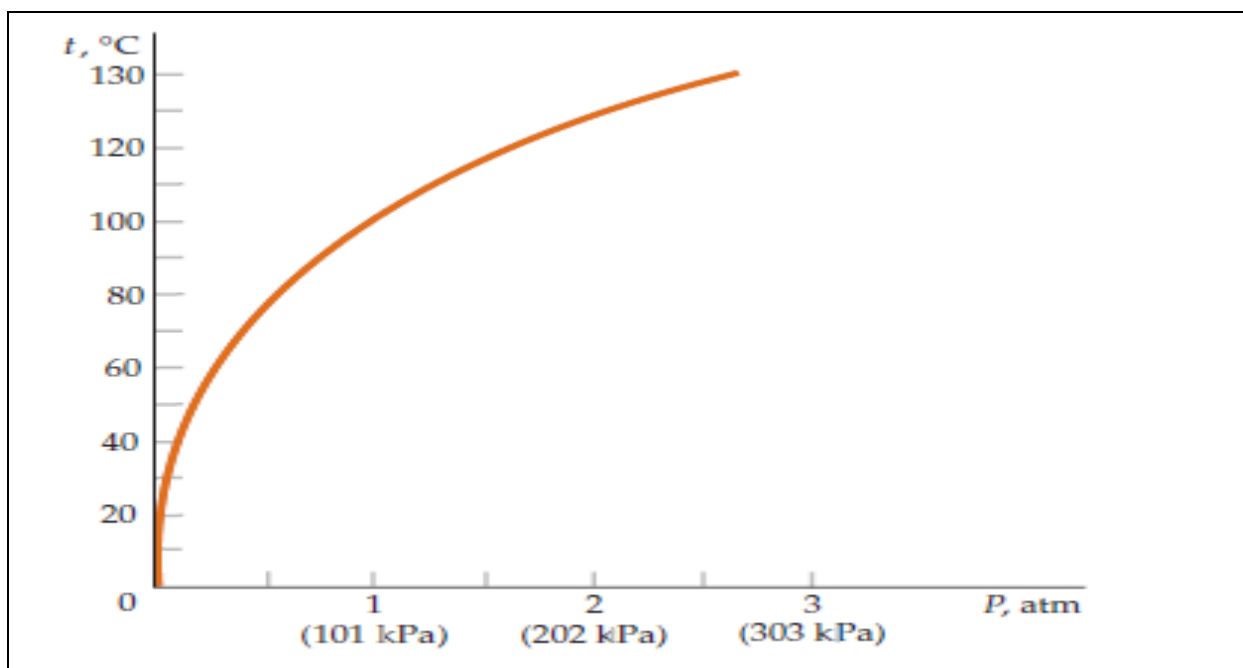
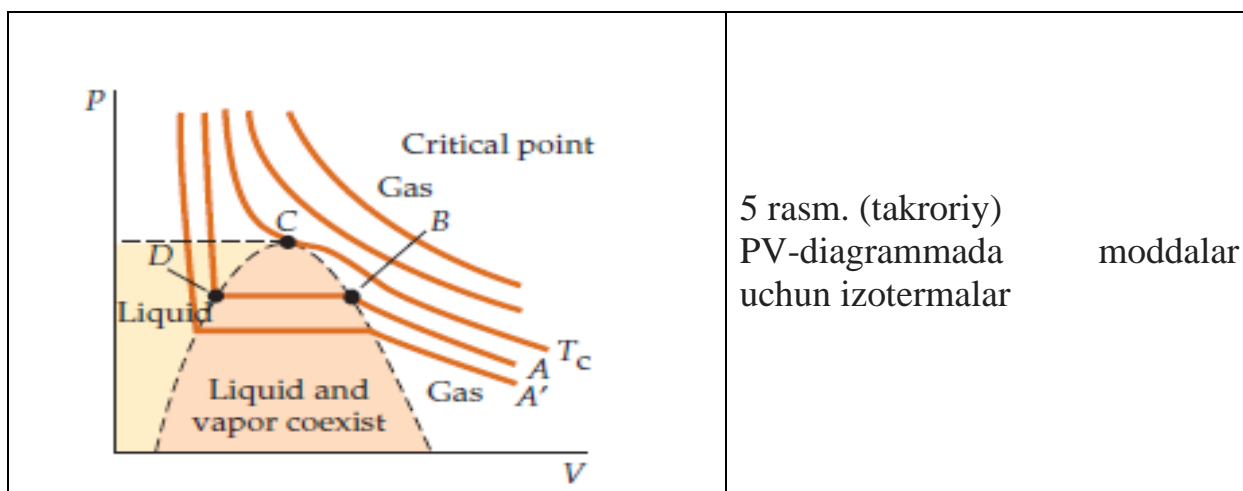


Tayyora tovush to'sig'ini yengganidan keyin uning orqasida bulut shakllanadi. Tayyora xavo bo'ylab harakatlanganida, uning ketidagi ixtiyoriy past bosimli xavo shakl xosil qiladi.

SHu sohada xavoning bosimi gazzimon suv bug'i bosimidan kamaysa, xavodagi suv kondensatsiyalanib, bulut xosil qiladi. Boshqa atmosfera sharoitlari samoletning turli tezliklarida yuz beradigan xodisalarni yuzaga keltiradi (AQSH mudofaa departamenti G`Tadqiqodchilar surati, Inc.)

T_s dan past temperaturalarda Van-der-Vaal s tenglamasi 5 rasmda ko'rsatilgan shtrixlangan sohaning ichini emas, undan tashqarini ifoda etadi. Aytaylik,

temperatura T_s dan past bo'lib, bosim va xajm avvaldan kichik bo'lsin. Biz temperaturani doimiy ushlab turib, gazni siqa boshlaymiz (rasmda A izoterma). Bosim avval ko'tarilib, chiziq-chiziq egri chiziqdagi V nuqtaga yetganimizda, bosim o'sishdan to'xtaydi va gaz doimiy bosimda qiziy boshlaydi. Rasmdagi VD gorizontaal chiziq bo'ylab gaz va suyuqlik muvozanatda bo'ladi. Gaz siqilishda davom etar ekan, gazning ko'p qismi D nuqtagacha yetib bormay suyuq xolatga o'tadi, egri chiziqning burilish nuqtasida biz faqat suyuqlikka ega bo'lamiz. Endi moddani siqishda davom etsak, suyuqlik deyarli siqilmaganidan, bosim keskin oshib ketadi.



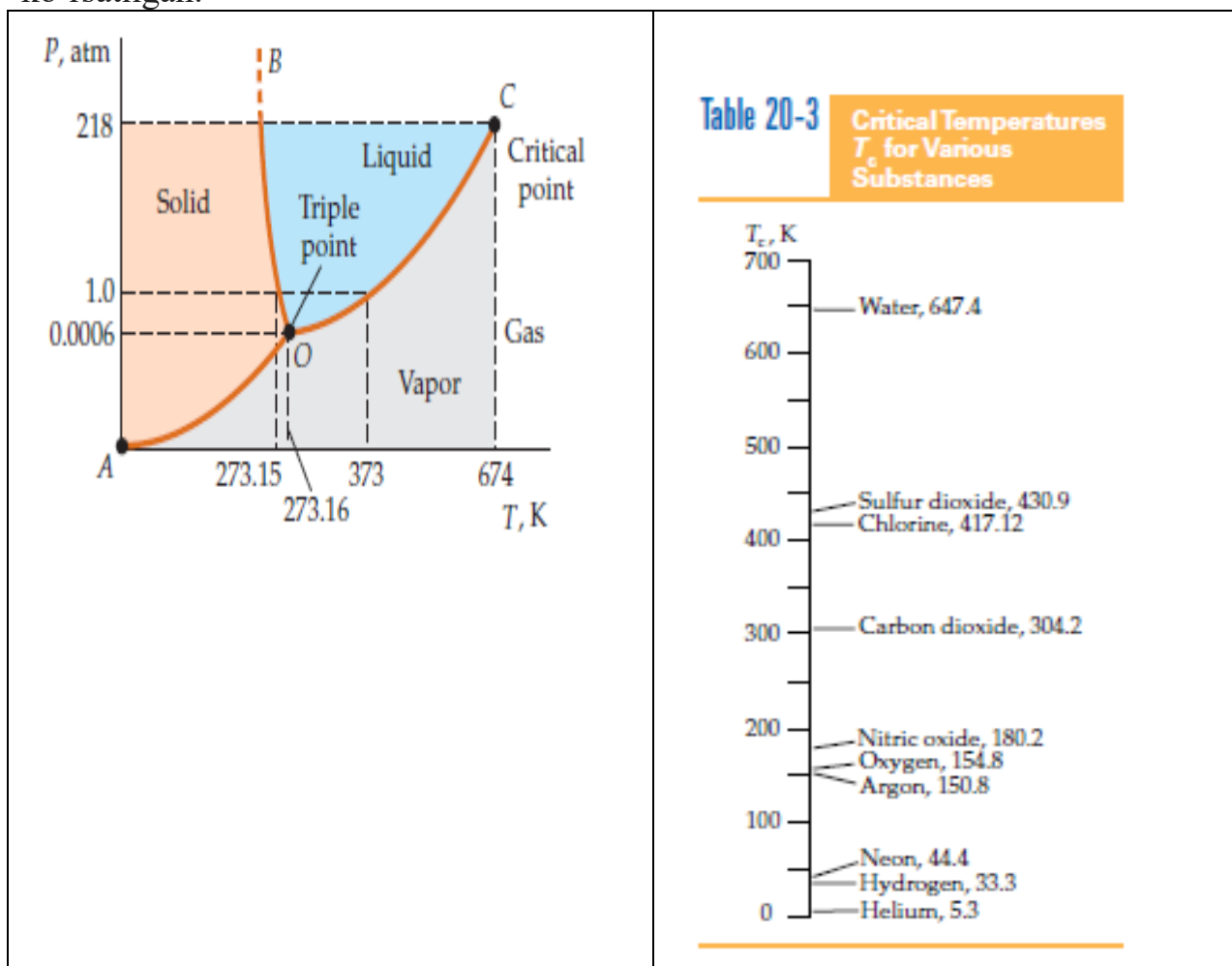
6 rasm. Suvning qaynash nuqtasining bosimga bog'liqligi

Endi xavosi so'rib olingan germetik idishdan suv kabi suyuqlikning chiqishini ko'rib chiqamiz. Suvning ayrim qismi bug'lanib ketishidan, suvli bug'

molekulalari idishning bo'sh qismini to'ldiradi. Bu molekulalarning ayrimlari suyuqlik sirtiga urilib, jarayon davomida kondensatsiya deb ataluvchi suyuqlik bilan birlashadi. Avval bug'lanish tezligi kondensatsiya tezligidan katta bo'ladi keyin muvozanat qaror topadi. Suyuqlik o'zining bug'i bilan muvozanatda bo'lgan bosim bug'lanish bosimi deyiladi. Endi idishni sekin asta qizdiraylik, suyuqlik qaynab, ko'proq suyuqlik bug'lana bo'laydi va yuqoriroq bug'lanish bosimida yangi muvozanat xolati o'rnatiladi. SHunday qilib, bug' bosimi temperaturaga bog'liqdir. Biz buni 5 rasmda ko'rishimiz mumkin. Agar biz gazni pastroq temperaturada, 5 rasmdagi izoterma A' kabi, siqa boshlaganimizda edi, bug' bosimibosimning kichikroq qiymatlari uchun doimiy bosim gorizontal chizig'idagi kabi past bo'lar edi. Bug' bosimi 1atm ga teng bo'lgandagi temperatura moddaning normal qaynash nuqtasi deyiladi. Masalan, suv bug'i bosimi 1 atm bo'lganida qaynash temperaturasi 373 K (100 °C) bo'ladi. 6 rasmda turli temperaturalardagi suv bug'i bosimi berilgan. Kritik temperatura T_s dan yuqori temperaturalarda ixtiyoriy bosimlarda ham kondensatsiya yuz bermaydi. Suv bug'i uchun kritik temperatura 647 K (374°C) ga teng. Kritik izoterma chiziq-chiziqli egri chiziq bilan kesishgan nuqta (S nuqta) kritik nuqta deyiladi.

FAZAVIY DIAGRAMMA

7 rasmda suv uchun doimiy xajmda bosimning temperaturaga bog'liqligi ko'rsatilgan.



<p>7- rasm. Suv uchun fazaviy diagramma. Bosim va temperatura masshtablari chiziqiy emas, biroq qiziqilayotgan nuqtalarni ko'rsatish uchun siqilgan. OS egri chiziq bug' bosimining temperaturaga bog'liqligidir. OB erish egri chizig'i va OA sublimatsiya egri chizig'i.</p>	<p>2-jadval. Turli moddalar uchun kritik nuqta temperatura T_s lari</p>
--	--

Bunday grafik fazaviy diagramma deb ataladi. O va S nuqtalar orasidagi diagrammaning qismi bug' bosimining temperaturaga bog'liqligini ko'rsatadi. Biz idishni qizdirishda davom etamiz. Bunda suyuqlik zichligi kamayib, bug' zichligi oshadi. Diagrammanning S nuqtasida zichliklar tenglashadi. S nuqta kritik nuqta deb ataladi. Bu nuqtada va undan yuqorida suyuqlik va bug' orasida farq yo'qoladi. Turli moddalar uchun kritik nuqta temperatura T_s lari 2 jadvalda berilgan. Kritik nuqtadan yuqorigi temperaturalarda ixtiyoriy bosimda ham gaz kondensatsiyalanmaydi.

Agar biz endi idishni sovutsak, bug'ning ayrim qismi 7 rasmdagi OS egri chiziq bo'yicha pastga harakatlanganimizdek, suyuqlikka kondensatsiyalanadi. Bu vaqtda (O nuqta) suyuqlik qota boshlaydi. O nuqta uchtalik nuqta deb atalib, bu nuqtada suyuq, bug' va qattiq fazalar muvozanatda bo'la oladi. Har bir modda ma'lum bosim va temperaturada ulkan uchtalik nuqtasiga ega. Suvning uchtalik nuqtasi temperaturasi va bosimi mos xolda 273.16 K (0.01°C) va 4,58 mm.sim.ust. ni tashkil etadi. Uchtalik nuqtadan past temperatura va bosimlarda suyuqlik mavjud bo'la olmaydi. 7 rasm fazaviy diagrammasidagi OA egri chiziq bosim va temperaturaning qattiq modda va bug' muvozanatda bo'lgan geometrik joyini tasvirlaydi. Qattiq xolatdan bug' xolatga to'g'ri o'tish sublimatsiya deyiladi. Biz sublimatsiyani muz kubiklarini sovutgichning muzlatish kamerasiga (o'zi muzlatadigan) qo'yib kuzatishimiz mumkin. Vaqt o'tishi bilan muz bo'laklari qisqaradi va oxir-oqibat sublimatsiya tufayli yo'qoladi. Bu atmosfera bosimi suvning uchtalik nuqtasi bosimidan juda yuqori bo'lganligi uchun yuz beradi, bunda muz va suv bug'i orasida muvozanat xech qachon o'rnatilmaydi. CO₂ gazining uchtalik nuqtasi temperaturasi va bosimi mos xolda 216.55 K va 3880 mm.sim.ust. ga teng (5,1 atm) bo'lib, bu suyuq CO₂ faqat 5,1 atm. dan yuqorida mavjud bo'la olishini bildiradi. SHunday qilib, odatdagi atmosfera bosimlarida suyuq CO₂ ixtiyoriy temperaturalarda mavjud bo'la olmaydi. Qattiq CO₂ "eriganida", u suyuq fazani tashlab o'tib, to'g'ridan-to'g'ri gazga sublimatsiyalanadi, shundan "quruq muz" nomi kelib chiqqan. 7 rasmdagi OB egri chiziq moddalarning suyuq va qattiq fazasining erish egri chizig'ini namoyish etadi. Bosim oshishi bilan erish temperaturasi kamayadigan suv kabi moddalar uchun OB egri chiziq rasmda ko'rsatilganidek, uchtalik nuqtadan tepaga chapga egiladi.

24-25-MA'RUZA: Fluktuatsiyalar. Gauss taqsimoti. Asosiy termodinamik kattaliklarning fluktuatsiyalari. Foton gazida fluktatsiya. Yorug'likning molekulyar sochilishi

Reja:

1. Fluktuatsiyalar. Asosiy termodinamik kattaliklarning fluktuatsiyalari.
2. Foton gazida fluktatsiya.
3. Yorug'likning molekulyar sochilishi

Tayanch so'z va iboralar: Fluktuatsiya, taqsimot funksiya, Broun harakati, entropiya, Makroskopik parametr, termostat,

Fluktuatsiyaning termodinamik nazariyasi. Oldingi boblarda makroskopik sistemani ifodalovchi fizik kattaliklar juda katta aniqlik bilan o'rtacha qiymatlariga teng ekanligini ko'p marta ta'kidlab keldik. Bu holatga fizik kattaliklar o'rtacha qiymatlari atrofida fluktuatsiyaga duchor bo'ladi. Bu chetlashishlar qanchalik kichik bo'lmasin, ular mavjud. Demak, ularning taqsimot funksiyasini topish kerak. Statistika fizika qonunlaridan fluktuatsiya mavjudligi kelib chiqadi. Fluktuatsiyaga duchor bo'lgan makroskopik sistema o'z holicha eng katta ehtimollik holatdan eng kam ehtimollik holatga o'tadi. Fluktuatsiya tufayli muvozanat holatdagi makroskopik sistemani xarakterlovchi kattaliklarning o'rtacha qiymatlaridan tasodifiy chetlanishi yuzaga keladi. Ana shu hodisaga fluktuatsiya hodisasi deb yuritiladi.

Berk sistemalarda fluktuatsiyaning ehtimolligini Bolsman formulasi yordamida topish mumkin. Bu masalaga termodinamika ikkinchi qonunining statistik talqinini muhokama qilganimizda duch kelgan edik. Termodinamikaning ikkinchi qonuni hamma masalani hal qiladi degan fikr uzul-kesil o'rnashib qolgan davrda fluktuatsiyaning mavjudligi nazariy bashorat qilingan edi. Fizikadagi energetik maktabining vakillari moddiy atom va molekular borligini umuman rad etishgan. Klassik mexanika va statistika qonunlarining birgalikda ko'rishda ichki qarama-qarshilik mavjud bo'lishi (katta sondagi zarralardan tashkil topgan sistemada alohida olingan zarralar harakat qonunlarini o'rganib bo'lmaslik) statistik fizikaga ko'pchilikning ishonchsizlik bilan qarashga olib kelgan. Lekin, bir qator fluktuatsiya jarayonlarining kashf qilinishi va ularni nazariyasining yaratilishi molekular nazariya mutahkam o'rnashishiga olib kelgan. Fluktuatsiya bir qator fizik hodisalarni - Broun harakatini, yorug'likning sochilishini, osmonning havo rangda bo'lishini va h.k. tushuntirishga yordam berdi.

Fluktuatsiya hodisasi amalda ikki holda kuzatilishi mumkin:

- 1) Sistema o'lchami etarli darajada kichik bo'lganda. Bu holda fluktuatsiya tez-tez sodir bo'ladi va nisbatan katta bo'ladi.

2) O'lchami uncha katta bo'lmagan sistemalarda. Bu holda kichik fluktuatsiyalar mavjud bo'ladi.

Fluktuatsiya qonunlarini o'rganishda bir qator yangi tushunchalar bilan ishlashga to'g'ri keladi. Agarda sistema holatini xarakterlovchi termodinamik kattalikni L va uning o'rtacha qiymatini \bar{L} bilan belgilasak, u holda fluktuatsiyani hisoblashda quyidagi ifodalar ishlatiladi:

$$\Delta L = (L - \bar{L}) - \text{o'rtacha qiymatdan chetlanish};$$

$$\overline{\Delta L} = \overline{(L - \bar{L})} = \bar{L} - \bar{L} = 0 - \text{chetlanishning o'rtacha qiymati};$$

$$(\Delta L)^2 = (L - \bar{L})^2 - \text{o'rtachadan kvadratik chetlanish};$$

$$\overline{(\Delta L)^2} = \overline{(L - \bar{L})^2} = \overline{L^2} - \bar{L}^2 - \text{kvadratik o'rtacha chetlanish};$$

$$\delta_L = \sqrt{\overline{(\Delta L)^2}} / \bar{L} \text{ nisbiy chetlanish (fluktuatsiya).}$$

Biz eng avvalo ixtiyoriy makroskopik sistemada sodir bo'layotgan kichik fluktuatsiyalarning umumiy nazariyasini qarab chiqaylik. Entropiyasi S_0 bo'lgan muvozanat holatdagi makroskopik berk sistemani olib qaraylik. Faraz qilaylik, sistema holati o'zgarib, entropiyasi S ga teng bo'lgan nomuvozanat holatga o'tsin. Sistema holatining o'zgarishini qandaydir ichki parametr ξ xarakterlaydi. ξ ning qiymati sistemaning hamma holatiga bog'liq bo'ladi (ichki parametr ξ uchun zarralar soni, zichligi, energiyasini va h.k. larni qabul qilish mumkin). Sistema entropiyasi S ham parametr ξ ga bog'liq bo'ladi.

Biz o'rganayotgan yopiq sistemaning $\xi, \xi + d\xi$ intervalidagi holatga tushish ehtimolligi Bolsman Δ formulasiga asosan $dW = \text{const} \cdot \exp\left(\frac{\Delta S}{k}\right) d\xi$ (1)

Bu erda sonst normirovka shartidan topiladi; $\Delta S = S(\xi) - S(\xi_0) < 0$ bo'ladi.

Ko'pincha tajribada fluktuatsiya hodisasi berk sistemada emas, balki berk sistemaning bir bo'lagini tashkil qilgan kvaziberk sistema (sistemacha)da qaraladi. Bunday kvaziberk sistema uchun o'zgarmas temperaturali va o'zgarmas bosimli termostatga tushurilgan sistemachani olib qarash mumkin (sistemacha ham katta sondagi zarralardan tashkil topgani uchun uni sistema deb tushiniladi). Sistema holatini qandaydir tashqi parametr bilan xarakterlanadi.

Fluktuatsiya tufayli berk sistemaning (termostat+sistema) entropiyasi ΔS ga o'zgaradi. Bu holda sistema ustida $\Delta A(\lambda) = T\Delta S$ tashqi kuch tomonidan ish bajariladi. Fluktuatsiya vaqtida sistema termostat bilan muvozanat holatda yotmaydi. Muvozanat holatdan nomuvozanat holatga o'tganda λ ning qiymati ham o'zgaradi, natijada sistemani xarakterlovchi termodinamik kattaliklar ham o'zgaradi.

Sistemaning $\lambda, \lambda + d\lambda$ holatga tashqi manba ishi $\Delta A(\lambda)$ ta'sirida o'tish ehtimolligi

$$dW = \text{const} \cdot \exp\left(\frac{\Delta S}{k}\right) d\lambda \quad (2)$$

Bu erda $\Delta S = \Delta S_0 + \Delta S_c$. Makroskopik parametrlar sekin o'zgaradi deb, sistema entropiyasining o'zgarishi ΔS_c , ni topish uchun muvozanat holat tenglamasidan foydalansak bo'ladi. U holda

$$\Delta S_c = \frac{\Delta E_c + p_0 \Delta V_c - \Delta A}{T_0} \quad (3)$$

Bu erda T_0 va p_0 - termostatning muvozanat holatidagi temperatura va bosim, $p_0 \Delta V_0$ - sistema ustida termostat bajargan ish. ΔA sistema ustida tashqi kuchlarning bajargan ishi ekanligini yana bir marta ta'kidlab o'tamiz. Termostat entropiyasining o'zgarishi uchun odatdagidek

$$\Delta S_0 = \frac{\Delta E_0 + p_0 \Delta V_0}{T_0} \quad (4)$$

ifodani yozamiz. Termostat va sistema birgalikda berk sistemani tashkil qilganligi uchun to'liq ichki energiya va hajm fluktuatsiyalari nolga teng bo'ladi, ya'ni $\Delta V_0 + \Delta V_c = 0$ va $\Delta E_0 + \Delta E_c = 0$. Bularni hisobga olib termostat + sistema entropiyasining o'zgarishi uchun

$$\Delta S - \Delta S_0 + \Delta S_c - \frac{\Delta A(\lambda)}{T_0} \quad (5)$$

ifodani hosil qilamiz. U holda (2) ifoda quyidagi ko'rinishni oladi:

$$dW = C \exp\left(-\frac{\Delta A(\lambda)}{kT_0}\right) d\lambda \quad (6)$$

Demak, sistemada o'tayotgan kichik fluktatsiyalarning ehtimollik darajasi sistema ustida bajariladigan tashqi ish bo'lib hisoblanar ekan. Bu ish faqat fluktuatsiyaning miqdoriy xarak-teristikasi bo'lib hisoblanadi.

(6) ga (5) ni keltirib qo'yib, kattaliklardagi indeksni tushirib qoldirsak, (6) quyidagi ko'rinishni oladi:

$$dW = C \exp\left\{\frac{T\Delta S - \Delta E - p\Delta V}{kT}\right\} d\lambda \quad (7)$$

Bu erda $\Delta S, \Delta E$ va ΔV - sistemaga taaluqli entropiya, ichki energiya va hajm fluktuatsiyasi, T va p esa berk (termostat+ sistemacha) sistemaga taaluqli bo'lib, muvozanat holatdagi qiymatlari tushuniladi.

Ayrim termodinamik kattaliklarning fluktuatsiyasi bir-biriga bog'liq bo'ladi. Termodinamikaning birinchi qonuniga asosan, (7) ning eksponentasidagi ifodalarning birinchi tartibli o'zaro qisqaradi. Masalan, ichki energiya fluktuatsiyasini ko'rib chiqamiz. Ichki energiya fluktuatsiyasini ΔS va ΔV

fluktuatsiyalarining funksiyasi deb qarab, uni shu kattaliklarning darajasi bo'yicha qatorga yoyish natijasida quyidagi ifodani olamiz:

$$\begin{aligned} \Delta E - T\Delta S + p\Delta V = \Delta E_0 + \left(\frac{\partial E}{\partial S}\right)_V \Delta S + \frac{1}{2} \left(\frac{\partial^2 E}{\partial S^2}\right)_V \Delta S^2 + \left(\frac{\partial^2 E}{\partial S \partial V}\right) \Delta S \Delta V + \\ + \left(\frac{\partial E}{\partial V}\right)_S \Delta V + \frac{1}{2} \left(\frac{\partial^2 E}{\partial V^2}\right)_S \Delta V^2 + \left(\frac{\partial^2 E}{\partial S \partial V}\right) \Delta V \Delta S - T\Delta S + p\Delta V \end{aligned} \quad (8)$$

Termodinamikaning asosiy tenglamasiga asosan

$$\Delta E = T\Delta S - p\Delta V; \quad \left(\frac{\partial E}{\partial S}\right)_V = T; \quad \left(\frac{\partial E}{\partial V}\right)_S = -p \quad (9) \text{ natijada}$$

$$\begin{aligned} \Delta E - T\Delta S + p\Delta V = \frac{1}{2} \left[\frac{\partial^2 E}{\partial S^2} (\Delta S)^2 + 2 \frac{\partial^2 E}{\partial S \partial V} \Delta S \Delta V + \frac{\partial^2 E}{\partial V^2} (\Delta V)^2 \right] = \\ = \frac{1}{2} \left[\Delta S \Delta \left(\frac{\partial E}{\partial S}\right)_V + \Delta V \Delta \left(\frac{\partial E}{\partial V}\right)_S \right] = \frac{1}{2} (\Delta S \Delta T - \Delta p \Delta V) \end{aligned} \quad (10)$$

bo'ladi va (7) quyidagi ko'rinishni oladi:

$$dW = C \exp\left\{ \frac{\Delta p \Delta V - \Delta S \Delta T}{2kT} \right\} d\lambda \quad (11)$$

bu erda $d\lambda = dpdVdSdT$ (11) ifoda sistemada hajm, harorat, entropiya va bosim fluktuatsiyalarining ehtimolligini beradi.

Fluktuatsiyaning statistik nazariyasi. Ideal gazlarning kichik hajmida zarralar sonining katta fluktuatsiyasini qarab chiqaylik. Ideal gazlarning berilgan hajmida zarralar sonining kvadratik o'rtacha fluktuatsiyasi $\overline{\Delta N^2} = \bar{N}$ ga teng bo'lishini ko'rsatdik. Bu kattalik uchun mos kelgan fluktuatsiyaning Gauss ehtimollik taqsimotini quyidagicha yozish mumkin:

$$\rho_N dN = \frac{1}{\sqrt{2\pi\bar{N}}} \exp\left\{ -\frac{(N - \bar{N})^2}{2\bar{N}} \right\} dN \quad (12)$$

Ammo bu formula faqat kichik fluktuatsiyalar uchun o'rinli bo'lib, zarralar sonining o'rtachadan chetlanishi $(N - \bar{N})$ zarralar soniga nisbatan kichik bo'lishi kerak. Agar ajratib olingan gazda hajm V etarli darajada kichik bo'lsa, u vaqtda undagi zarralar soni unchalik katta bo'lmaydi. Bu holda $N - \bar{N} \cong \bar{N}$. Bu hol faqat Bolsman gazlari uchun o'rinli bo'lib, Fermi-gaz va Boze-gazlar uchun o'rinsiz bo'ladi. Chunki Fermi-gaz va Boze-gazlarda ana shunday katta fluktuatsiyalar ehtimoli xalos kvant fluktuatsiyalar etarli darajada katta bo'lgan, juda kichik hajmda o'rinli bo'ladi. Qo'yilgan masalani oddiygina echish uchun quyidagicha faraz qilaylik. V_0 va N_0 - gazning to'la hajmi va undagi zarralar soni bo'lsin, V esa V_0 ga nisbatan juda kichik bo'lgan gaz bo'lagining hajmi bo'lsin. Gazni birjinsligi

tufayli $\frac{V}{V_0}$ berilgan zarraning V hajmda bo'lish ehtimolini beradi, $\left(\frac{V}{V_0}\right)^N$ esa aniq N ta zarraning shu kichik hajmda bo'lish ehtimolidir. Xuddi shunga o'xshash berilgan zarraning V hajmda bo'lmaslik ehtimoli $\frac{V_0 - V}{V_0}$, $(N_0 - N)$ aniq zarralarning shu kichik hajmda bo'lmaslik ehtimolligi $\left(\frac{V_0 - V}{V_0}\right)^{N_0 - N}$ bo'ladi. Natijada V hajmda qandaydir N ta zarraning bo'lish ehtimoli ρ_N N_0 zarradan N tasini tanlashda mumkin bo'lgan usullar soniga teng bo'ladi:

$$\rho_N = \frac{N_0!}{N!(N_0 - N)!} \left(\frac{V}{V_0}\right)^N \left(1 - \frac{V}{V_0}\right)^{N_0 - N} \quad (13)$$

Bizni qiziqtiruvchi hol ($V \ll V_0$) hamda N son o'zining o'rtacha qiymati N dan juda katta farq qilsada, gazdagi to'la zarralar soni N_0 ga nisbatan kichik deb faraz qilinadi, u holda $N_0! \approx (N_0 - N)! N_0^N$ ekanligini hisobga olsak, (13) ifoda quyidagi ko'rinishni oladi:

$$\rho_N = \frac{1}{N!} \left(\frac{N_0 V}{V_0}\right)^N \left(1 - \frac{V}{V_0}\right)^{N_0} \quad (14)$$

darajadagi N ni hisobga olmadik. Ammo $\frac{N_0 V}{V_0}$ ifoda V hajmdagi zarralar sonining o'rtacha qiymati \bar{N} ni beradi, u holda (14)

$$\rho_N = \frac{\bar{N}^N}{N!} \left(1 - \frac{V}{V_0}\right)^{N_0} \quad (15)$$

ko'rinishni oladi. Sistemadagi zarralar soni juda katta ekanligini hisobga olib N_0 ni cheksizga intiltirsak $\lim_{N_0 \rightarrow \infty} \left(1 - \frac{V}{V_0}\right)^{N_0} = e^{-\bar{N}}$

Bu holda ρ_N quyidagi ko'rinishni qabul qiladi:

$$\rho_N = \frac{\bar{N}^N}{N!} e^{-\bar{N}} \quad (16)$$

Bu Puasson formulasi deyiladi. Bu formula normalashtirish sharti $\sum_{N=0}^{\infty} \rho_N = 1$ ni qanoatlantiradi.

Puasson formulasini to'g'ridan-to'g'ri Gibbsning katta kanotik taqsimotidan keltirib chiqarish mumkin. Gibbsning katta taqsimotiga ko'ra, gazning N ta zarralarining har xil kvant holatlar bo'yicha taqsimot funksiyasi

$$\exp\left\{\frac{B + \mu N - \sum \varepsilon_k}{kT}\right\}$$

ko‘rinishda bo‘ladi. Bu erda $B = -kT \ln \bar{Z}$ - katta termodinamik potensial, $\sum \varepsilon_k$ - ayrim zarralar energiyalarining yig‘indisi. Qidirilayotgan ehtimollikni olish uchun yig‘indi berilgan V hajmdagi hamma zarralar holatlari bo‘yicha olinadi. Yig‘indida faqat turli holatlarni hisobga olish uchun N! ga bo‘lamiz. Natijada

$$\rho_N = \frac{e^{B/kT}}{N!} \left[\sum_k \exp\left(\frac{\mu - \varepsilon_k}{kT}\right) \right]^N = \frac{e^{B/kT}}{N!} (\sum_k n_k)^N = \frac{e^{B/kT}}{N!} \bar{N}^N \quad (17)$$

Bu erda $B = -pV = -kT \bar{N}$, natijada Puasson formulasini hosil qilamiz. Puasson formulasidan foydalanib, yuqorida olingan zarralar soni kvadratik o‘rtacha fluktuatsiyasini hisoblash mumkin:

$$\overline{N^2} = \sum_{N=0}^{\infty} N^2 \rho_N = \sum_{N=1}^{\infty} \frac{N e^{-\bar{N}} \bar{N}^N}{(N-1)!} = e^{-\bar{N}} \sum_{N=2}^{\infty} \frac{\bar{N}^N}{(N-2)!} + e^{-\bar{N}} \sum_{N=1}^{\infty} \frac{\bar{N}^N}{(N-1)!} = \bar{N}^2 + \bar{N} \quad (18)$$

Bundan $\overline{\Delta N^2} = \overline{N^2} - \bar{N}^2 = \bar{N}$.

Foton gazida energiya fluktuatsiyasini qarab chiqaylik. 1912-yilda A. Eynshteyn muvozanatli nurlanishda (absolyut qora jismning nurlanishi) energiya fluktuatsiyasini hisoblash natijasida muhim fikrga keldi, ya‘ni nurlanishning ikki tabiatliligi - korpuskular va to‘lqin xususiyati namoyon bo‘lishini aniqladi. Haqiqatan ham, $\nu, \nu + \Delta \nu$ chastota intervalida nurlanish spektrining o‘rtacha energiyasi

$$\bar{E}_\nu = \frac{8\pi h \nu^3 V \Delta \nu}{c^3 \left[\exp\left(\frac{h\nu}{kT}\right) - 1 \right]} \quad (1)$$

dan foydalanib, energiyaning kvadratik o‘rtacha fluktuatsiyasiga ko‘ra

hisoblash natijasida quyidagini olamiz: $(\overline{\Delta E_\nu})^2 = \frac{8\pi V h \nu^3 \Delta \nu}{c^3} \frac{h\nu \exp\left(\frac{h\nu}{kT}\right)}{\left[\exp\left(\frac{h\nu}{kT}\right) - 1 \right]^2}$

(2)

Bu ifodani ikkiga ajratib yozamiz:

$$(\overline{\Delta E_\nu})^2 = \frac{8\pi V h^2 \nu^4 \Delta \nu}{c^3 \left[\exp\left(\frac{h\nu}{kT}\right) - 1 \right]} + \frac{8\pi V h^2 \nu^4 \Delta \nu}{c^3 \left[\exp\left(\frac{h\nu}{kT}\right) - 1 \right]^2} = h\nu \bar{E}_\nu + \frac{c^3}{V 8\pi \nu \Delta \nu} (\bar{E}_\nu)^2$$

(3)

ifodaning birinchi hadi muvozanatli nurlanishning kvant korpuskular tabiatini, ikkinchi hadi esa muvozanatli nurlanishning klassik to‘lqin tabiatini beradi. Haqiqatan ham, agar V hajmda N ta foton bo‘lsa, u holda uning energiyasi $E_\nu = h\nu N$ bo‘ladi. Energiyaning kvadratik o‘r-

tacha fluktuatsiyasi $(\overline{\Delta E_\nu})^2 = \overline{(h\nu\Delta N)^2} = (h\nu)^2(\overline{\Delta N})^2 = (h\nu)^2\overline{N} = h\nu\overline{E_\nu}$ bo'ladi. Bu hol katta chastotalar intervaliga to'g'ri keladi ($h\nu \gg kT$).

Klassik nurlanish maydoni uchun Reley-Jins qonuniga ko'ra $\nu, \nu + \Delta\nu$ chastota intervalidagi o'rtacha energiya

$$\overline{E_\nu} = \frac{8\pi kT\nu^2 \Delta\nu W}{c^3} \quad (4)$$

Kvadratik o'rtacha energiya esa

$$(\overline{\Delta E_\nu})^2 = kT^2 \left(\frac{\partial \overline{E_\nu}}{\partial T} \right)_\nu = kT^2 \frac{8\pi k\nu^2 \Delta\nu W}{c^3} = \frac{c^3 (\overline{E_\nu})^2}{8\pi\nu^2 \Delta\nu W} \quad (5)$$

Bu esa kichik chastotalar intervaliga to'g'ri keladi ($h\nu \ll kT$).

YOrug'likning molekulyar sochilishi. Kundalik hayotdan ma'lumki, quyoshli kunda daraxt soyasi yaxshi yoritilgan bo'ladi. Bu yorug'lik quyosh nurining atrofdagi boshqa jismlardan qaytishi natijasida sodir bo'ladi. Bunga sabab asosan yorug'lik nurining manbai bo'lib havo xizmat qiladi, ya'ni havoni tashkil etuvchi molekulalardan yorug'lik nuri har tomonga sochiladi. Quyosh nurining havoda bunday sochilishi natijasida osmonning rangi ko'k ko'rinadi.

Elektrodinamikadan ma'lumki, bir jinsli muhitda yorug'lik nuri faqat to'g'ri chiziq bo'ylab oldinga harakat qiladi. Lekin har qanday real muhit bir jinsli emas va unda molekulalar zichligi fluktuatsiyasi mavjud. Muhitning katta zichlikka ega bo'lgan qismlarida dielektrik doimiysi ϵ -ning qiymati katta va muhitning bunday qismlarida yorug'lik to'lqinining tez o'garuvchi elektrik maydonida qo'shimcha $\Delta\vec{p}$ qutblanish qabul qiladilar. $\Delta\vec{p}$ esa bir nuqtadan ikkinchi nuqtaga o'tganda xaotik ravishda o'zgarib turadi.

Ma'lumki, har bir tebranuvchi dipol o'zining tebranish chastotasiga teng bo'lgan chastotali elektromagnit to'lqinni tarqatadi. Barcha tebranuvchi dipollarning bir jinsli muhitdagi elektromagnit maydoni shunday natijaviy qiymatga egaki, faqat tushuvchi to'lqin yo'nalishi bo'yicha bo'lgan toiqinga ega bo'ladi va boshqa barcha yo'nalishlar bo'yicha to'lqinlar interferensiya (Gyugens prinsipi) sodir boiganligi tufayli o'zaro bir-birini yo'qotadi. Bir jinsli boimagan muhitda qo'shimcha qutblanish $\Delta\vec{p}$ - ga to'g'ri keluvchi turli dipollar maydoni interferensiyalashmaydi. SHuning uchun ham yorug'lik turli yo'nalishlar bo'yicha tarqaladi.

Sochiluvchi yorug'likning intensivligini hisoblaylik. Elektr maydon induksiyasi

$$\vec{D} = \epsilon\vec{\xi} = \vec{\xi} + 4\pi\vec{p}$$

munosabatidan:

$$\vec{P} = \frac{\varepsilon - 1}{4\pi} \vec{\xi} \quad (6)$$

Bu erda P - hajm birligidagi dipol momenti. Dielektrik doimiysi

$$\varepsilon = \varepsilon_0 + \Delta\varepsilon$$

ko'rinishga ega bo'lsin. Bundagi ε_0 - o'rtacha dielektrik doimiysi; $\Delta\varepsilon$ - esa o'rtacha dielektrik doimiysining har bir nuqta uchun fluktuatsiyasi bo'lsin. U holda

$$\vec{P} = \frac{\varepsilon_0 - 1}{4\pi} \vec{\xi} + \frac{\Delta\varepsilon}{4\pi} \vec{\xi} = \vec{P}_0 + \Delta\vec{P} \quad (7)$$

$\Delta\vec{P} = \frac{\Delta\varepsilon}{4\pi} \vec{\xi}$ - qutblanish fluktuatsiyasi.

Bundan tashqari elekt maydon kuchlanganligini $\vec{\xi} = \vec{\xi}_0 e^{i\omega t} + \vec{\xi}_1 e^{i\omega t}$ deb olish mumkin. Bu erda $\vec{\xi}_0 e^{i\omega t}$ - tushuvchi to'lqin maydoni, $\vec{\xi}_1 e^{i\omega t}$ - sochiluvchi to'lqin maydoni. $\vec{\xi}_1 \ll \vec{\xi}_0$ bo'lganligi tufayli, $\Delta\vec{P}$ -ning ifodasida, oldindan $\Delta\varepsilon$ - kichik kattalik ishtirok etganligi tufayli, $\Delta\varepsilon \cdot \vec{\xi}_1$, - hadni hisobga olmaymiz. SHuning uchun qutblanish fluktuatsiyasi

$$\Delta\vec{P} = \frac{\Delta\varepsilon}{4\pi} \vec{\xi}_0 e^{i\omega t}$$

Qutblanish fluktuatsiyaga ega bo'lganligi tufayli ixtiyoriy kichik v -hajmga to'g'ri keluvchi qo'shimcha dipol momenti $\vec{p} = v \cdot \Delta\vec{p}$

Qo'shimcha dipol momenti $\Delta\vec{p}$ -ga nisbatan r - masofada bo'lgan dS -yuzadan o'tuvchi tebranuvchi dipol \vec{p} orqali sochiluvchi elektromagnit to'lqin energiyasining oqimi elektrodinamikada ma'lum bo'lgan

$$\text{formulaga asosan } \Delta I = \frac{p^2 (\sin^2 \nu) dS}{4\pi c^3 r^2} = \frac{(\Delta\varepsilon)^2 \xi_0^2 \omega^4 v^2 dS \sin^2 \nu}{(4\pi c)^3 \cdot r^2} \quad (8)$$

Bu erda: v - tushuvchi va sochiluvchi to'lqin orasidagi burchak.

Xuddi shunday dS yuzaga tushuvchi elektromagnit to'lqin energiyasining oqimi:

$$I_0 = \frac{c}{4\pi} [\vec{\xi}_0, \vec{H}_0] d\vec{S} = \frac{c}{4\pi} \sqrt{\varepsilon} \xi_0^2 dS \quad (9)$$

(9) - ni hosil ailishda $\vec{H}_0 \sqrt{\varepsilon} \vec{\xi}_0$; $\vec{H}_0 \perp \vec{\xi}_0$ munosabati hisobga olindi. Bu ikki kattalik (8) va (9) - larning bir - biriga nisbati

$$\frac{\Delta I}{I_0} = \frac{(\Delta\varepsilon)^2 \omega^4 v^2 \sin^2 \nu}{(4\pi c^2 r)^2 \sqrt{\varepsilon_0}} \quad (10)$$

$\Delta\varepsilon$ - dielektrik doimiyligi o'rtacha fluktatsiyasining $\Delta\rho$ - zichlik fluktuatsiyasi orqali ifodasi:

$$(\overline{\Delta\varepsilon})^2 = \left(\frac{d\varepsilon}{d\rho} \right)^2 (\overline{\Delta\rho})^2 = \left(\rho \frac{d\varepsilon}{d\rho} \right)^2 \cdot \frac{k_0 T}{-v^2 \left(\frac{dp}{dv} \right)_{T,N}} \quad (11)$$

Tajribada sochiluvchi yorug'likning o'rtacha intensivligi o'lchanganligi uchun (10)-ning barcha mumkin bo'lgan fluktuatsiyalar bo'yicha

o'rtacha qiymatini olmoq lozim, ya'ni (10) - ga $(\Delta\varepsilon)^2$ o'rniga uning o'rtacha qiymatini (11)-dan qo'yish kerak:

$$\frac{(\overline{\Delta I})}{I_0} = \frac{\left(\rho \frac{d\varepsilon}{d\rho}\right)^2 k_0 T \cdot \omega^4 v \cdot \sin^2 \nu}{\sqrt{\varepsilon_0} (4\pi c^2 r)^2 \left(-v \frac{dp}{dv}\right)} \quad (12)$$

Muhitning barcha hajmi V - bo'yicha sochiluvchi yorug'likning intensivligi barcha v - kichik hajmdagi intensivliklar yig'indisiga teng. Barcha v - lar bo'yicha sochiluvchchi yorug'lik intensivliklari kogerent bo'lmaganligi uchun intensivliklar amplitudalari yig'indisini emas, balki aynan intensivliklarning o'zining yig'indisini olmoq lozim.

$\left(-v \frac{dp}{dv}\right)_{T,N}$ - ifodasi v - hajm o'lchamiga bog'liq emas va u jismga tegishli

bo'lgan doimiy kattalik bo'lganligi uchun (12) - dan v - hajmlar bo'yicha yig'indi olganda uning maxrajini yig'indi ishorasi ostidan chiqariladi va barcha v - lar yig'indisi V - to'la hajmni tashkil etadi. SHuning uchun:

$$\frac{\sum (\overline{\Delta I})}{I_0} = \frac{\left(\rho \frac{d\varepsilon}{d\rho}\right)^2 k_0 T \cdot \omega^4 V \sin^2 \nu}{\sqrt{\varepsilon_0} (4\pi c^2 r)^2 \left(-v \frac{dp}{dv}\right)} \quad (13)$$

Ushbu ifodadan ko'rinib turibdiki, yorug'lik sochilishining intensivligi absolyut temperaturaga to'g'ri proporsional va u chastotaning ω^4 - qonuniyati bo'yicha ω - ning oshishi bilan oshaveradi. Bundan tashqari dielektrik doimiysi muhit zichligiga qanchalik kuchli bog'liq bo'lsa, sochilish intensivligi ham shunchalik katta bo'ladi.

$\left(-v \frac{dp}{dv}\right)$ qanchalik kichik bo'lsa, sochilish esa shunchalik katta bo'ladi.

Ideal gaz uchun $-v \frac{\partial p}{\partial v} = \frac{Nk_0 T}{v} = p$

bo'lganligi tufayli yorug'likning sochilish intensivligi $\frac{k_0 T}{\rho} = \frac{1}{n_1}$ ni qonuniyat bilan oshadi (n_1 - molekular konsentratsiyasi). Kritik nuqtaga yaqinlashgan sari $\left(-\frac{dp}{dv}\right) \rightarrow 0$ bo'ladi va (13)-ga

asosan sochilish intensivligi cheksiz katta qiymatga oshib ketadi. Aslida esa kritik nuqtada nurlanish intensivligi juda katta, lekin chekli miqdordir. Bu holda, albatta, (13)-kuchga ega emas va zichlik o'rtacha kvadratik fluktuatsiyasining $\frac{(\overline{\Delta\rho})^2}{\rho^2} = -\frac{k_0 T}{v^2} \frac{dp}{dv}$ ko'rinishdagi ifodasini

kritik holatga to'g'ri keluvchi qiymat bilan almashtirish lozim. Bu holda

$$\frac{(\overline{\Delta\rho})^2}{\rho} = \frac{(\overline{\Delta\nu})^2}{\nu^2} = \frac{0.676}{\nu^2} \sqrt{\frac{6k_0T}{d^3 p / d\nu^3}} \quad (14)$$

ifodasini ishlatmoq lozim. (14)-ni (11)-ga qo'yib kritik holatga to'g'ri keluvchi quyidagi nurlanish intensivligini hosil qilamiz:

$$\frac{(\overline{\Delta I})}{I} = \frac{\left(\rho \frac{d\varepsilon}{d\rho}\right)^2 \omega^4 \cdot \sin^2 \nu}{\sqrt{\varepsilon_0} (4\pi \cdot c^2 r)^2} \cdot 0.676 \sqrt{\frac{6k_0T}{-d^3 p / d\nu^3}} \quad (15)$$

(13)-formulasining xarakterli xususiyati shundan iboratki, yorug'likning sochilish intensivligi chastotaga kuchli bog'liq. Bu formuladan ko'rinib turibdiki, binafsha va ko'k nurlar ko'proq sochiladi. SHuning uchun osmon ko'k ko'rinadi.

Aksincha, quyoshdan sochilib bizgacha kelgan yorug'lik spektri qizil va sariq komponentalar bilan boyatilgan bo'ladi, bu bilan quyosh rangini tushuntirish mumkin. Buni erta tongda yoki kechqurun yaqqol ko'rish mumkin, chunki yorug'lik nuri kunning bu vaqtida kunduzga nisbatan ko'proq yo'lni sochilmay o'tadi.

Nazorat savollari

1. Fluktuatsiyani tushuntiring?
2. Foton gazida fluktuatsiyani tushuntiring?
3. Yorug'likning molekulyar sochilishi?
4. Gauss taqsimotini tushuntiring?

**26- MA'RUZA: Nomuvozanat jarayonlar termodinamiasi.
Lokal muvozanat. Saqlanish qonunlari**

Reja:

1. Nomuvozanat jarayonlar termodinamiasi
2. Lokal muvozanat
3. Saqlanish qonunlari

Tayanch soʻz va iboralar: Moment, entropiya, oqim zichligi, Lokal muvozanat, ichki energiya, uzluksizlik tenglamasi, konvetiv oqim, vaqt fluktuatsiyalari

Balans tenglamasi va saqlanish qonunlari. Balans tenglamasi va turli xil kattaliklarning saqlanish qonunlarini topaylik. Har qanday ekstensiv kattalik $B(x, y, z, t)$ balans tenglamasiga boʻysunadi:

$$\frac{\partial B}{\partial t} = -\text{div}I_B + \sigma_B \quad (1)$$

bu erda $I_B - B$ kattalikning oqim zichligi, $B = \rho b$ (ρ zichlik, b - birlik massaga toʻgʻri kelgan qiymati), σ_B - shu kattalikning hajm va vaqtga nisbatan uning manbalari hisobiga oʻzgarishi yoki V kattalik oʻzgarishini yuzaga kelish tezligi. Agar (1) da $\sigma_B = 0$ boʻlsa, u uzluksizlik tenglamasiga oʻtadi va V ning saqlanish qonunini ifodalaydi:

$$\frac{\partial B}{\partial t} + \text{div}I_B = 0$$

Massaning saqlanish qonuni quyidagi koʻrinishni oladi:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \text{div}v = 0 \quad (2)$$

bu erda $v - t$ vaqt momentida x, y, z nuqtadagi massa tezligi. Vaqt boʻyicha toʻla hosilani kiritsak, $\frac{d}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} + (v, \text{grad})$

Bu holda massaning saqlanish qonuni $\frac{d\rho}{dt} = -\rho \text{div}v$

Entropiyaning balans tenglamasi $\frac{\partial(\rho s)}{\partial t} = -\text{div}I_{s,n} + \sigma \quad (3)$

bu erda $I_{s,n} = I_s + sv$ - entropiyaning toʻla oqimi. (3) tenglamani termodinamikaning asosiy tenglamasidan keltirib chiqarish mumkin:

$$T \frac{ds}{dt} = \frac{dE_0}{dt} + P \frac{d\mathcal{G}}{dt} - \sum_i \mu_i \frac{dc_i}{dt}$$

Agar (2) formulani hisobga olsak

$\rho \frac{\partial s}{\partial t} = -\text{div} I_s + \sigma$, $I_s = I_{s,n} - s\rho v$ bu erda $s\rho v$ entropiya konvektiv oqimi.

Misol sifatida temperaturka gradienti mavjud bo'lgan bir jinsli qattiq jismlarda entropiyaning balans tenglamasi va entropiyaning hosil bo'lish tezligi σ ni aniqlaylik. Faraz qilamiz, E_0 - solishtirma ichki energiya bo'lsin. Issiqlikdan kengayish tufayli yuzaga kelgan o'zgarishlarni hisobga olmaymiz:

$$Tds = dE_0$$

Energiyaning saqlanish qonuni

$$\frac{d}{dt} \int \left(\rho E + \rho \frac{v^2}{2} \right) dV = - \oint j_E ds, \quad \frac{\partial}{\partial t} \left(\rho E + \rho \frac{v^2}{2} \right) = -\text{div} j_E$$

ga ko'ra $\rho \frac{\partial u}{\partial t} = -\text{div} I_E$ bu erda I_E - issiqlik oqimining zichligi.

$$\frac{\partial E_0}{\partial t} = T \frac{\partial s}{\partial t} \quad \text{va} \quad \rho \frac{\partial s}{\partial t} = -\frac{1}{T} \text{div} I_E, \quad T \frac{\partial s}{\partial t} = \frac{\partial E_0}{\partial t} = -\frac{1}{\rho} \text{div} I_E \quad (4)$$

$$\text{div} \frac{I}{T} = \frac{1}{T} \text{div} I + \left(I, \text{grad} \frac{1}{T} \right) = \frac{1}{T} \text{div} I - \frac{1}{T^2} (I, \text{grad} T)$$

dan foydalanish natijasida (4) quyidagi ko'rinishni oladi:

$$\rho \frac{\partial s}{\partial t} = -\text{div} I_s + \sigma \quad (5)$$

Entropiyaning balans tenglamasi. Bu erda $I_s = \frac{I_E}{T}$ - entropiya oqimining zichligi.

$$\sigma = I, -\frac{1}{T^2} (\text{grad} T) = \sum_{i=1}^3 I_i X_i \quad (6)$$

$$X_i = -\frac{1}{T^2} \frac{\partial T}{\partial X_i}$$

oqimga mos kelgan termodinamik kuch.

$$\sigma = \left(I, -\frac{1}{T^2} \text{grad} T \right) = (- \text{é} \text{grad} T, -\frac{1}{T^2} \text{grad} T) = \frac{\chi}{T^2} (\text{grad} T)^2$$

o'xshash, Gibbs tenglamasi yordamida lokal muvozanat holatda bo'lgan turli xil nomuvozanat sistemalar uchun entropiya balans tenglamalarini olish mumkin.

Lokal muvozanatli holatlar. Tizim nomuvozanatli holatda bo'lib, unda Bundan $\text{é} > 0$ ligi kelib chiqadi, chunki $\sigma > 0$ bo'lishi talab qilinadi (é - issiqlik o'tkazuvchanlik koeffitsienti).

YUqorida qaralgan masalaga jarayonlar etarli darajada sekin kechayotgan bo'lsa, tizimning har bir nuqtasida va vaqt momentida muvozanatli makroskopik holat tushunchasini kiritish mumkin bo'lsa, bunday hollarda lokal makroskopik

parametrlar kiritiladi va ularni *faza va vaqt funksiyalari* deb qaraladi, masalan $T(g,1), r(g,1)$. Bunday masalalarni umumiy holda nomuvozanatli termodinamika (xususiyl hollarda gidrodinamika, gazodinamika va boshqalar) uslublari bilan tadqiqetiladi. Nomuvozanatli termodinamika tadqiq qiladigan tezlikli jarayonlar bosqichi gidrodinamika bosqichi deyiladi.

Makroskopik tizimda jarayonlar etarli darajada tez kechayotgan bo'lsa, u holda makroskopik holat tushunchasini kiritish juda qiyin yoki umuman bunday tushunchani kiritish imkoni yo'q bo'ladi. Bunday hollarni molekulyar-kinetik nazariya (kinetik bosqichda), umumiy holda (dinamik bosqich) mikroskopik nazariya (klassik mexanika, kvant mexanika) tadqiq qiladi. SHunday qilib, dinamik, kinetik, gidrodinamik, muvozanatli jarayonlar va to'la muvozanatli holat bosqichlarida tizimni tavsiflash darajalari qisqarib boradi, korrelatsiyalar susayib boradi.

Jarayonlarning sekin va tezligi tushunchalarini aniqlash masalasi, ya'ni qaysi hollarda dinamik uslubni, qaysi hollarda molekulyar-kinetik uslubni yoki nomuvozanatli termodinamik uslubni qo'llash mumkinligi masalasini hal qilishga mashhur olimlar N.N. Bogolubov, I. Prigojiy kattahissa qo'shdilar.

Onzagerъ prinsipi. Termoelektrik hodisalarga tatbig'i. Qaytmas jarayonlar chiziqli termodinamikasining muhum tatbiqlaridan biri, bu termoelektrik hodisalar nazariyasini tuzishdir, chunki u har doim issiqlikning qaytmas ko'chishi bilan bog'langandir. Tajribadan izotrop muhitlarda uchta termoelektrik hodisalar ma'lum.

1. **Zeeman effekti.** dT temperatura farqiga ega bo'lgan ikkita har xil o'tkazgichlarning tutashgan qismida $\varepsilon = \alpha_{12}T$ elektr yurituvchi kuch paydo bo'ladi.

Bu erda $\alpha_{12} = \alpha_1 - \alpha_2$ beril

gan o'tkazgichlar orasidagi termo-elekr yurituvchi kuch koeffitsienti, α_i — berilgan o'tkazgichning differensial termo-EYUK koeffitsienti. SHuning uchun, agar ikkita har xil o'tkazgichlardan yopiq zanjir tashkil qilib va kontakt joylari turli xil temperaturalarda ushlab turilsa, bu yopiq zanjirda elektr yurituvchi kuch yuzaga keladi.

2. **Pelte effekti.** Termik bir jinsli sistemada o'zgarmas elektr toki o'tganda ikkita har xil o'tkazgichlarning ulangan qismida tok kuchiga proporsional holda issiqlik ajraladi yoki yutiladi. (Peltae issiqligi): $q = \Pi j$

Bu jarayon Joule issiqligiga qo'shimcha ravishda sodir bo'ladi.

3. **Tomson hodisasi.** Temperatura gradientli o'tkazgichdan elektr toki o'tganda, Joule issiqligidan tashqari, temperatura gradienti va tok kuchiga proporsional holda qo'shimcha issiqlik miqdori (Tomson issiqligi) ajraladi: $q_\tau = \tau(j, gradT)$

Bu hodisalarni nazariy tushuntirish uchun entropiyani yuzaga kelish tezligi σ ni topaylik. Faraz qilaylik, $E = -grad\varphi$ elektr maydon (φ - maydon potentsiali) ta'sirida zaryadlar $-e$ ($e > 0$) ko'chishi natijasida j zichligi bo'lgan tok vujudga kelsin. Tok o'tayotganda metallning ko'rilayotgan qismi hajmining o'zgarishini hisobga olmay- miz. Elektr maydon mavjudligida muvozanat, ikki o'tkazgich kontakt qismining sirtida (kimyoviy potentsial μ) elektrkimyoviy potentsial $\mu - e\varphi$ temperatura T , tok zichligi j va energiya oqimining zichligi u uzluksizlik shartida yuzaga keladi.

Agar μ bir mol harakatlanuvchi zaryadlangan zarralarga taalluqli va dN metallning berilgan qismiga kiruvchi zarralarning molyar sonini aniqlaydi deb olsak, bu holda tenglama quyidagi ko'rinishni oladi:

$$TdS = dE - (\mu - F\varphi)dN \quad (7)$$

$F = eN_A = 96500 \text{ C/mol}$ - Faradey soni bo'lib, bir mol elektronlar zaryadining absolut kattaligiga teng, N_A - Avogadro soni, $\frac{\mu}{F} = \frac{\mu}{eN_A} = \frac{\xi}{e}$, $\xi = \frac{\mu}{N_A}$ - bitta elektronga to'g'ri kelgan kimyoviy potentsial. (7) tenglamadan vaqt bo'yicha hosila olib quyidagini hosil qilamiz:

$$\frac{\partial S}{\partial t} = \frac{1}{T} \frac{\partial E}{\partial t} - \frac{1}{T} (\mu - F\varphi) \frac{\partial N}{\partial t} \quad (8)$$

Bu tenglamadan $\frac{\partial S}{\partial t}$ ni topish uchun $\frac{\partial N}{\partial t}$ va $\frac{\partial E}{\partial t}$ ni topish kerak.

$\frac{\partial N}{\partial t}$ - zaryadning saqlanish qonunidan, $\frac{\partial E}{\partial t}$ esa energiyaning saqlanish qonunidan topiladi.

Faraz qilaylik, 1 g metalldagi harakatlanuvchi zaryadlarning molyar soni N bo'lsin. U vaqtda metallda zaryad tashuvchilar soni $N_A N$ ga teng bo'ladi. Agar 1 sm^3 metall hajmidagi elektronlar massa zichligi ρ ga teng bo'lsa, u holda birlik hajmdagi zaryad $-\rho N_A n e$ bo'ladi. Demak, zaryadning saqlanish qonunini ifodalovchi uzluksizlik tenglamasi quyidagi ko'rinishda bo'ladi:

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho N_A N e) = div j$$

bu ifodadan

$$\frac{\partial N}{\partial t} = \frac{1}{\rho F} div j \quad (9)$$

Endi energiyaning vaqt o'tishi bilan o'zgarishini topamiz. Metall o'tkazgich orqali tok o'tganda issiqlik oqimi I tufayli $div I$ ga teng bo'lgan energiya yo'qotadi, shu paytda birlik vaqtda elektr maydoni ta'sirida (jE) issiqlik energiyasi va birlik hajmda zaryadning ortishi tufayli

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho N_A N e) \varphi = \varphi div j$$

qo‘shimcha potensial energiya oladi. SHunday qilib, energiyaning saqlanish qonuni bo‘yicha

$$\rho \frac{\partial E}{\partial t} = -\text{div}I + (jE) - \varphi \text{div}j \quad (10)$$

(9) va (10) formulalarni (8) ifodaga qo‘yib, quyidagi tenglamani olamiz:

$$\rho \frac{\partial S}{\partial t} + \text{div}I_s = \sigma \quad (11)$$

bu erda
$$I_s = \frac{1}{T} \left[I + \frac{\xi j}{e} \right] \quad (12)$$

entropiya oqimining zichligi,

$$\sigma = \frac{1}{T} \left[\left(I, -\frac{1}{T} \text{grad}T \right) + \left(j, E + T \text{grad} \frac{\xi}{eT} \right) \right] \quad (13)$$

vaqt birligida entalpiyaning lokal o‘shishi. (11)-(13) ifodalar entropiya tashqaridan entropiya oqimi va ko‘rilayotgan hajmda sodir bo‘ladigan qaytmas jarayonlar hisobiga o‘zgarishini ko‘rsatadi.

Kuchining Ongazer ta‘rifiga asosan, (13) ifoda ko‘rinishini oladi, bu erda I va j oqimlarning chiziqli funksiyalaridir. Oqimlarning o‘zlari esa chiziqli qonun (8.10) ga ko‘ra, (13) formuladagi koeffitsientlarning chiziqli funksiyasidir:

$$\begin{aligned} I &= -L_{11} \frac{1}{T} \text{grad}T + L_{12} \left(E + T \text{grad} \frac{\xi}{eT} \right) \\ j &= -L_{21} \frac{1}{T} \text{grad}T + L_{22} \left(E + T \text{grad} \frac{\xi}{eT} \right) \end{aligned} \quad (14)$$

Ongazer o‘zarolik munosabatiga asosan (14) ni I va E ga nisbatan echish natijasida quyidagi tenglamalarni olamiz:

$$I = -\acute{\alpha} \text{grad}T - \Pi j \quad (15)$$

$$E = \frac{1}{\sigma} j + \alpha \text{grad}T - \text{grad} \frac{\xi}{e} \quad (16)$$

$\acute{\alpha}, \Pi, \alpha, \sigma^{-1}$ koeffitsientlar L_{11}, L_{12} orqali ifodalanadi va ularning ma‘nosini (15) va (16) formulalarni tahlil qilish natijasida aniqlash mumkin.

Haqiqatan ham, o‘tkazgichda tok bo‘lmaganda (16) dan $I = -\acute{\alpha} \text{grad}T$

Bu ifoda o‘tkazgich bo‘ylab issiqlik oqimini beradi. Demak, $\acute{\alpha}$ issiqlik o‘tkazuvchanlik koeffitsienti bo‘ladi. Bir jinsli o‘tkazgichda issiqlik gradienti $\text{grad}T = 0$ bo‘lsa, u holda (16) munosabat $j = \sigma E$

ko‘rinishni qabul qiladi va Om qonunining differensial ko‘rinishini beradi. Demak, σ — elektr o‘tkazuvchanlik koeffitsienti bo‘ladi.

Agar o‘tkazgichda $j = 0$ bo‘lsa, u holda (16) $E = \alpha \text{grad}T - \text{grad} \frac{\xi}{e}$

ko‘rinishni oladi. Bundan shu narsa ko‘rinadiki, ana shunday o‘tkazgichda elektr maydon $gradT$ va $grad\xi$ hisobiga mavjud bo‘lar ekan. Bu erda α - termo elektr yurituvchi kuch. Agar $gradT = 0$ bo‘lsa, u holda issiqlik oqimi $I \neq 0$ va (15) dan $I = -\Pi j$ Bu oqim zaryadlarni ko‘chirish bilan bog‘langan. P Pelte koeffitsienti deb yuritiladi.

munosabatdan P va α koeffitsientlar orasidagi bog‘lanishni topamiz:

$$\Pi - \alpha T \quad (17)$$

Bu Tomsonning ikkinchi munosabati deb yuritiladi va Onzagar prinsipining xususiy holini ifodalaydi.

Onzagar bo‘yicha qaytmas jarayonlarda entropiyani yuzaga keltirish uchun termodinamik kuchlar (13) ifodadan quyidagilarga teng bo‘ladi:

A) issiqlik o‘tkazuvchanlikda $x = -\frac{1}{T} gradT$

B) elektr toki o‘tganda $x = E = -grad\varphi$ diffuziyada $x = -Tgrad\frac{\mu}{T}$

Bu holda elektr oqimi $I_e = -j$ bo‘ladi.

Endi termoelektr hodisalarni olingan tenglamalar asosida turli xil temperaturali ikki xil o‘tkazgichlardan tashkil topgan zanjirda qaraylik. (16) formulaga ko‘ra, bu o‘tkazgichlar orasida kontakt potensial farqidan tashqari, o‘tkazgichlarning fizikaviy tabiatiga (α) va ularning temperaturasiga bog‘liq holda termoelektr yurituvchi kuch yuzaga keladi:

$$\varphi_2 - \varphi_1 = \int_{T_1}^{T_2} \alpha dT$$

Agar shunday zanjir yopiq bo‘lsa va payvand temperaturasi turli joylarida T_1 va T_2 ga teng bo‘lsa, u holda zanjirda termoelektr yurituvchi kuch paydo bo‘ladi:

$$\varepsilon = \oint (E^{chet}, dl) = \oint \alpha dT = \int_{T_1}^{T_2} \alpha_1 dT + \int_{T_2}^{T_1} \alpha_2 dT = \int_{T_2}^{T_1} (\alpha_1 - \alpha_2) dT \quad \alpha_1 \text{ va } \alpha_2 \text{ laring farqi}$$

temperaturaga kuchsiz bog‘langan bo‘lsa,

$$\varepsilon = \int_{T_1}^{T_2} (\alpha_1 - \alpha_2) dT \approx (\alpha_1 - \alpha_2)(T_1 - T_2)$$

bu erda T_1 - sovuq payvand temperaturasi, T_2 - issiq payvand temperaturasi. Demak, yopiq sistemada termo-EYUK faqat turli metallar payvand temperaturalari har xil bo‘lgandagina yuzaga kelishi mumkin ekan.

Termo-EYUK ning yuzaga kelishi, temperatura gradienti tufayli, tok tashuvchilarning qayta taqsimlanishi bilan bog‘langandir.

Zichligi j bo‘lgan tok oqib o‘tayotgan termik bir jinsli o‘tkazgichlar sistemasini olib qaraylik. (15) formulaga ko‘ra, ikkita turli xil o‘tkazgichlar holida (kesmalari

yuzasi 1 sm^2) payvand joyga tok yo‘nalishi bo‘yicha birinchi o‘tkazgichga $1 \text{ }^\circ\text{C}$ da $P_1 j$ energiya kelsa, ikkinchi o‘tkazgich orqali $P_2 j$ energiya ketadi. Demak, shu o‘tkazgichlarning payvand nuqtasida $(\Pi_2 - \Pi_1)j$ energiya issiqlik ko‘rinishda ajraladi (Pelte issiqligi). Bu hodisa Pelte hodisasi deb yuritiladi. Bundan shu narsa ko‘rinadiki, Pelte issiqligi tok kuchiga proporsional bo‘lib, tajriba natijasiga mos keladi.

Endi tokli termik bir jinsli bo‘lmagan sistemani olaylik va vaqt birligida birlik hajmda ana shunday kimyoviy bir jinsli sistemada energiya o‘zgarishi $\rho \frac{\partial U}{\partial t}$ ni topaylik. Buning uchun tok o‘zgarmas yoki sekin o‘zgaradigan ($\text{div} j = 0$) holida, (11) tenglamaga (15) va (16) ifodalarni qo‘yish natijada quyidagi tenglamani olamiz: $\rho \frac{\partial U}{\partial t} = \text{div}(\alpha \text{ grad} T) + \frac{j^2}{\sigma} + \left(\frac{\partial \Pi}{\partial t} - \alpha \right) (j, \text{grad} T)$ (18)

Bu ifodadan shu narsa ko‘rinadiki, termik bir jinsli bo‘lmagan sistemada energiyaning o‘zgarishi issiqlik o‘tkazuvchanlik $\text{div}(\alpha \text{ grad} T)$, Joulb issiqligi j^2 / σ ning ajralishi va issiqlik o‘tkazuvchanlik va elektr o‘tkazuvchanlik $\left(\frac{\partial \Pi}{\partial t} - \alpha \right) (j, \text{grad} T)$ larning birgalikda ta’siri bilan bog‘langan.

Temperaturaning bir jinsli emasligi natijasida o‘tkazgichda qo‘shimcha ajraladigan issiqlik miqdori Tomson issiqligi deb ataladi, bu hodisaning o‘zi Tomson hodisasi deb yuritiladi. Fenomenologiyadan bu issiqlik quyidagiga teng bo‘ladi:

$$q_\tau = \tau(j, \text{grad} T)$$

bu erda τ - Tomson koeffitsienti bo‘lib, (18) ifodadan $\tau = \frac{\partial \Pi}{\partial t} - \alpha$ (19)

Bu Tomsonning birinchi munosabati deb yuritiladi. $(j, \text{grad} T)$ ning ishorasiga qarab, Tomson issiqligi musbat yoki manfiy bo‘lishi mumkin. Faqat tok j yoki faqat $\text{grad} T$ ning qarama-qarshi tomonga o‘zgarishida kattalik q_τ ishorasini o‘zgartiradi. SHu sababdan Tomson hodisasi ba’zida qaytuvchi deb ham yuritiladi.

Nazorat savollari

1. Lokal muvozanatni tushuntiring?
2. Saqlanish qonunlarini tushuntirib bering?
3. Termoelektrik hodisalarni tushuntiring?
4. Zeyeman effektini tushuntirib bering?

27- MA'RUZA: Oqimlar va termodinamik kuchlar. Chiziqli qonunlar. Onzagerning o'zarolik munosabati

Reja:

1. Oqimlar va termodinamik kuchlar
2. Chiziqli qonunlar
3. Onzagerning o'zarolik munosabati

Tayanch so'z va iboralar: Termodinamik kuchlar, moment, entropiya, oqim zichligi, Lokal muvozanat, ichki energiya, uzluksizlik tenglamasi, konvetiv oqim, vaqt fluktuatsiyalari

Onzager prinsipi. Termoelektrik hodisalarga tatbig'i. Qaytmas jarayonlar chiziqli termodinamikasining muhim tatbiqlaridan biri, bu termoelektrik hodisalar nazariyasini tuzishdir, chunki u har doim issiqlikning qaytmas ko'chishi bilan bog'langandir. Tajribadan izotrop muhitlarda uchta termoelektrik hodisalar ma'lum.

1. **Zeeman effekti.** dT temperatura farqiga ega bo'lgan ikkita har xil o'tkazgichlarning tutashgan qismida $\varepsilon = \alpha_{12}T$ elektr yurituvchi kuch paydo bo'ladi. Bu erda $\alpha_{12} = \alpha_1 - \alpha_2$ beril

gan o'tkazgichlar orasidagi termo-elektr yurituvchi kuch koeffitsienti, α_i — berilgan o'tkazgichning differensial termo-EYUK koeffitsienti. SHuning uchun, agar ikkita har xil o'tkazgichlardan yopiq zanjir tashkil qilib va kontakt joylari turli xil temperaturalarda ushlab turilsa, bu yopiq zanjirda elektr yurituvchi kuch yuzaga keladi.

2. **Pelte effekti.** Termik bir jinsli sistemada o'zgarmas elektr toki o'tganda ikkita har xil o'tkazgichlarning ulangan qismida tok kuchiga proporsional holda issiqlik ajraladi yoki yutiladi. (Peltae issiqligi): $q = \Pi j$

Bu jarayon Joule issiqligiga qo'shimcha ravishda sodir bo'ladi.

3. **Tomson hodisasi.** Temperatura gradientli o'tkazgichdan elektr toki o'tganda, Joule issiqligidan tashqari, temperatura gradienti va tok kuchiga proporsional holda qo'shimcha issiqlik miqdori (Tomson issiqligi) ajraladi: $q_\tau = \tau(j, gradT)$

Bu hodisalarni nazariy tushuntirish uchun entropiyani yuzaga kelish tezligi σ ni topaylik. Faraz qilaylik, $E = -grad\varphi$ elektr maydon (φ - maydon potentsiali) ta'sirida zaryadlar $-e$ ($e > 0$) ko'chishi natijasida j zichligi bo'lgan tok vujudga kelsin. Tok o'tayotganda metallning ko'rilayotgan qismi hajmining o'zgarishini hisobga olmay- miz. Elektr maydon mavjudligida muvozanat, ikki o'tkazgich kontakt qismining sirtida (kimyoviy potentsial μ) elektrkimyoviy potentsial $\mu - e\varphi$ temperatura T , tok zichligi j va energiya oqimining zichligi u uzluksizlik shartida yuzaga keladi.

Agar μ bir mol harakatlanuvchi zaryadlangan zarralarga taalluqli va dN metallning berilgan qismiga kiruvchi zarralarning molyar sonini aniqlaydi deb olsak, bu holda tenglama quyidagi ko‘rinishni oladi:

$$TdS = dE - (\mu - F\varphi)dN \quad (7)$$

$F = eN_A = 96500 \text{ C/mol}$ - Faradey soni bo‘lib, bir mol elektronlar zaryadining absolut kattaligiga teng, N_A - Avogadro soni, $\frac{\mu}{F} = \frac{\mu}{eN_A} = \frac{\xi}{e}$, $\xi = \frac{\mu}{N_A}$ - bitta elektronga to‘g‘ri kelgan kimyoviy potensial. (7) tenglamadan vaqt bo‘yicha hosila olib quyidagini hosil qilamiz:

$$\frac{\partial S}{\partial t} = \frac{1}{T} \frac{\partial E}{\partial t} - \frac{1}{T} (\mu - F\varphi) \frac{\partial N}{\partial t} \quad (8)$$

Bu tenglamadan $\frac{\partial S}{\partial t}$ ni topish uchun $\frac{\partial N}{\partial t}$ va $\frac{\partial E}{\partial t}$ ni topish kerak.

$\frac{\partial N}{\partial t}$ - zaryadning saqlanish qonunidan, $\frac{\partial E}{\partial t}$ esa energiyaning saqlanish qonunidan topiladi.

Faraz qilaylik, 1 g metalldagi harakatlanuvchi zaryadlarning molyar soni N bo‘lsin. U vaqtda metallda zaryad tashuvchilar soni $N_A N$ ga teng bo‘ladi. Agar 1 sm^3 metall hajmidagi elektronlar massa zichligi ρ ga teng bo‘lsa, u holda birlik hajmdagi zaryad $-\rho N_A n e$ bo‘ladi. Demak, zaryadning saqlanish qonunini ifodalovchi uzluksizlik tenglamasi quyidagi ko‘rinishda bo‘ladi:

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho N_A N e) = \text{div} j$$

bu ifodadan

$$\frac{\partial N}{\partial t} = \frac{1}{\rho F} \text{div} j \quad (9)$$

Endi energiyaning vaqt o‘tishi bilan o‘zgarishini topamiz. Metall o‘tkazgich orqali tok o‘tganda issiqlik oqimi \mathbf{I} tufayli $\text{div} I$ ga teng bo‘lgan energiya yo‘qotadi, shu paytda birlik vaqtda elektr maydoni ta’sirida (jE) issiqlik energiyasi va birlik hajmda zaryadning ortishi tufayli $\frac{\partial}{\partial t} (\rho N_A N e) \varphi = \varphi \text{div} j$

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho N_A N e) \varphi = \varphi \text{div} j$$

qo‘shimcha potensial energiya oladi. SHunday qilib, energiyaning saqlanish qonuni bo‘yicha

$$\rho \frac{\partial E}{\partial t} = -\text{div} I + (jE) - \varphi \text{div} j \quad (10)$$

(9) va (10) formulalarni (8) ifodaga qo‘yib, quyidagi tenglamani olamiz:

$$\rho \frac{\partial S}{\partial t} + \text{div} I_s = \sigma \quad (11)$$

bu erda

$$I_s = \frac{1}{T} \left[I + \frac{\xi j}{e} \right] \quad (12)$$

entropiya oqimining zichligi,

$$\sigma = \frac{1}{T} \left[\left(I, -\frac{1}{T} T \text{grad} \right) + \left(j, E + T \text{grad} \frac{\xi}{eT} \right) \right] \quad (13)$$

vaqt birligida entalpiyaning lokal o'sishi. (11)-(13) ifodalar entropiya tashqaridan entropiya oqimi va ko'rilayotgan hajmda sodir bo'ladigan qaytmas jarayonlar hisobiga o'zgarishini ko'rsatadi.

Kuchining Ongazer ta'rifiga asosan, (13) ifoda ko'rinishini oladi, bu erda I va j oqimlarning chiziqli funksiyalaridir. Oqimlarning o'zlari esa chiziqli qonun (8.10) ga ko'ra, (13) formuladagi koeffitsientlarning chiziqli funksiyasidir:

$$\begin{aligned} I &= -L_{11} \frac{1}{T} \text{grad}T + L_{12} \left(E + T \text{grad} \frac{\xi}{eT} \right) \\ j &= -L_{21} \frac{1}{T} \text{grad}T + L_{22} \left(E + T \text{grad} \frac{\xi}{eT} \right) \end{aligned} \quad (14)$$

Ongazer o'zarolik munosabatiga asosan (14) ni I va E ga nisbatan echish natijasida quyidagi tenglamalarni olamiz:

$$I = -\acute{\alpha} \text{grad}T - \Pi j \quad (15)$$

$$E = \frac{1}{\sigma} j + \alpha \text{grad}T - \text{grad} \frac{\xi}{e} \quad (16)$$

$\acute{\alpha}, \Pi, \alpha, \sigma^{-1}$ koeffitsientlar L_{11}, L_{12} orqali ifodalanadi va ularning ma'nosini (15) va (16) formulalarni tahlil qilish natijasida aniqlash mumkin.

Haqiqatan ham, o'tkazgichda tok bo'lmaganda (16) dan $I = -\acute{\alpha} \text{grad}T$

Bu ifoda o'tkazgich bo'ylab issiqlik oqimini beradi. Demak, $\acute{\alpha}$ issiqlik o'tkazuvchanlik koeffitsienti bo'ladi. Bir jinsli o'tkazgichda issiqlik gradienti $\text{grad}T = 0$ bo'lsa, u holda (16) munosabat $j = \sigma E$

ko'rinishni qabul qiladi va Om qonunining differensial ko'rinishini beradi. Demak, σ — elektr o'tkazuvchanlik koeffitsienti bo'ladi.

Agar o'tkazgichda $j = 0$ bo'lsa, u holda (16) $E = \alpha \text{grad}T - \text{grad} \frac{\xi}{e}$

ko'rinishni oladi. Bundan shu narsa ko'rinadiki, ana shunday o'tkazgichda elektr maydon $\text{grad}T$ va $\text{grad}\xi$ hisobiga mavjud bo'lar ekan. Bu erda α - termo elektr yurituvchi kuch. Agar $\text{grad}T = 0$ bo'lsa, u holda issiqlik oqimi $I \neq 0$ va (15) dan $I = -\Pi j$ Bu oqim zaryadlarni ko'chirish bilan bog'langan. P Pelte koeffitsienti deb yuritiladi.

munosabatdan P va α koeffitsientlar orasidagi bog'lanishni topamiz:

$$\Pi - \alpha T \quad (17)$$

Bu Tomsonning ikkinchi munosabati deb yuritiladi va Onzagar prinsipining xususiy holini ifodalaydi.

Onzagar bo'yicha qaytmas jarayonlarda entropiyani yuzaga keltirish uchun termodinamik kuchlar (13) ifodadan quyidagilarga teng bo'ladi:

A) issiqlik o'tkazuvchanlikda $x = -\frac{1}{T} gradT$

B) elektr toki o'tganda $x = E = -grad\varphi$ diffuziyada $x = -Tgrad\frac{\mu}{T}$

Bu holda elektr oqimi $I_e = -j$ bo'ladi.

Endi termoelektrik hodisalarni olingan tenglamalar asosida turli xil temperaturali ikki xil o'tkazgichlardan tashkil topgan zanjirda qaraylik. (16) formulaga ko'ra, bu o'tkazgichlar orasida kontakt potensial farqidan tashqari, o'tkazgichlarning fizikaviy tabiatiga (α) va ularning temperaturasi bog'liq holda termoelektr yurituvchi kuch yuzaga keladi:

$$\varphi_2 - \varphi_1 = \int_{T_1}^{T_2} \alpha dT$$

Agar shunday zanjir yopiq bo'lsa va payvand temperaturasi turli joylarida T_1 va T_2 ga teng bo'lsa, u holda zanjirda termoelektr yurituvchi kuch paydo bo'ladi:

$$\varepsilon = \oint (E^{chet}, dl) = \oint \alpha dT = \int_{T_1}^{T_2} \alpha_1 dT + \int_{T_2}^{T_1} \alpha_2 dT = \int_{T_2}^{T_1} (\alpha_1 - \alpha_2) dT$$

α_1 va α_2 laring farqi
temperaturaga kuchsiz bog'langan
bo'lsa,

$$\varepsilon = \int_{T_1}^{T_2} (\alpha_1 - \alpha_2) dT \approx (\alpha_1 - \alpha_2)(T_1 - T_2)$$

bu erda T_1 - sovuq payvand temperaturasi, T_2 - issiq payvand temperaturasi. Demak, yopiq sistemada termo-EYUK faqat turli metallar payvand temperaturalari har xil bo'lgandagina yuzaga kelishi mumkin ekan.

Termo-EYUK ning yuzaga kelishi, temperatura gradienti tufayli, tok tashuvchilarning qayta taqsimlanishi bilan bog'langandir.

Zichligi j bo'lgan tok oqib o'tayotgan termik bir jinsli o'tkazgichlar sistemasini olib qaraylik. (15) formulaga ko'ra, ikkita turli xil o'tkazgichlar holda (kesmalari yuzasi 1 sm^2) payvand joyga tok yo'nalishi bo'yicha birinchi o'tkazgichga $1 \text{ }^\circ\text{C}$ da P_{1j} energiya kelsa, ikkinchi o'tkazgich orqali P_{2j} energiya ketadi. Demak, shu o'tkazgichlarning payvand nuqtasida $(\Pi_2 - \Pi_1)j$ energiya issiqlik ko'rinishda ajraladi (Pelte issiqligi). Bu hodisa Pelte hodisasi deb yuritiladi. Bundan shu narsa ko'rinadiki, Pelte issiqligi tok kuchiga proporsional bo'lib, tajriba natijasiga mos keladi.

Endi tokli termik bir jinsli bo'lmagan sistemani olaylik va vaqt birligida birlik hajmda ana shunday kimyoviy bir jinsli sistemada energiya o'zgarishi $\rho \frac{\partial U}{\partial t}$ ni topaylik. Buning uchun tok o'zgarmas yoki sekin o'zgaradigan ($div j = 0$) holida, (11) tenglamaga (15) va (16) ifodalarni qo'yish natijada quyidagi tenglamani olamiz:

$$\rho \frac{\partial U}{\partial t} = div(\hat{\alpha} grad T) + \frac{j^2}{\sigma} + \left(\frac{\partial \Pi}{\partial t} - \alpha \right) (j, grad T) \quad (18)$$

Bu ifodadan shu narsa ko'rinadiki, termik bir jinsli bo'lmagan sistemada energiyaning o'zgarishi issiqlik o'tkazuvchanlik $div(\hat{\alpha} grad T)$, Joule issiqligi j^2/σ ning ajralishi va issiqlik o'tkazuvchanlik va elektr o'tkazuvchanlik $\left(\frac{\partial \Pi}{\partial t} - \alpha \right) (j, grad T)$ larning birgalikda ta'siri bilan bog'langan.

Temperaturaning bir jinsli emasligi natijasida o'tkazgichda qo'shimcha ajraladigan issiqlik miqdori Tomson issiqligi deb ataladi, bu hodisaning o'zi Tomson hodisasi deb yuritiladi. Fenomenologiyadan bu issiqlik quyidagiga teng bo'ladi:

$$q_\tau = \tau(j, grad T)$$

bu erda τ - Tomson koeffitsienti bo'lib, (18) ifodadan $\tau = \frac{\partial \Pi}{\partial t} - \alpha$ (19)

Bu Tomsonning birinchi munosabati deb yuritiladi. $(j, grad T)$ ning ishorasiga qarab, Tomson issiqligi musbat yoki manfiy bo'lishi mumkin. Faqat tok j yoki faqat $grad T$ ning qarama-qarshi tomonga o'zgarishida kattalik q_τ ishorasini o'zgartiradi. SHu sababdan Tomson hodisasi ba'zida qaytuvchi deb ham yuritiladi.

Nazorat savollari

1. Zeyeman effektini tushuntirib bering?
2. Tomson hodisasiga tushuntiring?
3. Termoelektrik hodisalarni tushuntiring?
4. Zeyeman effektini tushuntirib bering?

28-29- MA'RUZA: Kinetik nazariya. Bolsman kinetik tenglamasi. H-teorema. Erkin yugurish yo'li. To'qnashishlar soni. Hidrodinamika tenglamalari. Bir jinslimasligi sust bulgan gaz uchun kinetik tenglama.

Reja:

1. Kinetik nazariya. Bolsman kinetik tenglamasi.
2. H-teorema. Erkin yugurish yo'li.
3. To'qnashishlar soni.
4. Hidrodinamika tenglamalari
5. Bir jinslimasligi sust bulgan gaz uchun kinetik tenglama.

Tayanch so'z va iboralar: Taqsimot funksiya, lokal muvozanat, makroskopik harakat, impuls, bosim, gaz, molekulalar, Broun harakati, Funksiya, plazma, ideal gaz, zarralar soni, kinetik tenglama, taqsimot funksiya, gravitatsion kuch, ionlar rekombinatsiyasi

Yuqorida qo'yilgan masala - unar funksiya uchun taqribiy tenglamani olishni qarab chiqaylik. Faraz qilaylik, gazning ayrim zarralari orasidagi o'zaro ta'sir kuchi uzoqdan ta'sir qiluvchi, ya'ni masofaga qarab, etarli darajada sekin kamayuvchi (masalan, masofa bo'yicha r^{-2} ko'rinishda kamayuvchi kulon yoki gravitatsion kuch) kuch bo'lsin. Masalan, ionlashtirilgan gazda, ya'ni plazmada elektronlar va ionlar orasida ana shunday kuchlar ta'sir etadi.

Agar kuchlar masofaga qarab, etarli darajada sekin kamaysa, masalan, r^{-2} ko'rinishda bo'lsa, u holda har bir zarra bir vaqtning o'zida unga yaqin turgan zarraga, hamda undan katta masofaga uzoqlashtirilgan zarraga effektiv ta'sir etadi, chunki dr intervalda yotgan zarralar soni r^2 ga proporsional holda ortadi. Binobarin, tanlangan juft zarralarning harakati ularning juft o'zaro ta'sirlashuvining natijasi deb qaralmay, balki ikkala zarralarning har birini qolgan barcha zarralar bilan o'zaro ta'siri deb qaraladi. SHu sababdan tanlangan ikkita zarra harakatini amalda moddiy nuqtalarning bir-biridan statistik bog'lanmagan harakati deb qarash mumkin. Bu hoi uchun binar funksiya ρ_{12} ni quyidagicha yozish mumkin:

$$\rho_2(r_1, r_2, p_1, p_2, t) = \rho_1(r_1, p_1, t) \rho_1(r_2, p_2, t) \quad (1)$$

ifodani (1) ga qo'yib, quyidagi tenglamani olamiz:

$$\frac{\partial \rho_1}{\partial t} + \frac{p_1}{m} \frac{\partial \rho_1}{\partial r_1} - \frac{\partial U}{\partial r_1} \frac{\partial \rho_1}{\partial p_1} = [U, \rho_1] \quad (2)$$

bu erda
$$U = U_0(r_1) + \frac{N-1}{V} \int U_{12}(|r_1 - r_2|) \rho_2(r_2, p_2) dr_2 dp_2$$

Yoki $\rho_1(r_1, p_1)$ unar funksiya dan taqsimot funksiyaga o'tsak, (2) tenglama

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \frac{p}{m} \nabla_r f + \bar{F} \nabla_p f = 0 \quad \text{yoki} \quad \frac{\partial f}{\partial t} + v \nabla_r f + \bar{F} \nabla_v f = 0 \quad (3)$$

ko‘rinishni oladi. Bu erda ∇_r va ∇_p mos ravishda koordinata va impuls gradient operatoridir. Tenglamani isbotlashda sistema va sistemadagi zarralar soni etarli darajada katta deb hisoblaniladi. Tenglamaga o‘zi moslashuvchan maydon kinetik tenglamasi deyiladi.

Bir nechta navdagi zarralardan tashkil topgan gaz holiga (3) tenglama oson umumlashtiriladi. Masalan, elektron va musbat ionlardan tashkil topgan to‘la ionlashgan plazma uchun (3) tenglamaga muvofiq quyidagi tenglamalar sistemasini yozish mumkin:

$$\begin{aligned} \frac{\partial f_e}{\partial t} + v_e \nabla_r f_e + \frac{e}{m_e} \nabla_r \varphi \nabla_v f_e &= 0 \\ \frac{\partial f_i}{\partial t} + v_i \nabla_r f_i - \frac{e}{m_i} \nabla_r \varphi \nabla_v f_i &= 0 \end{aligned} \quad (4)$$

Bu erda $\varphi(r)$ elektronlar va ionlar hosil qilgan maydon potentsiali, f_e va f_i mos ravishda elektronlar va ionlar taqsimot funksiyasi. (4) tenglamalar sistemasi A.A. Vlasov tenglamasi deb yuritiladi. Bu tenglamalar sistemasi yordamida, odatda, o‘ta siyraklashgan plazmada nomuvozanat jarayonlar tekshiriladi. Neytral atomlarning ionlashish jarayonida elektronlar va ionlar rekombinatsiyasini hisobga olish zarur bo‘lgan o‘ta zich plazmalar holi uchun (4) tenglamalar sistemasi kollektiv o‘zaro ta’sir va juft to‘qnashishlarni hisobga oluvchi hadlar bilan to‘ldirilishi kerak.

Bolsmanning kinetik tenglamasi. 9.6- bandda olingan asosiy kinetik tenglamani echishda bir qator qiyinchiliklarda duch kelinadi. SHuning uchun asosiy kinetik tenglamani oddiy tenglama bilan almashtirish mumkin bo‘lgan fizik sistemalarni ko‘rib chiqamiz. Siyraklashgan gazlar- ni o‘rganishga o‘taylik.

Asosiy kinetik tenglama N_i sonni aniqlaydi yoki sistema zarralari orasida mavjud bo‘lgan hamma bog‘lanishlar va o‘zaro ta’sirlarni hisobga olgan holda, holatlar bo‘yicha zarralar taqsimotini aniqlaydi.

Ammo bir qator hollarda, xususan, siyrak ideal gazlarda, makrosistema holatini ana shunday ko‘rinishda xarakterlash haddan tashqari batafsil bo‘lib hisoblanadi. Klassik yaqinlashishda berilgan holatdagi zarralar soni o‘rniga sistema holatini uzluksiz taqsimot funksiyasi yordamida xarakterlash mumkin. Ideal gazlarda zarralar orasida o‘zaro ta’sirning yo‘qligi tufayli sistema taqsimot funksiyasi ayrim zarralar taqsimot funksiyalarining ko‘paytmalari ko‘rinishida ajraladi. Demak, ayrim zarralar taqsimot funksiyalarining berilishi ideal gaz holatini yaxlit holda xarakterlashga imkon beradi. Nomuvozanat siyrak ideal gaz molekullari uchun taqsimot funksiyasini qarab chiqaylik. Ideal gazda har bir molekulan kvazi yopiq sistemacha deb qarash mumkin. Muvozanatdagi gazdan farqli holda nomuvozanat holatdagi gaz taqsimot funksiyasi koordinata, impuls va vaqtga bog‘liq bo‘ladi. Faraz qilaylik, $dn-t$ vaqt momentida tasviriy nuqtalari fazalar fazosi elementar hajmi $d\gamma = dx dy dz dp_x dy_z = dp dV$ da yotgan molekullar soni bo‘lsin. U holda $dn = f(r, p, t) d\gamma$, bu erda $f(r, p, t)$ izlanuvchi taqsimot funksiyasi. Elementar hajm $d\gamma$ dagi molekullar sonining vaqt bo‘yicha o‘zgarishi gaz molekullari orasidagi to‘qnashish bilan bog‘langan.

Agar impulsarlari va p_1 va p_2 bo'lgan ikkita molekulaning to'qnashishi natijasida, ulardan birortasi p impuls olsa, u holda uning tasviriy nuqtasi $d\gamma$ fazo elementiga kiradi. Aksincha, agar p impulsiga ega bo'lgan molekula boshqa molekula bilan to'qnashib, yangi impulsiga ega bo'lsa, uning tasviriy nuqtasi $d\gamma$ hajmdan chiqadi. Hajm elementi qancha katta bo'lsa, vaqt birligi ichida tasviriy nuqtalari shu hajmdan chiquvchi va kiruvchi molekulalar soni ham shuncha katta bo'ladi. Vaqt birligida fazalar fazosi elementar hajmida zarralar sonining o'zgarishi

$$\frac{d(dn)}{dt} = \frac{df(r, p, t)}{dt} d\gamma = (b - a)d\gamma \quad (5)$$

Bu erda $(ad\gamma) - (p, p_1) \rightarrow (p_2, p_3)$ tip to'qnashish natijasida tasviriy nuqtalari $d\gamma$ hajm elementini tark etgan molekulalar soni, $(bd\gamma)$ esa $(p_2, p_3) \rightarrow (p, p_1)$ tip to'qnashish tufayli tasviriy nuqtalar $d\gamma$ hajm elementiga kirgan molekulalar soni.

Agar

$$\frac{df(r, p, t)}{dt} = \frac{\partial f}{\partial t} + \frac{p}{m} \frac{\partial f}{\partial r} + F \frac{\partial f}{\partial p}$$

tenglamani hisobga olsak, (5) quyidagicha yoziladi:

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \frac{p}{m} \frac{\partial f}{\partial r} + F \frac{\partial f}{\partial p} = I \quad (6)$$

Bu erda $p/m = v$ - molekula tezligi, $dp/dt = F - t$ vaqt momentida impuls va koordinatlari $d\gamma$ fazaviy hajm elementida yotgan molekulaga ta'sir etuvchi kuch.

$$I = b - a \quad (7)$$

ifoda to'qnashish integrali deb yuritiladi. Masala to'qnashish integralini topishdan iborat. To'qnashish integralini faqat to'qnashishlar juft-juft holda o'tuvchi etarli darajada siyraklantirilgan gazlar uchun hisoblash mumkin. Faraz qilaylik molekulalarning to'qnashishi qattiq sharlarning elastik to'qnashish qonuni bo'yicha yuz bersin.

Bir xil zarralarning juft-juft holda elastik to'qnashishlarida impuls va energiyaning saqlanish qonunlari quyidagicha yoziladi:

$$p_1 + p = p_2 + p_3 \quad (8)$$

$$p_1^2 + p^2 = p_2^2 + p_3^2 \quad (9)$$

Molekulalarning elastik to'qnashish jarayonini $d\Omega_1$ fazoviy burchak elementida sochilish differensial effektiv kesimi bilan xarakterlash mumkin. Bu holda effektiv kesim to'qnashuvchi zarralarning nisbiy tezligining absolyut kattaligi $v_n = |v - v_1|$ va sochilish burchagi $\alpha = \alpha(vv_1)$ ga bog'liq bo'ladi. Tezligi v bo'lgan zarraning $d\Omega_1$ fazoviy burchakda sochilish differensial effektiv kesimi

$$d\sigma = \sigma(v_n, \alpha) d\Omega_1$$

Impulsi p bo'lgan $f(r, p, t) dp dV$ bilan aniqlangan zarralarning har biri bir sekundda balandligi v_n va asos yuzasi $d\sigma$ bo'lgansilindr ichida yotgan impulsli zarralar bilan $f(r, p, t) dp_1 v_n d\sigma$ marta to'qnashadi. $d\gamma$ fazoviy hajm elementida yotgan zarraning bir sekund ichidagi juft-juft to'qnashishlarining to'la soni

$$\sigma(v_n, \alpha) f(r, p, t) f(r, p_1, t) v_n dp dp_1 dV d\Omega_1$$

ga teng bo'ladi.

Bunday to'qnashishlar $(p, p_1) \rightarrow (p_2, p_3)$ tip to'qnashishlarga mansub bo'lib, hamma fazoviy burchak Ω_1 va p_1 impulsning hamma qiymatlari bo'yicha integralash natijasida tasviriy nuqtalari $d\gamma$ hajm elementidan chiquvchi molekulalar soni $ad\gamma$ ni olamiz:

$$ad\gamma = dpdV \iint v_n \sigma(v_n, \alpha) f(r, p, t) f(r, p_1, t) dp_1 d\Omega_1$$

yoki

$$a = \iint v_n \sigma(v_n, \alpha) f(r, p, t) f(r, p_1, t) dp_1 d\Omega_1 \quad (10)$$

$bd\gamma$ kattalikni hisoblash uchun $(p_2, p_3) \rightarrow (p, p_1)$ tip to'qnashishlarni qaraymiz. Bu to'qnashishlar $d\gamma$ fazoviy hajm elementida tasviriy nuqtalar sonini ortishiga olib keladi. p_2, p_3 impulsli molekulalarning bir sekund ichida to'qnashishlar soni

$$f(r, p_2, t) dp_2 dV_1 \cdot f(r, p_3, t) dp_3 v_n \sigma(v_n, \alpha) d\Omega_1 \quad (11)$$

ga teng bo'ladi. Bu erda $v_n = |v_2 - v_3|, \alpha = \alpha(v_2, v_3)$. Elastik to'qnashishning klassik mexanika qonunlari (11) ifodani soddalashtirishga imkon beradi. (8) va (9) shartlarni qanoatlantiruvchi $(p_2, p_3) \rightarrow (p, p_1)$ tip to'qnashishlar uchun $v_n = v_n, dp_2 dp_3 = dp dp_1$ va $\alpha = \alpha$ larni isbotlash mumkin. SHuning uchun (11) ifodani quyidagicha yozish mumkin:

$$f(r, p_2, t) f(r, p_3, t) v_n \sigma(v_n, \alpha) dp_1 d\Omega_1 \quad (12)$$

Bu ifodani p_1 va Ω_1 ning hamma qiymatlari bo'yicha integrallash natijasida $bd\gamma$ kattalikni topamiz:

$$bd\gamma = dpdV \iint v_n \sigma(v_n, \alpha) f(r, p_2, t) f(r, p_3, t) dp_1 d\Omega_1$$

yoki (13)

$$b = \iint v_n f(r, p_2, t) f(r, p_3, t) dp \sigma_1 d\Omega_1$$

a va b uchun topilgan (10) va (13) ifodalar to'qnashishlar integralini aniqlaydi:

$$I = b - a = \iint \sigma v_n [f(r, p_2, t) f(r, p_3, t) - f(r, p, t) f(r, p_1, t)] dp_1 d\Omega_1 \quad (14)$$

(14) ni (2) ifodaga qo'yish natijasida quyidagi tenglamani olamiz:

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \frac{p}{m} \frac{\partial f}{\partial r} + F \frac{\partial f}{\partial p} = \iint \sigma v_n [f(r, p_1, t) f(r, p_3, t) - f(r, p, t) f(r, p_1, t)] dp_1 d\Omega_1 \quad (15)$$

$f(r, p, t), f(r, p_1, t), f(r, p_2, t), f(r, p_3, t)$ larni, mos ravishda f, f_1, f_2, f_3 orqali belgilasak va $d\Omega_1$ kattalikni indeksiz yozsak, (15) tenglama quyidagi ko'rinishni oladi:

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \frac{p}{m} \frac{\partial f}{\partial r} + F \frac{\partial f}{\partial p} = \iint \sigma v_n [f_2 f_3 - f f_1] dp_1 d\Omega_1 \quad (16)$$

Taqsimot funksiyasiga nisbatan integro-differensial tenglama (16) birinchi marta Bolsman tomonidan olingan bo'lib, Bolsman kinetik tenglamasi deb yuritiladi. Bolsman tenglamasining tatbiq qilish sohasi ideal gaz fizikaviy kinetika doirasidan chetga chiqadi. SHuning uchun Bolsman tenglamasini tatbiq qilish sohasi juda kengdir. Xususan, ideal gazlardan mohiyati bo'yicha tamoman farq qiluvchi, ammo Bolsmaning kinetik tenglamasini isbotlashda foydalanilgan talablarga

rasmiy tomondan qanoatlantiruvchi bir qator fizik-kimyoviy sistemalar (16) tenglama asosida tasvirlanadi.

Matematik nuqtayi nazardan Bolsman tenglamasi xususiy hosilali nochiqli integro-differensial tenglamadir. Bu tenglamani echish ancha murakkab masaladir. Chunki tenglama konkret ma'noga ega bo'lishi va uni echish uchun effektiv kesimning nisbiy tezlik va sochilish burchagiga bog'liqligini va gaz zarrasiga ta'sir etuvchi kuch maydonini bilishi kerak. Ammo xususiy hollarda ham (16) ni integrallash ancha murakkab masaladir. (16) tenglamani (r, v, t) o'zgaruvchilarda yozsak,

$$\frac{\partial f}{\partial t} + v \frac{\partial f}{\partial r} + \frac{F}{m} \frac{\partial f}{\partial v} = \iint \sigma v_n [f_2 f_3 - f f_1] dv_1 d\Omega \quad (17)$$

ko'rinishni oladi. Bu tenglamani vektorlarning tashkil etuvchilari orqali yozamiz:

$$\frac{\partial f}{\partial t} + v_i \frac{\partial f}{\partial x_i} + \frac{F_i}{m} \frac{\partial f}{\partial v_i} = \iint \sigma v_n [f_2 f_3 - f f_1] dv_1 d\Omega \quad (18)$$

Bolsman tenglamasi, hatto, ideal gazlarda faqat juft-juft o'zaro ta'sirni hisobga olganda ham murakkab ko'rinishni saqlab qoldi.

Bolsmanning H-teoremasi va entropiyaning o'sish qonuni. Statistika fizikada muvozanatdagi sistemalarda entropiyani o'sish qonuni mukammal yoritildi. Unda entropiyaning o'sishi aniqlandi. SHu narsa ko'rsatildiki, yopiq sistema holati o'zgarganda oxirgi holat entropiyasi boshlang'ich holat entropiyasiga nisbatan har doim katta bo'ladi. Biroq statistik doirada qarash bilan sistemani boshlang'ich holatidan oxirgi holatiga o'tishning qanday bajarilishini aniqlash mumkin emas. Kinetikada esa entropiyaning o'zgarish xarakterini o'rganish va ideal gaz entropiyasining vaqt bo'yicha monoton o'sishini ko'rsatish mumkin bo'lar ekan. Muvozanat holatdagi berk sistema entropiyasi

$$S = -k \iint \rho(r, v) \ln \rho(r, v) dv dr$$

bo'lgani kabi, kinetikada ham entropiya ana shu ko'rinishda bo'ladi:

$$S = -k \iint f(r, v, t) \ln f(r, v, t) dv dr \quad (19)$$

Bolsman (19) ifodada integralni $H(t)$ funksiya bilan belgilab oladi:

$$H(t) = \iint f(r, v, t) \ln f(r, v, t) dv dr \quad (20)$$

(20) ifodaga Bolsmanning H- funksiyasi deb aytiladi. Binobarin, sistema entropiyasi H- funksiya bilan

$$S = -kH \quad (21)$$

ko'rinishda bog'langan.

Biz eng avval $H(t)$ funksiyani Bolsman tenglamasidan foydalanib, vaqt bo'yicha kamayuvchi, ya'ni $\frac{dH}{dt} \leq 0$ bo'lishligini isbotlaylik. U holda (20) ga asoslanib, entropiyaning vaqt bo'yicha o'sishini ko'rsatgan bo'lamiz. (21) dan vaqt bo'yicha hosila olamiz:

$$\frac{dH}{dt} = \iint (1 + \ln f) \frac{\partial f}{\partial t} dr dv \quad (22)$$

Normirovka shartiga asosan (22) ning birinchi hadi nolga teng:

$$\iint \frac{\partial f}{\partial t} dv dr = \frac{\partial}{\partial t} \iint f(r, v, t) dr dv = \frac{\partial N}{\partial t} = 0$$

U holda (17) ga asosan, (22) quyidagicha yoziladi:

$$\frac{dH}{dt} = \iint \left[-v \frac{\partial f}{\partial r} - \frac{F}{m} \frac{\partial f}{\partial v} + I \right] \ln f dr dv \quad (23)$$

(23) ifodada quyidagi integrallar nolga teng:

Bu erda kuch tezlikka bog‘liq emas deb hisoblangan. Natijada to‘qnashish integrali (14)ni hisobga olib (23) ni quyidagi ko‘rinishga keltiramiz:

$$\frac{dH}{dt} = \iint \sigma v_n \ln f (f_2 f_3 - ff_1) dr dv dv_1 d\Omega \quad (24)$$

Impul’s va energiya saqlanish qonunlarining simmetriyasiga ko‘ra, (24) ifodada $(v, v_1) \rightarrow (v_2, v_3)$ bilan va, aksincha, $(v_2, v_3) \rightarrow (v, v_1)$ bilan almashtirish mumkin.

Bundan tashqari Liuvill teoremasidan foydalanib, $dv_2 dv_3 = dv dv_1$ va $v_n = v_n, \sigma(v_n, \alpha) = \sigma(v_n, \alpha)$ ekanligini hisobga olsak, (24) ni quyidagi ko‘rinishda yozish mumkin:

$$\frac{dH}{dt} = \iint dv_n \ln f_1 (f_2 f_3 - ff_1) dr dv dv_1 d\Omega \quad (25)$$

$$\frac{dH}{dt} = - \iint dv_n \ln f_2 (f_2 f_3 - ff_1) dr dv dv_1 d\Omega \quad (26)$$

$$\frac{dH}{dt} = - \iint dv_n \ln f_3 (f_2 f_3 - ff_1) dr dv dv_1 d\Omega \quad (27)$$

(24)-(27) tenglamalarni qo‘shish natijasida quyidagi tenglamani olamiz:

$$\frac{dH}{dt} = \frac{1}{4} \iint \sigma v_n \ln \left(\frac{ff_1}{f_2 f_3} \right) (f_2 f_3 - ff_1) dr dv dv_1 d\Omega \quad (28)$$

(28) dagi integral ostidagi ifoda hech vaqt musbat bo‘la olmaydi. CHunki $(f_2 f_3 - ff_1)$ ning har qanday qiymatida

$$\ln \left(\frac{ff_1}{f_2 f_3} \right) (f_2 f_3 - ff_1) \leq 0 \quad (29)$$

SHunday qilib, (29) ga ko‘ra Bolsman kinetik tenglamasining echimi bo‘lgan har qanday taqsimot funksiyalari uchun

$$\begin{aligned} \frac{dH}{dt} < 0, \text{ agar } f_2 f_3 \neq ff_1 \\ \frac{dH}{dt} = 0, \text{ agar } f_2 f_3 = ff_1 \end{aligned} \quad (30)$$

Demak, $\frac{dH}{dt} \neq 0$ faqat nostatsionar echimlarda, ya’ni vaqtga oshkora ko‘rinishda bog‘langan f taqsimot funksiyalarida bo‘lishi mumkin. Statsionar echim esa faqat $\frac{dH}{dt} = 0$ da bo‘lishi mumkin. SHunday qilib, (30) ga ko‘ra, statsionar echimlar uchun $f(v_2)f(v_3) = f(v)f(v_1)$ shart, ya’ni Maksvell taqsimot funksiyasida olingan shartning o‘zi albatta bajarilishi kerak. Binobarin, Maksvell taqsimoti Bolsman kinetik tenglamasining yagona statsionar echimidir. Isbotlangan

$$\frac{dH}{dt} \leq 0$$

tengsizlik Bolssmanning H- teoremasi deyiladi. $S = -kH$ dan vaqt bo'yicha hosila olib, (30) ni hisobga olish natijasida

$$\frac{dS}{dt} \geq 0$$

ifodani olamiz.

SHunday qilib, yopiq sistema - bir atomli ideal gaz entropiyasi vaqt bo'yicha monoton ortadi yoki o'zgarmasdan qoladi.

Gidrodinamika tenglamalari. Bir jinlimasligi sust bulgan gaz uchun kinetik tenglama. Biz yuqorida shu narsaga amin bo'ldikki, xususiyl holda Bolsman tenglamasi tutash muhitlar mexanikasining qonunlarini olish imkonini beradi. Ammo, amalda kuchlanish tenzori σ_{ik} ni topish taqsimot funksiyasi f ni bilishni talab qiladi.

SHuning uchun birinchi navbatda makroskopik harakatdagi ideal gaz uchun nomuvozanat taqsimot funksiyasini hisoblashni ko'rib chiqamiz. Gazning makroskopik harakat tezligi u koordinataning funksiyasi bo'lsin deb faraz qilamiz. Ammo tezlikning bu o'zgarishini etarli darajada sekin deb qabul qilamiz. Bunday harakatda sistemaning ayrim bo'laklarida Maksvell lokal muvozanat taqsimoti yuzaga keladi. Gazning turli bo'laklarida makroskopik harakat tezligi turlicha bo'ladi, ya'ni $u = u(r, t)$.

Biz gaz harakatining izotermik rejimi bilan chegaralanamiz, shu sababli butun gaz hajmi bo'ylab temperatura o'zgarmas bo'ladi. Lokal muvozanat yuzaga kelgan deb hisoblab, kuchlanish tenzori va issiqlik oqimi zichligini hisoblash uchun aniqlangan Maksvell lokal taqsimot funksiyasi $f^{(0)}$ dan foydalanamiz. Hisoblashlar natijasida

$$\sigma_{ik} - NkT\delta_{ik} - p\delta_{ik} \quad (1)$$

$$q_k = 0 \quad (2)$$

ifodalarni olamiz. SHunday qilib, kuchlanish tenzori σ_{ik} normal bosimga o'tar ekan. Bu yaqinlashishda massa va impuls saqlanish qonunlari tutash muhitlar uchun quyidagi ko'rinishni oladi:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u_i)}{\partial x_i} = 0 \quad (3)$$

$$\rho \frac{\partial u_i}{\partial t} = -\rho u_k \frac{\partial u_i}{\partial x_k} - \frac{\partial p}{\partial x_k} \quad (4)$$

Umuman, (4) tenglama ideal tutash muhitlarning o'xshash birlik hajmdagi entropiya uchun tenglama quyidagi ko'rinishda yoziladi:

$$\frac{\partial s}{\partial t} + \frac{\partial j_i^s}{\partial x_i} = 0 \quad (5)$$

Bu erda j_i^s - entropiya oqimining zichligi. Bu tenglamaga

asosan tutash muhit harakatida solishtirma entropiya s o'zgarmas qolar ekan, ya'ni ko'chish jarayoni adiabatik xarakterga ega bo'ladi.

Bu yaqinlashishda tutash muhitni holat tenglamasi

$$p = NkT \quad (6)$$

ko‘rinishda bo‘lgan ideal suyuqlik deb qarash mumkin. (3)- (7) tenglamalar to‘plami tutash muhit yaqinlashishida gaz harakatini to‘la holda aniqlaydi.

Bu yaqinlashishda real (qayishqoq) gaz gidrodinamik tenglamasini olish uchun Bolsman tenglamasining echimini ketma- ket yaqinlashish metodidan foydalanamiz. Taqsimot fuksiyasini quyidagi ko‘rinishda qidiramiz:

$$f = f^{(0)}(1 + \xi) \quad (7)$$

bu erda $\xi \ll 1$ lokal taqsimot funksiyasi $f^{(0)}$ ga tuzatma bo‘lib, mikroskopik jarayonlar xarakterli vaqti τ_m ga nisbatan katta Δt vaqtlarda gaz evolutsiyasini aniqlaydi. Masalani yanada soddalashtirish uchun bir qator cheklanishlar kiritamiz. Gaz izotermik, siqilmaydigan, tashqi kuchlar yo‘q va bosim deb o‘zgarmas bo‘lsin. Bolsman kinetik tenglamasini qo‘yib, ξ bo‘yicha birinchi tartibli kichik hadlar bilan chegaralanib, quyidagi tenglamani olamiz:

$$\frac{\partial f^{(0)}}{\partial t} + v_i \frac{\partial f^{(0)}}{\partial x_i} = f^{(0)} \int f_1^{(0)} \sigma v_n [\xi_2 + \xi_3 - \xi_1 - \xi] dv_1 d\Omega \quad (8)$$

YUqoridagi cheklanishlar doirasida lokal taqsimot funksiyasining oshkora ko‘rinishini inobatshga olsak (8) ifodaning chap tomoni

$$\frac{\partial f^{(0)}}{\partial t} + v_i \frac{\partial f^{(0)}}{\partial x_i} - \frac{m}{kT} \left(V_i V_k - \frac{V^2}{2} \delta_{ik} \right) U_{ik} f^{(0)} \quad (9)$$

Bu erda $U_{ik} = \frac{\partial u_i}{\partial x_k} + \frac{\partial u_k}{\partial x_i}$

Deformatsiya tezligi tenzori, V nisbiy tezlik. Natijada Bolsman tenglamasi (10) quyidagi ko‘rinishni oladi:

$$\frac{m}{kT} \left(V_i V_k - \frac{V^2}{3} \delta_{ik} \right) U_{ik} f^{(0)} = f^{(0)} \int f_1^{(0)} \sigma v_n [\xi_2 + \xi_3 - \xi_1 - \xi] dv_1 d\Omega \quad (10)$$

Lokal taqsimot funksiya siga tuzatma $f^{(0)} \xi^{(v)}$ (10) tenglamadan tashqari, massa, impul’s, va energiya saqlanish qonunlari bajarilishini ta’minlashi kerak. Bunga asosan $f^{(0)} \xi^{(v)}$ yordamida hisoblangan massa, impul’s va energiyaga tuzatmalar nolga teng bo‘lishi kerak, ya’ni

$$m \int f^{(0)} \xi dv = 0 \quad (11)$$

$$mN \int V_i f^{(0)} \xi dv = 0 \quad (12)$$

$$\frac{mN}{2} \int V^2 f^{(0)} \xi dv = 0 \quad (13)$$

Bu shartlarning bajarilishi bir jinsli bo‘lmagan integral tenglama (10) ning echimi mavjudligining zaruriy sharti bo‘lib hisoblanadi.

Real molekularlar, hatto bir atomli molekularlar uchun ham bu funksiyaning ko‘rinishi noma’lum. Sochilish effektiv kesimi faqat burchakka bog‘liq bo‘lgan sodda misolda (10) tenglamaning echimini analitik ko‘rinishda yozish mumkin,

$$f = f^{(0)} \left[1 - \frac{8}{3N\sigma} \left(\frac{m}{2kT} \right)^{3/2} \left(V_i V_k - \frac{V^2}{3} \delta_{ik} \right) U_{ik} \right] \quad (14)$$

Ushbu taqsimot funksiyasi yordamida kuchlanish tenzorining oshkora ko‘rinishi uchun quyidagi ifodani olamiz:

$$\sigma_{ik} = -p\delta_{ik} + \frac{4m}{3\sigma} \left(\frac{2kT}{m} \right)^{1/2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_k} + \frac{\partial u_k}{\partial x_i} \right) \quad (15)$$

SHu joyda uzluksiz muhit mexanik harakat qonunlari asosida olingan kuchlanish tenzori uchun ifodani keltiramiz:

$$\sigma_{ik} = -p\delta_{ik} + \eta \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_k} + \frac{\partial u_k}{\partial x_i} \right) \quad (16)$$

Bu ikkala ifodani solishtirish natijasida ideal gaz yopishqoqlik koeffetsenti uchun quyidagi ifodani olamiz:

$$\eta = \frac{4m}{3\sigma} \left(\frac{2kT}{m} \right)^{1/2} \quad (17)$$

(17) dan shu narsa ko‘rinadiki, gaz yopishqoqligidan zichlikka bog‘liq bo‘lmaydi, ammo sochilish kesimi σ ga bog‘liq bo‘ladi. YOpishqoqlik kinetik koeffetsentlardan birinchisi hisoblanadi.

Xuddi yuqoridagiga o‘xshash termik bir jinsli bo‘lmagan temperaturasi koordinataning funksiyasi va gaz makroskopik harakat bo‘lmaydi deb hisoblaymiz. Bolsman tenglamasi uchun echimini yuqoridagi metod yordamida topamiz. Bu holda taqsimot funksiyasi

$$f = f^{(0)} \left[1 - \left(\frac{mv^2}{2kT} - \frac{5}{2} \right) \frac{2}{\sigma NT} \left(\frac{m}{2kT} \right)^{1/2} v_i \frac{\partial T}{\partial x_i} \right] \quad (18)$$

Issiqlik oqimi

$$q_i = -\frac{5mk}{2\sigma} \left(\frac{2kT}{m} \right)^{1/2} \frac{\partial T}{\partial x_i} = -\acute{\alpha} \frac{\partial T}{\partial x_i} \quad (19)$$

$$\text{Issiqlik o‘tkazuvchanlik } \acute{\alpha} = \frac{5mk}{2\sigma} \left(\frac{2kT}{m} \right)^{1/2} \quad (20)$$

Issiqlik o‘tkazuvchanlik ikkinchi kinetik koeffetsenti bo‘ladi. Issiqlik o‘tkazuvchanlik va yopishqoqlik koeffitsentlarini nisbati $\frac{\chi}{\eta} = \frac{15}{4} k = \frac{5}{2} C_v$ (20)

Sochilish kesimi σ ga bog‘liq bo‘lmaydi. Bu esa tajriba natijalariga mos keladi.

Broun harakatining fizik xarakteristikasi. Broun harakati - suyuqlik yoki gazlarda muallaq zarralarning muhit molekulari ta’siridagi tartibsiz harakatidir. Broun harakati 1827-yilda ingliz botanigi R. Broun tomonidan kashf etilgan.

Broun harakatining yuzaga kelish sabablarining nazariyasi A.Eynshteyn va polyak olimi M. Smoluxovski tomonidan berilgan (1905-1906-y.y.). Broun harakatini tekshirish molekular-kinetik nazariyaning to'g'riligini isbotladi. Broun harakati muhit molekulari tomonidan unga tushirilgan makroskopik zarraga uzatiluvchi bosim fluktuatsiyasining natijasidir. Bu narsani ko'rsatish uchun suyuqlik yoki gazga muallaq tushirilgan makroskopik zarraga muhit molekulari tomonidan ta'sir etuvchi kuchni aniqlaylik. Suyuqlik yoki gazga tushirilgan makroskopik zarraga muhit molekulari uzluksiz issiqlik harakati tufayli bir sekundda taxminan 10^{12} marta zarba berib turadi va zarbaga mos holda kuch impul'si uzatiladi. Natijada muhit molekulari suyuqlik yoki gazdagi makroskopik zarra sirtiga bosim beradi. Agarda makroskopik zarra o'lchami 10^{-4} sm dan katta bo'lsa, zarra har tomonlama zarbalar ta'sirida muvoza- natlashadi va tinch holatda qoladi. Agar makroskopik zarra o'lchami 10^{-4} sm va undan kichik bo'lsa, u holda statistik muvozanat buziladi, ya'ni muhit molekulari tomonidan zarra sirtiga teng ta'sir etuvchi kuch noldan farqli bo'lib qoladi. Natijada makroskopik zarra tartibsiz harakatlana boshlaydi. Bu hoi makroskopik zarraga kelib uriluvchi muhit molekular sonini va uzatiluvchi impul's (va demak, bosimni) katta fluktuatsiyaga duchor bo'lishligini ko'rsatadi.

Faraz qilaylik, suyuqlik yoki gazga m massali makroskopik, lekin juda kichik Broun zarrasi muallaq tushirilgan bo'lsin. Bu Broun zarrasining holatini qandaydir umumlashgan parametr x xarakterlasin. Eynshteyn bitta Broun zarrasini vaqt bo'yicha kuzatish o'rniga suyuqlik yoki gazga tushirilgan bir xildagi Broun zarralaridan tashkil topgan juda ko'p zarralar oqimini kuzatishni taklif qiladi. Bu zarralar muhit molekularining issiqlik harakat fluktuatsiyasi tufayli muhit tomonidan vaqt bo'yicha tartibsiz o'zgaruvchi kuch ta'siriga duchor bo'ladi.

Bu fluktuatsiya kuchi ta'sirida Broun zarralari oqimi kichik siljishga duchor bo'ladi. Muhitda qandaydir faraziy sirt orqali o'tuvchi Broun zarralar miqdorini topaylik.

Faraz qilaylik, biror x sirtidan $x, x + dx$ masofadagi bir birlik hajmdagi zarralar soni $c(x)$ bo'lsin. $\Delta = \sqrt{(\Delta x)^2}$ esa kichik τ vaqt davomida zarraning o'rtacha kvadratik siljishi bo'lsin. U vaqtda τ vaqt davomida 1sm^2 faraziy sirt orqali chapdan o'ngga harakatlanuvchi Broun zarralarining o'rtacha soni $c(x - \Delta/2)\Delta/2$ bo'ladi. SHu vaqt davomida ko'rilayotgan sirt orqali o'ngdan chapga harakatlanuvchi Broun zarralar soni $c(x + \Delta/2)\Delta/2$ bo'ladi. Natijada 1sm^2 faraziy sirtidan o'tgan zarralar soni

$$N = j\tau = \left[c\left(x - \frac{\Delta}{2}\right) - c\left(x + \frac{\Delta}{2}\right) \right] \frac{\Delta}{2} \quad (1)$$

bo'ladi, bu erda j - zarralar oqimi, τ - Broun zarrasini kuzatish vaqti. Δ kichik deb hisoblab, $c(x)$ ni esa x koordinatalarning sekin o'zgaruvchi funksiyasi deb qarash, (1) quyidagi ko'rinishni oladi:

$$N \approx -\frac{\Delta^2}{2} \frac{\partial c}{\partial x} \quad (2)$$

Bundan $j = -\frac{\Delta^2}{2\tau} \frac{\partial c}{\partial x} \quad (3)$

kelib chiqadi. Zarralar oqimi uning konsentratsiyasi gradientiga proporsional va uning kamayishi tomon yo‘nalgan. Bu erda $D = \frac{\Delta^2}{2\tau} \quad (4)$

diffuziya koeffitsienti deyiladi. (4) dan zarraning o‘rtacha kvadratik siljishi

$$\Delta = \sqrt{(\Delta x)^2} = \sqrt{2D\tau} \quad (5)$$

Demak, zarralarning o‘rtacha kvadratik siljishi kuzatish vaqti τ dan olingan ildizga proporsional bo‘lar ekan.

Agarda zarralar oqimi, konsentratsiyasi gradientidan tashqari har bir Broun zarrasiga ta‘sir etuvchi tashqi f kuch tufayli yuzaga kelayotgan bo‘lsa, u holda zarralarning to‘la oqimi

$$j = -D \frac{\partial c}{\partial x} + vc \quad (6)$$

Bu erda $v = bf$ - zarraning muhitdagi tezligi (Stoks formulasi). $b = C\eta r$ — zarraning harakatchanligi, r - uning radiusi, η — muhit yopishqoqligi, S - proporsionallik koeffitsienti bo‘lib, sferik zarra uchun 6π ga teng. f kuchga javob beruvchi potensial energiyani U desak, (6) quyidagi ko‘rinishni oladi:

$$j = D \frac{\partial c}{\partial x} - bc \frac{\partial U}{\partial x} \quad (7)$$

Faraz qilaylik, tashqi maydon ta‘sirida yuzaga kelgan zarralar oqimi konsentratsiya tufayli yuzaga kelgan zarralar oqimiga teng va qarama-qarshi yo‘nalgan bo‘lsin, bu holda zarralarning to‘la oqimi j nolga aylanadi va natijada (6) dan zarralar konsentratsiyasining taqsimotini olamiz:

$$c = c_0 \exp\left(-\frac{bU}{D}\right) \quad (8)$$

Ikkinchi tomondan, o‘zaro ta‘sirida bo‘lmagan zarralarning tashqi maydondagi taqsimoti Bolsman bo‘yicha

$$c = c_0 \exp\left(-\frac{U}{KT}\right) \quad (9)$$

(8) va (9) tengliklardan diffuziya koeffitsienti D ni topamiz:

$$D = bKT = \frac{kT}{C\eta r} \quad (10)$$

Sferik zarralar uchun

$$D = \frac{kT}{6\pi\eta r} \quad (11)$$

Natijada, (5) quyidagicha yoziladi:

$$\Delta = \sqrt{(\Delta x)^2} = \sqrt{\frac{kT\tau}{3\pi\eta r}} \quad (12)$$

SHunday qilib, Broun zarralari o'tgan o'rtacha siljish muhit temperaturasi, yopishqoqligi, zarra o'lchami va zarraning qaytish vaqtiga bog'liq bo'ladi. (10) formulaga kiruvchi kattaliklar ma'lum yoki o'lchash mumkin. Bu formula yordamida Avagadro soni N_A va, demak, atomlarning absolyut massasini aniqlash imkonini berdi. Broun harakati bo'yicha o'tkazilgan 1908-yildagi Jan Perren tajribalarda moddalarning molekular-kinetik nazariyasini to'g'riligini va molekular jarayonlarning qaytuvchanlik prinsipi isbotlandi. Bu tajribalarda topilgan Avagadro soni ($N_A = 6,44 \cdot 10^{23} \text{ mol}^{-1}$ ning qiymati o'sha davr uchun eng aniqlaridan biri bo'lib hisoblangan.

Smoluxovskiye tenglamasi. Nomuvozanat holatda yotgan bir atomli gazni olib qaraylik. Gaz holati olti o'lchovli - fazalar fazosidagi traektoriya bo'yicha harakatlanuvchi N ta tasviriy nuqtalar to'plami bilan xarakterlanadi.

Tasviriy nuqtalar zichligi yoki nomuvozanat holatlar uchun koordinata, impuls va vaqtga bog'liq bo'lgan taqsimot funksiya $f(r, p, t)$ ni kiritamiz. Taqsimot funksiya

$$\iint f(r, p, t) dr dp = N$$

sharti bilan normalashtirilgan. Bu erda N - gazdagi to'la zarralar soni.

Taqsimot funksiyasi $f(r, p, t)$ ni topish masalasi fizikaviy kinetikaning muhim masalalaridan biri bo'lib hisoblanadi. Bu funksiyani bilish sistemaning nomuvozanat holatiga tegishli bir qator masalalarni echish imkonini beradi. Masalan, bunday masalaga ko'chish hodisasida kinetik koeffitsientlar - diffuziya, issiqlik o'tkazuvchanlik va hokazolarni topish kiradi. Faraz qilaylik, L - bitta molekulaga tegishli kinetik energiya, impuls va hokazo additiv bo'lgan fizik kattalik bo'lsin. U holda

$$\bar{L} = \frac{\int L f dp}{\int f dp}, \quad \overline{Lv_i} = \frac{\int Lv_i f dp}{\int f dp}$$

Bu ifodalar mikroskopik kattalik uchun fazoviy zichlik va oqim zichligini xarakterlaydi. v_i — zarralar tezligi.

Biz zichligi katta bo'lgan gazlarni qaraylik. Har bir zarra bir vaqtda juda katta sondagi qo'shni molekulalar bilan o'zaro ta'sirda bo'lgani uchun, uning qolgan zarralar taqsimotiga ta'siri hisobga olmaslik darajada kichik bo'ladi. SHu bilan birga sistema zarralarining taqsimot funksiyasini topish bitta zarrani qolgan boshqa zarralar hosil qilgan maydondagi harakati masalasiga olib kelinadi. Zarra harakatda bo'lganligi tufayli, bu maydon fluktuatsiyalanadi va tanlangan zarra harakati tasodifiy (stoxastik) bo'ladi. Ana shunday tasodifiy jarayonlar uchun zarraning τ vaqt davomida x nuqtadan u nuqta yaqinidagi dy hajm elementiga o'tish

ehtimolligi tushunchasini kiritish mumkin. x va u simvollar bilan nuqtalarni, dy simvol bilan fazoning elementar hajmini belgilaymiz. Agar x nuqtadan u nuqtaga τ vaqt davomida t vaqt momentida (tasviriy nuqtaning x dan chiqish vaqti) o'tish ehtimolligi zichligini $W(y, x/\tau, t)$ bilan belgilasak, o'tish ehtimolligi quyidagi ko'rinishni oladi:

$$d\omega = W(y, x/\tau)dy \quad (13)$$

Bu o'tish ehtimolligi faqat boshlang'ich va oxirgi holatlar bilan aniqlanadi. Va sistema qanday yo'l bilan x va u holatlarga tushishiga bog'liq bo'lmaydi. Ana shunday jarayonlar Markov jarayoni deyiladi. Boshqacha qilib aytganda, Markov jarayoni holida kelajak uchun jarayonning tasodifiyligi xarakteristikasi faqat hozirgi vaqt momentidagi jarayon xarakteristikasiga bog'liq bo'ladi va bu jarayon oldin qanday o'tganligiga bog'liq bo'lmaydi.

SHunday qilib, (13) faqat ana shu juft holatlarga bog'liq bo'ladi. Ana shunday holatlarning to'plamining ehtimollik nazariyasida Markov zanjiri deyiladi. Markov jarayonlari katta zichlikdagi gaz va suyuqliklarda kinetik jarayonlarni yuqori aniqlik bilan tavsiflaydi. Zarrani x nuqtadan u nuqtaga $t + \tau$ vaqt davomida oraliq z nuqta orqali o'tishini qaraylik. Bu erda $t - x$ nuqtadan z nuqtaga o'tish vaqti, τ esa z nuqtadan u nuqtaga o'tish vaqti. x nuqtadan z nuqtagacha va z nuqtadan u nuqtagacha o'tish jarayonlari bog'lanmagan bo'lgani uchun, x nuqtadan intervalga dz aniqlik bilan oraliq nuqta orqali o'tish ehtimolligi

$$W(y, z/\tau, t_0 + t)W(z, x/t, t_0)dydz \quad (14)$$

ko'rinishni oladi. Bu erda t_0 zarraning x nuqtadan chiqish vaqti. (14) ni oraliq nuqta z ning hamma holatlari bo'yicha integrallash natijasida x nuqtadan u nuqtaga $t + \tau$ vaqt davomida t_0 vaqt momentida o'tish ehtimolligi zichligi uchun quyidagi ko'rinishdagi noxiziqli integral tenglamani olamiz:

$$W(y, x/t + \tau, t_0) = \int W(y, z/\tau, t_0 + t)W(z, x/t, t_0)dz \quad (15)$$

Bu tenglamaga Smoluxovskiylar tenglamasi deyiladi. Smoluxovskiylar tenglamasi umumiy xarakterga ega bo'lib, tatbiq qilish sohasi ancha keng.

Nazorat savollari

1. Smoluxovskiylar tenglamasini tushuntiring?
2. Brown harakatining fizik xarakteristikasini tushuntiring?
3. Bolsman taqsimotini tushuntiring?
4. Kinetik nazariyani tushuntirib bering?
5. Bolsman kinetik nazariyasini tushuntirib bering?
6. Bolsmanning H-teoremasi va entropiyaning o'sish qonunini tushuntirib bering?

30- MA'RUZA Gazning issiqlik o'tkazuvchanligi. Metallning elektr o'tkazuvchanligi. Fokker-Plank tenglamasi.

Reja:

1. Gazning issiqlik o'tkazuvchanligi
2. Metallning elektr o'tkazuvchanligi
3. Fokker-Plank tenglamasi

Tayanch so'z va iboralar: Nomuvozanat jarayon., Smoluxovskiylar tenglamasi, chegaraviy shart, taqsimot funksiya, Fokker plank tenglamasi

Fokker-Plank tenglamasi. Katta zichlikdagi gazda nomuvozanat jarayonlarning xususiy holi - sekin jarayonlarni qaraylik. Bunday jarayonlar uchun Smoluxovskiylar tenglamasini soddalashtirish va Fokker-Plank differensial tenglamasiga keltirish mumkin.

Faraz qilaylik, makroskopik sistemada sekin jarayonlar o'tayotgan bo'lsin. Bu shuni anglatadiki, sistema holatining muhim o'zgarishlari kam ehtimollikka ega bo'ladi. Demak, $x \rightarrow u$ o'tish ehtimolligi $|y-x|$ farqning o'sishi bilan tez kamayadi. Shuning uchun sistema holati nisbatan kam o'zgarganda o'tish ehtimolligi ancha katta bo'ladi.

Fokker-Plank tenglamasini chiqarishga o'taylik. Buning uchun Smoluxovskiylar tenglamasi (20) ni quyidagicha yozaylik ($t_0 = 0$):

$$W(y, x/t + \tau, 0) = \int W(y, z/\tau, t)W(z, x/t, 0)dz \quad (21)$$

- fazalar fazosida integrallanuvchi ixtiyoriy $g(x)$ funksiyani kiritaylik. $g(x)$ funksiya quyidagi chegaraviy shartlarni qanoatlantirsin:

$$\lim_{|x| \rightarrow \infty} g(x) \rightarrow 0, \quad \lim_{|x| \rightarrow \infty} \frac{\partial g}{\partial x_i} \rightarrow 0, \quad \lim_{|x| \rightarrow \infty} \frac{\partial^2 g}{\partial x_i \partial x_k} \rightarrow 0, \dots$$

(20) tenglamaning har ikkala tomonini $\frac{1}{\tau} g(y)dy$ ga ko'paytirib, uning hamma qiymatlari bo'yicha integrallaymiz:

$$\int W(y, x/t + \tau, 0) \frac{1}{\tau} g(y)dy = \frac{1}{\tau} \iint W(y, z/\tau, t)W(z, x/t, 0)g(y)dydz \quad (22)$$

Bu tenglamaning o'ng tomonidagi $g(y)$ ni $(y_i - z_i)$ ning darajalari bo'yicha Teylor qatoriga yoyamiz:

$$g(y) = g(z) + \frac{\partial g}{\partial z_i}(y_i - z_i) + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 g}{\partial z_i \partial z_k}(y_i - z_i)(y_k - z_k) + \dots$$

Bu qatorni (22) ning o'ng tomoniga qo'yamiz:

$$\frac{1}{\tau} \int W(y, x/t + \tau, 0)g(y)dy = \frac{1}{\tau} \iint \left[g(z) + \frac{\partial g}{\partial z_i}(y_i - z_i) + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 g}{\partial z_i \partial z_k}(y_i - z_i)(y_k - z_k) + \dots \right] W(y, z/\tau, t)W(z, x/t, 0)dydz \quad (23)$$

Bu tenglamaning o'ng tomonidagi qo'shiluvchilarni soddalashtiraylik. (22) ning birinchi hadi normirovka sharti

$$\int W(y, x/\tau, t)dy = 0$$

ga ko‘ra birga teng. Sekin jarayonlarda $(y_i - z_i)$ ayirma kichik bo‘lganligi uchun integral ostidagi $(y_i - z_i)$ ayirmaning yuqori darajalari qatnashgan integrallar yaqinlashuvchi bo‘ladi. Shuning uchun ikkinchi tartibli haddan keyingi tartibli hadlar qatnashuvchi integrallar juda kichik bo‘lishini inobatga olib, ularni hisobga olmaymiz. U holda (23) quyidagi ko‘rinishni oladi:

$$\begin{aligned} & \frac{1}{\tau} \int g(y) [W(y, x/t + \tau, 0) - W(y, x/t, 0)] dy - \\ & = \int a_i^{(\tau)}(z, t) \frac{\partial g}{\partial z_i} W(z, x/t, 0) dz - \frac{1}{2} \int b_{ik}^{(\tau)}(z, t) \frac{\partial^2 z}{\partial z_i \partial z_k} W(z, x/y, 0) dz = 0 \end{aligned} \quad (24)$$

Bu yerda
$$a_i^{(\tau)}(z, t) = \frac{1}{\tau} \int (y_i - z_i) W(y, z/\tau, t) dy,$$

$$b_{ik}^{(\tau)}(z, t) = \frac{1}{\tau} \int (y_i - z_i)(y_k - z_k) W(y, z/\tau, t) dy$$

Bu yerda olti o‘lchovli vektor $a_i^{(\tau)}$ fazalar fazosida tasviriy nuqtaning t vaqt momentida va z nuqtadagi (τ) vaqt davomidagi o‘rtacha tezligini beradi. Olti o‘lchovli tenzor $b_{ik}^{(\tau)}$ birlik vaqtga nisbatan (τ) vaqt davomida tasviriy nuqtaning i va k - siljish proyeksiyalari oralig‘ida korrelatsiya funksiyasini beradi. Bu tenzorning shpuri esa (diagonal elementlar yig‘indisi) birlik vaqtga nisbatan (τ) vaqt davomida tasviriy nuqtaning o‘rtacha kvadratik siljishini beradi:

$$b_{ii}^{(\tau)} = \frac{1}{\tau} \int (y_i - z_i)^2 W(y, z/\tau, t) dy \quad (24)$$

tenglamani $\tau \rightarrow 0$ hol uchun qaraymiz va

$$\lim_{\tau \rightarrow 0} a_i^{(\tau)}(z, t) = a_i(z, t), \quad \lim_{\tau \rightarrow 0} b_{ik}^{(\tau)}(z, t) = b_{ik}(z, t)$$

bilan belgilaymiz. Ikkinchi va uchinchi hadlarni bo‘laklab integrallash, chegaraviy shartni hisobga olish va integrallash o‘zgaruvchisi z ni u bilan almashtirish natijasida (23) quyidagi ko‘rinishni oladi:

$$\begin{aligned} & \int g(y) \left[\frac{\partial W(y, x/t, 0)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial y_i} [W(y, x/t, 0) a_i(y, t)] - \right. \\ & \left. - \frac{1}{2} \frac{\partial^2}{\partial y_i \partial y_k} [W(y, x/t, 0) b_{ik}(y, t)] \right] dy = 0 \end{aligned} \quad (25)$$

Bu $g(y)$ funksiyaning ixtiyoriyligidan (25) quyidagi ko‘rinishni oladi:

$$\frac{\partial W(y, x/t, 0)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial y_i} [W(y, x/t, 0) a_i(y, t)] - \frac{1}{2} \frac{\partial^2}{\partial y_i \partial y_k} [W(y, x/t, 0) b_{ik}(y, t)] = 0 \quad (26)$$

(26) tenglama Fokker-Plank tenglamasi yoki monomolekular kinetik tenglama deyiladi. Monomolekular kinetik tenglama deb atash shuni anglatadiki, sistema zarralarining kollektiv harakatlari masalasini bitta zarraning «tentirashi», qolgan zarralarning joylashishi bo‘yicha o‘rtachalangan harakat masalasiga aylanganligini ko‘rsatadi.

O‘tish ehtimollik zichligi $W(y, x/\tau, t)$ taqsimot funksiyasi $f(x, t)$ bilan qanday bog‘langanligini aniqlaylik. Bu yerda $x = r, p$. Faraz qilaylik, G - fazoda $t = 0$ da x nuqtada taqsimot funksiyasi $f(x, 0)$ bo‘lsin. U holda t vaqt ichida dx hajmdan chiqib ketgan zarralar soni $dx \int W(z, x/t, 0) f(x, 0) dz$

shu vaqt ichida dx hajmga kirgan zarralar soni $dx \int W(z, x/t, 0) f(x, 0) dz$ bo'ladi. t vaqt ichida dx hajmdagi zarralar sonining o'zgarishi $[f(x, t) - f(x, 0)] dx = dx \int [W(x, z/t, 0) f(z, 0) - W(z, x/t, 0) f(x, 0)] dz$ dx ga qisqartirish va normirovka sharti $\int W(z, x/t, 0) dz = 1$

ni hisobga olish natijasida quyidagi tenglamani olamiz:

$$f(x, t) = \int W(x, z/t, 0) f(z, 0) dz \quad (27)$$

shuni ko'rsatdiki, $W(y, x/\tau, t)$ ga ko'paytirish va z bo'yicha integrallash bir vaqtda G- fazoda $x-z$ vektorga va t vaqt bo'lagi bo'yicha siljishiga ekvivalent ekan. Shunday qilib, (26)

tenglamani $f(x, 0)$ taqsimot funksiyaga ko'paytirib, x bo'yicha integrallash natijasida $f(y, t)$ taqsimot funksiyasi uchun Fokker-Plank tenglamasini olamiz:

$$\frac{\partial f(y, t)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial y_i} [f(y, t) a_i(y, t)] - \frac{1}{2} \frac{\partial^2}{\partial y_i \partial y_k} [f(y, t) b_{ik}(y, t)] = 0 \quad (28)$$

(27) ni G- fazalar fazosida uzluksizlik tenglamasi ko'rinishida yozish mumkin:

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \frac{\partial j_k}{\partial y_i} = 0 \quad (29)$$

Bu yerda j_i — olti o'lchovli tok zichligi vektor komponentlari:

$$j_i = a_i(y, t) f(y, t) - \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial y_k} [b_{ik}(y, t) f(y, t)] \quad (30)$$

Fokker-Plank tenglamasining (29) ko'rinishda yozilishi ba'zi bir umumlashtirishlarga olib keladi. Xususan, agar x, y, z, \dots nuqtalarni uch o'lchovli fazo nuqtalari deb qarash, u holda j_i uch o'lchovli fazoda tok zichligini, vektor a_i zarraning oddiy tezligi v ni, tenzor b_{ik} esa koordinata o'qlari yo'nallishi bo'yicha zarralar siljishlari orasidagi korrelatsiya funksiyasini beradi. Bu holda Broun zarrasi uchun olingan fluktuatsiya ifodasini keltirib chiqarish mumkin.

Tashqi maydonda bo'lmagan gazni olib qaraylik. Bu holda fazo va vaqtning bir jinsliliigi tufayli o'tish ehtimolligi zichligi faqat nuqtalar orasidagi masofaga bog'liq bo'lib, vaqtga bog'liq bo'lmasligi kerak, ya'ni $W(y, x/\tau, \tau + t) = W(|y - x|, \tau)$

Natijada $a_i(y, t)$ va $b_{ik}(y, t)$ uchun quyidagilarni olamiz:

$$a_i(y, t) = \lim_{\tau \rightarrow 0} \frac{1}{\tau} \int W(|y - x|, \tau) (y_i - x_i) dx = \lim_{\tau \rightarrow 0} \frac{1}{\tau} \int W(|z|, \tau) z_i dz = 0$$

integral ostidagi

funksiyaning toqligiga asosan,

$$b_{ik}(y, t) = \lim_{\tau \rightarrow 0} \frac{1}{\tau} \int W(|y - x|, \tau) (y_i - x_i)(y_k - x_k) dx = b \delta_{ik} \quad \text{bu yerda}$$

$$b = \lim_{\tau \rightarrow 0} \frac{1}{\tau} \int W(|z|, \tau) z_i^2 dx = const$$

Fokker-Plank tenglamasi (29) quyidagi ko'rinishni oladi:

$$\frac{\partial f}{\partial t} = \frac{1}{2} b \nabla^2 f$$

Bu esa diffuziya tenglamasiga mos tushadi. Bu tengliklardan Enshteyn munosabati $\frac{\partial f}{\partial t} = D \nabla^2 f$ $b = 2D$ ni olamiz (D - diffuziya koeffitsiyenti). Agar x ni gaz molekulasi koordinatasi bo'lsan, gaz yoki suyuqlikda muallaq turgan Broun zarrasining koordinatasi deb qarash, bu holda Fokker-Plank tenglamasi zarra harakatini xarakterlaydi. U vaqtda uch o'lchovli fazo hali uchun (24) ga asosan

$$\overline{\Delta x^2} = b\tau = 2D\tau$$

Agar Broun zarrasi tashqi maydon ta'sirida bo'lsa, u holda (24) quyidagi ko'rinishni oladi:

$$j = af - \frac{1}{2}b\nabla f \quad (31)$$

Muvozanat holatda zarralar taqsimoti Bolsman taqsimoti bilan xarakterlanadi:

$$f = f_0 \exp\left(-\frac{U(x, y, z)}{kT}\right)$$

Tok zichligi $j = 0$ bo'ladi. Demak, (31) dan quyidagi ifodani olamiz:

$$j = f_0 \left(a + \frac{1}{2} \frac{bU(x, y, z)}{kT} \right) \exp\left(-\frac{U(x, y, z)}{kT}\right) = f_0 \left(a - \frac{bF}{2kT} \right) \exp\left(-\frac{U(x, y, z)}{kT}\right) = 0$$

Yopishqoq suyuqlikning zarra harakatiga ko'rsatadigan qarshiligi

$a = v = \frac{bF}{2kT} = \frac{DF}{kT} = qF$ uchun - Stoks formulasi. Bu yerda $q = \frac{D}{kT}$ harakatchanlik,

$F = -\nabla V$ kuch. Olingan kattaliklarni (30) ga qo'yish natijasida, ma'lum ifodani olamiz.

Agar tasviriy nuqtalar to'plamini qandaydir aynan nomuvozanatdagi sistema ansambliga javob beradi deb qarash, u holda taqsimot funksiyasi $f(y, t) = \rho(\lambda, t)$ ning tasviriy nuqtalar zichligi, vektor j ni esa fazalar fazosida tasviriy nuqtalarning oqim zichligi deb qarash mumkin. Agar a_i va b_{ik} o'zgaruvchi λ ga bog'liq bo'lmasa, u holda (28) va (27) quyidagi ko'rinishlarni oladi:

$$\frac{\partial \rho(\lambda, t)}{\partial t} + \frac{\partial j}{\partial \lambda} = 0 \quad \text{va} \quad j_i = a_i \rho - D \frac{\partial \rho}{\partial \lambda}$$

yoki

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = -\frac{\partial}{\partial \lambda} \left(a\rho - D \frac{\partial \rho}{\partial \lambda} \right) = -a \frac{\partial \rho}{\partial \lambda} + D \frac{\partial^2 \rho}{\partial \lambda^2} = 0$$

Statsionar holatda bir o'lchovli hoi uchun Fokker-Plank tenglamasi oson integrallanadi:

$$\frac{\partial}{\partial \lambda} \left[a\rho - \frac{\partial}{\partial \lambda} (D\rho) \right] = 0$$

Agar zarralar oqimi cheksizlikda nolga teng bo'lsa, yuqoridagi ifodani integrallash natijasida

$$\frac{\partial (D\rho)}{\partial \lambda} = a\rho$$

ni olamiz. Bundan

$$\rho(\lambda) = \frac{const}{D} \exp \left[\int_0^\lambda \frac{a(\lambda')}{D(\lambda')} d\lambda' \right]$$

Kinetik balans tenglama. O'tish ehtimollik zichligi $W(y, x/\tau, t)$ ning taqsimot funksiyasi $f(x, t)$ bilan bog'lanish masalasiga qaytamiz. Ifoda (26) ning ko'rinishini quyidagicha yozib olaylik:

$$f(y, t + \tau) = \int W(y, x/\tau, t) f(x, t) dx \quad (32)$$

o'tish ehtimolliги zichligi $W(y, x/\tau, t)$ ni τ ning darajalari bo'yicha qatorga yoyib, birinchi ikki had bilan chegaralaylik; u holda

$$W(y, x/\tau, t) = \Phi(y, x, t) + \tau P(y, x, t)$$

bu yerda $P(y, x, t)$ - vaqt birligida t vaqt momentida x nuqtadan u nuqtaga o'tish ehtimolliги zichligi, $F(y, x, t)$ esa «bironta» x nuqtadan u nuqtaga o'tish ehtimolini beradi.

Nol vaqt davomida zarra x nuqtani tashlab keta olmaydi, τ ning nolinci darajali hadini quyidagicha yozamiz:

$$\Phi(y, x, t) = A(y, t) \delta(y - x) \quad (33)$$

Normirovka sharti

$$\int W(y, x/\tau, t) dy = 1$$

va (33) ga asosan

$$A(x, t) = 1 - \tau \int P(y, x, t) dy \quad (34)$$

Bu ifodadan foydalanib, o'tish ehtimolliги zichligi uchun quyidagi ifodani olamiz:

$$W(y, x/\tau, t) = 1 - \tau \int P(z, y, t) dz \delta(y - x) + \tau P(y, x, t) \quad (35)$$

ni (32) ga qo'yib, $\tau \rightarrow 0$ da limitga o'tish natijasida quyidagi kinetik balans tenglamani olamiz:

$$\frac{\partial f(x, t)}{\partial t} = \int [P(x, z, t) f(z, t) - P(z, x, t) f(x, t)] dz \quad (36)$$

(36) ning chap tomoni vaqt birligi ichida t vaqt momentida x nuqtada zarralar zichligining o'zgarishini beradi. Bu o'zgarish x nuqtaga hamma z nuqtalardan kelgan zarralar va x nuqta- dan ketgan zarralar bilan bog'langan. Shuning uchun (36) tenglama kinetik balans tenglama nomi bilan yuritiladi.

Kinetik balans tenglamada G- fazalar fazosida holatning klassik tavsiflashdan kvant mexanikaviy diskret tavsiflashga o'tish mumkin. Bu holda, taqsimot funksiyasi $f(x, t)$ ning i - holatidagi zarralar soni $N_i(t)$, vaqt birligida z nuqtadan x nuqtaga o'tish ehtimoli $P(x, z, t)$ ni k - holatdan i - holatga o'tish ehtimolliги $P_{ik}(t)$ va $P(z, x, t)$ ni i - holatdan k - holatga o'tish ehtimolliги $P_{ki}(t)$ bilan almashtiramiz. U holda (36) tenglama quyidagi ko'rinishni oladi:

$$\frac{dN_i}{dt} = \sum_{k \neq i} (P_{ik} N_k - P_{ki} N_i) \quad (37)$$

Agar sistema yopiq bo'lsa, u holda batafsil muvozanat prinsipi o'rinli bo'ladi:

$$P(x, y, t) = P(y, x, t)$$

yoki

$$P_{ik}(t) = P_{ki}(t). \text{ Bu holda (37) quyidagi ko'rinishni oladi:}$$

$$\frac{dN_i}{dt} = \sum_{k \neq i} (P_{ik}(t)(N_k - N_i)) \quad (38)$$

va (38) tenglamalar nochiziqli integro-differensial tenglamalar bo'lib, faqat xususiy hollarda yechilishi mumkin.

Misol sifatida ikkita aynimagan E_1 va E_2 energetik sathli atomlardan tashkil topgan ideal gazni olib qaraylik. Faraz qilaylik, gaz termostat bilan kontaktda bo'lsin. Termostat ta'siri tufayli gazda atomlar bir holatdan boshqa holatga o'tishi yuzaga keladi. Natijada, o'tishlar atomlarning to'qnashishi tufayli emas, balki tashqi ta'sir ostida ro'y beradi. Shuning uchun o'tish ehtimolliklari P_{12} va P_{21} to'ldirish sonlariga va vaqtga bog'liq bo'lmaydi. Gaz yopiq sistema bo'lmaganligi tufayli, batafsil muvozanat prinsipi o'rinsiz bo'ladi, ya'ni $P_{12} \neq P_{21}$. Kinetik balans tenglama quyidagi ko'rinishni oladi:

$$\frac{dN_1}{dt} - P_{12}N_2 + P_{21}N_1, \quad \frac{dN_2}{dt} - P_{21}N_1 + P_{12}N_2$$

Tenglamalar sistemasi yechimini $N_i = C_i e^{\alpha t}$ ko'rinishda qidiramiz, u vaqtda C_i lar uchun algebraik tenglamalar sistemasini olamiz:

$$(\alpha + P_{21})C_1 - P_{21}C_2 = 0, \quad -P_{21}C_1 + (\alpha + P_{12})C_2 = 0$$

Bu tenglamalar notrivial yechimga ega bo'lishi uchun quyidagi shart bajarilishi kerak:

$$\alpha(\alpha + P_{12} + P_{21}) = 0$$

Bu tenglikdan $\alpha_1 = 0, \alpha_2 = -P_{12} - P_{21}$. Birinchi yechim muvozanat holatni beradi:

$$N_1^{(1)} = C_1, N_2^{(1)} = C_2 = C_1 \frac{P_{21}}{P_{12}}$$

$N = N_1 + N_2$ shartiga asosan

$$N_1^{(1)} = \frac{NP_{12}}{P_{12} + P_{21}}, \quad N_2^{(1)} = \frac{NP_{21}}{P_{12} + P_{21}}$$

Ikkinchi yechim esa statsionar holatdan eksponensial holda kamayuvchi chetlashishni beradi:

$$N_{1,2}^{(2)} = \pm n \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right)$$

Demak, umumiy yechim statsionar rejimga yaqinlashuvchi relaksion jarayonni tavsiflaydi;

$$N_1 = \frac{NP_{12}}{P_{12} + P_{21}} + n \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right), \quad N_2 = \frac{NP_{21}}{P_{12} + P_{21}} - n \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right)$$

bu yerda n - relaksiya vaqti, boshlang'ich shartlardan topiladi

$$(n = N_1 - N_1^{(1)} = N_2^{(1)} - N_2 \text{ } t = 0 \text{ da})$$

Agar gaz aynimagan bo'lsa, Maksvell-Bolsman taqsimotidan foydalanib,

$$\frac{P_{12}}{P_{21}} = \exp\left(\frac{E_1 - E_2}{KT}\right)$$

ni topamiz. Agar $E_1 < E_2$ va $(E_1 - E_2)/KT \gg 1$ bo'lsa, u holda $P_{21} < P_{12}$ va $\cong 1/P_{12}$ bo'ladi.

Eynshteyn bo'yicha Plank formulasi kineetik isboti. Biz murakkabroq masala - termostatda yotgan elektromagnit nurlanish bilan muvozanatda bo'lgan atomlar sistemasini olib qaraylik. Bu masala 1916-yillarda Eynshteyn tomonidan

qaralgan. Bu hol yorug'lik nurlanishi uchun Plank formulasi kinetik isbotiga olib keldi.

E_i va E_k energetik sathlarda yotgan atomlarni olib qaraylik. Batafsil muvozanat prinsipiga ko'ra vaqt birligida $i \rightarrow k$ va $k \rightarrow i$ ga o'tish sonlari teng bo'ladi. $E_i > E_k$ deb hisoblaylik. Bu holda $i \rightarrow k$ o'tishda $E_i - E_k$ energiya nurlanishi yuz beradi, $k \rightarrow i$ o'tishda esa shunday miqdordagi energiyani yutish yuz beradi. Natijada: $k \rightarrow i$ o'tishda o'tish soni ν chastotadagi nurlanish energiyasi zichligi $\rho(\nu, T)$ ga proporsional bo'ladi:

$$n_{ki} = B_{ki} N_k \rho(\nu, T)$$

$n_{ik}^{spont} = A_{ik} N_i$ B_{ik} - proporsionallik koeffitsiyenti. $i \rightarrow k$ o'z-o'zidan o'tish soni: A_{ik} - spontan nurlanish koeffitsiyenti. Eynshteyn fikricha $i \rightarrow k$ ga o'tishda spontan nurlanish bilan birga yuz beruvchi induksiyalangan nurlanish jarayoni ham mavjud bo'ladi. Bu induksiyalangan o'tish soni

$$n_{ik}^{ind} = B_{ik} N_i \rho(\nu, T)$$

bo'ladi. B_{ik} - majburiy nurlanish koeffitsiyenti, n_{ki} va n_{ik} o'tish sonlari. N_i va N_k - i va k holatidagi zarralar soni.

Statsionar va muvozanat holatda $k \rightarrow i$ va $i \rightarrow k$ ga o'tish sonlari teng bo'ladi:

$$n_{ki} = n_{ik}^{spont} + n_{ik}^{ind}$$

ëku

$$B_{ik} N_k \rho(\nu, T) = A_{ik} N_i + B_{ik} N_i \rho(\nu, T)$$

Yuqorida keltirilgan ifodadan nurlanish energiya zichligi

$$\rho(\nu, T) = \frac{A_{ik} N_i}{B_{ki} N_k B_{ik} N_i} = \frac{A_{ik}}{B_{ki} N_k / N_i B_{ik}}$$

Statsionar holatda N_i va N_k zarralar soni Maksvell-Bolsman taqsimotini qanoatlantirishi kerak:

$$\frac{N_k}{N_i} = \frac{g_k}{g_i} \exp\left(\frac{E_i - E_k}{kT}\right) \text{ chunki } N_s = g_s \exp\left(-\frac{E_s}{kT}\right) \text{ Natijada}$$

$$\rho(\nu, T) = \frac{\frac{g_i A_{ik}}{g_k B_{ki}}}{\exp\left(\frac{E_i - E_k}{kT}\right) - \frac{g_i B_{ik}}{g_k B_{ki}}} \quad (39)$$

$T \rightarrow \infty$ da $\rho(\nu, T)$ chegaralanmagan holda ortishi uchun $g_i B_{ik} = g_k B_{ki}$ deb hisoblash kerak. U holda (39) ifoda quyidagi ko'rinishni oladi:

$$\rho(\nu, T) = \frac{\frac{A_{ik}}{B_{ki}}}{\exp\left(\frac{E_i - E_k}{kT}\right) - 1} \quad (40)$$

Vinning termodinamik qonuniga ko'ra $\rho(\nu, T) = \nu^3 f\left(\frac{\nu}{T}\right)$ ko'rinishda bo'lishi kerak.

Shunga asosan, biz $E_i - E_k \nu = h$ va $A_{ik} / B_{ik} = A \nu^3$ deb hisoblaymiz. U holda (40)

$$\rho(\nu, T) = \frac{A \nu^3}{\exp\left(\frac{h\nu}{kT}\right) - 1} \quad (41)$$

o'zgarmas A ni $h\nu/kT \ll 1$ shartdan topiladi. Kichik chastotalar sohasida (41) klassik qonun Reley-Jins formulasi o'tadi:

$$\rho(\nu, T) = \frac{8\pi k T \nu^2}{c^3}$$

$h\nu/kT \ll 1$ da (41) ifoda quyidagi ko'rinishni oladi:

$$\rho(\nu, T) = \frac{A \nu^3}{1 + \frac{h\nu}{kT} - 1} = \frac{A k T \nu^2}{h}$$

Bu ifodani Reley-Jins formulasi bilan solishtirish natijasida o'zgarmas kattalik A uchun quyidagini olamiz:

$$A = \frac{8\pi h}{c^3} \quad (43)$$

(43) ni (42) ga qo'yish natijasida quyidagi ko'rinishdagi ifodani olamiz:

$$\rho(\nu, T) = \frac{8\pi h \nu^3}{c^3 \left[\exp\left(\frac{h\nu}{kT}\right) - 1 \right]}$$

Endi biz induksiyalangan, ya'ni majburiy nurlanish kvant kuchaytirish va nurlanish generatorlari nazariyasida muhim rol o'ynashini qarab chiqaylik.

Faraz qilaylik, E_i energetik sathli atomlarni o'z ichiga olgan.

Muhitga $\nu = \frac{E_i - E_k}{h}$ chastotali monoxromatik yorug'lik dastasi tushayotgan bo'lsin. Bu nurlanish qisman E_k energetik sathda yotgan atomlar tomonidan yutiladi. Yutilgan bu energiya miqdori J_a *eca* $k \rightarrow i$ ga o'tish soniga va yutilgan $h\nu = E_i - E_k$ energiyaga proporsional bo'ladi:

$$J_a = n_{ki} h\nu = B_{ki} N_k \rho(\nu, T) h\nu.$$

Ikkinchi tomondan, E_i energetik sathli holatdagi atomlar ν chastotali to'liqini ham spontan va hamda induksiyalangan (majburiy) holda nurlantiradi. Nurlanuvchi energiya miqdori J_e *eca* $i \rightarrow k$ ga o'tishda spontan va majburiy nurlanishlar soniga va $h\nu$ energiyaga proporsional bo'ladi:

$$J = J.$$

Nurlangan va yutilgan energiya miqdorlarining farqi J :

$$J = J_e - J_a = \rho(\nu, T) h\nu [B_{ik} N_i - B_{ki} N_k] + A_{ik} N_i h\nu$$

Bu ifodadan quyidagi muhim xulosa kelib chiqadi: Agar $J = J_e - J_a > 0$ bo'lsa, muhit shu nurlanish kuchaytirgichi bo'la oladi. Boshqacha qilib aytganda, muhit manfiy absorbsiyaga ega bo'lsa, ya'ni $(B_{ik} N_i - B_{ki} N_k) > 0$

bo'lsa. Bu shart bajarilishi mumkin, agar zarralarni pastki energetik sathdan yuqori energetik sathga ko'chirishda inversiya bandligi hosil qilinsa:

$$B_{ik}N_i > B_{ki}N_k \quad \text{yoki} \quad \frac{N_i}{N_k} > \frac{B_{ki}}{B_{ik}} = \frac{g_i}{g_k}, \quad \text{yoki} \quad \frac{N_i}{g_i} > \frac{N_k}{g_k}$$

Bu esa bitta holatga hisoblangan E_i energiyali yuqori sathdagi atomlar soni

$n_i = N_i / g_i$ E_i energiyali pastki sathdagi holatda yotgan atomlar soni $n_k = \frac{N_k}{g_k}$ dan

katta bo'lsa. Inversiya hosil qilish mumkin, agar muhit absolut manfiy temperaturali holatda bo'lsa, ya'ni $T < 0$ bo'lsa. Ana shunday holatni hosil qilib turish mumkin, agarda zarralarni uzluksiz holda pastki energetik sathdan yuqori energetik sathga so'rib olib turilsa. Ana shu metod asosida lazerlar (kvant kuchaytirguvchilar) va mazerlar (elektromagnit to'liqin generatorlarini) qurilgan.

Nazorat savollari

1. Spontan va majburiy nurlanishlarni tushuntiring?
2. Fokker-Plank tenglamasini tushuntiring?
3. Kinetik balans tenglamasini tushuntiring?
4. Eynshteyn bo'yicha Plank formulasi kinezik isbotini tush

O‘ZBEKISTON RESPUBLIKASI
OLIY VA O‘RTA MAXSUS TA‘LIM VAZIRLIGI

NAMANGAN DAVLAT UNIVERSITETI

Fizika kafedrası

“TERMODINAMIKA VA STATISTIK FIZIKA”

fanidan

5140200 - fizika bakalavr yo‘nalishi talabalari uchun

AMALIY MASHG‘ULOT ISHLANMASI

TERMODINAMIKADAN ASOSIY TUSHUNCHALAR, QONUNLAR VA FORMULALAR

Termodinamika asosida uning uchta qonuni yotadi. Termodinamikaning birinchi boshlanishi energiyaning saqlanish va aylanish qonuni bo'lib, issiqlik uchun quyidagicha yoziladi:

$$\delta Q = d \sum_i \zeta_i d\lambda, \quad (1)$$

Bu yerda ζ_i – umumlashgan kuch, λ_i – umumlashaan parametr, δQ – sistemaga berilgan issiqlik miqdori, dE – sistema ichki energiyasining o'zgarishi.

Termodinamikada issiqlik sig'imi $C = \frac{\delta Q}{dT}$ ko'rinishda yoziladi. C_A va C_{λ_i} orasida quyidagi bog'lanish mavjud.

$$C_A - c_{\lambda_i} = \sum_i \left[\left(\frac{\partial E}{\partial \lambda_i} \right)_T + \ell_i \left(\frac{\partial \lambda_i}{\partial T} \right)_A \right] \quad (2)$$

Oddiy sistemalar uchun ($i = 1$, unda $\ell = \ell, \lambda_i = \lambda$)

$$C_A - c_{\lambda_i} = \left[\left(\frac{\partial E}{\partial \lambda} \right)_T + \ell_i \left(\frac{\partial \lambda_i}{\partial T} \right)_A \right] \quad (3)$$

Agar $\ell = p$ va $\lambda = V$ bo'lsa

$$C_p - c_v = \left[\left(\frac{\partial E}{\partial \lambda} \right)_T + p \left(\frac{\partial \lambda_i}{\partial T} \right)_p \right] \quad (3)$$

Termodinamik protsesslar uchun asosiy tenglama politropa tenglamasi bo'lib hisoblanadi.

$$d\ell + n \frac{\left(\frac{\partial}{\partial \lambda_i} \right)_T}{\left(\frac{\partial \lambda_i}{\partial T} \right)_A} \ell d\lambda_i = 0 \quad (4)$$

bu yerda $n = \frac{C_{\lambda_i} - C}{C\lambda_i - C}$ – politropa ko'rsatgichi. Boshqa tipdagi hamma termodynamik protsesslar tenglamalari (4) ifodadan olinadi.

Termodinamikaning ikkinchi boshlanishi, entropiya to'g'risidagi qonun bo'lib, termodinamik protsesslarning yo'nalishini xarakterlaydi.

$$dS \geq \frac{\delta Q}{T} \quad (5)$$

bu yerda S – entropiya, tenglik ishora qaytuvchi, tengsizlik ishorasi esa qaytmas protsesslarga tegishli bo'lib, (1) va (5) ifodalardan termodinamikaning asosiy tenglamasini olamiz

$$TdS \geq dE + \sum_i \ell_i d\lambda_i \quad (6)$$

Termik va kalorik kattaliklar orasidagi quyidagi tenglik mavjud.

$$T\left(\frac{\partial \ell_i}{\partial T}\right)_{\lambda_i} = \left(\frac{\partial E}{\partial \lambda_i}\right)_T + \ell_i. \quad (7)$$

Termik va kalorik kattaliklar boshlanishi, bu Nernstning issiqlik teoremasidir. “temperatura absolyut nol’ga intilganda, sistema entropiyasi termodinamik parametrlarga bog’liq bo’lmay qoladi va hamma moddalar uchun nolga intiladi, ya’ni boshqacha qilib aytganda. Nol’ izotermaga nol’ adibata mos keladi”.

Termodinamikada termodinamik parametrlarni aniqlashda ikkita usul mavjud doiraviy protsessorlar usuli va termodinamik potentsiallar usuli. Bu usullar yuqorida keltirilgan uchta qonunga asoslanadi.

Termodinamik potentsiallar usulida, sistema xolatini xarakterlovchi bir qator termodinamik potentsiallarni kiritish imkonini beradi. Bu yerda asosiy termodinamik potentsiallar va ularning to’liq differensial uchun ifodalarni keltiramiz.

Zarralar soni o’zgarmas bo’lgan sistema uchun ichki energiya differensial uchun ifodalarni keltiramiz.

$$dE = TdS - \sum_i \ell_i d\lambda_i \quad (8) \text{ bu ifodadan } \left(\frac{\partial T}{\partial \lambda_u}\right)_S = -\left(\frac{\partial \ell_i}{\partial S}\right)_{\lambda_i}$$

Erkin energiya va uning differensial

$$F = E - TS, \quad dF = -SdT - \sum_i \ell_i d\lambda \quad (9)$$

bu ifodadan $\left(\frac{\partial T}{\partial \lambda_i}\right)_T = -\left(\frac{\partial \ell_i}{\partial S}\right)_{\lambda_i}$

Gibbs termodinamik potentsiali va uning differensial

$$\Phi = F + \sum_i \ell_i \lambda_i, d\Phi = -SdT + \sum_i \lambda_i d\ell_i, \quad (10)$$

Bu ifodadan $\left(\frac{\partial S}{\partial \ell}\right)_T = -\left(\frac{\partial \ell_i}{\partial T}\right)_{\lambda_i}$

Entalpiya va uning differensial

$$x = E + \sum_i \lambda \ell, dx = TdS + \sum_i \lambda_i d\ell_i, \quad (11)$$

bu ifodadan $\left(\frac{\partial T}{\partial \lambda_i}\right)_S = -\left(\frac{\partial \ell_i}{\partial S}\right)_{\lambda_i}$.

Zarralar soni o’zgaruvchan sistema uchun yuqorida keltirilgan termodinamik potentsiallarning o’zgarishi quyidagi ko’rinishni oladi.

$$dE = TdS - \sum_i \ell d\lambda_i + \sum_i \mu_i dN \quad (12)$$

$$dF = -SdT - \sum_i \ell_i d\lambda_i + \sum_i \mu_i dN \quad (13)$$

$$d\Phi = -SdT + \sum_i \lambda d\ell_i + \sum_i \mu dN_i \quad (14)$$

$$d_x = TdS + \sum_i \lambda d\ell_i + \sum_i \mu_i dN_i, \quad (15)$$

Bu hol uchun katta termodinamik potensial tushunchasi kiritiladi:

$$B = E - TS - \sum_j \mu_j N_j \quad (16)$$

$$dB = -SdT - \sum_j \ell_j d\lambda_j - \sum_i N_i d\mu_i \quad (17)$$

bu yerda μ – ximiyaviy potensial.

(9) va (10) ifodalardan foydalanib, Gibbs-Gel'mgol's tenglamalarini olamiz.

$$E = E - T \left(\frac{\partial F}{\partial T} \right)_{\lambda_i}, \quad (18)$$

$$x = \Phi - T \left(\frac{\partial \Phi}{\partial T} \right)_{\ell_{iu}} \quad (19)$$

Oddiy sistema uchun $((\ell_{iu} = p, \lambda_i = V))$. (18) va (19) dan

$$F = F_0 - T \int_0^T \frac{E - E_0}{T^2} dT, \quad (20) \quad \text{va} \quad \Phi = \Phi_0 - T \int_0^T \frac{x - x_0}{T^2} dT. \quad (21).$$

Gibbs-Gel'mgol's tenglamalaridan foydalanib, mexanik va nomexanik kuchlarning bajargan ishi uchun quyidagi ifodalarni yozish mumkin.

$$A_{mex} = Q_v + \left(\frac{\partial A_{mex}}{\partial T} \right)_v, \quad (22) \quad \text{va} \quad A_{nomex} = Q_p + T \left(\frac{\partial A_{nomex}}{\partial T} \right)_p \quad (23)$$

Gazlarni qaytmas adiabatik protsess ostida keygashida sovushi yoki qizishi Joule-Tomson hodisasi yordamida aniqlanadi.

$$\frac{\Delta T}{\Delta p} = \frac{T \left(\frac{\partial V}{\partial T} \right)_p - V}{C_p}, \quad (24)$$

bu yerda $\Delta T = T_2 - T_1$ $\Delta p = p_2 - p_1 < 0$. $T \left(\frac{\partial V}{\partial T} \right)_p - V = 0$ tenglama

inversiya egriligi deyiladi, nuqtaga inversiya nuqtasi va temperaturaga esa inversiya temperaturasi deyiladi.

Termodinamik sistemalarga muvozanat va barqarorlik shartlari konkret sistemalar uchun qaraladi. Izolyatsiyalangan sistema barqaror muvozanatning umumiy sharti, entropiyasining maksimal bo'lishidir, ya'ni $\Delta S = 0$ yoki $\delta S = 0, \delta^2 S < 0$ (25) ifodadan quyidagi shartda olib kelinadi. $T' = T'', p' = p'', \mu(T, p) = \mu''(T, p)$. Bir jinsli sistemalarda muvozanatning barqarorlik sharti

$$\Delta T \Delta S - \Delta p \Delta V > 0, \quad (26) \quad \text{yoki} \quad \begin{vmatrix} \Delta T & \Delta p \\ \Delta V & \Delta S \end{vmatrix} > 0. \quad (27)$$

(27) tengsizlikka barqarorlik matritsasi deyiladi. Bu yerda $\Delta T = T - T_1, \Delta p = p - p_1, \Delta V = V - V_1, \Delta S = S - S_1$.

$$\text{Gomogen sistemalarga muvozanat sharti} \quad \sum v_i \mu_i = 0 \quad (28)$$

Bu ifodadan foydalanib, ideal gazlar aralashmasi uchun ta'sir etuvchi massalar qonunini yozish mumkin. $n_i c_i^{vi} = K_0(T, p)$ (29)

$$K_0(T, p) = p^{-\sum v_i} \exp\left[\frac{-1}{kT} \sum_i v_i \mu_{0i}(T)\right] - \text{ximiyaviy muvozanat doimiyligi}$$

deyiladi, v_1 -stexiometrik koeffitsiyent bo'lib, reaksiyaga kirishuvchi moddalar uchun musbat, reaksiya natijasida olingan moddalar uchun manfiy bo'ladi, c_i -modda konsentratsiyasi. n -ta faza va k -ta komponentali geterogen sistemalarda muvozanat sistemalarda muvozanat shart quyidagicha yoziladi.

$$T' = T'' = \dots = T^{(n)}$$

$$p' = p'' = \dots = p^{(n)}$$

$$\mu_j^i = \mu_j^s (j = 1, 2, \dots, k : i, s = 1, 2, \dots, n)$$

Termodinamikada birinchi xil va ikkinchi xil faza o'tishlar qaraladi. Birinchi xil faza o'tishlar Klapeyron-Klauzius formulasi bilan ifodalaniladi.

$$\frac{dp}{dT} = \frac{\ell}{T(v'' - v')} \quad (30)$$

bu yerda $\ell = T(s'' - s')$ - bir nol' moddaga to'g'ri kelgan o'tish issiqligi, $\Delta s = s'' - s'$ - bitta zarraga to'g'ri kelgan entropiya o'zgarishi, $\Delta v = v'' - v'$ - solishtirma xajm o'zgarishi.

Ikkinchi xil faza o'tishlar Erenfest formulasi bilan ifodalaniladi.

$$\Delta c_p = -T \left(\frac{\partial \ell}{\partial T} \right)^2 \Delta \left(\frac{\partial \lambda}{\partial \lambda_i} \right)_T \quad (31)$$

$$\Delta \left(\frac{\partial \lambda_i}{\partial T} \right) \ell_i = - \frac{d\ell_i}{dT} \Delta \left(\frac{\partial \lambda_i}{\partial \lambda_i} \right)_T$$

O'ta o'tkazuvchanlik o'tishda magnit maydoni bo'lmagan hol uchun (31) dan

($\ell_i = -H \cdot \lambda_i = M$) Rutgers formulasi olinadi.

$$\Delta C = C_0 - C_n = \frac{T_0}{4\pi} \left(\frac{dH_c}{dT} \right)_{Hc=0}^2 \quad (32)$$

H_0 -magnit maydon kuchlanganligi.

* * *

1.Masala. Elementar ish uchun differensial ifoda $\delta A = \sum f_i d\lambda_i$ sitema holat parametrlarining qandaydir funksiyasini to'liq differensial bo'lolmasligi ko'rsatilsin.

Yechish. Sitema holati temperatura T va tashqi parametrlar $\lambda_1, \lambda_2, \dots, \lambda_n$ orqali aniqlanadi. Elementar ish ifodasiga temperaturaning to'liq differensial kirmaydi. Bu esa termodinamikaning to'liq differensial bo'laolmaydi. To'liq differensiallik shartidan $\frac{\partial f_i}{\partial T} = 0$ kelib chiqadi. Bundan termodinamikaning boshlang'ich fikri-sitema holat tenglamasi $f = f(\lambda_1, \lambda_2, \dots, \lambda_n, T)$ mavjudligiga ziddir.

2. Masala. 100⁰c va normal bosimida bir mol' suvni bug' xolatiga o'tishda parlanish ishi hisoblansin. Shu bilan birga suvga berilgan issiqlik miqdori xam hisoblansin.

Yechish. Kengayishda bajarilgan ish $\delta A = pdV$. Bug'lanish o'zgarmas bosim ostida o'tayotir, shunga ko'ra bajarilgan ish $A = p(V_2 - V_1)$, bu yerda $V_2 \gg V_1$, -mos holda suv va bug'ning molyar xajmlari. $V_2 \gg V_1$, bo'lganligi uchun parlanishda bajarilgan ish $A = pV_2 = p_0 \frac{RT}{p} = RT = 3125,7 \text{ Ж}$. Bir mol' suvni bug'lanishida berilgan issiqlik miqdor $Q = \lambda m = 40624 \text{ Ж}$. Bu yerda $\lambda = 2258 \text{ J/g}$ -suv uchun bug' hosil qilish issiqligi.

3. Masala. Izotropik dielektrikni qutblashda tashqi elektr maydonining bajargan ishi hisoblansin.

Yechish. Yuzasi S , oralig'idagi masofa d ga teng bo'lgan yassi kondensator ko'rinishdagi dielektrikni olib qaraylik. Agar shu dielektrikni tashqi elektr maydonga kiritaylik. U vaqtda d l zaryad miqdori kondensatorning bir qoplamidan ikkinchi qoplamga ko'chirishda bajarilgan ish

$$\delta A = -(\varphi_2 - \varphi_1)dl = -sde = -lSdo = -S \frac{dD}{4\pi} = -V_0 \frac{sdD}{4\pi}, \text{ chunki}$$

$e = oS, V = lS$ - dielektrik hajmi, 0-zaryadning sirt zichligi.

Agar $D = \delta + 4\pi p$ ekanligi hisobga olsak, u holda birlik hajmda dielektrikni qutblashishi $\delta A = -\delta dp$ ga tengligini olamiz.

4. Masala. Tashqi parametr λ ga qo'shma bo'lgan, f umumlashgan kuch ta'siridagi xar qanday oddiy sistema uchun

$$\left(\frac{\partial T}{\partial f}\right)_\lambda \left(\frac{\partial f}{\partial \lambda}\right)_T \left(\frac{\partial \lambda}{\partial T}\right)_f = -1 \quad \text{ba} \quad \left(\frac{\partial \lambda}{\partial T}\right)_\lambda = \frac{1}{\left(\frac{\partial T}{\partial f}\right)_\lambda}$$

Ayniyatlar o'rinligini ko'rsating.

Yechish. Termodinamikaning ikkinchi dastlabki fikri xolatlarining termik tenglamasi mavjudligiga olib keladi. $f = f(T, \lambda)$, bundan

$$df = \left(\frac{\partial f}{\partial T}\right)_\lambda dT + \left(\frac{\partial f}{\partial \lambda}\right)_T d\lambda \quad (\text{a})$$

$$\left(\frac{\partial f}{\partial T}\right)_\lambda = \left(\frac{\partial f}{\partial T}\right)_\lambda \left(\frac{\partial \lambda}{\partial T}\right)_T \quad (1)$$

Agar tashqi parametrni temperatura bo'yicha o'zgarishi o'zgarmas umumlashgan kuch ostida o'tayotir desak, u xolda (1) dan

$$\left(\frac{\partial T}{\partial f}\right)_\lambda \left(\frac{\partial f}{\partial \lambda}\right)_T \left(\frac{\partial \lambda}{\partial T}\right)_T = -1 \quad (2)$$

ni olamiz. $f = p$ va $\lambda = v$ holi uchun (2) dan

$$\left(\frac{\partial T}{\partial p}\right)_v \left(\frac{\partial p}{\partial v}\right)_T \left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p = -1 \quad (3)$$

5. Masala. Termik koeffitsiyentlar orasida $\alpha = P_0$ ko‘rinishda bog‘lanish mavjudligi ko‘rsatilsin. Bu yerda $\alpha = \frac{1}{V_0} \left(\frac{\partial V}{\partial T} \right)_s$ - issiqlik kengaygach,

$\beta = -\frac{1}{V_0} \left(\frac{\partial V}{\partial P} \right)_T$ - izometrik va $\gamma = \frac{1}{P_0} \left(\frac{\partial P}{\partial T} \right)_V$ - *бoцyм* siqiluvchanlik koeffitsiyentlari,

6. Masala. Van-der-Vaals tenglamasiga bo‘ysunuvchi gaz kritik parametrlari p_k, V_k, T_k va kritik koeffitsiyenti $s = RT_k / p_k V_k$ hisoblansin.

J a v o b. $V_k = 3b, T_k = 8a / 27R, p_k = a / 27b^2, s = 8/3.$

$$\text{Ko‘rsatma: } \left(p_k + \frac{a}{V_k^2} \right) (V_k - b) = RT_k \cdot \left(\frac{\partial p}{\partial V} \right)_{T=T_k} = 0 \cdot \left(\frac{\partial^2 p}{\partial V^2} \right)_{T=T_k} = 0;$$

tenglamalardan kritik parametrlar hisoblanadi.

7. Masala. Diterichining birinchi tenglamasi $p(V-b) = RTe^{\frac{a}{RTV}}$ ga bo‘ysunuvchi gaz kritik parametrlari p_k, V_k, T_k va kritik koeffitsiyent $s = RT_k / p_k V_k$ hisoblansin. Katta xajmdagi Diterichi tenglamasini Van-der-Vaals tenglamasiga o‘tishi ko‘rsatilsin.

J a v o b: $p_k = a / 4e^2 b^2; V_k = 2b; T_k = a / 4Rc; S = e^2 / 2.$

Diterichining birinchi tenglamasini katta hajmlarda to‘g‘ridan-to‘g‘ri Van der-Vaals tenglamasiga o‘tadi. Buning uchun yexr $\left(-\frac{a}{RTV} \right)$ ni qatorga yoyib, birinchi ikki xadi bilan chegaralanish kerak bu holda

$$p(V-b) = RT \left(1 - \frac{a}{RTV} \right) = RT - \frac{a}{V}. \text{ Bundan}$$

$$p(V-b) + \frac{a}{V} = \left[p + \frac{a}{V(V-b)} \right] (V-b) \cong \left(p + \frac{a}{V^2} \right)$$

$$(V-b) = RT.$$

8. Masala. Diterichining ikkinchi tenglamasi $\left(p + \frac{a}{V^2} \right) (V-b) = RT$ ga

bo‘ysunuvchi gaz kritik koeffitsiyenti s hisoblansin va olingan natija uning eksperimental qiymati va Van-der-Vaals gazi uchun olingan qiymatlari bilan solishtirilsin.

J a v o b: $s = 3.75; s_{ek} = 3.5 + 3.95; S_B - \Delta - B = 2.67,$

9. Masala. Klauzius tenglamasi $\left(p + \frac{a}{T(V+C)^2} \right) (V-b) = RT$ ga

bo‘ysunuvchi gaz uchun kritik parametrlar p_k, V_k va T_k orqali ifodalansin.

$$\text{J a v o b. } a' = 3p_k T_k V_k^2 b = \frac{1}{3} V_k; R = \frac{8p_k V_k}{3T_k}$$

11. Masala. Van-der-Vaal's va Bertlo tenglamalariga bo'ysunuvchi gaz uchun hajm kengayish koeffitsiyenti α va termik siqilish koeffitsiyenti β_T topilsin.

12. Masala. Hamma gazlar va suyuqliklar uchun Van-der-Vaal's tipidagi tenglamalarni $(\pi + 3/w^2)(3w-1) = 8\pi$ ko'rinishda bo'lishi ko'rsatilsin (Keltirilgan Van-der-Vaal's tenglamasi). Bu yerda $\pi = p/p_k; w = V/V_k; \pi = T = T_k, V \gg V_k$ holda bu tenglama Klapeyron-Mendeleyev tenglamasiga o'tish ko'rsatilsin.

K o' r s a t m a. Van-der-Vaal's tenglamasi $\left(p + \frac{a}{V^2}\right)(V-b) = RT$ dagi kattaliklar p, V, T, a , va R lar p_k, V_k va T_k orqali ifoda qilinib, tenglamaga keltirilib qo'yiladi. Keltirilgan Van-der-Vaal's tenglamasini Klapeyron - Mendeleyev tenglamasiga o'tish $w = V/V_k \gg 1$ holda ko'rsatiladi. Bu holda keltirilgan tenglama $\pi w = \frac{8}{3}$ ko'rinishini oladi. Bu tenglikdan

$$\frac{p}{p_k} \frac{V}{V_k} = \frac{8}{3} \frac{T}{T_k} = S \frac{T}{T_k} = \frac{RT_k}{p_k V_k} \frac{T}{T_k} \text{ natijada } pV = RT \text{ ni olamiz.}$$

13. Masala. $\pi = p/p_k, w = V/V_k, \pi = T/T_k$ keltirilgan o'zgaruvchilarda Diterichining birinchi va ikkinchi tenglamalarining keltirilgan ko'rinishlari olinsin.

Ko'rsatma: Oldingi masala ko'rsatmasidan foydalansin.

J a v o b: $\pi(2w-1) = \pi e^{2(1-\frac{1}{\pi w})}; \left(\pi + \frac{4}{w^{5/3}}\right)(4w-1) = 5\pi.$

14. Masala. Past temperaturalarda p, pV diagrammalarda real gaz izotermasi Boyle' nuqtasiga minimumga ega bo'ladi. Temperatura ortishi bilan Boyle' nuqtasiga avvalo katta bosim tomonga, keyinchalik esa kichik bosim tomonga siljiydi. Boyle' temperaturasi deb ataluvchi qandaydir temperaturada izotermadagi minimum ordinata (pV) o'qi bilan mos tushadi. Boyle' temperaturasida real gazning ikkinchi virial koeffitsiyentini nolga tengligi ko'rsatilsin.

Yechish: $\left[\frac{\partial(pV)}{\partial p}\right] = 0$ (1) Boyle' egriligini aniqlaydi. $p=0$ da (1)

tenglamadan Boyle' temperaturasi topiladi.

$$pV = RT \left(1 + \frac{B}{V} + \frac{C}{V^2} + \dots\right) \text{ virial formadagi holat tenglamasini quyidagi}$$

ko'rinishda yozamiz. $pV = RT \left(1 + \frac{Bp}{P^V} + \frac{Cp^2}{(P^V)^2} + \frac{Dp^3}{(P^V)^3} + \dots\right)$ bu tenglamani har ikki

tomonini o'zgarimas temperaturada bosim bo'yicha differensiallar va $\left[\frac{\partial(pV)}{\partial p}\right] = 0$

va $P=0$ hisoblab $B=0$ ni olamiz. Real gazlarning virial koeffitsiyenti Boyle' temperaturasida nolga teng bo'ladi.

Van-der-Vaal's gazi holida $P = \frac{RT}{V-b} - \frac{a}{V^2}$ va

$$pV = \frac{RT}{V-b} - \frac{ap}{pV}, \left(\frac{RT}{pV-pb} - 1 \right) (pV)^2 = ap. \quad (2)$$

(2) tenglamani bosim bo'yicha differensiallab, (1) va $r=0$ hisobga olish natijasida $T_B = a/Rb$ ni topamiz.

15. Masala. Van-der-Vaal's tenglamasiga bo'ysunuvchi gaz uchun ikkinchi, uchinchi, to'rtinchi virial koeffitsiyentlar qiymati va Boyle' temperaturasi topsin.

Yechish: Gazning holat tenglamasi virial formasi

$$pV = RT \left(1 + \sum_{n=1} \frac{B_n}{V} \right)$$

Ko'rinishida yoziladi, bu yerda V virial koeffitsiyentlar deb yuritiladi. Van-der-Vaal's tenglamasini virial ko'rinishini olaylik

$$p = \frac{RT}{V-b} - \frac{a}{V^2} = \frac{RT}{V} \left(\frac{1}{1-\frac{b}{V}} - \frac{a/RT}{V} \right) \cong \frac{RT}{V} \left(1 + \frac{b-a/RT}{V} + \frac{b^2}{V^2} + \frac{b^3}{V^3} + \dots \right) = \frac{RT}{V} \left(1 + \sum_{n=1} \frac{B_n}{V} \right).$$

Bundan $P = RT \left(1 + \sum_{n=1} \frac{B_n}{V} \right); B_1 = b - \frac{a}{RT}; B_2 = b^2; B_3 = b^3$. Boyle' temperaturasi $B_1 = 0$

bo'lganda erishiladi. Demak, Van-der-Vaal's gazi uchun $T_B = a/Rb$.

16. Masala. Diterichining birinchi va ikkinchi tenglamalariga bo'ysunuvchi gazlar uchun ikkinchi, uchinchi va to'rtinchi virial koeffitsiyentlar va Boyle' temperaturasi hisoblansin.

17. Masala. Moslashgan holatlar qonuniga bo'ysunuvchi moddalar uchun quyidagi munosabatlar $\frac{a_1}{a_2} = \frac{T_{K2}}{T_{K1}}$ ba $\frac{\beta_{T1}}{\beta_{T2}} = \frac{P_{K2}}{P_{K1}}$

o'rinli ekanliklari ko'rsatilsin. Bu yerda a va β lar ikkita moddaning hajm kengayish va termik siqilish koeffitsiyentlari, T_K va P_K lar esa mos holda ularning kritik temperatura va kritik bosimlari.

K o' r s a t m a: Hajm kengayish va termik siqilish koeffitsiyentlari keltirilgan o'zgaruvchanlarda ifodalansin.

18. Masala. Normal sharoitda ($T = 273K$ va $p = 760 \text{ mmHg}$) idel gaz hajm kengayish koeffitsiyenti 0.00368 1/grad va termik siqilish koeffitsiyenti 0.00132 1/MM Hg tengligi ko'rsatilsin.

19. Masala. Og'irlik kuchi maydonidagi Van-der-Vaal's tenglamasiga bo'ysunuvchi bir jinsli modda zichlik taqsimoti kritik nuqta atrofida topsin.

20. Masala. Termodinamikaning birinchi qonuni gaz yoki suyuqliklarning statsionar oqimiga tadbiiq qilish natijasida, solishtirma ental'piyani o'zgarmas bo'lish holiga olib kelishi ko'rsatilsin.

K o' r s a t m a: 1) statsionar oqimning uzluksizlik shartidan foydalanish kerak,

2) vaqt birligida ikkita ko'ndalang kesimdan gaz yoki suyuqlikni oqib o'tishida bajarilgan ishni topish kerak,

3) Protsess adiabatik holda o'tadi deb hisoblash kerak.

J a v o b: $d\left(x_0 + \frac{1}{2}v^2\right) = 0, \frac{1}{2}v^2 \ll x_0$ da $dx_0 = 0,$

$X_0 = E_0 + p\nabla_0 = Const.$ Bu yerda x_0 solishtirma ental'piya, E_0 solishtirma energiya, V_0 - solishtirma hajm.

21.Masala.Elementlardan suvni hosil bo'lishida ajralgan issiqlik miqdori $Q_1 = 287 \text{ kJ} / \text{mol}$ ga teng, suvning bug'lanish issiqligi esa $Q_2 = 40 \text{ kJ}$ ga teng. Elementlardan suv bug'ini hosil bo'lishida kerak bo'lgan issiqlik miqdori aniqlansin.

Yechish. Elementlardan suv bug'ini hosil bo'lishida kerak bo'lgan issiqlik miqdor Q termodinamik tenglamadan aniqlanadi.

$$\{H_2\} + \frac{1}{2}\{O_2\} - \{H_2O\} = Q$$

Suvning hosil bo'lish va buglanish termodinamik tenglamasi quyidagicha yoziladi.

$$\{H_2\} + \frac{1}{2}\{O_2\} - \{H_2O\} = Q_1, \quad (H_2O) - \{H_2O\} = -Q_2.$$

Bu tenglamalarni ko'shish natijasida

$$\{H_2\} + \frac{1}{2}\{O_2\} - \{H_2O\} = Q_1 - Q_2.$$

Bundan elementlardan suv bug'ini hosil bo'lish issiqligi

$$Q = Q_1 - Q_2 = 247 \text{ kJ} / \text{mol}.$$

22.Masala.Doimiy bosimda bir mol' suv bugini hosil bo'lishidagi reaksiya issiqlik effekti, tashqi ish bajarilmasdan o'tgan reaksiyadagi issiqlik effektidan qanchaga farq qilinishi aniqlansin.

Yechish. Termodinamikaning birinchi qonunidan

$$p = Const \text{ holida } \delta Q_p = d(E + p\nabla) = dx,$$

$$\nabla = Const \text{ holida } \delta Q = dE.$$

Shuning uchun $\delta Q_p - \delta Q_{V_p} = p_0 dV.$ Bundan

$Q_p - Q_v = p_0(V_2 - V_1) = p_0V_2 - p_0V_1 = RT(n_1 - n_2).$ Bu yerda n_1 va n_2 qadar va reaksiyadan keyingi moddalar molyar soni. $H_2 + \frac{1}{2}O_2 = H_2O.$ reaksiyasi uchun

$$n_1 = \frac{3}{2}, n_2 = 1, \text{ va } Q_p - Q = -\frac{RT}{2}.$$

23.Masala.Doimiy hajm va doimiy bosimda o'tuvchi reaksiya issiqligi Q temperaturasi bog'liq $(\delta Q / \delta T)_v$ va $(\delta Q / \delta T)_p$ aniqlansin. Temperaturani 1^0C ga oshirganda bir mol' vodorad suyuq suv paydo qilib yonishida issiqligi o'zgarishi topilsin.

Yechish. Reaksiya issiqligini temperaturaga bog'liqligini Kirxgof tenglamasidan aniqlanadi. Buning uchun birinchi qonun ifodasidan temperatura bo'yicha differensial olish kerak.

$$\delta Q = dE + p d\nabla$$

$\nabla = Const$ bo'lganda $Q = E_2 - E_1.$ Reaksiyaning issiqlik effekti

$$Q_v = -Q = E_1 - E_2.$$

Bu hol uchun Kirxgof tenglamasi

$$\left(\frac{\delta Q}{dT}\right) = \left(\frac{\partial E_1}{\partial T}\right)_v - \left(\frac{\partial E_2}{\partial T}\right)_v = (C_v) - (C_v)_2.$$

$P = \text{const}$ bo'lganda esa $Q_v = -(E_1 + p\nabla_2) - (E_1 + p\nabla_1) = x_2 - x_1$.

$x = E = p\nabla - \text{entalpiya}$, yoki isiqlik funksiyasi deyiladi. Bu xol uchun Kirxgof tenglamasi

$$\left(\frac{\delta Q_p}{dT}\right) = \left(\frac{\partial X_1}{\partial T}\right)_p - \left(\frac{\partial X_2}{\partial T}\right)_p = (C_p)_1 - (C_p)_2.$$

$$\left(\frac{\delta Q}{dT}\right)_p = \left(\frac{dE + pd\nabla}{dT}\right)_p = \left(\frac{d(E + p\nabla)}{dT}\right)_p = \left(\frac{\partial X}{\partial T}\right)_p.$$

Bu yerda $(C_p)_1$ -mol' vodorod va 0.5 mol' kisloroddan tashkil topgan aralashma issiqlik sig'imi, $(C_p)_2$ - bir mol' suvning issiqlik sig'imi va $C_p = C_v + RT$ ni olsak, u holda $(C_p)_1 = 47.89 \text{ j/k mol}$, $(C_p)_2 = 75.42 \text{ j/k mol}$. Demak temperaturani 1^0 C ga, ya'ni 1 k ga orshirganda bir mol' vodorodni suyuq suvni paydo qilib yonganida ajralgan issiqlik $(C_p)_1 - (C_p)_2 = -27,43 \text{ j}$ ga kamayar ekan.

24. Masala. Termodinamik sistemaga mexanika qonuniyatlarini tadbiq qilib, termodinamika birinchi qonunining miqdoriy ifodasi olinsin. Bu yerda Gamil'ton formasidagi mexanika tenglamalaridan foydalanilsin.

Yechish. Termodinamik sistemaning xarakat tenglamasi Gamil'ton tenglamalar sistemasi ko'rinishida.

$$q_i = \frac{\partial H}{\partial p_i}, p_i = -\frac{\partial H}{\partial q_i} \quad (1)$$

Bu yerda $H = H(q_i, p_i, \lambda_k, q_s, p_s)$ - termodinamik sistemaning umumlashgan koordinatalari va impul'slari, λ_k - tashqi parametrlar, q_s, p_s - termodinamik sistemani o'ragan jismlar molekularning holati va impulslarini aniqlovchi umumlashgan koordinatalar va impulslar.

(1) ifodaning birinchisini p_1 ga va ikkinchisini q_1 ko'paytirib hamma i -lar bo'yicha yig'indisini olamiz.

$$\sum \left(\frac{\partial H}{\partial p_i} p_i + \frac{\partial H}{\partial q_i} q_i \right) = 0 \quad (2)$$

Sistema energiyasi $E = P$ dan vaqt bo'yicha hosila olamiz.

$$\frac{dH}{dt} = \frac{dE}{dt} = \sum \left(\frac{\partial H}{\partial p_i} p_i + \frac{\partial H}{\partial q_i} q_i \right) + \sum \frac{\partial H}{\partial \lambda_k} \frac{d\lambda_k}{dt} + \sum \left(\frac{\partial H}{\partial p_s} p_s + \frac{\partial H}{\partial q_s} q_s \right)$$

$$\text{Bundan } dE = \sum \frac{\partial H}{\partial \lambda_k} d\lambda_k + \sum \left(\frac{\partial H}{\partial p_s} p_s + \frac{\partial H}{\partial q_s} q_s \right) \quad (3)$$

(3) ni katta vaqt oralig'ida o'rtachalashtiramiz va termodinamika birinchi qonuni ifodasi bilan solishtirsak, (3) quyidagi ko'rinishni oladi. $dE = -\sum_k k d\lambda + \delta Q$

(4)

25. Masala. (T, V) va (p, V) o'zgaruvchanlarda ideal gaz politropa va adiabat tenglamalari olinsin va boshqa termodinamik protsessorlar uchun analiz qilinsin.

J a v o b. $TV^{n-1} = Const, TV^{-1} = Const,$
 $p^{Vn} = Const, pV = const.$

26. Masala. Har tomonlama bir xil bosim ta'siri ostida yotgan ixtiyoriy bir jinsli sistema uchun $\left(\frac{\partial \nabla}{\partial P}\right)$ adiab.= $\frac{1}{\lambda} \left(\frac{\partial \nabla}{\partial P}\right)$ iz. ekanligi ko'rsatilsin. Bu yerda λ -adabata ko'rsatkichi.

K o' r s a t m a. Termodinamikaning birinchi qonuni $\delta Q = dE + pd\nabla$ va issiqlik sig'imi tushunchasidan foydalanilsin.

K o' r s a t m a. Termodinamikaning birinchi qonuni $\delta Q = dE + pd\nabla$ va issiqlik sig'imi tushunchasidan foydalanilsin.

27. Masala. $\lambda = \frac{cp}{cv}$ nisbatni aniqlashda eng aniq eksperimental usullardan biri, o'rnatiladigan gazda tovushning tarqalish tezligi ni o'lchashdir. Agar elastik muhitda tovushning tarqalish tezligi $\sigma = \sqrt{\frac{k}{p}}(K -)$ elastiklik moduli, r-muhit zichligi), ma'lum bo'lsa, tovushning tezligi issiqlik sig'imlar nisbati λ va izotermik elastiklik moduli orasidagi bog'lanish topilsin.

Yechish. Gazda tovush to'liqinining tarqalish tezligi adiabatik protsess bo'ladi, u holda $\sigma = \sqrt{\frac{\kappa a \partial}{p}}$ (1). Termodinamikaning birinchi qonunidan adibatik

protsess uchun $dp + \lambda \frac{\left(\frac{\partial T}{\partial \nabla}\right)}{\left(\frac{\partial T}{\partial P}\right)} d\nabla = 0$ (2) ifodani olamiz. $T = T(p.x)$ termik holat

tenglamasini hisobga olsak, izotermik protsess uchun $dp + \frac{\left(\frac{\partial T}{\partial \nabla}\right)}{\left(\frac{\partial T}{\partial P}\right)} d\nabla = 0$ (3)

tenglamani olamiz.(2) va (3) ifodalardan $\left(\frac{dP}{d\nabla}\right)_{a\partial} = \lambda \left(\frac{dp}{d\nabla}\right)_{uzom}$ (4)

Tenglikni olamiz. Elastik moduli $K = -\nabla \frac{dp}{d\nabla}$ ni hisobga olsak, $K_{a\partial} = \lambda K_{uzom}$. (5) bo'ladi. (5) ni (1) ga qo'yish natijasida quyidagi ifodani olamiz. $\ell = \sqrt{\lambda \frac{\kappa \mu p}{p}}$.

28. Masala. Oldingi masala natijasidan foydalanib, ideal gazda tovush to'liqinining tarqalish tezligini temperaturaga bog'liqligi topilsin. $0^{\circ}C$ da havoda tovush to'liqinining tarqalish tezligi hisoblansin.

J a v o b. $v = \sqrt{\zeta \frac{RT}{\mu}} = 331.6 \text{ m/c.}$

29. Masala. Van-der-Vaal's tenglamasiga bo'ysunuvchi real gazda tarqaluvchi tavush to'liqinining tezligi topilsin.

$$\mathbf{J a v o b.} v \cong \left(1 + \frac{s}{v}\right)$$

30. Masala. Issiqlik sig'implar nisbati λ va tovush to'liqining tarqalish tezligi ma'lum deb, ideal gaz ichki energiya va ental'piyasi hisoblansin.

$$\mathbf{J a v o b.} E = \mu \frac{v_2}{\gamma(\gamma-1)} + E_0; x = \mu \frac{v^2}{\gamma-1} + x_0.$$

31. Masala. Van-der-Val's tenglamasidan foydalanib, tovushning izotermik tarqalish tezligi aniqlansin.

$$\mathbf{J a v o b.} v_T = \sqrt{\frac{\mu RT}{(\mu-p)^2} - \frac{2ap}{\mu^2}}. \text{ Bu yerda } \mu \text{ - bir gramm mol'ning}$$

massasi, r-gaz zichligi.

32. Masala. Uzunlikdagi sterjen' kuch ta'sirida cho'ziladi. Deformatsiyani elastik deb hisoblab, $\frac{1}{\ell} \frac{\partial \ell}{\partial \ell}$ izometrik va adiabatik uzayish koeffitsiyentlari

$\left(\frac{\partial \ell}{\partial \ell}\right)_{ad} = \frac{C_\ell}{C_\ell} \left(\frac{\partial \ell}{\partial \ell}\right)_{izot}$ munosabat orqali bog'langanligi ko'rsatilsin. Bu yerda C_1 va $C_2 - \ell$ va ℓ doimiy bo'lgandagi sterjen' isiqlik sig'implari.

K o' r s a t m a. Bu hol uchun termodinamikaning qonuni $\delta Q = dE - \ell d\ell$ (1) ko'rinishni oladi. (1) ifodada $E(T, \ell)$ va $T(\ell, \ell)$ deb, adiabatik va izotermik hol qaraladi.

33. Masala. M kuch momenti ta'sirida sterjen' φ burchakka buriladi. Adiabatik va izotermik protsesslarda sterjenning "burilish qattiqliklari" $\frac{\partial M}{\partial \varphi}$ ning nisbati topilsin.

$$\mathbf{J a v o b.} \left(\frac{\partial M}{\partial \varphi}\right)_{ad} = \left(\frac{\partial M}{\partial \varphi}\right)_{izot} \text{ K o' r s a t m a. } \left(\frac{\partial \varphi}{\partial \varphi}\right)_{M=0} = 0, \text{ chunki isishda}$$

buralmagan sterjen' faqat kengayadi, burilish burchagi esa o'zgarmaydi.

34. Masala. Politrolik protsessda gaz kengayganda 10 kkal issiqlik oladi. Agar gaz hajmi 10 marta kengaysa, bosim esa 8 marta kamayadi. Politropa ko'rsatgichi, protsess koeffitsiyenti va ichki energiya o'zgarishi hisoblansin.

$$\mathbf{J a v o b.} n=0.9; \alpha = \frac{c}{c} = \frac{n-1}{n-\gamma} = \frac{1}{5}; \Delta E = 2 \text{ kkal.}$$

35. Masala. Ideal paramagnetik uchun issiqlik sig'implar farqi $C_H - C_M$ topilsin.

$$\mathbf{Yechish.} C_\ell = C_\lambda + \left[\left(\frac{\partial E}{\partial \lambda}\right)_T + \ell \right] \left(\frac{\partial \lambda}{\partial T}\right)_\ell \quad (1)$$

Paramagnetiklar uchun $\ell = -H, \lambda = M$. Ideal paramagnetiklar uchun $\left(\frac{\partial E}{\partial M}\right)_T = 0$, va

Kyuri qonuniga ko'ra $M = \frac{CH}{T} (C - \text{Кюридоимийси})$. Natijada (1) dan $C_H - C_M = \frac{CH^2}{T^2}$

ni olamiz.

36. Masala. Ideal paramagnetikning adiabatik tenglamasi topilsin.

J a v o b. $HM^{-\gamma} = Const$, bu yerda $\gamma = \frac{C_n}{C_M}$.

K o' r s a t m a: Har qanday sitema uchun umumiy adiabat tenglamasi $\left(\frac{\partial T}{\partial \lambda}\right)_\lambda d\lambda + \gamma \left(\frac{\partial T}{\partial \lambda}\right)_\pi d\lambda = 0$ dan paramagnet holi uchun $\lambda = -H, \lambda = M$ deb qabul qilib,

termik tenglamasi $M = \frac{CH}{T}$ ni hisobga olish kerak.

37. Masala. Quyidagi protsesslarda ideal gaz issiqlik sig'imi aniqlansin:

a) $pV^2 = Const$; b) $P^2 \nabla = Const$; B) $p/V = Const$.

Yechish: Termodynamikaning birinchi qonuni $\delta Q = dE + pdV$ va issiqlik sig'im $C = \frac{\delta Q}{dT}$ lardan $E = E(T, x)$ va $V = V(T, x)$ deb, quyidagi ifodani

olamiz. $C_x = C_v + p \left(\frac{\partial V}{\partial T}\right)_x$ (1). Chunki ideal gazning ichki energiyasi $E = C_v T + E_0$,

shuning uchun xar qanday doimiy x da uning issiqlik sig'imi s ga teng bo'ladi.

a) $X = pV^2 = Const$ da $pV = RT$, $pV^2 = RTV = Const$,

$$V = \frac{x}{RT}, \left(\frac{\partial V}{\partial T}\right)_x = -\frac{x}{RT^2} = -\frac{V}{T}. \quad (1) \text{ ifodaga ko'ra } C_{pV^2} = C_v - R.$$

b) holda $C_{p^2V} = C_v + 2R$. B) $C_{pV^2} = C_v + \frac{1}{2}R$.

38. Masala. Bir jinsli og'irlik kuchi maydonida silindrda joylashgan, yuqoridan chegaralanmagan ideal gaz ustunining isiqlik sig'imi C_p ga tengligi ko'rsatilsin.

Yechish: Issiqlik muvozanatda ustundagi gaz temperaturasi hamma joyda birxil, bosimi esa, h bandlikka karab, pasayadi. Bu holda $dp = -pgdh$, p - gaz zichligi.

$$pV = \frac{m}{\mu} RT, p = \frac{m}{V} \frac{1}{\mu} RT, dp = \frac{1}{\mu} RT dp = -pgdh.$$

Bundan $\frac{dg}{p} = -\frac{\mu g}{RT} dh, p = p_0 e^{-\frac{\mu gh}{RT}}$ va $p = p_0 e^{-\frac{\mu gh}{RT}}$. Silindrda ideal gaz

potensial energiyalarining yig'indisiga teng:

$$C = \left(\frac{\partial E_{\text{mm}}}{\partial T}\right)_v = \left(\frac{\partial E}{\partial T}\right)_v + \left(\frac{\partial U}{\partial T}\right)_v = C_v + R = C_p.$$

39. Masala. 5 m^3 hajmdagi havo $p_1 = 4,052 \cdot 10^5 \text{ Pa}$ bosim va $T = 60^\circ \text{ C}$ temperaturaga politropik holda uchlanma hajmgacha kengayadi va bosimi $p_2 = 1,013 \cdot 10^5 \text{ Pa}$ bo'ladi. Politropa ko'rsatgichi, kengayish ishi, issiqlik miqdori va bu protsessda ichki energiya o'zgarishi hisoblansin.

Yechish: $p_1 V_1^n = p_2 V_2^n$ ёки $4V^n = (3V)^n$. Bundan politropa ko'rsatgichi

$$n = \frac{\ln 4}{\ln 3} = 1.26.$$

Politropik protsess vaqtida bajarilgan ish

$$W = \int_{V_1}^{V_2} p dV = \int_{V_1}^{V_2} \frac{p_1 V_1^n}{V^n} dV = \frac{p \nabla^n}{(1-n) \nabla^{n-1}} \Big|_{V_1}^{V_2} = \frac{pV}{(1-n)} \Big|_{V_1}^{V_2} = \frac{P_2 \nabla - P_1 \nabla_1}{(1-n)}$$

$$W = \frac{p_1 \nabla_1 - p_2 \nabla_2}{n-1} = \frac{4.052 \cdot 5 \cdot 10^5 - 1.013 \cdot 15 \cdot 10^5}{0.26} \text{кЖ} = 1884,54 \text{кЖ}$$

Politropik protsessda issiqlik miqdori $Q = mc(t_2 - t_1)$, bu yerda m – gaz massasi ,

S- politropa solishtirma issiqlik sig‘imi. Politropa ko‘rsatgichi $n = \frac{c_p - c}{c_v - c}$ dan

$c = c_v \frac{n - \gamma}{n - 1}$, natijada issiqlik miqdori $Q = \frac{mc_v(t_2 - t_1)(n - \gamma)}{(n - 1)}$ ko‘rinishni oladi.

$mc_v(t_2 - t_1) = \Delta E$ ichki energiya o‘zgarishi ekanligini eslab va termodinimikaning birinchi qonunidan $\Delta E = Q - W$ foydalanib $Q = w \frac{\gamma - n}{n - 1} = 659.54 \text{ kj}$ ni va $\Delta E = 1225 \text{ kj}$ ni topamiz.

40. Masala. Bandlikka qarab trosfera temperaturasining pasayish sababi tushuntirilsin va havoni ideal gaz deb hisoblab, atmosfera balandlik temperatura gradiyenti hisoblansin.

Yechish: Havo bandlikka ko‘tarilganda, kichik bosim sohasiga o‘tishi tufayli, kengayadi. Bu kengayish adibatik deb xisoblash mumkin, chunki havoning isiqlik o‘tkazuvchanligi juda kichik. Adibatik protsessda $Tp^{\frac{1-\gamma}{\gamma}} = const.$

Bu ifodadan $\frac{dT}{T} + \frac{1-\gamma}{\gamma} \frac{dp}{p} = 0$. Ikinchi tomondan, balandlikka qarab bosim

o‘zgarishi $dp = -\rho g dh$, ρ - xavo zichligi. Ideal gaz holat tenglamasi $p \nabla = \frac{m}{\mu} RT$ dan

$\rho = \frac{m}{\nabla} = \frac{\mu p}{RT}$, u holda $\frac{dp}{p} = -\frac{\mu g}{RT} dh$ yoki $\frac{dT}{T} = -\frac{\gamma - 1}{\gamma} \frac{dp}{p} = \frac{1-\gamma}{\gamma} = \frac{1-\gamma}{\gamma} \frac{\mu g}{RT} dh$. Bundan

$\frac{dT}{dh} = -\frac{\gamma - 1}{\gamma} \frac{\mu g}{R}$ Xavo uchun $\gamma = 1.4; \mu = 0.029 \text{кг} / \text{моль}$. Balandlikka karab

atmosfera da temperoatura gradiyenti $\frac{dT}{dh} = -9.8 \cdot 10^{-5} \text{ k} / \text{m} \cong 0.01 \text{ k} / \text{CM}$.

41. Masala. Havo uchun $c_p = 0.237 \text{ккал} / \text{град}$ va $\gamma \frac{C_p}{C_v} = 1.41$ ekanligini

bilgan holda issiqlikning mexanik ekvivalenti topilsin. Havoning nisbiy

molekulyar massasi $\mu = \frac{\gamma R}{\mu c_p (\gamma - 1)} = 4.18 \text{ j/kal'}$.

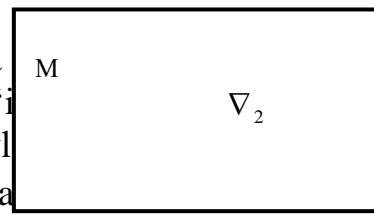
Javob: $J = \frac{\gamma R}{\mu C_p (\lambda - 1)} = 4.18 \text{ j/kal}$.

42. Masala. Politropa ko‘rsatgichi n ning qanday qiymatlarida ideal gaz siqishda qiziydi, qanday qiymatlarida esa soviydi.

J a v o b: $n > 1$ da qiziydi, $n < 1$ da sovuydi.

43. Masala. Silindri yon devorlari AC va BD, uning qopqog'i CD va porshen MN adiabatik qobiqdan tashkil topilgan.

Tagi AV issiqlik o'tkazadi (rasm 1). Porshen' silindrda harakatlanadi. Porshen' yuqorisida va ostida issiqlik sig'imi ko'rsatgichi γ bir xilda bo'lgan bir moldan ideal gaz joylashgan. Silindri pastki qismidagi birinchi gaz kvazistatik holda qiziydi (yoki soviydi), natijada MN AB porshen' qo'zg'aladi. Shunday protsessda birinchi gaz issiqlik sig'imi C_1 gaz xajmlari V_1 va V_2 1-rasm orqali ifodalansin. Ikkinchi gaz issiqlik nimaga teng?



Yechish: Birinchi gaz olgan issiqlik miqdori elementar issiqlik miqdori $\delta Q = C_v dT_1 + p_1 dV_1 = C_v dT_1 + \frac{RT_1}{V_1} dV_1$. Ikkinchi gaz olgan issiqlik miqdori $\delta Q_2 = 0$.

Shuning uchun $C_2 = 0$. Bosimlar p_1 va p_2 tengligidan $\frac{V_1}{V_2} = \frac{T_1}{T_2}$, bundan

$$\frac{dV_1}{V_1} + \frac{dV_2}{V_2} = \frac{dT_1}{T_1} - \frac{dT_2}{T_2}, V_1 + V_2 = Const \quad \text{dan} \quad \left(\frac{1}{V_1} + \frac{1}{V_2} + \frac{R}{C_v} \frac{1}{V_2} \right) dV_1 = \frac{dT_1}{T_1} \quad \text{va}$$

$$\delta Q = \left(C_v + R \frac{V_2}{V_2 + \gamma V_1} \right) dT. \quad \text{Demak } C_1 = C_v + \frac{V_2}{V_2 + \gamma V_1} R = \frac{V_1 + V_2}{V_2 + \gamma V_1} \gamma C_v.$$

44. Masala. Agar yuqorida qopqog' SD issiqlik o'zgaruvchi qilinsa, silindri yuqori qismdagi gazning temperaturasi doimiy saqlansa, oldingi masalada javob qayday o'zgaradi.

$$\text{J a v o b: } C_1 = \frac{V_1 + \gamma V_2}{V_1 + V_2} C_v, C_2 = \infty.$$

45. Masala. Agar gaz xajmi V_1 dan V_2 gacha o'zgarsa, politropik protsessda bir mol' ideal gazning bajargan ishi hisoblansin.

$$\text{J a v o b: } W = \frac{p_1 V_1}{n-1} \left[1 - \left(\frac{V_1}{V_2} \right)^{n-1} \right] = \frac{p_2 V_2}{n-1} \left[\left(\frac{V_2}{V_1} \right)^{n-1} - 1 \right].$$

46. Masala. Har qanday birjinsli moddada

$$\left(C_p - C_v \right) \frac{\partial^2 T}{\partial p \partial V} + \left(\frac{\partial C_p}{\partial P} \right)_v \left(\frac{\partial T}{\partial V} \right) \left(\frac{\partial C_v}{\partial V} \right)_p - \left(\frac{\partial C_v}{\partial V} \right)_p - \left(\frac{\partial T}{\partial P} \right)_v = 1.$$

munosabat o'rinli ekanligi isbotlansin.

47. Masala. Jism (masalan, kosmik kema) ideal gazda tezlik bilan harakatlanayotgan bo'lsin. Jismning qaysi gaz temperaturasi maksimal bo'ladi. Ana shu temperatura aniqlansin, agar gazni o'rgan muhit temperaturasi T ga teng bo'lsa.

$$\text{J a v o b. } T_{\max} = T \left(1 + \frac{v^2}{2T \gamma p} \right).$$

48. Masala. Termodinamikaning birinchi qonunidan foydalanib, Klayperon-Mendeleyev tenglamasiga bo'ysunuvchi gaz uchun

$$C_p - C_v = R + V_0 \left(\frac{\partial C_v}{\partial V} \right)_p - p \left(\frac{\partial C_p}{\partial P} \right)_v \quad \text{ekanligi ko'rsatilsin.}$$

49 . **Masala.** Dal'ton qonunidan foydalanib, ideal gaz aralashmalari entropiyasi to'g'risida Gibbs teoremasi isbotlansin.

Yechish. Dalton qonuni bo'yicha, ideal gaz aralashmasining bosimi ayrim gazlar parsial bosimlarining yig'indisiga teng $p = \sum_i p_i$. Shuning uchun ideal gazlar aralashmasining entropiyasi $S = \int \frac{dE + pdv}{T} = \sum \frac{dE_i + p_i dV}{T} = \sum S_i$ bo'ladi. Bu esa ideal gazlar aralashmasi uchun Gibbs teoremasini ifodalaydi.

51. **Masala.** $10^{-3}K$ va $10^{-5}K$ orasidagi temperaturalar farqi 3 k va 300 k orasidagi temperaturalar farqiga ekvivalentligi, ya'ni Kelvin shkalasi bo'yicha teng temperaturalar intervali ΔT ekvivalentmasligi ko'rsatilsin.

Yechish. Berilgan temperaturalar uchun Karno sikklarining foydali ish koeffitsiyentlari bir-biriga teng, demak ekvivalent bo'ladi.. Ammo teng temperaturalar farqi ekvivalent bo'la olmaydi.

52. **Masala.** Ideal elektron gaz holatining termik va kalorik holat tenglamalari $pV = \frac{2}{3}E$ munosabati bilan bog'langan. Shu gaz uchun adibata tenglamalari (p,V) va (T,V) o'zgaruvchanlarda topilsin.

Yechish. Birinchi qonun ifodasi $\delta Q = dE + pdV$ ko'ra $\delta Q = \left(\frac{\partial E}{\partial p}\right)_v dp + \left[\left(\frac{\partial E}{\partial V}\right)_p + p\right]dV$ (1)

yoki $\delta Q = \left(\frac{\partial E}{\partial T}\right) + dt\left[\left(\frac{\partial E}{\partial V}\right)_T + p\right]dV = \left(\frac{\partial E}{\partial T}\right) dt + T\left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_v dv$ (2) bo'ladi.

Adibatik protsessorlarda $\delta Q = 0$ ekanligini hisobga olsak, (1) ifodadan $pV = \frac{2}{3}E$ (3) tenglikka ko'ra $pV^{5/3} = Const$ va (2) ifodadan $TV^{2/3} = const$ larni olamiz.

53. **Masala.** Suvning hajm kengiyish koeffitsiyenti a 4^0 s da ishorasini o'zgartiradi. $0^0 c < t < 4^0 c$ temperatura intervalida manfiy kattalik bo'ladi. Shu temperatura oralig'ida suv adiabatik siqilganda boshqa suyuqlik va gazlar kabi qizimasdan, sovushi ko'rsatilsin.

Yechish.

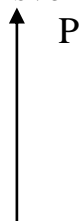
$$\delta Q = dE + pdV = CvdT + \left[\left(\frac{\partial E}{\partial V}\right)_T + p\right]dV = c_v dT + T_0 \cdot \left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_v dV = CvdT + \frac{T\alpha}{\beta} dV = 0,$$

bundan

$$dt = -\frac{T_a}{C_v \beta} dV. \quad (1)$$

(1) ifodadan shu narsa ko'rinadiki suv $0^0 c < t < 4^0 c$ temperatura oralig'ida $a < 0$ bo'lganligi uchun, adiabatik siqilganda soviydi.

54. **Masala.** Termodinamikaning asosiy tenglamasidan foydalanib, Maksvell qoidasi tiklansin.



V, P diagramada Van-der-Vaal's

$$\frac{d}{a \quad c \quad e}$$

Izoteremasini eksperimental to'g'ri izoterma-izobara (rasm) ni kesishid hosil bo'lgan, suyuqlik- par muvozanatiga tegishli bo'lgan yuzalar bir xil.

Yechish. Termodinamikaning asosiy tenglamasi $TdS = dE + pdV$ ni izotermik siklga tadbiiq qilsak $T\xi dS = \xi dE = 0, \zeta p dV = 0$. Demak, yuzalar $S_{abca} = S_{cdes}$, ya'ni bir xil bo'lar ekan.

55. Masala. Van-der-Vaal's gazining entropiyasi hisoblanib va uning adibata tenglamasi (p,V) o'zgaruvchanlarda topilsin.

Yechish. Termodinamikaning asosiy tenglamasidan

$$S = \int \frac{dE + pdV}{T} + S_0 = \int \frac{c_v dT + \left[\left(\frac{\partial E}{\partial V} \right)_T + p \right] dV}{T} + S_0 = \int c_v \frac{dT}{T} + \int \left(\frac{\partial p}{\partial T} \right)_V dV + S_0$$

(1)

Van-der-Vaal's tenglamasidan $p = \frac{RT}{V-b} - \frac{a}{V^2}$ Bundan $\left(\frac{\partial p}{\partial T} \right)_V = \frac{RT}{V-b}$,

shuning uchun (1) dan Van-der-Vaal's gaz entropiyasini hisoblaymiz:

$S = \int c_v \frac{dT}{T} + R \ln(V - \delta) + S_0$, agar issiqlik sig'imi C_v ni temperaturaga kuchsiz bog'liqlikni hisobga olsak

$S = C_v \ln T + R \ln(V - \delta) + S_0$. (2) Adibatik protsesslarda $S = \text{const}$, shuning

uchun adibata tenglama (2) dan quyidagi ko'rinishni oladi. $T(V - \delta)^{R/C_v} = \text{const}$ (3)

Agar (p,v) o'zgaruvchanlarda yozsak, (3) dan $\left(p + \frac{a}{V^2} \right) (V - \delta)^{1 + \frac{R}{C_v}} = \text{const} \cdot C_v \neq \text{const}$

hol uchun

$$(V - \delta) \exp \left(- \int \frac{C}{T} dT \right) = \text{const}.$$

56. Masala. $C_p - C_v$ ayirmani hajm kengayish koeffitsiyenti α va termik siqilish koeffitsiyenti β bilan bog'liqlik ko'rsatilsin.

Yechish: $C_p - C_v = \left[\left(\frac{\partial e}{\partial V} \right)_T + p \right] \left(\frac{\partial V}{\partial T} \right)_p = \left(\frac{\partial p}{\partial T} \right)_V \left(\frac{\partial V}{\partial T} \right)_p = \frac{TV_0 \alpha^2}{\beta}$,

chunki $\left(\frac{\partial p}{\partial T} \right)_V \left(\frac{\partial T}{\partial V} \right)_p \left(\frac{\partial V}{\partial p} \right)_T = -1$ ifodadan $\left(\frac{\partial V}{\partial T} \right)_p = - \left(\frac{\partial p}{\partial T} \right)_V \left(\frac{\partial V}{\partial p} \right)_T = - \left(\frac{\partial p}{\partial T} \right)_V \left(\frac{\partial V}{\partial p} \right)_T$.

Van-der-Vaals' tenglamasidan $p = \frac{RT}{V - \delta} - \frac{a}{V^2}$

Hosilalari: $\left(\frac{\partial p}{\partial T} \right)_V = \frac{R}{V - \delta}$; $\left(\frac{\partial p}{\partial V} \right)_T = - \frac{RT}{(V - \delta)^2} + \frac{2a}{V^3}$.

Bu ifodalarni (1) ga qo'yish, natijasida $C_p - C_v = \frac{R}{1 - \frac{2a}{RT\nabla \left(1 \frac{\delta}{\nabla}\right)^2}} \cong \frac{R}{1 - \frac{2a}{RT\nabla}}$

O'ta siyraklashgan gazlar uchun ayirma quyidagi ko'rinishni oladi:

$$C_p - c_v = R \left(1 + \frac{2a}{RT\nabla} \right).$$

57. Masala. Termodinamikaning birinchi va ikkinchi qonunlaridan foydalanib, quyidagi munosabatlar isbotlansin.

$$\frac{C_p}{C_v} = \frac{\left(\frac{\partial \nabla}{\partial T}\right)_T}{\left(\frac{\partial \nabla}{\partial p}\right)_s} = \frac{\beta}{\delta}; C_v = \frac{T\nabla \cdot a^2 \delta}{(\beta - \delta)\beta}; C_p = \frac{T\nabla a^2}{\beta - \delta}; a\text{-hajm} \quad \text{kengayish}$$

koefitsiyenti, β_T - termik siqilish koefitsiyenti, δ - adiabatik termik siqilish koefitsiyenti.

Yechish: 1 (p, ∇) o'zgaruvchanlarda adiabita tenglamasi

$$\left(\frac{\partial T}{\partial p}\right)_v dp + \gamma \left(\frac{\partial T}{\partial \nabla}\right)_p d\nabla = 0 \quad \text{dan} \quad \left(\frac{\partial p}{\partial \nabla}\right)_s = -\gamma \left(\frac{\partial T}{\partial \nabla}\right)_p \left(\frac{\partial T}{\partial p}\right)_v \quad (1) T = T(\nabla, p)$$

dan izotermik protsess uchun $\left(\frac{\partial p}{\partial \nabla}\right)_T = -\frac{\left(\frac{\partial T}{\partial \nabla}\right)_p}{\left(\frac{\partial T}{\partial p}\right)_v}$ (2). (1) va (2) dan

$$\frac{C_p}{C_v} = \frac{\left(\frac{\partial p}{\partial \nabla}\right)_s}{\left(\frac{\partial p}{\partial \nabla}\right)_T} = \frac{\left(\frac{\partial p}{\partial \nabla}\right)_T}{\left(\frac{\partial \nabla}{\partial p}\right)_s} = \frac{\beta}{\delta}. \quad (3). C_p - C_v = \frac{T\nabla \cdot a^2}{\beta} \quad (4)$$

(3) va (4) dan $C_v = \frac{T\nabla \cdot a^2 \delta}{(\beta - \delta)\beta}$. (5) (3) va (5) dan $C_p = \frac{T\nabla \cdot a^2}{\beta}$ (6)

2. Bu masalani Yakobianlar xossalaridan foydalanib, Yechish mumkin.

58. Masala. Yakobianlar xossasidan foydalanib, (∇T) va (p, T) o'zgaruvchanlarda $C_p - C_v$ ayirma topilsin.

Yechish: I a) $C_p = T \left(\frac{\partial S}{\partial T}\right)_p = T \frac{\partial(S, p)}{\partial(T, \nabla)} \frac{\partial(T, \nabla)}{\partial(T, p)} = C_v - T \left(\frac{\partial p}{\partial \nabla}\right)_T$

b) $C_v = T \left(\frac{\partial S}{\partial T}\right)_v = T \frac{\partial(S, V)}{\partial(p, T)} \frac{\partial(p, T)}{\partial(T, \nabla)} = C_p + T \left(\frac{\partial \nabla}{\partial p}\right)_T$

$$\text{II a) } C_p = C_v + T \left(\frac{\partial p}{\partial T} \right)_v \left(\frac{\partial \nabla}{\partial T} \right)_p = C_v + T \left(\frac{\partial p}{\partial T} \right)_v \left[- \frac{1}{\left(\frac{\partial T}{\partial p} \right)_v \left(\frac{\partial p}{\partial \nabla} \right)} \right] = C_v - T \left(\frac{\partial p}{\partial T} \right)_v^2 \frac{p}{\left(\frac{\partial p}{\partial \nabla} \right)}$$

chunki $\left(\frac{\partial p}{\partial T} \right)_v = \frac{a}{\beta}$.

59. Masala. Bir mol' Van-der-Vaal's gazi doimiy r bosim ostida ∇_1 hajmdan ∇_2 xajmgacha kengayish uchun qancha issiqlik miqdori kiritilishi kerak.

Yechish:

$$\delta Q = dE + p d\nabla = c_v dT + \left[\left(\frac{\partial E}{\partial \nabla} \right)_T + p \right] d\nabla = c_v dT + T \left(\frac{\partial p}{\partial T} \right)_v d\nabla \cdot \left(p \frac{a}{\nabla^2} \right) (\nabla - \delta) = RT \quad \text{dan}$$

$$dT = \frac{1}{R} \left[p + \frac{a}{\nabla^2} - \frac{2a}{\nabla^3} (\nabla - \delta) \right] d\nabla \quad dVQ = \int \left[C_v dT + T \left(\frac{\partial p}{\partial T} \right)_v d\nabla \right] = \frac{C_v}{R} \left[\left(p + \frac{a}{\nabla^2} \right) (\nabla_2 - \delta) - \left[p + \frac{a}{\nabla^2} - (\nabla_1 - \delta) \right] + a \right]$$

$$\left(\frac{1}{\nabla_1} - \frac{1}{\nabla_2} \right) = \frac{C}{R} \left[p(\nabla_2 - \nabla_1) + ab \left(\frac{1}{\nabla_1^2} - \frac{1}{\nabla_2^2} \right) \right].$$

60. Masala. Izotermik va adibatik siqiluvchanlik orasidagi bog'lanish topilsin.

J a v o b: $\beta_T = \beta_S + \frac{T\nabla a^2}{C_p}$. a- hajm kengayish koeffitsiyenti.

61. Masala. Ideal paramagnetiklarda ichki energiya magnitlanish vektoriga bog'liq emasligi ko'rsatilsin.

Yechish: Termik va kalorik holat tenglamalari orasidagi bog'lanish

$$T \left(\frac{\partial \int}{\partial T} \right)_\lambda = \left(\frac{\partial E}{\partial \lambda} \right)_T + \zeta \quad (1) \quad \text{ko'rinishiga ega.}$$

Paramagnetik holda umumlashgan kuch $\zeta = -H$, umumlashgan koordinata $\lambda = M$, ideal parametrik termik tenglamasi $M = \varepsilon H$ va Kyuri qonuniga asosan $\varepsilon = \frac{C}{T}$

(c- Kyuri doimiysi). U holda (1) dan $\left(\frac{\partial E}{\partial M} \right)_T = -T \left(\frac{\partial H}{\partial T} \right)_m + H = 0$. Demak E

M ga bog'liq emas ekan.

62. Masala. Doimiy χ va D da dielektrik issiqliklar orasidagi farq $C_\chi - C_0$ hisoblansin.

Yechish: Termodinamikaning 1 qonuni dielektrikni qutblash ishini hisobga olganda $\delta Q = dE_{m\ddot{y}na} - \frac{1}{4\pi} \varepsilon dD$ (1) ko'rinishga ega bo'ladi. Issiqlik sig'imi

$C = \frac{\delta Q}{dT}$ ekanligini hisobga olsak:

$$C_D = \left(\frac{\partial E_{m\ddot{y}na}}{\partial T} \right)_D + \left[\left(\frac{\partial E_T}{\partial T} \right)_D - \frac{\varepsilon}{4\pi} \right] \left(\frac{\partial D}{\partial T} \right)_\varepsilon, T \left(\frac{\partial \ell}{\partial T} \right) \lambda = \left(\frac{\partial E}{\partial \lambda} \right)_T + \iota \text{ tengligidan, } \lambda = D$$

va $\iota = -\frac{\iota}{4\pi}$ holi uchun $\left(\frac{\partial E}{\partial D} \right)_T - \frac{\iota}{4\pi} = -\frac{T}{4\pi} \left(\frac{\partial \iota}{\partial T} \right)_D$ bo'ladi. $D = \varepsilon(T)\zeta$ ifodasidan

$\left(\frac{\partial \iota}{\partial T} \right)_D = D \frac{\partial(1/\varepsilon)}{\partial T} = -D \frac{1}{\varepsilon^2} \frac{\partial \varepsilon}{\partial T} = -\frac{\iota}{\varepsilon} \frac{\partial \varepsilon}{\partial T}$ kelib chiqadi. U vaqtda

$$C_i - C_D = -\frac{T}{4\pi} \left(\frac{\partial \iota}{\partial T} \right)_D \left(\frac{\partial D}{\partial T} \right)_i = \frac{T\iota^2}{4\pi\varepsilon} \left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial T} \right)^2.$$

63. Masala. Dielektrikning elektr qutblanishi tajribadan maydon va temperatura T ning funksiyasi deb faraz qilib, energiya zichligi $E(\varepsilon, T)$ uchun ifoda olinsin.

Yechish: Termodinamikaning asosiy tenglamasi dielektrik uchun $TdS = dE_T - \zeta d$ ko'rinishida yoziladi. $S = S(\iota, T)$ funksiyasi ko'rinishda olsak, u holda dS ning to'la differensial shartiga asosan $\left(\frac{\partial E}{\partial \varepsilon} \right)_T = \varepsilon \left(\frac{\partial p}{\partial \iota} \right)_T + T \left(\frac{\partial p}{\partial T} \right)_T$ ni

olamiz. Bundan $E(T) = \int_0^\delta \left[\delta \left(\frac{\partial p}{\partial \iota} \right)_T + T \left(\frac{\partial p}{\partial T} \right)_i \right] d\delta + E(0, T)$ - elektr maydon

bo'lmagandagi dielektrik energiyasi. Agar bu formulani hususiy hol $\rho = \frac{\varepsilon(T)-1}{4\pi}$ tadbiiq qilsak $E_{m\ddot{y}na} = E + \frac{\delta}{8\pi} = \frac{\varepsilon^2}{8\pi} = \frac{\varepsilon^2}{8\pi} \left(1 + \frac{T}{\varepsilon} \frac{\partial \varepsilon}{\partial T} \right) E(0, T)$ ni olamiz.

Agar $\varepsilon - 1 = \frac{Const}{T}$ bo'lsa, u holda $E_{m\ddot{y}na} = \frac{\zeta^2}{8\pi} + E(0, T)$ bo'ladi.

64. Masala. Doimiy hajm va doimiy induksiya D da dielektrik issiqlik sig'imini maydon kuchlanganligiga bog'liqligi, maydonda va maydon bo'lgandagi issiqlik sig'imlar farqi hisoblansin.

Yechish:

$$\delta Q = dE_{m\ddot{y}na} - \frac{\zeta}{4\pi} dD \cdot E_T = \frac{\zeta^2}{8\pi} \left(\varepsilon + T \frac{\partial \varepsilon}{\partial T} \right) + E(0, T) = \frac{D^2}{8\pi\varepsilon} T \frac{\partial(1/\varepsilon)}{\partial T^2} + C_v,$$

bu ifodadan (bu yerda S - maydonsiz issiqlik sig'imi)

$$C_{v,D} - C_v = -\frac{\varepsilon^2}{8\pi} \frac{T}{\varepsilon^2} \frac{\partial^2(1/\varepsilon)}{\partial T^2} = \frac{\varepsilon^2 T}{8\pi\varepsilon} \left[\frac{2}{\varepsilon} \left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial T} \right)^2 - \frac{\partial^2 \varepsilon}{\partial T^2} \right].$$

65. Masala. Solishtirma hajm o'zgarishini hisobga olmasdan va $\zeta = \frac{\varepsilon(T)}{4\pi} - \frac{1}{4\pi}$ deb hisoblab, maydon 0 dan gacha o'zgarganda dielektrikning birlik hajmdagi izotermik qutblanish issiqlik effekti hisoblansin.

Yechish.

$$\delta Q = dE - d = \left(\frac{\partial E}{\partial \varepsilon} \right)_T d + \left(\frac{\partial E}{\partial T} \right) dT - \left(\frac{\partial p}{\partial \varepsilon} \right)_T ds - s \left(\frac{\partial \ell}{\partial T} \right) dt = \left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial \iota} \right)_T d - \iota \left(\frac{\partial \ell}{\partial T} \right)_{Td}.$$

67 masaladan foydalansak, u holda

$$\delta Q = T \left(\frac{\partial \rho}{\partial T} \right) d = T \frac{\partial}{\partial T} \left[\frac{\varepsilon(T) - 1}{4\pi} \right] d = T \left[\frac{1}{4\pi} \frac{\partial \varepsilon}{\partial T} \right] d; Q = \int \delta Q = \frac{\delta^2}{8\pi} T \frac{\partial \varepsilon}{\partial T} \quad \text{ni olamiz.}$$

Hususiyl holda, $\varepsilon = \frac{\text{Const}}{T}$ va $Q = -\frac{\varepsilon - 1^2}{8\pi} = \frac{1}{2} \cdot \frac{\partial \varepsilon}{\partial T} < 0$ holdida, izotermik qutblash protsessida dielektrik issiqlik ajratar ekan.

66. Masala. Ideal paramagnetik holatining termik tenglamasi $M = F\left(\frac{H}{T}\right)$ ko'rinishida bo'lishi ko'rsatilsin. Bu yerda M- magnitlanganlik, N- magnit maydon kuchlanganligi.

Yechish. $T \left(\frac{\partial \iota}{\partial T} \right)_\lambda = \left(\frac{\partial E}{\partial \lambda} \right)_\iota$, Bu tenglikdan magnetiklar uchun $\iota = -H$,

$\lambda = M, \lambda = M$ deb $\left(\frac{\partial H}{\partial E} \right)_\iota = \frac{H}{T}$ ifodani olamiz. Chunki masalaning shartiga ko'ra va

paramagnetiklar uchun (66 masala) $\left(\frac{\partial E}{\partial M} \right)_T = 0$, Olingan ifodadan intervallash

natijasida $M = F\left(\frac{H}{T}\right)$ (1) ni olamiz. $F\left(\frac{H}{T}\right)$ ifodaning ko'rinishini termodinamika

aniqlay olmaydi. (1) ifodadan paramagnetiklar uchun Kyuri qonuni

$M = \frac{CH}{T} = \varepsilon H$ kelib chiqadi. Umuman, ichki energiyasi faqat temperatura

funsiyasi bo'lgan ideal sistemalar holatining termik tenglamasi $\lambda = F\left(\frac{\ell}{T}\right)$

ko'rinishda bo'ladi.

67. Masala. Qattiq elastik sterjen' uchun doimiy kuchlanish va doimiy deformatsiyada issiqlik sig'implar $C - C_\varepsilon$ orasidagi farq hisoblansin.

Yechish: $c - c_\lambda = T \left[\frac{\partial \ell}{\partial T} \right]_\lambda \left[\frac{\partial \lambda}{\partial T} \right]_\rho$ Cho'zish ishi $\delta A = -Fd = uSd$.

Bu yerda S - sterjen' ko'ngdalang kesim yuzasi, ℓ - uning uzunligi, i - kuchlanish. Agar $\ell = -uS, \lambda = \ell$ desak $c_u - c_\varepsilon = -T_0 S e \left(\frac{\partial U}{\partial T} \right)_\varepsilon \left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial T} \right)_u$ Bu yerda $\varepsilon = dl/l$ - nisbiy deformatsiya.

68. Masala. Holat termik tenglamasi $F = CT \left[\frac{l}{l_0} - \left(\frac{l}{l} \right)^2 \right]$ ko'rinishida

bo'lgan rezina nayning doimiy taranglik va doimiy uzunlikdagi issiqlik sig'implari $C_f - Cl$ orasidagi farq hisoblansin. Bu yerda f- taranglik, l- uzunlik, $C = \text{Const} > 0$. Shunday rezinaning ichki energiyasi faqat temperaturaga bo'g'liqligi va cho'zishda uni isishi ko'rsatilgan.

Yechish. $C_\ell - C_\lambda = T \left(\frac{\partial \ell}{\partial T} \right)_\lambda \left(\frac{\partial \lambda}{\partial T} \right)_\ell$ Rejina uchun $\lambda = \ell, \zeta = -F$, chunki

$\delta A = -Fd \iota. C_f - C_{l_0} \left[\frac{l/l_0 + (l/l)^2}{1 + 2(l/l)^3} \right]^2 \cdot T \left[\frac{\partial \ell}{\partial T} \right]_\lambda = \left[\frac{\partial E}{\partial \ell} \right]_T + \ell$ (1) tenglamadan qaraladigan

hol uchun $T \left(\frac{\partial E}{\partial \ell} \right)_T = -T \left(\frac{\partial E}{\partial T} \right)_\ell + F = 0$. ya'ni rezina ichki energiyasi faqat

temperaturaga bog'liq bo'ladi. Termodinamikaning asosiy tenglamasi $TdS = dE - Fdl = CdT - Fd$ ko'rinishni oladi. Bundan $\left(\frac{\partial T}{\partial l}\right)_S = \frac{F}{c} > 0$, demak cho'zishda rezina qizir ekan.

69. Masala. Bosimi temperatura T ning chiziqli funksiyasi bo'lgan moddalar uchun, C_τ issiqlik sig'imni tepmeraturaga bog'liq emasligi ko'rsatilsin. Van-der-Vaals gazi uchun $\frac{\partial C}{\partial V} = 0$ ekanligi olinsin.

Yechish. $dS = \frac{dE + pdV}{T} = \frac{CdT + T(\partial p - \partial T)dV}{T}$ ifodadan

$$\frac{\partial^2 S}{\partial V \partial T} = \frac{\partial^2 S}{\partial T \partial V} \quad \text{shartiga ko'ra} \quad \frac{\partial}{\partial V} \left(\frac{C}{T} \right)_T = \frac{\partial}{\partial V} \left[\frac{\partial p}{\partial T} \right] \quad \text{yoki}$$

$$\frac{\partial C_v}{\partial V} = T \left[\frac{\partial^2 p}{\partial T^2} \right]_v - T \left(\frac{\partial p}{\partial T} \right)_v = \left(\frac{\partial E}{\partial V} \right)_T + p \quad \text{Ifodaga asosan} \quad \left(p + \frac{a}{V^2} \right) (\nabla - \&) = RT$$

Van-der-Vaals gazi uchun

$$\left(\frac{\partial E}{\partial V} \right)_T = T \left(\frac{\partial p}{\partial T} \right)_v - p \frac{\partial^2 E}{\partial T \partial V} = T \left(\frac{\partial^2 p}{\partial T^2} \right)_v - \left(\frac{\partial p}{\partial T} \right)_v + \left(\frac{\partial p}{\partial T} \right)_v = T \left(\frac{\partial^2 p}{\partial T^2} \right)_v \cdot \frac{\partial^2 E}{\partial V \partial T} = \frac{\partial c}{\partial T} = \left(\frac{\partial^2 p}{\partial T^2} \right)^2 = 0,$$

demak $c_v = c(T)$, $p = aT + \ell$ ko'rinishda bo'ladi.

70. Masala. Doimiy bosim ostida jism kengayishida uning entropiya o'zgarishi hisoblansin.

Yechish:

$$S = S(p, V)$$

bo'lsa,

$$(dS)_p = \left(\frac{\partial S}{\partial V} \right)_p dV = \left(\frac{\partial S}{\partial T} \right)_0 \left(\frac{\partial T}{\partial V} \right)_p dV = \frac{1}{T} \left[T \frac{\partial S}{\partial V} \right]_{p,v} \left(\frac{\partial T}{\partial V} \right)_p dV = \frac{c}{TaV} dv.$$

Entropiya

o'zgarishining ishorasi hajm kengayish koeffitsiyenti a ning ishorasiga bog'liq.

71. Masala. Elastiklik moduli temperaturaga bog'liq bo'lgan qattiq elastik sterjenning izotermik cho'zilishidagi yutgan issiqlik hisoblansin.

$$\text{J a v o b. } \delta Q = -T \ell \frac{\partial M}{\partial T} d\varepsilon, \quad \text{bu yerda } \varepsilon = \frac{\Delta l}{l} - \text{deformatsiya, } m - \text{elastiklik}$$

modulining kesimga ko'paytmasi, ℓ - sterjen' uzunligi.

72. Masala. Elastik moduli temperaturaga bog'liq bo'lgan qattiq elastik sterjenning adiabatik cho'zilishidagi temperaturadagi temperatura o'zgarishi hisoblansin.

$$\text{J a v o b. } dT = - \frac{T \ell \varepsilon}{C_\varepsilon} \frac{\partial M}{\partial T} d\varepsilon..$$

73. Masala. Yuqoridagi masalalardagi sterjen uchun doimiy deformatsiyadagi issiqlik sig'im C_ε va doimiy kuchlanganligi issiqlik sig'im $v a s$ hisoblansin.

$$\text{J a v o b. } C_\varepsilon = \left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial T} \right)_\varepsilon, C_u = \left[\frac{\partial (E - U\varepsilon)}{\partial T} \right]_u$$

$$C_u - C_\varepsilon = -T \left\{ \left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial T} \right)_u \left(\frac{\partial M}{\partial T} \right)_\varepsilon \right\}$$

74. Masala. $\nabla = \nabla_0[1 + a(T - T_0)]$; $\left(\frac{\partial \nabla}{\partial p}\right)_T = 0$; $C_p = \text{Const}$ tenglamalarga

bo'ysunuvchi gaz entropiyasi aniqlansin.

J a v o b. $S = S_0 + C_p \text{Int} - a \nabla_0 p$.

75. Masala. Holat tenglamasi $p = p_0(1 + at - \beta \nabla)$; $C_v = \text{Const}$ ko'rinishda bo'lgan gaz uchun adiabat tenglamasi topilsin.

Yechish. $dS = \frac{\delta Q}{T} = \frac{dE + p d\nabla}{T} = \frac{C_v dT + \left[\left(\frac{\partial E}{\partial \nabla}\right)_T + p\right] d\nabla}{T} = \frac{C_v dt}{T} + \left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_v d\nabla$.

$$S = S_0 + \int c_v \frac{dt}{T} + \int \left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_v d\nabla = S + C_v \text{Int} + p_0 V.$$

Adiabatik protsessda $S - S_0 = \Delta S = \text{Const}$. Shunga ko'ra,

$$\text{Int} = \frac{AS - ap_0 \Delta}{C_v} T = e \frac{AS - ap \nabla}{C_v} T e \frac{ap_0 \nabla}{C} = \text{Const}.$$

76. Masala. $\left(\frac{\partial T}{\partial \nabla}\right)_v = \frac{p - T \left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_v}{C_v}$ munosabatlar istoblansin.

Yechish: $\delta Q = dE + p dV = C_v dT + \left[\left(\frac{\partial E}{\partial \nabla}\right)_T + p\right] dV = C_v dT + T^* \left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_v dV$.

Bundan $\left(\frac{\partial T}{\partial \nabla}\right)_v = \frac{p - T \left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_v}{C_v}$ berilgan munosabatni yakobian

xossasidan foydalanib, isbotlash mumkin.

77. Masala. Xonaga tashqaridan sovuq jism kiritiladi. Bu holda jism ichki energiya xona havosi hisobiga oshmasdan, tashqi energiya hisobiga oshishi va isitishda xona havosining ichki energiyasi va entropiyasining kamayish ko'rsatilsin.

Yechish: Xonani isitishda 1 kg havoga uzatilgan energiya $-\delta = C_v(T - T_0)$, entropiya o'zgarishi esa $S - S_0 = C_p \text{In}(T/T_0)$ bo'ladi. U holda xona havo hajmiga to'g'ri kelgan energiya va entropiya

$$\delta_1 = pU = C_v pT + p(\delta_0 - C_v T_0) S_1 = pS = C_p \text{In}T + p(S_0 - C_p \text{In}T_0)$$

Bu yerda r havo zichligi. Buni holat tenglama $p = p \frac{RT}{\mu}$ dan keltirib

qo'yib quyidagilarni olamiz.

$$\delta_1 = \frac{C_v \mu p}{R} + \frac{\mu p (\varepsilon_v - C_v T_0)}{RT}, \quad (1)$$

$$\delta_1 = \frac{C_v \mu p}{RT} \text{In}T + \frac{\mu p (S_v - C_p T_0)}{RT}, \quad (2).$$

$\eta = \frac{T_1 - T_2}{T_1} = \eta_K$ (1) va (2) ifodalardan shu narsa ko'rinadiki, qizdirish natijasida xona ichki energiyasi va entropiya kamayar ekan.

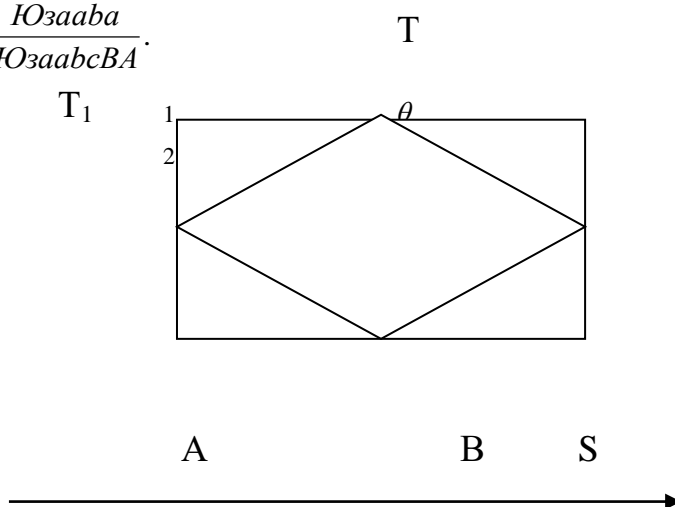
78. Masala. Bir xil temperatura intervalida Karno sikli boshqa sikllarga nisbatan eng katta FIK ega bo'lishligi ko'rsatilsin.

Yechish. Faraz qilaylik, entropiyali diagramma S, T va quyidagi sikl abcd chegaraviy izotermik T₁ va T₂ lar bilan chegaralangan bo'lsin. Bu siklning foydali ish ko'effitsiyenti $\eta = \frac{A}{Q_1} = \frac{\oint TdS}{TdS} = \frac{IO3aaba}{IO3aabcBA}$.

$$\eta = \frac{IO3a12341 - \sigma1 - \sigma2 - \sigma3 - \sigma4}{IO3aA12BA - \sigma1 - \sigma2} = \frac{(T_1 - T_2)(S_2 - S_1) - \sigma1 - \sigma2 - \sigma3 - \sigma4}{T_1(S_2 - S_1) - \sigma1 - \sigma2} <$$

$$\frac{(T_1 - T_2)(S_2 - S_1) - \sigma1 - \sigma2}{T_1(S_2 - S_1) - \sigma1 - \sigma2} <$$

$$\frac{(T_1 - T_2)(S_2 - S_1)}{T_1(S_2 - S_1)} = \frac{T_1 - T_2}{T_1} = \eta_k$$



Demak, $\eta < \eta_k$.

79. Masala. Agar ishlovchi jism holat tenglamasi $\nabla = \nabla_0 = \left[1 + a(T - T_0) \left(\frac{\partial \nabla}{\partial p} \right)_T \right] = 0$ ko'rinishda bo'lsa, Karno sikli bo'yicha ishlovchi issiqlik mashinalarning FIK aniqlansin.

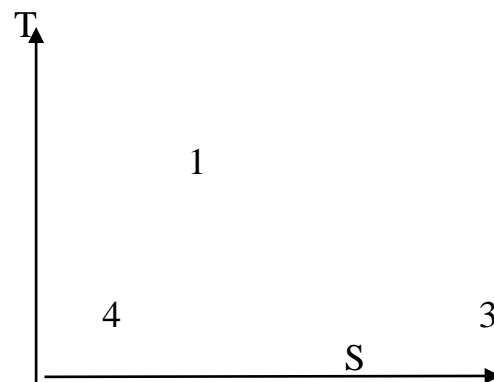
82. Ikkita izoterma T=T₁ va T=T₂ ikkita izoxora V=V₁ va V=V₂ lardan tashkil topgan Stirling sikli bo'yicha ishlovchi havo mashinasining FIK hisoblansin va uni shu temperatura oralig'ida Karno sikli bo'yicha ishlovchi mashina FIK bilan solishtirilsin.

Yechish. $\eta = \frac{A}{Q_1} = \frac{TdS}{TdS} = \frac{\int_1^2 TdS + \int_2^3 TdS + \int_3^4 TdS}{\int_4^1 TdS + \int_1^2 TdS}$

Ideal gaz uchun $dS = \frac{C_v}{T} dT + \frac{R}{V} dV$

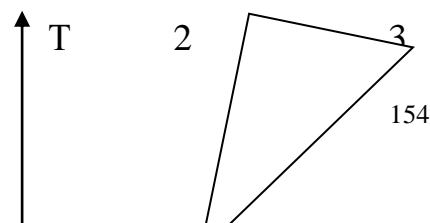
Ekanligini hisobga olsak:

$$\eta = \frac{T_1 - T_2}{T_1} = \eta_k$$



80. Masala. 1-2 izoxor, 2-3 adibata va 3-1 izobar protsesslardan tashkil topilgan Lenuar siklining FIK hisoblansin. Bosimning oshish darajasi $\delta = \frac{p_2}{p_1}$ sikl parametri bo'lib hisoblanadi.

Yechish:



$$\eta = \frac{A}{Q_1} = \frac{\int_1^2 TdS}{\int_1^2 TdS} = \frac{\int_1^2 TdS + \int_3^1 TdS}{\int_1^2 TdS} = 1 - \frac{\int_1^2 TdS}{\int_1^2 TdS}.$$

Ishlovchi jismni ideal gaz deb hisoblasak $dS = \frac{C_v}{T} dT + R \frac{dp}{p}$ bo'ladi.

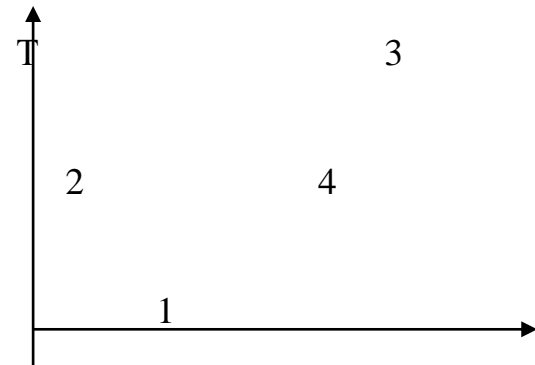
$$\eta = 1 - \frac{C_p(T_3 - T_1)}{C_p(T_2 - T_1)} = 1 - \frac{T_3 - T_1}{T_2 - T_1} = 1 - \frac{\gamma(\delta^{1/\gamma} - 1)}{\delta - 1}.$$

Bu yerda $\gamma = \frac{C_p T_2}{C_p T_1} = 1 - \frac{p_2}{p_1} = \delta, \frac{T_3}{T_2} = \delta - (1 - \gamma)/\gamma, \frac{T_3}{T_1} = \delta^{1/\gamma}.$

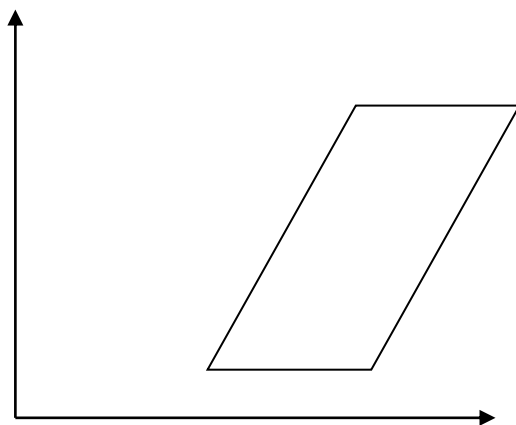
81. Masala. Yoqilg'i aralashmani siqish va kengaytirish adiabatik holda o'tkazadi, uning yonishi esa o'zgarmas hajmda o'tuvchi Otto sikli bo'yicha ishlovchi ichdan yonar

dvigatel'ning FIK topilsin.
 Siqish darajasi $\varepsilon = \nabla_1 / \nabla_2$ sikl parametri bo'lib hisoblanadi,
 parametri bo'lib hisoblanadi.

Yechish



82. Masala. Atmosfera havosini 1-2 adabatik siqish, 2-3 izobar kengayish, 3-4 adibatik kengayish, 4-1 izobar sovush protsesslardan iborat Dizel' sikli bo'yicha ishlovchi ichdan yonar dvigatel'ning FIK topilsin. Siqish darajasi $\varepsilon = \nabla_1 - \nabla_2$ va dastlabki kengayish darajasi $p = \nabla_1 / \nabla_2$ sikl parametrlari hisoblanadi.



Yechish. $\eta = \frac{A}{Q_1} = \frac{\oint TdS}{\int_2^3 TdS} = \frac{\int_2^3 TdS + \int_4^1 TdS}{\int_2^3 TdS} = 1 - \frac{\int_2^4 TdS}{\int_2^3 TdS};$

Ishlovchi jismi gaz deb hisoblasak, u holda $dS = \frac{C_p}{T} dT - R \frac{dp}{p} = \frac{C}{T} dT + R \frac{dv}{V}$

$$\text{va } T \nabla^{\gamma-1} = \text{Const.} \eta = 1 - \frac{1}{\gamma} \frac{T_4 - T_1}{T_3 - T_2} = 1 - \frac{1}{\gamma} \frac{p^{\gamma-1}}{p-1}.$$

83. Masala. Karno siklini bajarib ishlovchi modda sifatida suvni olib qaraylik. Issiqlik berish va issiqlik qabul qilish temperaturalari mos holda $6^\circ C$ va $2^\circ C$ ga teng $6^\circ C$ da suv izotermik kengayadi, $2^\circ C$ da izotermik siqiladi. $t < 4^\circ C$ da suvning anomal tabiatligi tufayli har ikkala temperalarda issiqlik kiritiladi va to'liq holda ishga aylantiriladi, qaysiki bu ikkinchi boshlanishga ziddir. Bu ziddiyat qanday yechiladi.

Yechish: Termodinamikaning asosiy tenglamalariga asosan

$$TdS = dE + pdV = C_v dT + T \left(\frac{\partial p}{\partial T} \right)_{v,d\nabla} \quad (1). \text{ Sistema adiabatik keygayishida}$$

temperatura o'zgarishi (1) dan quyidagi ko'rinishni oladi. $dT = -\frac{T \left(\frac{\partial p}{\partial T} \right)}{C_v} d\nabla$ (2)

$$(2) \text{ dan } \nabla, T \text{ tekislikda adiabat qiyaligi } \left(\frac{\partial T}{\partial \nabla} \right)_s = \frac{T}{C_v} \left(\frac{\partial p}{\partial T} \right) = -\frac{\alpha T}{\beta C_v} \quad (3) \quad (3) \text{ dan}$$

shu narsa ko'rinadiki $t > 4^\circ C$ da adiabat qiyaligi manfiy ($\alpha < 0$), $t > 0$ da musbat ($\alpha < 0$) va $t = 4^\circ C$ esa urinma adaabataga gorizantal bo'ladi. Yuqoridagi mulohazalar shuni ko'rsadiki, $t = 6^\circ C$ va $t = 2^\circ C$ dagi izotermalarni birlashtiruvchi adabata mavjud bo'lmas ekan. Demak, masalada ko'rsatilsin Karno sikli mumkin emas ekan.

84. Masala. N_1 va N_2 ta zarralardan tashkil topilgan ideal gaz entropiyasi

$S = Nk \ln \frac{\nabla}{N} + Nf(T)$ ko'rinishda yozish mumikn. Bu yerda $f(T)$ entropiyani

temperaturaga bog'liq bo'lgan qismi. U holda turli xil ideal gazlarni

aralashtirishga qadar entropiyalari $S_1 = N_1 k \ln \frac{\nabla_1}{N_1} + N_1 f(T)$ va

$S_2 = N_2 k \ln \frac{\nabla_2}{N_2} + N_2 f(T)$, bo'ladi. Aralashtirgandan so'ngi entropiyalari

$S_1 = N_1 k \ln \frac{\nabla_1}{N_1} + N_1 f(T)$ va $S_2 = N_2 k \ln \frac{\nabla_2}{N_2} + N_2 f(T)$, bo'ladi. Aralashtirgandan

so'ngi entropiyasi $S^0 = S_1 + S_2$ (1) Aralashtirgandan so'ng xar bir bo'lak gaz

eniropiyalari $S_1 = N_1 k \ln \frac{\nabla_1 + \nabla_2}{N_1} + N_1 f(T)$ va $S_2 = N_2 k \ln \frac{\nabla_1 + \nabla_2}{N_2}$ bo'ladi,

aralashma entropiyasi $S = S_1 + S_2$ (2) Aralashma entropiyasining o'zgarishi

$$\nabla S = S - S^0 = N_1 k \ln \frac{N_1 + N_2}{N_1} + N_2 k_0 \ln \frac{N_1 + N_2}{N_2}.$$

85. Masala. Quyidagi protseyeslarda entropiya oshishi ko'rsatilsin : a) issiq suv shunday massali sovuq suvga issiqlik beradi va temperaturalari tenglashadi, b) turli xil bosimlardagi bir xil massali ideal gazlarni saqlovchi tashqi muhitdan adiabatik izolyatsiyalangan ikiita bir xil idish, trubka orqali

kran bilan birlashtirilgan kran ochiladi va gaz holati ikkala idishda bir xil bo‘lib qoladi.

Yechish. A) aralashma temperaturasi $T = \frac{T_1 + T_2}{2}$ bo‘ladi.

$$\Delta S = \int_{T_1}^T \frac{SQ}{T} + \int_{T_2}^T \frac{\delta Q}{T} = \int_{T_1}^T \frac{mCdT}{T} + \int_{T_2}^T \frac{mcdT}{T} = mc \ln \frac{(T_1 + T_2)^2}{2} > 0.$$

b) aralashgandan so‘ng gaz bosimi $p = \frac{p_1 + p_2}{2}$ bo‘ladi.

$$\Delta S = \int_{p_1}^p \frac{SQ}{T} + \int_{p_2}^p \frac{\delta Q}{T} = \int_{p_1}^p \frac{mCdT}{T} + \int_{p_2}^p \frac{mcdT}{T} + \int_{p_2}^p \frac{mcvdt}{T} = \int_{p_1}^p \frac{mc_v dt}{T} = mc_v \ln \frac{(p_1 + p_2)}{4p_1 p_2} > 0.$$

86. Masala. Izoterma adiabatani ikki marta kesish mumkin emasligi isbotlansin.

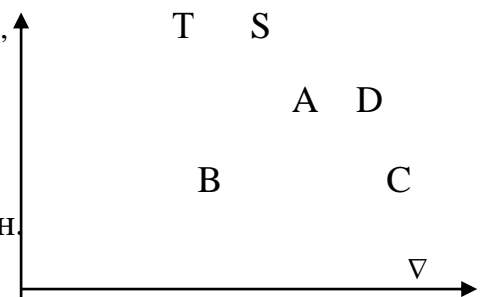
Yechish. Faraz qilaylik izoterma adiabatani A va S nuqtalarda ikki marta kessin. Bu holda yopiq konturdan $pdV \neq 0$.

Ikkinchi tomondan sistema entropiyasi p

A va C nuqtalarda teng, ya'ni $S_A = S_C$,

shuning uchun $A = Q = TdS = T \int dS = 0$

Endlikka keldik. Demak, izoterma adiabatani ikki marta kesa olmas ekan.



87. Masala. Termodinamikaning uchinchi qonuni bo‘yicha paramagnetiklar uchun Kyuri qonuni ($a = C/T$) istalgan past temperaturalarda haqqoniy emasligini ko‘rsating.

Yechish. Paramagnetiklar uchun termodinamikaning asosiy tenglamasi $TdS = dE - HdM$ (1) ko‘rinishida bo‘ladi. (1) ifodaning har ikki tomoniga to‘liq differensial $d(-TS - HM)$ ni qo‘shamiz va quyidagini olamiz. $d(E - TS - HM) =$

$SdT - MdH$ (2) (2) dan $\left(\frac{\partial S}{\partial H}\right)_T = -\left(\frac{\partial M}{\partial T}\right)_H$. Kyuri qonuniga $M = H = \frac{C}{T}H$, shuning

uchun $\left(\frac{\partial S}{\partial H}\right)_T = -\frac{CH}{T^2}$. Bundan $T \rightarrow 0k$ da $\left(\frac{\partial S}{\partial H}\right)_T \rightarrow \infty$ ni olamiz. Bu esa uchinchi

qonunga ziddir, chunki $T \rightarrow 0k$ da $\left(\frac{\partial S}{\partial H}\right)_T \rightarrow \infty$ kerak. Bu esa past temperatura sohasida Kyuri qonuni o‘rinsizligini ko‘rsatadi.

88. Masala. ∇ hajmi egallagan ideal elektron gazining r bosimi va YE ichki energiyasi quyidagi $p\nabla = \frac{2}{3}E$ munosabat bilan bog‘langan. Bunday foydalanib, elektron gazining “nolinchi energiyasi” elektronlar konsentratsiyasiga bog‘liq ekanligini toping.

Yechish. Termodinamikaning birinchi qonunidan adiabatik protsesslarda

$$dE = -pd\nabla. p\nabla = \frac{2}{3}E \text{ ni hisobga olganda } \frac{dE}{E} = \frac{2}{3} \frac{d\nabla}{\nabla} \text{ Bundan}$$

$$E = Const\nabla^{-2/3} = N^{-28/3} Const(N/V)^{2/3} = Constn^{2/3} \quad (1)$$

Uchinchi qonun m bo'yicha nol' adiabatada nol' izotermaga mos tushadi, shuning uchun (1) ifoda "nolinchi energiya" ni elektronlar konsentratsiyasiga bog'liqligini ko'rsatadi.

89. Masala. Termodinamikaning assosiy tenglamasidan foydalanib adiabatik protsess sharoitida bosim o'zgartirilganda temperatura o'zgarishi $T \rightarrow 0K$ intilganda cheksiz oshib borishi kerakligini ko'rsating.

Yechish. Termodinamikaning asosiy tenglamasini quyidagi ko'rinishda yozamiz.

$$TdS = dE + pd\nabla = \left[\left(\frac{\partial E}{\partial T} \right)_p + p \left(\frac{\partial \nabla}{\partial T} \right)_p \right] dT + \left[\left(\frac{\partial E}{\partial p} \right)_T + p_0 \left(\frac{\partial \nabla}{\partial p} \right)_T \right] dp \quad (1)$$

Entropiyani ham T va r bog'lanmagan parametrlarning funksiyasi deb qarasaq (1) ifodadan $T \left(\frac{\partial S}{\partial p} \right)_T = \left(\frac{\partial E}{\partial p} \right)_T + p \left(\frac{\partial \nabla}{\partial p} \right)_T = -T \left(\frac{\partial \nabla}{\partial T} \right)_p$ olamiz va (1) ifodani

quyidagicha yozamiz. $TdS = C_p dT - T \left(\frac{\partial \nabla}{\partial T} \right)_p dp = C_p dp$. (2) Demak adiabatik

protsessda temperatura o'zgarishi $dT - T \frac{a\nabla}{C_p} dp$. (3) Uchinchi qonunga ko'ra

$T \rightarrow 0K$ da $C_p \rightarrow 0$ va $a \rightarrow 0$ intiladilar, ammo $a\nabla/C_p$ aniq oxirgi chegaraga intiladi. Demak, temperatura chekli o'zgarishi uchun bosim cheksiz o'zgarishi talab etilar ekan.

Endi, $a\nabla/C_p T \rightarrow 0K$ ga intilganda aniq chegaraviy qiymatga intilishni ko'rsataylik. (2) ifodadan $\left(\frac{\partial S}{\partial p} \right)_T = - \left(\frac{\partial \nabla}{\partial T} \right)_p$.

$$\text{Shuning uchun } a\nabla = \left(\frac{\partial \nabla}{\partial T} \right)_p = - \left(\frac{\partial S}{\partial p} \right)_T = - \frac{\partial}{\partial p} \int_0^T \frac{C_p}{T} dT = - \int_0^T \frac{\partial C_p}{\partial p} \frac{dT}{T}$$

(4) Past temperaturada $C_p = T^n (a + bT + cT^2 + \dots)$, (5) bu yerda $n > 0, a, b, c, \dots$ ko'effitsiyentlar esa bosimga bog'liq. (4) ifodani bosim bo'yicha differensiallab, integralash natijasida quyidagini olamiz.

$$a\nabla = - \int_0^T dT (aT^{n-1} + bT^n + \dots) = -T^n \left(\frac{a}{n} + \frac{b'T}{n+1} + \frac{c'T^2}{n+2} + \dots \right) \quad (6) \quad (6) \text{ ifodani}$$

(5) ifodaga bo'lsak va $T \rightarrow 0$ ga intiltirsak : $\frac{a\nabla}{C_p} = - \frac{an}{a'} = Const$ bo'ladi.

90. Masala. Sikllar uchuli yordamida to'yingan bug' bosimining temperaturaga bog'lanishini toping.

Yechish. Ishchi jism suyuqlik va to'yingan bug'dan tashkil topilgan sistema Karno siklini

bajarsin. Bunday siklning FIK

$$\eta = \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1} \quad p \quad 2 \quad 1$$

Bu yerda $Q_1 - Q_2 = (v_2 - v_1) dp$.

4

$$\text{Bundan} \quad \frac{dp}{dT} = \frac{\lambda}{T(v_2 - v_1)}.$$

∇

91. Masala. Sikllar usuli yordamida gal'vanik elementi

EYK ning temperaturaga bog'liqligini toping.

Yechish. Qaytaruvchi gal'vanik elementda

разрядланиш ва зарядланиш процесси

Karno sikli

bo'yicha o'tsin deylik. U holda bunday

элементнинг 4

$$\text{FIK} \quad \eta = \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1}.$$

$Q_1 = E_2 - E_1 + A, Q_2 = E_2 - E_1 + A, A = e, E_2 - E_1 = -qe$ (q- o'tuvchi birlik zaryadga to'g'ri kelgan issiqlik effekti). $Q_1 = -qe + e = e(\varepsilon - q); Q_1 - Q_2 = eds$.

Natijada $\eta = \frac{d}{s-q}$. (1). Ikkinchi tomonidan $\eta = \frac{T - (T - dT)}{T} = \frac{dT}{T}$.. Yuqoridagi

ifodalardan qaytuvchi ideal gal'vanik elementlar EYK ning temperaturaga bog'liqligini beruvchi Gel'mgol's tenglamasini olamiz.

$$\ell = q + T \frac{ds}{dT}.$$

92. Masala. Sikllar usulidan foydalanib sirt tarangligining temperaturaga bog'liqligini toping.

v

Yechish: Σ - Plyonka sirti,

T-dT 3

$$v - \text{sirt tarangligi} \quad \eta = \frac{A}{Q_1} = \frac{-(\sum_2 - \sum_1)dv}{Q_1} = \frac{dT}{t}.$$

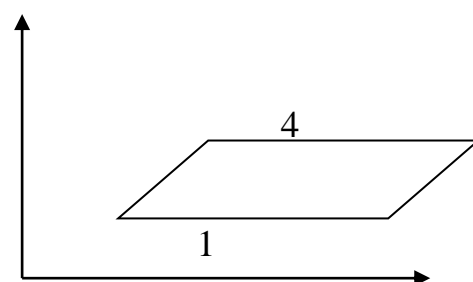
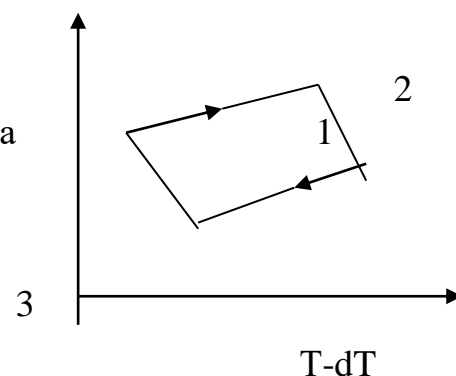
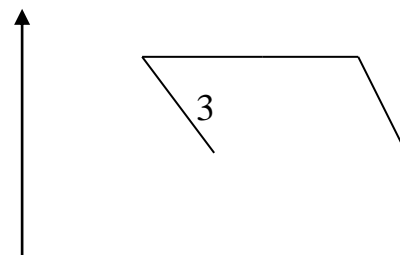
T 2

$$\text{Bundan} \quad \left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_{\Sigma} = \frac{Q_1}{\sum_2 - \sum_1} \frac{1}{T} = -\frac{\Gamma}{T},$$

Bu yerda Γ - plyonka sirtini bir-birlikka oshirish uchun sarflangan issiqlik miqdori.

93. Masala. Bir atomli ideal gazning moli uchun F, F va x termodinamik potentsiallarini toping.

Yechish. Termodinamik potentsiallarni hisoblash uchun ideal gaz ichki energiyasini va entropiyasini yozish kerak. $E = C_v T + E_0$ va



$S = C_v \ln T + R \ln \nabla + C_p \ln T - R \ln p + S_0$. Shunga erkin energiya

$F = F(T, \nabla) = E - TS = C_v T(1 - \ln T) - RT \ln \nabla - TS_0 + E_0$. Gibbs termodinamik potentsiali

$\Phi(T, p) = E - TS + p\nabla = C_p T(1 - \ln T) + RT \ln p - TS_0 + E_0$. Ental'piya

$x(s, p) = E + p\nabla = c_p T + E_0 = C_p p^{1-\gamma} \exp[(S - S_0)/C_p] + E_0$.

94. Masala. Bog'lanmagan p,x va T,F o'zgaruvchanlarda termodinamik potentsiallar aniqlansin.

Yechish. Ental'piya o'zgarishi $dx = TdS + \nabla dp$ bundan p,x o'zgaruvchanlarda termodinamik potentsial $S(p, x)$ entropiya bo'lib hisoblanadi:

$$dS = \frac{1}{T} dx - \frac{\nabla}{T} dp \quad \text{va} \quad T = \frac{1}{\left(\frac{\partial S}{\partial x}\right)_p}, \quad \nabla = -\frac{\left(\frac{\partial S}{\partial p}\right)_x}{\left(\frac{\partial S}{\partial x}\right)_p}$$

Erkin energiya o'zgarishi $dF = -SdT - p dV$ dan T va F o'zgaruvchanlarda termodinamik potentsial hajm $\nabla(T, F)$ bo'ladi:

$$d\nabla = \frac{S}{p} dT - \frac{1}{p} dF \quad \text{va} \quad p = \frac{1}{\left(\frac{\partial \nabla}{\partial F}\right)_T}, \quad S = \frac{(\partial \nabla / \partial T)_F}{\left(\frac{\partial \nabla}{\partial F}\right)_T}$$

95. Masala. Hajm T temperaturaga chiziqli bog'langan moddalarda C_p issiqlik sig'imining bosimga bog'lanmaganligi aniqlansin.

$$\text{Yechish. } C_p = T \left(\frac{\partial S}{\partial T}\right)_p, \quad \left(\frac{\partial C_p}{\partial p}\right)_T = T \left(\frac{\partial^2 S}{\partial p \partial T}\right)$$

Gibbs termodinamik potentsialining o'zgarishi $d\phi = -SdT + \nabla dp$ dan $\left(\frac{\partial S}{\partial p}\right)_T = -\left(\frac{\partial \nabla}{\partial T}\right)_p$ Bu ifodadan $\frac{\partial^2 S}{\partial p \partial T} = -\left(\frac{\partial^2 \nabla}{\partial T}\right)_p$ ba $\left(\frac{\partial C_p}{\partial p}\right)_T = -T \left(\frac{\partial^2 \nabla}{\partial p}\right)_p$.

Agar $\nabla = a + T$ ko'rinishda bog'langan bo'lsa, haqiqatdan ham $\left(\frac{\partial C_p}{\partial p}\right)_T = 0$ bo'ladi. Demak, C_p issiqlik sig'im boimga bog'liq emas ekan, agar xajm temperaturaga chiziqiy bog'liq bo'lsa.

96. Masala. Ideal gaz $x = C_p p^{(\gamma-1)/\gamma} e^{\frac{S-S_0}{C_p}}$ ental'piyasini holda, uning adibata tenglamasi va holat tenglamasi topilsin.

Yechish. $dx = TdS + \nabla dp$ dan adibata tenglamasi $\nabla = \left(\frac{\partial x}{\partial p}\right)_s$ olinadi:

$\nabla = \frac{\gamma-1}{\gamma} C_p p^{-1/\gamma} e^{\frac{S-S_0}{C_p}}$, bu ifodadan $p\nabla^\gamma = \text{Const}$ ni olamiz.

$$\frac{\nabla}{T} = \frac{(\partial x / \partial p)_s}{\left(\frac{\partial x}{\partial S}\right)_p} = \frac{\gamma-1}{\gamma} \frac{C_p p^{-1/\gamma} C_p}{C_p^{(\gamma-1)/\gamma} \gamma} = \frac{C_p - C_v}{C_p} \frac{C_p}{p} = \frac{R}{T}; \quad p\nabla = RT.$$

97. Masala. Adiabatik temperaturaviy koeffitsiyent $\left(\frac{\partial T}{\partial p}\right)_s$, bosim o'zgarish bo'lgandagi issiqlik sig'im C_p va xajm kengayish koeffitsiyenti α orasidagi bog'lanish chiqarilsin.

Yechish. $\left(\frac{\partial T}{\partial p}\right)_s, \left(\frac{\partial p}{\partial S}\right)_T \left(\frac{\partial S}{\partial T}\right)_p = -1$ ayniyatdan

$$\left(\frac{\partial T}{\partial p}\right)_s = -\frac{\left(\frac{\partial S}{\partial p}\right)_T}{\left(\frac{\partial S}{\partial T}\right)_p} = -\frac{T\left(\frac{\partial S}{\partial p}\right)_T}{C_p} \quad (1) \quad d\Phi = -SdT + \nabla dp.$$

Bu ifodadan $-\left(\frac{\partial S}{\partial p}\right)_T = \left(\frac{\partial \nabla}{\partial T}\right)_p$ ni (1) ifodaga eltib qo'ysak $\left(\frac{\partial T}{\partial p}\right)_s = \frac{T\nabla_a}{C_p}$ ni olamiz.

98. Masala. $\left(\frac{\partial \Phi}{\partial u}\right)_s$, ni S entropiya, C_p va α orqali ifodalang.

Yechish: $d\Phi = -SdT + \nabla dp = dx - SdT - TdS$ (1) bu ifodadan

$$\left(\frac{\partial \Phi}{\partial x}\right)_s = 1 - S\left(\frac{\partial T}{\partial x}\right)_s = 1 - S\left(\frac{\partial T}{\partial X}\right)_s \quad (2) \quad dx = TdS + \nabla dp = \left[T + \nabla\left(\frac{\partial p}{\partial S}\right)_T\right]dS + \nabla\left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_s dT \quad (3)$$

99. Masala. $\phi = S - \frac{E}{T}$ Massye termodinamik potentsiali ∇ va T xarakteristik o'zgaruvchanlar funksiyasi ko'rinishida berilgan. Sistema holatining termik va kalorik tenglamalari aniqlansin.

Yechish. $\phi = S - \frac{E}{T} = \frac{TS - E}{T} = -\frac{F}{T}, F(T, \nabla) = -T\phi(T, \nabla) E = T(S - \phi)$. Termik va kalorik tenglamalarni olaylik, $dF = -SdT - p d\nabla, S = -\left(\frac{\partial F}{\partial T}\right)_\nabla = \phi(T, \nabla) = -T\phi(T, \nabla)$

$$E = T^2\left(\frac{\partial \phi}{\partial \nabla}\right)_E = T\left(\frac{\partial \phi}{\partial \nabla}\right)_T \text{ kalorik holat tenglamasi. } p = -\left(\frac{\partial F}{\partial \nabla}\right)_T \left(\frac{\partial \phi}{\partial \nabla}\right)_T - \text{termik tenglama.}$$

100. Masala. Plank $Y = S - \frac{E + p\nabla}{T}$ xarakteristik funksiyasidan foydalangan.

Agar Y va S larini toping. Plank termodinamik potentsialini Gibbs energiyasining o'rtachasi bilan bog'lanishi tiklansin.

Yechish. $Y = S - \frac{E + p\nabla}{T} = \frac{ST - E - p\nabla}{T} = -\frac{\phi}{T}$ (1)

$$d\phi = -TY.d\phi = -TdY - YdT = -\left[T\left(\frac{\partial Y}{\partial p}\right)_p + Y\right]dT - T\left(\frac{\partial Y}{\partial p}\right)_p dp = -SdT + \nabla dp.$$

Bundan $S = T\left(\frac{\partial Y}{\partial T}\right)_p + Y$ (2) $\nabla = -T\left(\frac{\partial \nabla}{\partial p}\right)_T$ (3) (1) (2) va (3) ifodalardan topamiz.

$$E = TS - TY - P\nabla = T^2 \left(\frac{\partial Y}{\partial T} \right)_p + TY - TY + pT \left(\frac{\partial Y}{\partial p} \right) = T \left[T \left(\frac{\partial Y}{\partial T} \right)_p + p \left(\frac{\partial Y}{\partial p} \right)_T \right]$$

101 Masala. Ba'zi sistemalarda Gibbs energiyasi $\phi = aT(1 - \ln T) + RT \ln p - TS$ ga teng, bu yerda R va S_0 o'zgarmas kattaliklar. Shu sitemaning termik va kalorik tenglamalari topilsin.

Yechish. $\Phi = E - TS + p\nabla, d\phi = -SdT + \nabla dp, \nabla = \left(\frac{\partial \phi}{\partial p} \right)_T = \frac{\partial}{\partial p} [aT(1 - \ln T) + RT \ln p] -$

holat tenglamasi.

$$E = \phi + TS - p\nabla = \phi - T \left(\frac{\partial \phi}{\partial p} \right)_T - p \left(\frac{\partial \phi}{\partial T} \right)_p = aT(1 - \ln T) + RT \ln p - TS_0 - T[a(1 - \ln T) - a + R \ln T] - a + R \ln d$$

Калорик тенглама.

102 Masala. $\left(\frac{\partial p}{\partial T} \right)_S \left(\frac{\partial \nabla}{\partial S} \right)_T - \left(\frac{\partial p}{\partial S} \right)_T \left(\frac{\partial \nabla}{\partial T} \right)_S = 1$ ifoda olinsin.

Yechish. 1 usul. $p = p(T, \nabla)$ (1) $S = Const$ holida (1) dan

$$\left(\frac{\partial T}{\partial T} \right)_S \left(\frac{\partial T}{\partial p} \right)_v - \left(\frac{\partial p}{\partial \nabla} \right)_T \left(\frac{\partial T}{\partial p} \right)_v \left(\frac{\partial \nabla}{\partial T} \right)_S = 1 \quad (2) \quad \left(\frac{\partial p}{\partial \nabla} \right)_T \left(\frac{\partial T}{\partial p} \right)_v \left(\frac{\partial \nabla}{\partial T} \right)_p = -1$$

ayniyatni hisobga olsak (2) ifoda $\left(\frac{\partial T}{\partial T} \right)_S \left(\frac{\partial T}{\partial p} \right)_v + \left(\frac{\partial T}{\partial \nabla} \right)_p \left(\frac{\partial \nabla}{\partial \nabla} \right)_S = 1 \quad (3)$

ko'rinishini oladi. $dF = -Sdt - p d\nabla$ ba $d\phi = -SdT + \nabla dp$ ifodalardan foydalanish natijasida berilgan ifoda olinadi.

II usul. $C_p - C_v = T \left(\frac{\partial T}{\partial p} \right)_v \left(\frac{\partial \nabla}{\partial T} \right)_p$ tenglikdan foydalanib chiqarish mumkin.

103. Masala. Past temperaturalarda metallarda elektron gazining entropiyasi termodinamik temperaturaga proporsional. Shu temperaturada elektron gazi issiqlik sig'implar ayirmasi $C_p - C_v$ ning temperaturaga bog'liqligi topilsin.

Yechish: $C_p - C_v = T \left(\frac{\partial P}{\partial T} \right)_v \left(\frac{\partial \nabla}{\partial T} \right)_p, dF = -SdT - p d\nabla$ ba $d\phi = -SdT + \nabla dp$

ifodalardan $\left(\frac{\partial P}{\partial T} \right)_v \left(\frac{\partial S}{\partial \nabla} \right)_p$, ba $\left(\frac{\partial \nabla}{\partial T} \right)_p = - \left(\frac{\partial S}{\partial p} \right)_T$ tengliklarini olamiz. Shartga

asosan $S = aT$. Natijada $C_p - C_v = -T \left(\frac{\partial S}{\partial \nabla} \right)_{T^0} \left(\frac{\partial S}{\partial p} \right)_T = -T^3 \frac{\partial a}{\partial \nabla} \frac{\partial a}{\partial p}$

104. Masala. Debay qonuni bo'yicha kristallar issiqlik sig'imi C_v past temperaturalarda termodinamik temperaturaning kubiga proporsional: $C_v = aT^3$ Kristallarda $C_p - C_v$ issiqlik sig'implar farqi $T \rightarrow 0$ K da temperaturaning yettinchi darajasiga proporsionalligi ko'rsatilsin.

Yechish: Shartga asosan $C_v = aT^3$.

$$C_p - C_v = -T \left(\frac{\partial S}{\partial \nabla} \right)_{T^0} \left(\frac{\partial S}{\partial p} \right)_T \quad C_v = T \left(\frac{\partial S}{\partial T} \right)_v$$

$$S = \int_0^T \frac{C}{T} dT = \int_0^T \frac{dT^3}{T} = \frac{a}{3} T^3; \left(\frac{\partial S}{\partial \nabla} \right)_T = \frac{1}{3} \left(\frac{\partial a}{\partial \nabla} \right)_T T^3 \quad \text{Ba} \quad \left(\frac{\partial S}{\partial p} \right)_p = \frac{1}{3} \left(\frac{\partial a}{\partial p} \right)_T T^3$$

natijada $C_p - C_v = -\frac{1}{9} \left(\frac{\partial a}{\partial \nabla} \right)_T \left(\frac{\partial a}{\partial p} \right)_T T^7$.

105 Masala. v_1 mol' bir xil va v_2 mol' boshqa xil komponentalardan tashkil topilgan, ideal gazlar aralashmasining Gel'mgol's energiyasi olinsin. Bu gazlar izotermik diffuziyalarida Gelmgols energiyasining o'zgarishi topilsin.

Yechish: Termodinamik potentsiallarni additiv qonuniyatga bo'ysunishini hisobga olsak, u holda

$$F(T, \nabla, v_1, v_2, \dots, v_n) = \sum_{i=1} F(T, \nabla, v_i) = \sum_{i=1} v_i \left[E_i - T(C_v \ln T + R \ln \frac{\nabla}{v_i} + S_{oi}) \right] \quad (1)$$

(1) ifodaga ko'ra izotermik diffuziyada erkin energiya kamayadi. Shartga ko'ra gaz aralashmasi v_1 mol' va v_2 mol turli xil gazlardan tashkil topilgan. Diffuziyaga qadar bu gazlar aralashmasining erkin energiyasi

$$F_I = v_1 \left[E_1 - T(C_{v1} \ln T + R \ln \frac{\nabla_2}{v_2} + S_{02}) \right] \text{ diffuziyadan keyingi energiyasi}$$

$$F_{II} = v_1 \left[E_1 - T(C_{v1} \ln T + R \ln \frac{\nabla_1 + \nabla_2}{V_1} + S_{01}) \right] + v_2 \left[E_2 - T_0 (C_{v2} \ln T + R \ln \frac{\nabla_1 + \nabla_2}{V_2} + S_{02}) \right].$$

U vaqtda Gelmgols energiyasining o'zgarishi

$$\Delta F = F_{II} - F_I = -RT(v_1 \ln \frac{\nabla_1 + \nabla_2}{V_1} + v_2 \ln \frac{\nabla_1 + \nabla_2}{V_2}) < 0. \text{ Agar } \nabla_1 = \nabla_2 \text{ va } v_1 = v_2 = 1$$

bo'lsa, u xolda $\Delta F = -2RT \ln 2$ o'zgarishiga Gibbs paradoksi deyiladi.

106. Masala. v_1 mol' birxil va v_2 mol' boshqa xil komponentalarda tashkil topilgan ideal gazlar aralashmasining Gibbs energiyasi olinsin. Bu gazlar energiyasining o'zgarishi topilsin.

Yechish. $\Phi = \sum_i v_i \phi_i$ ifodaga ko'ra

$$\Phi(T, p, v_1, v_2) = v_1 \Phi(T, p_1) + v_2 \phi_2(T, p_2) = v_1 [E_1 - T(C_{01} \ln T - R \ln p_1 + S_{01}) + p_1 \nabla] + v_2 [E_2 - T(C_{02} \ln T - R \ln p_2 + S_{02}) + p_2 \nabla] = v_1 x_1(T) + v_1 RT \ln p_2 + v_2 x_2(T) + v_2 RT \ln p_2, \quad (1) \text{ Bu}$$

yerda $x(T) = E(T) - TC_p \ln T + RT + S_0, P_1$ Ba p_2 esa birinchi va ikkinchi gazlar va aralashma bosimi.

Gazlar idishga to'siq orqali ajratilgan bo'lsin, u holda diffuziyaga qarab Gibbs energiyasi $\Phi_I = v_1 x_1(T) + v_1 RT \ln p_1^0 + v_2 x_2(T) + v_2 RT \ln p_2^0$. Bu yerda $p_1^0 = v_1 RT / \nabla_1$ va $p_2 = v_2 RT / (\nabla_1 + \nabla_2)$ u vaqtda qarab Gibbs energiyasining o'zgarishi $\Delta \phi = \phi_{II} - \phi_I = RT [v_1 \ln(p_1 / p_1) + v_2 \ln(p_2 / p_2)] < 0$ chunki $p_1 / p_1 = \nabla_1 / (\nabla_1 + \nabla_2) < 1$,

Agar $\nabla_1 = \nabla_2$ Ba $v_1 = v_2 = 1$ bo'lsa, u holda $\Delta \phi = -2RT \ln 2$. Bir mol' birxil ikkita gaz aralashmasi uchun $\Delta \phi = 0$ bo'ladi. Oldingi masaladagi kabi Gibbs paradoksiga kelamiz.

107. Masala. $N = \nabla \left(\frac{\partial p}{\partial \mu} \right)_{y_v}; \mu = \left(\frac{\partial E}{\partial N} \right)_{s,v} = \left(\frac{\partial \gamma}{\partial N} \right)_{s_p}$ tengliklari ko'rsatilsin.

Yechish: $dE = TdS - pdV + \mu dN$, $dx = TdS + \nabla dp + \mu dN$, $dB = -SdT - pdV - Nd\mu$ Ba $B = -F - \phi = -pV$. Ifodalardan masalada topilishi kerak bo'lgan kattaliklarni olamiz.

108. Masala. Ba'zi elementlarining EYK temperaturaga bog'liqligi

$$\varepsilon = [0,96446 + 1,74(t^0 - 25) \cdot 10^{-4} + 3,8(t^0 - 25)^2 \cdot 10^{-7}] B \text{ formula bilan beriladi.}$$

Element EYK ning qanday qismi issiqlik rezervuar orqali yetkaziladi va $25^0 C$ da issiqlik reaksiyasi nimaga tengligi aniqlansin.

Yechish: $t = 25^0 C$ da elementning EYK si $\varepsilon = 0,96446B$. Gibbs-Gelmgols tenglamasiga asosan $\varepsilon = q + T\left(\frac{\partial}{\partial T}\right)_p = \frac{Q}{e} + T_0\left(\frac{\partial}{\partial T}\right) = \frac{Qp}{zF} + T\left(\frac{\partial}{\partial T}\right)_p$. Bu yerda z -valentlik, F - faradey soni, $T\left(\frac{\partial}{\partial T}\right)_p$ - element EYK ning issiqlik rezervuar orqali yetkaziladigan qismi.

$$T\left(\frac{\partial \eta}{\partial T}\right)_p = T_0 \cdot 1,75 \cdot 10^{-4} B = 298,15 \cdot 1,75 \cdot 10^{-4} B = 4,585 \cdot 10^{-2} B$$

1 kulon zaryadga to'g'ri kelgan issiqlik reaksiyasi

$$\frac{Qp}{e} = \frac{Q}{zF} = \varepsilon - T\left(\frac{\partial}{\partial T}\right)_p = 0,96446 \cdot B - 4,585 \cdot 10^{-2} B = 0,9188 \text{ Дж / Кл.}$$

109. Masala. Agar gazining zichligi kichik bo'lsa, u xolda bitta inversiya nuqtaga ega bo'lamiz. Umumiy holda xarqanday zichliklarda ikkita inversiya nuqtasi mavjudligi ko'rsatilsin va T, r diagrammada Van-der-Vaals gazining inversiya egriligi grafigi berilsin.

Yechish: Joule-, Tomson effektini xarakterlovchi ifoda $\frac{\Delta T}{\Delta p} = \frac{T\left(\frac{\partial \nabla}{\partial p}\right)_p - \nabla}{C_p}$

Dan inversiya nuqtasida $T\left(\frac{\partial \nabla}{\partial p}\right)_p - \nabla = 0$ bo'ladi. Bundan Van-der-

Vaal's gazi uchun $\frac{2a}{\nabla^2} - \frac{RT}{(\nabla - s)^2} = 0$. Bu ifodadan hajm ∇ ni topib olib, Van-

der-Vaal's tenglamasiga eltib qo'yish natijasida inversiya temperaturasi T

ni bosim p ning funksiyasi ko'rinishida topamiz: $T_i = \frac{8}{9R} \left(1 + \frac{1}{2} \sqrt{1 - \frac{3^2}{a} P}\right)^2$.

110. Masala. Inversiya nuqtasida $C_p - C_v = \nabla \left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_v$ ligi ko'rsatilsin.

Yechish: Joule-Tomson effektiga ko'ra inversiya nuqtasida

$$T_0 \left(\frac{\partial \nabla}{\partial T}\right) - \nabla = 0 \text{ yoki } T \left(\frac{\partial \nabla}{\partial T}\right) = \nabla \text{ bo'ladi. Shuning uchun}$$

$$C_p - C_v = T_0 \left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_v \left(\frac{\partial \nabla}{\partial T}\right)_0 = \nabla \left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_v \text{ bo'ladi}$$

111. Van-der-Vaal's va Diterichining ikkinchi tenglamasiga bo'ysunuvchi gazlar uchun $C_p - C_v$ ayirma inversiya nuqtasida hisoblansin.

Yechish: $C_p - C_v = \nabla \left(\frac{\partial p}{\partial T} \right)_v$ (1) $\left[p + \frac{a}{\nabla^2} \right] (\nabla - s) = RT$ dan

$$p = \frac{RT}{\nabla - s} - \frac{a}{\nabla^2} \cdot C_p - C_v = \nabla \frac{R}{\nabla - s} = \frac{R}{1 - \nabla} \neq R \left(1 + \frac{b}{\nabla} \right).$$

2) $\left[p + \frac{a}{\nabla^{5/3}} \right] (\nabla - s) = RT$ dan

$$p = \frac{RT}{\nabla - s} - \frac{a}{\nabla^{5/3}} \cdot C_p - C_v = \nabla \frac{R}{\nabla - s} \neq R \left(1 + \frac{s}{\nabla} \right).$$

112 Masala.. Kyuri va Kyuri- Veys qonuniga bo‘ysunuvchi moddalar uchun magnitokalorik effekt kattaligi $\left(\frac{\partial T}{\partial H} \right)$ topilsin.

Yechish: $M = H$, bu yerda $a = \frac{C}{T}$ - Kyuri qonuniga ko‘ra $\varepsilon = \frac{C}{T - 0}$ -

Kyuri-Veys qonuniga ko‘ra, 0-Kyurining paramagnit nuqtasidagi temperatura. Magnetiklar uchun ental’piya o‘zgarishi $dx = TdS + \nabla dp - MdH$ dan

$\left(\frac{\partial T}{\partial H} \right)_{s,p} = - \left(\frac{\partial M}{\partial S} \right)_{h,p}$ Bu ifodadan Kyuri qonuniga bo‘ysunuvchi moddalar

(paramagnetiklar) uchun $\left(\frac{\partial T}{\partial H} \right)_{s,p} = \frac{CH}{C_p HT}$ va Kyuri-Veys qonuniga

bo‘ysunuvchi moddalar (ferromagnetiklar) uchun $\left(\frac{\partial T}{\partial H} \right)_{s,p} = \frac{CTH}{C_{p,H(T-0)^2}$ ni

olamiz.

113 Masala. Tashqi magnit maydon \bar{H} bo‘ylab joylashgan uzunlikdagi sterjen’ kuch bilan tortiladi. Tajribadan ma’lumki, bu xolda sterjenning magnitlanganligi $M = Const \frac{H}{F}$ formula bilan beriladi. Ana shunday magnitostriksiyada sterjen’ uzunligining nisbiy o‘zgarishi hisoblansin.

Yechish: Gibbs termodinamik potensialining o‘zgarishi:

$d\phi = -SdT + \nabla dp - MdH$. masala shartiga ko‘ra $d\phi = -SdT - MdH$. ko‘rinishini

oladi. Bu ifodadan $\left(\frac{\partial T}{\partial H} \right)_{s,p} = - \left(\frac{\partial M}{\partial S} \right)_{h,p}$ munosabatni olamiz. Natijada quyidagi

ifodani olamiz. $\frac{\Delta l}{l} = -Const \frac{H^2}{2f^2} (1 - a)$ Bu yerda $a = \frac{1}{l} \frac{\partial l}{\partial l}$ - cho‘zilishdagi

elastiklik koeffitsiyenti.

114. Masala. Magnetik N magnit maydonida joylashtirilgan va r tashqi bosim ostida yotibdi. Xajm magnitostriksiya $\left(\frac{\partial \nabla}{\partial H} \right)_3$ va “pyezomagnit” effekt $\left(\frac{\partial M}{\partial s} \right)$ orasidagi bog‘lanish chiqarilsin. 0 dan N gacha oshib boruvchi kuchsiz maydondagi magnitostriksiya xajmining nisbiy o‘zgarishi hisoblansin.

K o' r s a t m a. $d\phi = -SdT + \nabla dP - MdH.M = H\nabla$, bu yerda magnit qabul qiluvchanlik, ∇ – magnetik xajm.

$$\mathbf{J a v o b i:} \left(\frac{\partial \nabla}{\partial H} \right)_p = - \left(\frac{\partial M}{\partial p} \right) \text{ ba } \left(\frac{\partial \nabla}{\partial H} \right)_p = -H \left[\nabla \frac{\partial \varepsilon}{\partial p} + \frac{\partial \nabla}{\partial p} \right]$$

114 Masala. Muvozanatli nurlanish uchun C, F, S, X, ϕ va ximiyaviy potensial μ hisoblansin.

Yechish: Stefan-Bolsman qonuniga ko'ra muvozanatli nurlanish energiyasini $E = uV = oT^4\nabla$. $C_v = 4oT^3\nabla$. Entropiyani termodinamikaning asosiy tenglamasidan topamiz. $dS = \frac{dE + pd\nabla}{T} = \frac{\nabla du}{T} + \frac{p+u}{T} d\nabla$. Muvozanatli nurlanish

$$\text{bosimi } p = \frac{u}{3} = \frac{ot}{3}. dS = 4ot^2\nabla + \frac{4}{3}ot^3 d\nabla = d \left[\frac{4}{3}ot^3\nabla \right]. \text{ Bundan } S = \frac{4}{3}ot^3\nabla.$$

$$\text{Muvozanatli nurlanish erkin energiyasi } F = E - TS = -\frac{1}{3}ot^4\nabla.$$

$$\text{Muvozanatli nurlanish ental'piyasi } x = E + p\nabla = \frac{4}{3}ot^4\nabla.$$

Muvozanatli nurlanish Gibbs termodinamik potentsiali

$$\phi = F + p\nabla = -\frac{1}{3}oT^4\nabla + \frac{1}{3}ot^4 = 0$$

$$\text{Muvozanatli nurlanish ximiyaviy potentsiali } \mu = \frac{\phi}{N} = 0.$$

115 Masala. Bir-birlik xajmda muvozanatli nurlanish uchun

$$C_p, C_v, C_p - C_v, \frac{C_p}{C_v}$$

Aniqlansin va ideal gaz issiqlik sig'imi bilan solishtirilsin.

$$\mathbf{Yechish:} u = oT^4 \text{ dan } C_v = \left(\frac{\partial u}{\partial T} \right)_v = 4oT^3. C_p = \left(\frac{\partial \gamma}{\partial T} \right)_p. \text{ bu yerda } x = u + p -$$

solishtirma ental'piya. U xolda

$$x = \frac{4}{3}oT^4, C_p = \frac{16}{3}oT^3. C_p - C_v = \frac{4}{3}oT^3. \gamma_{MH} = C_p / C_v = 1/3.$$

Ideal gaz solishtirma issiqlik sig'imini topaylik. Ideal gazni hajm birligidan ichki energiyasi

116. Masala. Oq devorli hajmli bo'shliqdagi qora nurlanish huddi shunday devorli xavosi to'la so'rib olingan ∇_1 xajmli bo'shliqda kengaytirilganda uning entropiyasi qancha marta ko'payishi aniqlansin.

Yechish: Ish bajarmasdan sistema adibatik holda kengaytirilganda uning ichki energiyasini o'zgartirmaydi. Shuning uchun

$$E = oT^4\nabla = oT_1^4\nabla = oT_1^4(\nabla + \nabla_1) \text{ bo'ladi. Bundan } \frac{T}{T_1} = \sqrt{(\nabla + \nabla_1)/\nabla} \text{ bo'ladi.}$$

$$\text{Nurlanish entropiyasi: } S = \frac{4}{3}oT^3\nabla \text{ va } S_1 = \frac{4}{3}oT_1^3(\nabla + \nabla_1) \text{ yoki } S = \frac{4E}{3T} \text{ va}$$

$$S_1 = \frac{4E}{3T} \frac{S_1}{S} = \frac{T}{T_1}, \text{ Demak, } \frac{S_1}{S} = \sqrt{\frac{\nabla + \nabla_1}{\nabla}} \text{ marta ortar ekan.}$$

117. Masala. Muvozanatli nurlanishni adibatik kengaytirishda uning chastotasining o'zgarishini va spektral energiya zichligi $\frac{\nu}{T} = Const$ va

$$\frac{u_\nu}{T^3} = const \text{ munosabatlar bilan aniqlavishi ko'rsatilsin.}$$

Yechish: Muvozanatli nurlanish elektromagnit to'liqlaridan iborat. Bu to'liqlar ikkita ko'ndalang to'liqlardir. $\nu, \nu + d\nu$ intervalidagi

to'liqlar soni $g(\nu)dV = 2 \frac{4\pi\nu^2 \nabla}{C^3} d\nu$. Muvozanat nurlanish egallagan ∇

hajmdagi hamma to'liqlar soni $\frac{8\pi\nu^9 \nabla}{3c^3}$ bo'ladi. Agar bo'shliq hajmini

adiabatik holda o'zgartirsak ham, bu son o'zgarmasdan qoladi. $\nu^3 \nabla = Const$.

(1) Ikkinchi tomondan adibatik kengaytirishda $S = \frac{4}{3} \nu T^3 \nabla = const$ yoki

$T^3 \nabla = Const$ bo'ladi. Bu ifodalardan $\frac{g}{T} = const$ bo'lishligi kelib chiqadi.

$$u = \nu T^4 \text{ va } S = \frac{4}{3} \nu T^3 \text{ ifodalardan shu kelib chiqadiki energiya va}$$

$S(\nu, T)$ entropiya xar bir chastotada $E(\nu, T) = const \cdot T \cdot S(\nu/T) = \nu \varphi(\nu/T)$ munosabat bilan bog'langan. Muvozanatli nurlanish spektral energiya zichligi

$$u\nu = \varepsilon(\nu, T)g(\nu) = \nu^3 \varphi(\nu/T \cdot Const.)$$

Bundan adibatik protsessda $\frac{u_\nu}{T^3}$ bo'lishi kelib chiqadi.

118. Masala. O'zgarmas tashqi bosim ostida adibatik holda izolatsiyalangan porshenli silindrda ideal gaz yotibdi. To'g'ridan to'g'ri entropiya variatsiyalari δS va $\delta^2 S$ ni hisoblab muvozanat holatda entropiya maksimaligini ko'rsating.

Yechish: Sistema muvozanatida $\nabla S < 0, \delta S = 0$ yoki $\delta^2 S < 0$ bo'lishi kerak. Termodinamikaning asosiy tenglamaiga ko'ra ideal gaz uchun

$$dS = \frac{C}{T} dT + \frac{R}{\nabla} d\nabla \text{ va } \delta Q = C_\nu dT + p d\nabla. \text{ Silindr adibatik izolatsiyalanganligidan}$$

$C_\nu dT = -p d\nabla$. Shuning uchun entropiya differensiali

$$dS = \frac{1}{T} \left(\frac{R}{\nabla} - p \right) d\nabla = \frac{1}{T} (p - p_0) d\nabla \text{ bu yerda } p = \frac{RT}{\nabla} \text{ -gaz bosimi, ro- tashqi bosim.}$$

Bundan shu ko'rinadiki muvozanat holat ($dS=0$) faqat $p=p_0$ da mumkin bo'ladi.

Bu holda gaz entropiyasi maksimal holatda bo'ladi. Ideal gaz entropiyasi $S = C_\nu \ln T + R \ln \nabla + S_0$ ga teng bo'ladi.

Faraz qilaylikki gaz xajmi $\delta \nabla$ ga temperaturasi esa δT ga o'zgarsin. U holda

$$\nabla S = C_\nu \ln \frac{T + \delta T}{T} + R \ln \frac{\nabla + \delta \nabla}{\nabla} \approx C_\nu \frac{\delta T}{T} + R \frac{\delta \nabla}{\nabla} - \frac{1}{2} \left[C_\nu \frac{\delta T^2}{T^2} + R \frac{\delta \nabla^2}{\nabla^2} \right] = \frac{1}{T} \left[\frac{R \nabla}{\nabla} - p_0 \right] \delta \nabla - \frac{1}{2}$$

$$\left[c_\nu \frac{\delta T}{T^2} + R \frac{\delta \nabla}{\nabla^2} \right] = \frac{1}{T} (p - p_0) \delta \nabla - \frac{1}{2} \left[C_\nu \frac{\delta T}{T^2} + R \frac{\delta \nabla^2}{\nabla^2} \right]$$

Bu ifodadan xarqandan δT va δV bo'lishi kelib chiqadi. Demak muvozanat vaqtida entropiya maksimal qiymat qabul qilar ekan.

119. Masala. Turli xil moddali ikkita fazaning muvozanat sharti i ya'ni xar bir komponentasi bitta faza tarkibiga kiruvchi iki fazali ikki komponentali sistema muvozanat sharti aniqlansin.

Yechish: Turli xil moddalar tashkil topilgan (masalan: suv va kerosin) ikki fazali sistema muvozanat holatda bo'lishi uchun $\nabla S < 0, \delta S = 0$ ёки $\delta^2 S < 0$ bo'lishi kerak. Ikki fazali komponentalri bunday sistema entropiyasi $S = N's' + N''s''$ bo'ladi. Ichki parametrlari N', N'', v', v'', E' Ba E'' quyidagi shartlarni qanoatlantiradi.

$N' = const, N'' = const, E = E'N' + E''N'' = const \nabla = v'N' + v''N'' = const.$ O'zaro bog'lanmagan parametrlar deb v', E' ni qabul qilamiz.

Muvozanat sharti $\delta S = 0$ bo'lganligi uchun yozilgan ifodalardan irinchi varitsiya olib, termodinamikaning asosiy tenglamasidan olingan birinchi variatsiyani $N' \frac{\delta E' + p' \delta v'}{T'} + N'' \frac{\delta E'' + p'' \delta v''}{T''} = 0$ ifoda bilan birgalikda Yechish natijasida $\left(\frac{1}{T'} - \frac{1}{T''}\right) \delta E' + \left(\frac{p'}{T'} - \frac{p''}{T''}\right) \delta v' = 0$ ba $T' = T'', p' = p''$ ni olamiz. Ximiyaviy potensialga xech qanday shart qo'yilmaydi.

120 Masala. Tashqi maydonga sistema muvozanat sharti aniqlansin.

Yechish: Bunday sistema muvozanat sharti aniqlansin. $\delta^2 \phi > 0$ bo'ladi. Tashqi maydon ta'siri ostida bo'lgan sistema energiyasi $dE = TdS - pdV + \mu dN + \phi dN$ bo'ladi. Bu yerda ϕ - bitta zarraga to'g'ra kelgan potensial energiya. Bu ifodadan Gibbs termodinamik potensialining o'zgarishi uchun quyidagi ifodani olamiz. $d\phi = -SdT + \nabla dp + (\mu + \phi)dN$. Ёy ifodadan $\left(\frac{\partial \phi}{\partial N}\right)_{T, \phi} = \mu + \phi$ kelib chiqadi. Butun jism termodinamik potentsiali $\phi = \int (\mu + \phi) dN$ bo'ladi.

Sistema muvozanat shartiga ko'ra $\delta \phi = \int (\mu + \phi) \delta(dN) = 0$, agar sistemada to'la zarralar soni saqlansa $\int \delta(dN) = 0$ Demak, tashqi maydonga bo'lgan sistema muvozanatda bo'lishi uchun $\mu + \phi = const$ bo'lishi kerak.

121. Masala. Agar izotrop magnitik holati quyidagi kattaliklar bilan xarakterlansa: a) H va B, u holda $dE = TdS - pdV + \frac{H}{4\pi} dB$,

b) H va M u holda $dE' = TdS - pdV + HdM$

Bu yerda $E' = E - \frac{H}{8\pi}$. Muvozanatning barqarorlik shartiga ko'ra

$\left(\frac{\partial f}{\partial \lambda}\right)_t < 0$ Magnetik uchun bu shart quyidagi ko'rinishni oladi.

a) $\left(\frac{\partial H}{\partial B}\right)_T = \frac{1}{\mu} > 0 \left(\lambda = B, f = -\frac{H}{4\pi}\right)$ bu esa tajriba bilan mos keladi,

$$6) \left(\frac{\partial H}{\partial B} \right)_T = \frac{1}{\varepsilon} > 0, \text{ bu esa diamagnetiklarning termodinamik barqarorlik}$$

shartini ko'rsatuvchi ($a < 0$ diamagnetiklar uchun) tajribaga ziddir.

Yuzaga kelgan qaramag'qarshiliklar sababi tushuntirilsin.

K o' r s a t m a. Tashqi magnit maydon ta'sirida izotrop magnitklarning xajm birligida qutblash ishi $\delta A = -\frac{1}{4\pi} (HdB)$ ni hisobga olishda, paramagnetiklar uchun $H \uparrow \uparrow M$ va diamagnetiklar uchun $H \uparrow \downarrow$ ekanligiga asoslanish kerak.

122 Masala. Elektron emissiyasi natijasida metall ichidagi bo'shliqda elektron gazi hosil bo'ladi. Muvozanat vaqtida erkin energiyani minimumligiga asoslanib, T temperaturada bo'shliqdagi elektron gazining zichligi $\left(n = \frac{N}{V} \right)$ aniqlansin. Elektronning chiqish ishi W , elektron gazining entropiyasi esa bir atomli ideal gazning entropiyasiga teng.

Yechish. Hajm birligidagi elektron gazining ichki energiyasi o'rtacha kinetik energiya va chiqish ishining yig'indisiga teng bo'ladi.

$$E = \frac{3}{2}nkT + nW,$$

uning erkin energiyasi

$$F = E - TS = \frac{3}{2}nkT + nW - Tnk \left(\frac{3}{2} \ln T - \ln n + \ln \right).$$

Bu yerda n - elektron gazining muvozanat zichligi, $b = 2 \left(\frac{2\pi mk}{h^2} \right)^{3/2}$ - o'zgarmas kattalik. T temperaturada muvozanatli elektron zichligi erkin energiyaning minimumlik sharti $\left(\frac{\partial F}{\partial n} \right)_{T,v} = 0$ dan aniqlanadi.

$$n = bT^{\frac{3}{2}} e^{\frac{W}{kT}}.$$

123 Masala. Muvozanatning barqarorlik shartiga muvofiq $T \rightarrow 0K$ da C_p va C_v issiqlik sig'imlarning $C = aT^n$ ($a = const$) ko'rinishdagi temperaturali bog'lanishida ko'rsatkich $n \geq 1$ ekanligi ko'rsatilsin.

K o' r s a t m a. Muvozanatning barqarorlik shartlari $\frac{T}{C_p} > 0$ va $\frac{T}{C_v} > 0$ larga asoslanib ko'rsatiladi.

124. Masala. Agar birjinsli sistema ba'zi barqarorlik holatida $\left(\frac{\partial^3}{\partial V^3} \right)_T = 0$ bo'lsa, u vaqtda bu holatda $\left(\frac{\partial^2 \mathcal{Z}}{\partial V^2} \right)_E = 0, \left(\frac{\partial^2 \mathcal{Z}}{\partial V^3} \right)_T < 0$ ligi ko'rsatilsin.

Yechish. Barqarorlik matritsasi $\Delta T \Delta S - \Delta p \Delta V > 0$ da o'zaro bog'lanmagan koordinatalar uchun T va V ni olamiz, u vaqtda $T = const$ da

$\Delta p \Delta \nabla = \left(\frac{\partial p}{\partial \nabla} \right)_T (\Delta \nabla)^2 + \frac{1}{2} \left(\frac{\partial^2 p}{\partial \nabla^2} \right) (\Delta \nabla)^4 + \dots < 0$ shartga ko'ra $\left(\frac{\partial p}{\partial \nabla} \right)_T = 0$. Demak

$\Delta p \Delta \nabla < 0$ bo'lishi uchun (1) ifodadan $\left(\frac{\partial p}{\partial \nabla} \right)_T = 0, \left(\frac{\partial^2 p}{\partial \nabla^2} \right)_T < 0$ kerak.

125 Masala. Agar ba'zi hollarda $\left(\frac{\partial p}{\partial S} \right)_T = 0$ bo'lsa, u vaqtda bu holatni barqaror bo'lishi uchun bir vaqtda ikkinchi tartibli hosilasi xam nolga teng bo'lishi shart, ammo $\left(\frac{\partial^3 p}{\partial S^3} \right)_T = 0$ bo'ladi.

K o' r s a t m a. $\Delta T \Delta S - \Delta p \Delta \nabla > 0$. (1) $p = p(\nabla, S)$ ba _ deb qaraymiz. U holda $S = Const$ da

$$\Delta p \Delta \nabla = \left(\frac{\partial p}{\partial \nabla} \right)_S \Delta \nabla + \frac{1}{2} \left(\frac{\partial^2 p}{\partial \nabla^2} \right)_S (\Delta \nabla)^2 + \frac{1}{3} \left(\frac{\partial^3 p}{\partial \nabla^3} \right)_S (\Delta \nabla)^3 + \dots < 0.$$

Demak, ba'zi xollarda $\left(\frac{\partial p}{\partial \nabla} \right)_S = 0$ bo'lsa, u holda bu xolatni barqaror bo'lishi uchun $\left(\frac{\partial^2 p}{\partial \nabla^2} \right)_S = 0$ va $\left(\frac{\partial^2 p}{\partial \nabla^3} \right)_S < 0$ bo'lishi kerak.

126 Masala. Muvozanat doimiyligini temperaturaga bog'liqligini Vayet-Goff tenglamasi $\left(\frac{\partial \ln R}{\partial T} \right)_p = -\frac{Q_p}{RT^2}$ bilan aniqlanishi ko'rsatilsin, bu yerda Q_p – doimiy bosimda reaksiya isiqlik effekti.

Yechish. Izobarik-izotermik protsesslarda ximiyaviy kuchning bajarigan ishi Gibbs-Gel'mgols tenglamasi $A_p = Q_p + T \left(\frac{\partial A}{\partial T} \right)_p$ (10 yordamida aniqlanadi. Bu yerda Q_p – reaksiya issiqlik effekti.

$d\phi = SdT + \nabla dp + \sum_i \mu_i dN_i$. Izobarik- izotermik protsesslarda

$d\phi = \sum_i \mu_i dN_i = dn \sum_i \mu_i v_i$, bu yerda dn- “yakka reaksiya” lar soni. Bajarilgan ish

$A = -(\Delta\phi)_{T,p} = -\Delta n \sum_i v_i \mu = -\Delta n \sum_i v_i [kT \ln c + kT \ln p + \mu(T)]$. Ta'sir etuvchi massalar

qonuniga ko'ra $kT \ln K_0(T,p) = kT \sum_i v_i \ln p - \sum_i v_i \mu(T)$ Bu ifodaga asosan

$A = \Delta n k T (\ln k_0 - \sum_i v_i \ln c_i)$ Bu ifodadan $\left(\frac{\partial A}{\partial T} \right)_p = \Delta n k (\ln K_0 - \sum_i v_i \ln c)$ Olingan i

fodalarni (1) formulaga eltib qo'yish natijasida $\left(\frac{\partial \ln K_0}{\partial T} \right)_p = -\frac{Q_p}{RT^2}$

127 Masala. Moddani gaz va qattiq jism xolatlarini muvozanat shartiga asoslanib, ideal gazning entropiya doimiyligini hisoblash uchun ifoda topilsin.

Yechish. Muvozanat shartiga asosan, gar qattiq jism gaz baln muvozanatda bo'lsa, uning ximiyaviy potentsiallari teng bo'ladi.

$$\mu'(T, p) \cdot \mu(T, p) = \frac{\phi}{N} = \frac{E - TS + pV}{N} = E_0 - TS + pV. \text{ ideal gaz uchun,}$$

$$\mu'(T, p) = E''_0 - T(C_0 \ln T - R \ln p + S_0) + pv' -$$

$$\mu''(T, p) = E'' - TS'' + pv'' - \text{ қаттиқ жисм учун.}$$

Бу ифодалардан.

$$R \ln p = [E''_0 - E''_0 + p(v'' - v')] + c_p T \ln T - T_0$$

$$0_0 = -\frac{Q}{T} - C_p \ln T + \int_0^T \frac{C_p}{T} dT + R \ln p.$$

$$\text{Bu yerda } 0'' = \int_0^T \frac{C_p}{T} dT - \text{ termodinamikaning uchinchi qonuniga ko'ra,}$$

$Q = E'' - E' + p(v'' - v')$ – quruq xaydash issiqligi, Q, C_p, p va T larni eksperimentda aniqlab, gaz entropiya domiyiligi ni aniqlash mumkin.

128 Masala. Quyidagi eritmalaridan tashkil topilgan sistemalar termodinamik erkinlik darajasining soni topilsin.

a) Suvdagi KCl va NaCl ni ikkala tuzining kristallari va bug'lari ishtirokida.

b) Bu tuzlarni muz, ikkala tuzning kristallar va bug'lari ishtirokida.

v) Suvdagi va keronsindagi qandni, muz va bug' mavjudligida.

Yechish. Termodinamik ozodlik darajasining soni $f = k + 2 - n$ tenglama bilan aniqlanadi. Bu yerda n – fazalar soni, k – komponentalar soni.

a) $n=4$ (bug', eritma, 2 ta kristall), $k=3$ ($H_2O, KCl, NaCl$)

Demak, $f=1$.

б) $n=5$ (eritma, 3 ta kristall, suv bug'i) $k=3$. Demak $f=0$

в) $n=4$ (bug', 2 ta eritma, muz) $k=3$ (suv, qand, kerosin). Demak $f=1$

129 Masala. Sirt tarangligini temperaturaga bog'liqligini bilgan xolda, plyonka (parda) ni adibatik kengayishida temperatura o'zgarishi va uni izotermik kengayishda yuritilgan issiqlik miqdori topilsin.

Yechish. Sirt erkin energiyasi $F_\Sigma = o \Sigma$. entropiyasi

$$S_\Sigma = - \left(\frac{dF_\Sigma}{dT} \right) = - \Sigma \frac{do}{dT}. \text{ Muvozanatli adibatik protsessda entropiya o'zgarish}$$

bo'lganligi uchun adibatik kekngayishda temperatura o'zgarishi $\Sigma \frac{do}{dT} = const$

tenglamasidan aniqlanadi. Muvozanatli izotermik protsessda yuzasi Σ_1 dan Σ_2 ga ortganda plyonka sirti tomonidan yutilgan issiqlik miqdori

$$Q = T \left[S_\Sigma(T, \Sigma_2) - S_\Sigma(T, \Sigma_1) \right] = -T \frac{do}{dT} (\Sigma_2 - \Sigma_1)$$

130 Masala. Tomchi ustidagi to'yingan bug' bosimini tomchi radiusiga bog'liqligi aniqlansin.

Yechish. Faraz qilaylik, g radiusli suyuqlik tomchisi bug'i bilan muvozanat holatda bo'lsin, u holda $\mu'(p', T) = \mu''(p'', T)$ Бунда

$\mu'(p', T) - \mu'(p, T) = \mu''(p'', T) - \mu''(p, T)$ tenglik o'rinli bo'ladi.

Suvning kam siqiluvchanligini xisobga olsak va bug'ni ideal gaz deb qarash, natijada $p'' = pe^{\frac{20}{2m}}$ ifodasini olamiz. Bu yerda v' - suv fazadagi bitta zarraga mos kelgan xajm.

131 Masala. Juda kichik zaryadlangan tomchi faqat o'ta to'yingan bug'da o'sib qolmasdan, balki to'yinishga yetishmagan bug'da xam o'sib borishi ko'rsatilsin.

Yechish. Tomchi- bug' fazada Gibbs termodinamik potensialini o'zgarishi $\Delta\phi = (\mu'' - \mu') / 3v'' + 4\pi r^2 0$ bo'ladi. Agar bug'dagi tomchi Gibbs termodinamik potensialini o'zgarishi $\Delta\phi = 4\pi\kappa^3 + \Delta\phi$ bo'ladi. Agar bug'dagi tomchi elektr maydonning Gibbs termodinamik potensialining o'zgarishi:

$$\Delta\phi_e = \frac{\varepsilon}{4\pi} \int_a^r dV + \frac{1}{8\pi} \int_r^\infty dV - \frac{1}{8\pi} \int_1^\infty dV = \frac{\varepsilon}{4\pi} \int_a^r dV - \frac{1}{8\pi} \int_a^r dV = \frac{e^2}{2} \int_a^r \frac{dr}{\varepsilon r^2} - \frac{e^2}{2} \int_a^r \frac{dr}{r^2} = \frac{e^2}{2r^2} \left(1 - \frac{1}{\varepsilon}\right) + \frac{e^2}{2a} \left(\frac{1}{\varepsilon} - 1\right).$$

Bu yerda y - tomchi markazida hosil bo'lgan ion zaryadi, ion radiusi, tomchidagi elektor maydon kuchlanganligi, tomchidan tashqaridagi maydon kuchlanganligi, ε - tomchi dielektrik singdiruvchanligi. Shunday qilib,

$$\Delta\phi = 4\pi\kappa^3 (\mu'' - \mu') / 3.v'' + 4\pi r^2 0 + \frac{e^2}{2} \left(1 - \frac{1}{\varepsilon}\right) \left(\frac{1}{r} - \frac{1}{a}\right)$$

Bu ifodani analiz qilish natijasida masalaning savoliga javob topamiz.

132 Masala. O'tish issiqligi λ ni doimiy kattalik deb hisoblab, to'yingan bug' bosimi temperatura o'zgarishi bilan eksponensial qonun bo'yicha o'zgarishi ko'rsatilsin.

Yechish. Klapeyron- Klauzius tenglamasi $\frac{dp}{dT} = \frac{\lambda}{T\Delta V}$. Bu erda λ - o'tish issiqligi, $\Delta V = V_1, V_2$ - to'yingan bug' mol'yar xajmi V_1 - suyuqlik mol'yar xajmi. $V_2 \gg V_1$ o'yingan gazni ideal gaz deb qarash u xolda

$$\Delta V \approx V_2 = \frac{RT}{p} \cdot \frac{dp}{dT} = \frac{\lambda p}{RT^2}. \text{ Bu ifodadan } \frac{dp}{p} = \frac{\lambda dT}{RT^2}. \ln p = -\frac{\lambda}{RT} + i \text{ ba } p = \text{conste}^{\frac{\lambda}{RT}} \text{ Bu}$$

yerda i - integrallash domiyligi bo'lib, ximiyaviy doimiylik deb yuritiladi.

133 Masala. 950s da suv qanday bosim ostida qaynaydi? Suvning bug'lanish solishtirma issiqligi 2258.4 j/g.

Yechish. Masalaning yechimi to'yingan bug' bosimini topishga olib keladi. Oldingi masala yechimiga ko'ra to'yingan bug' bosimi

$$p = \text{conste}^{\frac{-\lambda}{RT}}. \text{ Bu ifodadan doimiylik } \text{const} = \exp\left[\frac{\lambda}{RT_1}\right] \text{ bu yerda } T_1 = 373K -$$

normal bosim ostida suvning qaynash temperaturasi,

$$p_1 = 1033.6 \text{ ГПа}. p = p_1 \exp\left[\frac{1}{RT_1}\right] \exp\left[\frac{-\lambda}{R} \left(\frac{1}{T} - \frac{1}{T_1}\right)\right] \text{ Bu yerda } T = 95^\circ \text{C} + 273^\circ \text{C} = 368k$$

J a v o b. 745.9 gPa

134 Masala. Fazoviy o'tish issiqligini temperaturaga bog'liqligi $\frac{d\lambda}{dT}$ topilsin.

Yechish. $\lambda = \lambda(T, p(T))$, chunki $\frac{d\lambda}{dT}$ ni muvozanat egriligi yo'nalishida hisoblash kerak. Shuning uchun

$$\frac{d\lambda}{dT} = \left(\frac{\partial\lambda}{\partial T}\right)_p + \left(\frac{\partial\lambda}{\partial p}\right)_T \frac{dp}{dT} = \left(\frac{\partial\lambda}{\partial T}\right)_p + \left(\frac{\partial\lambda}{\partial p}\right)_T \frac{\lambda}{(\nabla'' - \nabla')T} \cdot \lambda = T\Delta S = T(S'' - S') \quad \text{ёки } \lambda = x'' - x'$$

chunki fazoviy o'tish izotermik- izobarik protsessdir. U xolda

$$\left(\frac{\partial\lambda}{\partial T}\right)_p = \frac{\partial}{\partial T}$$

$$(\chi'' - \chi') = C''_p - C'_p, \left(\frac{\partial\lambda}{\partial p}\right)_T = \frac{\partial}{\partial p}(\chi'' - \chi') = T \frac{\partial}{\partial h}(S'' - S') + \nabla'' - \nabla'$$

$$\left(\frac{\partial S}{\partial h}\right)_T = -\left(\frac{\partial \nabla}{\partial T}\right)_p = -\nabla a$$

(a – issiqlikdan kengayish koeffitsiyenti) ekanligi hisobga olsak

$$\frac{d\lambda}{dT} = C''_p - C'_p + \frac{\lambda}{T} - \frac{\lambda(\nabla'' a'' - \nabla' a')}{\nabla'' - \nabla'}$$

Bug'simon yoki sublimatsiya xolda, ikkinchi fazani ideal gaz deb qabul qilsak $(\nabla'' \gg \nabla', a'' = \frac{1}{T})$, u holda $\frac{d\lambda}{dT} = C''_p - C'_p$.

135 Masala. To'yingan bug' issiqlik sig'imi uchun ifoda olinsin. 100^0 C da to'yingan bug' issiqlik sig'imi S'' uchun ifoda olishda $\frac{dS''}{dT}$ xosilani suyuqlik bug' muvozanat egriligi yo'nalishida hisoblash kerak.

$$\frac{dS''}{dT} = \left(\frac{\partial S''}{\partial T}\right)_p + \left(\frac{\partial S''}{\partial T} = C''_p - \frac{\lambda \nabla'' a''}{\nabla'' - \nabla''}\right) \text{ ni olamiz. Kritik nuqtadan uzoqda}$$

$(\nabla'' \gg \nabla')$, bug'ni ideal gaz deb qarajak $c'' = C''_p + \frac{d\lambda}{dT} - \frac{\lambda}{T}$. Ifoda analiz qilinsin.

136 Masala. Past temperaturaga metallar issiqlik sig'imi s temperaturaga proporsional. Agar metall o'ta o'tkazuvchanlik holatda o'tsa, u xolda uning issiqlik sig'imi C_s temperatura kubiga proporsional. Kritik temperaturada $C_s = 3C_n$ bo'lishi ko'rsatilsin.

Yechish. Masalaning shartiga ko'ra $C_n = aT, C_s = \beta T^3, C = T \frac{dS}{dT}$.

Bu ifodadan $dS = \frac{c}{T} dT$. Natijada

$$dS_n = \frac{c}{T} dT = \frac{aT}{T} dT = adT;$$

$$S_n = aT \cdot dS_s = \frac{C_{sT}}{T} dT = \frac{\beta T^3}{T} dT = \beta T^2 dT \text{ Kritik temperaturada } S_n = S_s \text{ bo'ladi.}$$

$$S_s = \frac{1}{3} \beta T^3 ..$$

Demak, $aT_{kp} = \frac{1}{3} \beta T_{kh}^3 \ddot{e}ku C_s = 3C_n$.

137 Masala. O'ta o'tkazuvchanlik o'tishda isiqlikdan kengayish koeffitsiyentining keskin o'zgarishi $\nabla a = a_n - a_s$ va elastiklik modulining keskin o'zgarishi $\nabla K = K_n - K_s$ uchun ifoda topilsin.

Yechish. Magnit maydondagi potentsiali $\phi_s(H, T) - \phi_s(0, T) = \frac{\nabla_s H^2}{8\pi}$ (1)

O'zgarishi esa $d\phi_s = -S_s dT + \nabla_s dp - M_s dH; T, H = const$ da (1) dan

$$\nabla_s(H, T) - \nabla_s(0, T) = \frac{H^2}{8\pi} \left(\frac{\partial \nabla e}{\partial p} \right)_T \quad (2) \text{ o'ta o'tkazuvchanlik uchun termodinamikaning}$$

tenglamasi $\phi_n(H_s T) - \phi_s(0, T) = \frac{\nabla_s H_2}{8\pi}$ дан

$$\nabla(H_s T) - \nabla_s(0, T) = \frac{H^2}{8\pi} \left(\frac{\partial \nabla}{\partial p} \right)_T + \frac{\nabla_s H_0}{4\pi} \left(\frac{\partial H}{\partial p} \right)_T \quad (3) \quad (2) \text{ ifodadan } (3) \text{ ifodani ayirish}$$

natijasida o'tishda xajm o'zgarishini olamiz.

$$\nabla(H_s T) - \nabla_s(H_0 T) = \frac{\nabla_s H_0}{4\pi} \left(\frac{\partial H}{\partial p} \right)_T \quad (4) \quad (4) \text{ ifodadan } T \text{ va } r \text{ bo'yicha xosila}$$

olib, $T = T_s$ va $H_s = 0$ da $\Delta a = a_n - a_s = \frac{1}{4\pi} \frac{\partial H_s \partial H_s}{\partial T \partial p}, \Delta K = K_n - K_s = \frac{K_s^2}{4\pi} \left(\frac{\partial H_s}{\partial p} \right)^2$

ifodalarni olamiz.

138 Masala. Kritik maydon kuchlanganligi egriligini

$$H_0(T) = H_0 \left[1 - \left(\frac{T}{T_0} \right)^2 \right] \text{ parabola ko'rinishda aniq tassavvur qilish mumkin. Ana}$$

shu ifodadan foydalanib, solishtirma entropiya va solishtirma issiqlik sig'im qiymatlari farqi n-va S- xolatlarda topilsin.

Yechish. N maydonda magnetik uchun solishtirma Gibbs termodinamik potentsial o'zgarishi $d\phi = -SdT - MdH$ (1) O'ta o'tkazuvchanlik uchun

magnitlash vektori $M_s = -\frac{1}{4\pi}$ (1) ifodani integrallash natijasida

$$\phi_s(H) = \phi_s(0) + \frac{1}{8\pi} H_2 \quad (2) \text{ ni olamiz. Kritik maydon egriligi yo'nalishida qaysiki}$$

n va s muvozanatda bo'ladi, solishtirma termodinamik potentsiallar ikkala

$$\text{xollarda bir xil bo'lishi uchun } \phi_n(H) = \phi_s(H) = \phi_s(0) + \frac{1}{8\pi} H_0^2, \phi - \phi_s(0) = \frac{1}{8\pi} H^2 \quad (3)$$

Bu ifodadan T bo'yicha hosila olamiz, natijada solishtirma entropiya farqini topamiz. $\Delta S = S_n - S_s = -\frac{HdH}{4\pi dT}$ (4) Bu ifodadan foydalanib solishtirma issiqlik sig'imi farqini olamiz.

$$\Delta C = C_s - C_n = T \frac{d}{dT} (S_s - S_n) = \frac{THd^2H}{4\pi dT^2} + \frac{T}{4\pi} \left(\frac{\partial H}{\partial T} \right)^2 \quad (5)$$

$T = T_0$ da kritik maydon kuchlanganligi $H = 0$, bu holda (4) dan $S_n - S_s$ ni va (5) dan $\Delta C = \frac{T}{4\pi} \left(\frac{dH}{dT} \right)^2$ ni olamiz. $H_c(T) = H_0 \left[1 - \left[\frac{T}{T_0} \right]^2 \right]$ ifodasidan

$$S_n - S_s = \frac{H_0^2}{2\pi T} \left[1 - \left(\frac{T}{T_0} \right) \right], C_n - C_s = \frac{H_0^2}{2\pi T_0^2} \left[1 - 3 \left[\frac{T}{T_0} \right]^2 \right] \text{ ifodalarni olamiz.}$$

139 Masala. Kritik nuqtada termodinamik sistema bosimidan xajm va temperatura bo'yicha olingan ikkinchi tartibli hosilasi noldan farqli ekanligini ko'rsatsin.

Yechish. Kritik nuqtada $\left(\frac{\partial z}{\partial \nabla} \right)_E = 0$ va $\left(\frac{\partial^2 z}{\partial \nabla^2} \right)_E = 0$ (2)

va $\left(\frac{\partial^3 p}{\partial \nabla^3} \right)_T < 0$ (3) бўлади. Иккала ўзаро боғланмаган (1) ва (2)

тенгламалардан kritik parametrlar ∇_k va T_k bir qiymatli holda aniqlanadi. Ikkala tenglamada $f(T, \nabla) = 0$ va $\phi(T, \nabla) = 0$ o'zaro bog'lanmagan bo'ladi, agarda $\frac{\partial(f, \phi)}{\partial(T, \nabla)} \neq 0$ bo'lsa. Bizning holimizda $f = \left(\frac{\partial p}{\partial \nabla} \right)_T$, $\phi = \left(\frac{\partial^2 p}{\partial \nabla^2} \right)_T$ shuning uchun (1) va

(2) tenglamalarni o'zaro bog'lanmaganlik shartidan

$$\frac{\partial(\partial p / \partial \nabla, \partial^2 p / \partial \nabla^2)}{\partial(\nabla, T)} = \frac{\partial^2 p}{\partial \nabla \partial T} \left(\frac{\partial^3 p}{\partial \nabla^3} \right) \neq 0 \text{ bo'ladi. (3) ga asosan kritik nuqtada}$$

$$\frac{\partial^2 p}{\partial \nabla \partial T} \neq 0 \text{ ekanligi kelib chiqadi.}$$

140 Masala. Bug' kondensatsiyasida suyuqlik tomchisining radiusi hisoblansin.

Yechish. Faraz qilaylik bug'da g radiusli suyuqlik tomchisi hosil bo'lsin. Bu holda Gibbs termodinamik potensialining o'zgarishi $\Delta\phi = -\phi_0 = (\mu'' - \mu')N'' + o \sum$ (1) Bu yerda N'' - tomchidagi zarralar soni, o - sirt tarangligi, \sum - tomchi sirt yuzasi, μ'' - bug' ximiyaviy potentsiali.

$$\sum = 4\pi r^2, N'' = \frac{4\pi r^3}{3v''}. \text{ Бу ерда } \mu'' \text{ - tomchi solishtirma xajmi. Bu ifodalardan (1) ga}$$

$$\text{oborib qo'ysak } \Delta\phi = \frac{4\pi r^3}{3v''} (\mu'' - \mu') + 4\pi r^2 o \quad (2) \quad \frac{\partial(\Delta\phi)}{\partial r} \Big|_{r=r_{kp}=0} \text{ yoki natijada}$$

$$r_{kp} = \frac{2ov''}{\mu'' - \mu'}.$$

141 Masala. Kritik nuqtada Joul-Tomson ko'effitsiyenti aniqlansin.

Yechish. $\mu = \frac{T\left(\frac{\partial \nabla}{\partial T}\right)_{- \nabla}}{C_p}$ (1), μ – Joule-Tomson koeffitsiyenti. Kritik nuqtada

$C_p = \infty$ Shuning uchun (1) ifodaning ko‘rinishini o‘zgartiramiz. Buning uchun

$\left(\frac{\partial \nabla}{\partial T}\right)\left(\frac{\partial T}{\partial p}\right)_v \left(\frac{\partial p}{\partial \nabla}\right)_T = -1$ (2) ifodadan foydalanamiz. U holda

$$T\left(\frac{\partial \nabla}{\partial T}\right)_p - \nabla = -\frac{T\left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)}{\left(\frac{\partial p}{\partial \nabla}\right)} \left[1 + \frac{\nabla}{T} \frac{\left(\frac{\partial p}{\partial \nabla}\right)_n}{\left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_v} \right] \quad (4)$$

ko‘rinishni oladi. (3) va (4) ifodalarni (1) ifodaga qo‘ysak, kritik nuqtada Joule-Tomson koeffitsiyenti uchun quyidagi ifodani olamiz. $\mu = \frac{1}{\left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)}$

142 Masala. Kritik nuqtada tovush tezligi uchun ifoda topilsin.

Yechish. $v = \sqrt{\left(\frac{\partial p}{\partial \rho}\right)} = \nabla \sqrt{-\frac{1}{M} \left(\frac{\partial p}{\partial \nabla}\right)}$, M – molyar massa. Barqaror

muvozanat xolatda $\left(\frac{\partial p}{\partial \nabla}\right)_s < 0$ bo‘ladi. Shuning uchun kritik nuqtada tovush tezligi nolga teng bo‘ladi.

TERMODINAMIKA VA STATISTIK FIZIKA FANIDAN

GLOSSARI

GLOSSARIY

Atamaning o'zbek tilida nomlanishi	Atamaning ingliz tilida nomlanishi	Atamaning rus tilida nomlanishi	Atamaning ma'nosi
Molekula	Molekuis	Молекула	Muayyan moddaning barcha kimyoviy xossalariga ega bo'lgan va mustaqil ravishda mavjud bo'la oladigan eng mayda zarra
Diffuziya.	Diffuse	Диффузия	Bir-biri bilan chegaradan ikki modda molekulalarining xotik harakati natijasida asta-sekin o'zaro aralashib ketish hodisasi
Modda	Matter	Вещество	Molekulalar deb ataluvchi alohida mayda zarrachalardan tuzilgan
Molyar massa	Molar mass	Молярная масса	Madda miqdoriga mos kelgan massaga miqdor jihatidan teng bo'lgan fizik kattalik
Modda miqdori	Quantity matter	Количество вещества	Jismdagi atomlar soni N ning $0,012$ kg massali uglerodda mavjud bo'lgan atomlar soni N_A ga bo'lgan nisbati $\nu = \frac{N}{N_A}$
Avagadro soni	Avagadro numeral	Число Авагадро	Har qanday moddaning bir mol miqdoridagi molekulalar yoki atomlar soni bir xil bo'lgan songa aytiladi $N_A = \frac{\mu_c}{m_{0c}}$
Yopiq sistema	Slosed system	Закретьй система	Tashqi sharoitlardan izolyatsiyalangan sistema
Termodinami	Ther	Первый закон	Sistemaga berilgan issiqlik

kaning birinchi qonuni	modunamics fist statute	Термодинамики	miqdori sistema ichki energiyasining o'zgarishi-ga va sistema tashqi kuchni engish uchun bajargan A ishga sarflanadi
Issiqlik dvigatellari	Heat mators	Тепловые двигатели	Yoqilg'I ichki energiyasini mexanik energiyaga aylantiruvchi qurilma
Tsiki	Cycle	Цикл	Agar sistema bir necha holatlarda bo'lib, yana boshlang'ich holatiga qaytib kelish jarayoni
Foydali ish koefitsiyenti	Koeffitsiyent faktor	Коэффициент полезного действия	Yoqilg'I yondiriladigan qurilmaning effektivini harakatlantiruvchi η kattalik
Temperatura	temperatura	температура	Jismni isiganlik darajasini harakterlovchi fizik kattalik
Termometr	thermometr	термометр	Jismni isiganlik darajasini o'lchovchi kattalik
Kapilyarlar	Kapilyars	Капиллярный	Ichki diametric undagi suyuqlik menskning egrilik radiusi bilan taqqoslansa bo'ladigan naychalarga aytiladi. Lotincha "kapilyars"-soch ma'nosi-ni bildiradi
Temperatura	temperatura	температура	Jismni isiganlik darajasini harakterlovchi fizik kattalik

O‘ZBEKISTON RESPUBLIKASI
OLIY VA O‘RTA MAXSUS TA‘LIM VAZIRLIGI

NAMANGAN DAVLAT UNIVERSITETI

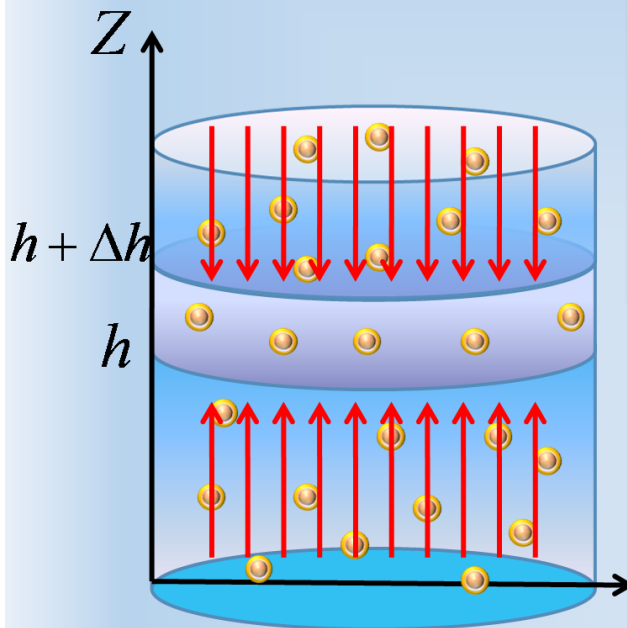
Fizika kafedrasi

“TERMODINAMIKA VA STATISTIK FIZIKA”

fanidan

ILOVALAR

Barometrik formula



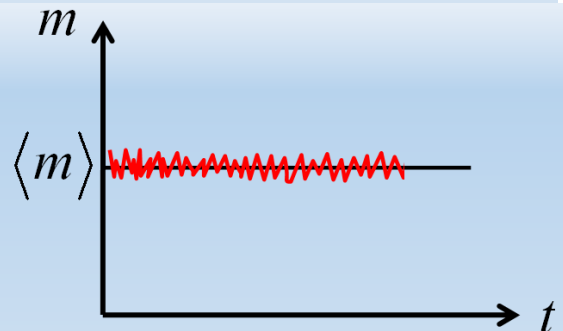
Asos yuzasi S bo'lgan vertikal gaz ustunini ko'rib chiqamiz, h balandlikda Δh qalinlikdagi qatlamni hayolan ajratamiz, u shunchalik kichik bo'lsinki, undagi gaz zichligi $\rho = \text{const}$ bo'lsin

S - gaz ustunining asos yuzasi,
 h - ustun balandligi,
 Δh - ajratilgan qatlam qalinligi,
 ρ - Δh qalinlik chegarasida gaz zichligini $\rho = \text{const}$ deb olish mumkin

4

Fluktuatsiyalar

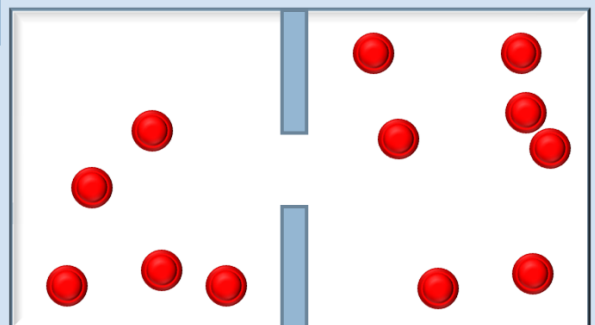
Muvozanat qiymatidan tasodifiy chetlashishlar fluktuatsiyalar deb ataladi.



$$\Delta m = m - \langle m \rangle$$

m o'rtacha kattalikdan nisbiy standart chetlashish

$$\sigma_m = \frac{\sqrt{\langle m^2 \rangle - \langle m \rangle^2}}{\langle m \rangle} = \frac{1}{\sqrt{\langle m \rangle}}$$



13

O'rganishning statistik va termodinamik usullari

Statistik usul— juda ko'p zarralardan tashkil topgan tizimlarni o'rganish usuli bo'lib, statistik qonuniyatga va butun tizimni xarakterlovchi fizik kattaliklarning o'rtacha qiymatlariga tayanadi.

Termodinamik usul— juda ko'p zarralardan tashkil topgan tizimlarni o'rganish usuli bo'lib, tizimda kechadigan turli energiya o'zgarishlari davomida tizimni butunligicha xarakterlovchi kattaliklar (masalan, bosim, hajm, temperatura) ga tayanadi. Bunda o'rganilayotgan jismning ichki tuzilishi va alohida zarralarning harakati hisobga olinmaydi.

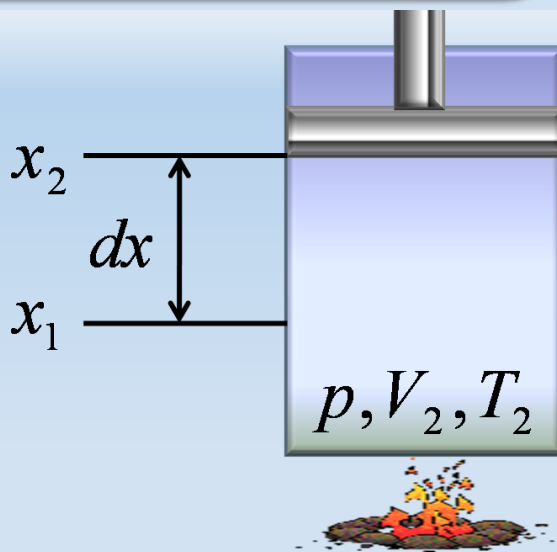
Ish

Gaz ish bajaradi

$$\delta A = F dx = p S dx = p dV$$

Gazning hajmi V_1 dan V_2 gacha o'zgariganida gaz bajaradigan to'liq ish quyidagiga teng

$$A = \int_{V_1}^{V_2} p dV$$



p – gaz bosimi,
 S – porshen yuzasi,
 dx – uning ko'chishi
 ΔV – hajmning o'zgarishi
 A – gazning ishi
 A' – gaz ustida bajarilgan ish

Entropiya

Entropiya S – tizimning makroparametri bo'lib, u boshqa makroparametrlar (bosim, hajm, temperatura) bilan bir qatorda tizimning holatini xarakterlaydi.

Termodinamikada entropiya – oshishi (o'zgarishi) tizimga kelayotgan issiqlik miqdoriga bog'liq bo'lgan kattalik.

$$dS = \frac{\delta Q}{T}$$

Boltsman formulasi

Tizimning entropiyasi termodinamik ehtimollik logarifmiga proporsional



$$S = k \ln W$$

Entropiya tizim holati tartibsizligining o'lchovi hisoblanadi – ushbu makroholatni amalga oshiradigan mikroholatlarning soni qanchalik ko'p bo'lsa, entropiya shunchalik katta bo'ladi.

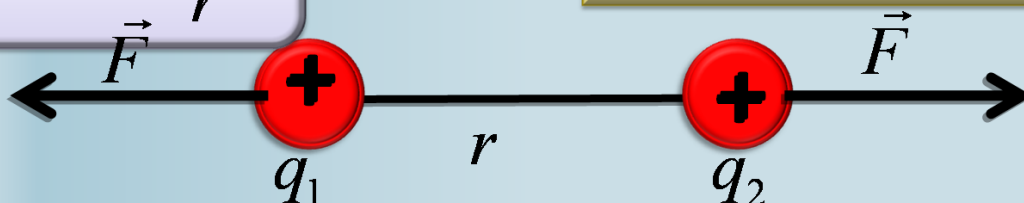
Tizim qanchalik ko'p tartibsiz bo'lsa, holatining ehtimolligi shunchalik katta, va aksincha – tizim qanchalik tartibli bo'lsa, bunday holat ehtimolligi shunchalik kichik bo'ladi.

Kulon qonuni

$$F = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q_1 q_2}{r^2}$$

$$k = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} = 9 \times 10^9 \frac{H \cdot M^2}{Kl^2}$$

$$F = k \frac{q_1 q_2}{r^2}$$



Bo'shliqda joylashgan 2ta qo'z-g'almas nuqtaviy zaryadlar orasidagi o'zaro ta'sir kuchi zaryadlar har birining miqdorlari ko'paytmasiga to'g'ri proporsional va ular orasidagi masofaning kvadratiga teskari proporsional, uning yo'nalishi zaryadlarni tutashtiruvchi to'g'ri chiziq bo'ylab yo'nalgan.

$$\epsilon_0 = 8,85 \times 10^{-12} \frac{Kl^2}{H \cdot M^2}$$

ELEKTR DOIMIYSI



**O'ZBEKISTON RESPUBLIKASI
OLY TA'LIM, FAN VA INNOVATSIYALAR VAZIRLIGI
NAMANGAN DAVLAT UNIVERSITETI**



**TERMODINAMIKA VA STATISTIK FIZIKA
FANINING**

ISHCHI O'QUV DASTURI

2023/2024 o'quv yili kechki ta'lim shakli, 4-kurslari uchun

Bilim sohasi: 100000 - Gumanitar
Ta'lim sohasi: 140000 - Tabiiy fanlar
Bakalavriat ta'lim yo'nalishi: 5140200 – Fizika (kechki)

NAMANGAN – 2023



Fan/modul kodi TSF3707		O'quv yili 2023/2024	Semestr 7-8	ECTS-Kreditlar 4+3=7
Fan/modul turi Iqtisoslik fani		Ta'lim tili O'zbek		Haftadagi dars soatlari 7-semestr - 4 soat 8-semestr - 4 soat
I	Fanning nomi	Auditoriya mashg'ulotlari (soat)	Mustaqil ta'lim (soat)	Jami yuklama (soat)
	Termodinamika va statistik fizika 7-smestr	120	90	210

I. FANNING MAZMUNI

Fanni o'qitishdan maqsad - shu fanning asoslarini, qonun-qoidalarini va tadqiqot funksiyalarini talabalar tomonidan mukammal o'zlashtirishga qaratilgan. Termodinamika va statistik fizikaning asosiy vazifasi – bu talabalarning bilimiga, o'quviga va ko'nikmasiga qo'yiladigan talablar darajasida aniq, ravon va sodda xolda bayon qilish va bu soxada qilingan zamonaviy ilmiy ishlar bilan tushuntirishdan iboratdir.

Fanning vazifasi - Termodinamika va statistik fizika fani nazariy fizika umumiy kursining oxirgi bo'limi bo'lib u makroskopik sistemalarning statistik qonuniyatlarini o'rganishga bag'ishlangan. Makroskopik sistemalarga klassik va kvant gazlar, qattiq jism va suyuqliklar kiradi. Bu moddalarni tashkil qilgan molekula va elementar zarrachalar o'ziga xos bo'lgan statistik qonuniyatlarga bo'ysunadi. Termodinamik kattaliklar, statistik mexikaning umumiy metodlari, ideal gaz, Fermi va Boze taqsimotlari, noideal gazlar, fazalar va fazaviy o'tishlar, fluktuatsiyalar, nomuvozanat jarayonlar termodinamikasi tushunchalari to'g'risida tassavvurga ega bo'lish;

- Turli fizik modellar bilan ishlash va ularni nazariy masalalarda echishga qo'llashni bilishi va ulardan foydalana olishi;

SHu bilan birga yangi modellarni taklif qila bilishi; tajriba natijalarini taxlil qila olish ko'nikmalariga ega bo'lishi kerak

II. ASOSIY NAZARIY QISM (MA'RUZA MASHG'ULOTLARI)

II.1. Fan tarkibiga quyidagi mavzular kiradi:

Ma'ruza mavzulari

1. Kirish. Statistika fizikaning asosiy tasavvurlari. Makroskopik sistema tushunchasi.

2. Fazaviy fazo. Tasviriy nuqtalar. Statistik taqsimot. Statistik o'rtalashtirish. Liuvill teoremasi
3. Energiyaning roli. Mikrokanonik taqsimot. Zichlik matritsasi.
4. Entropiya. Entropiyaning o'sish qonuni
5. Temperatura. Adiabatik jarayon. Bosim. Ish va issiqlik miqdori.
6. Termodinamik potentsiallar: issiqlik funksiyasi, erkin energiya va x.k.
7. Termodinamik potentsiallar va termodinamik kattaliklarni bog'laydigan munosabatlar.
8. Termodinamik kattaliklarning zarrachalar soniga bog'likligi. Issiqlik sig'imlari
9. Joul-Tomson jarayoni. Maksimal ish. Le-SHateb'ye prinsipi. Nernst teoremasi
10. Termodinamikaning umumiy qonunlari – nolinci, birinchi, ikkinchi va uchinchi
11. Dielektriklar va magnetiklar termodinamikasi. Pyezoelektrik va pyezomagnetik hodisa
12. Gibbs taqsimoti (kanonik taqsimot). Maksvell taqsimoti. Erkin energiya va statsumma
13. Aylanayotgan sistema uchun Gibbs taksimoti. Zarrachalar soni o'zgaruvchan xolda Gibbs taqsimoti. Gibbs taqsimoti va termodinamika
14. Bolsman taqsimoti. Ideal gazning erkin energiyasi. Ideal gazning xolat tenglamasi.
15. To'qnashuvlar soni. Muvozanatda bo'lmagan ideal gaz

8-SMESTR

16. O'zgarmas issiqlik sig'imli gaz. Teng taqsimot qonuni. Bir atomli ideal gaz. Ikki atomli ideal gaz. Gazning magnetizmi
17. Fermi taqsimoti. Boze taqsimoti. Muvozanatda bo'lmagan fermi- va boze-gazlar. Elementar zarrachalardan tuzilgan fermi- va boze-gazlar.
18. Aynigan elektron gaz. Elektron gazning magnit xossalari – Landau diamagnetizmi va Pauli paramagnetizmi
19. Relyativistik aynigan elektron gaz. Aynigan boze-gaz. Boze-Eynshteyn kondensasiyasi.
20. Qora nurlanish. Qattiq jismning issiqlik sig'imi – quyi va yuqori temperaturalar (Debay nazariyasi). Manfiy temperaturalar
21. Van-der-Vaals tenglamasi. Virial yoyilma. Klassik plazmaning termodinamikasi
22. Fazaviy muvozanat sharti. Ko'p komponentali sistemalarda fazalar qoidasi. Birinchi tur fazaviy o'tishlar.
23. Klapeyron-Klauzius tenglamasi. Kritik nuqta. Uchlamchi nuqta
24. Ikkinchi tur fazaviy o'tishlar – Erenfest tenglamalari. Ikkinchi tur fazaviy o'tishlar – Landau nazariyasi.
25. Ginzburg-Landauning o'ta-o'tkazuvchanlik nazariyasi asoslari. Osmotik bosim. Kimyoviy reaksiyalar



26. Gauss taqsimoti. Asosiy termodinamik kattaliklarning fluktuasiyalari. Foton gazida fluktuasiya. Yorug'likning molekulyar sochilishi
27. Lokal muvozanat. Saqlanish qonunlari. Oqimlar va termodinamik kuchlar. Chiziqli qonunlar. Onzagerning o'zarolik munosabati
28. Bolsman kinetik tenglamasi. H-teorema. Erkin yugurish yo'li. To'qnashishlar soni.
29. Hidrodinamika tenglamalari. Bir jinslimasligi sust bulgan gaz uchun kinetik tenglama
30. Gazning issiqlik o'tkazuvchanligi. Metallning elektr o'tkazuvchanligi. Fokker-Plank tenglamasi

t/r	Ma'ruza mavzulari 7-SMESTR	Bajarilishi	
		soat	
1.	Kirish.Statistik fizikaning asosiy tasavvurlari. Makroskopik sistema tushunchasi.	2	
2.	Fazaviy fazo. Tasviriy nuqtalar. Statistik taqsimot. Statistik o'rtalashtirish. Liuvill teoremasi	2	
3.	Energiyaning roli. Mikrokanonik taqsimot. Zichlik matritsasi.	2	
4.	Entropiya. Entropiyaning o'sish qonuni	2	
5.	Temperatura. Adiabatik jarayon. Bosim. Ish va issiqlik miqdori.	2	
6.	Termodinamik potentsiallar: issiqlik funksiyasi, erkin energiya va x.k.	2	
7.	Termodinamik potentsiallar va termodinamik kattaliklarni bog'laydigan munosabatlar.	2	
8.	Termodinamik kattaliklarning zarrachalar soniga bog'likligi. Issiqlik sig'imlari	2	
9.	Joul-Tomson jarayoni. Maksimal ish. Le-SHatelbye prinsipi. Nernst teoremasi	2	
10.	Termodinamikaning umumiy qonunlari – nolinci, birinchi, ikkinchi va uchinchi	2	
11.	Dielektriklar va magnetiklar termodinamikasi. Pyezoelektrik va pyezomagnetik hodisa	2	
12.	Statistik mexanikaning umumiy metodlari. Gibbs taqsimoti (kanonik taqsimot)	2	
13.	Maksvell taqsimot. Erkin energiya va statistik summa. Aylanayotgan sistema uchun Gibbs taqsimoti.	2	
14.	Zarrachalar soni o'zgaruvchan xolda Gibbs taqsimoti.	2	
15.	Gibbs taqsimoti va termodinamika. Ideal gaz. Bolsman taqsimoti.	2	
	Jami	30	
	8-SMESTR		
16.	Bir atomli ideal gaz. Ikki atomli ideal gaz. Gazning magnetizmi.	2	

	Fermi taqsimoti. Boze taqsimoti.		
17.	Muvozanatda bo'lmagan fermi va boze – gazlar Elementar zarrachalaridan tuzilgan Fermi va Boze gazlar	2	
18.	Aynigan elektron gaz. Elektron gazning magnit xossalari – Landau diamagnetizmi va Pauli paramagnetizmi	2	
19.	Relyativistik aynigan elektron gaz. Aynigan boze-gaz. Boze-Eynshteyn kondensasiyasi.	2	
20.	Qora nurlanish. Qattiq jismning issiqlik sig'imi – quyi va yuqori temperaturalar (Debay nazariyasi). Manfiy temperaturalar	2	
21.	Van-der-Vaals tenglamasi. Virial yoyilma. Klassik plazmaning termodinamikasi	2	
22.	Fazaviy muvozanat sharti. Ko'p komponentali sistemalarda fazalar qoidasi. Birinchi tur fazaviy o'tishlar.	2	
23.	Klapeyron-Klauzius tenglamasi. Kritik nuqta. Uchlamchi nuqta	2	
24.	Fluktuatsiyalar. Gauss taqsimoti. Asosiy termodinamik kattaliklarning fluktuatsiyalari.	2	
25.	Foton gazida fluktatsiya. Yorug'likning molekulyar sochilishi	2	
26.	Nomuvozanat jarayonlar termodinamiasi. Lokal muvozanat. Saqlanish qonunlari	2	
27.	Oqimlar va termodinamik kuchlar. Chiziqli qonunlar. Onzagerning o'zarolik munosabati	2	
28.	Kinetik nazariya. Bolsman kinetik tenglamasi. II-teorema. Erkin yugurish yo'li. To'qnashishlar soni.	2	
29.	Gidrodinamika tenglamalari. Bir jinlimasligi sust bulgan gaz uchun kinetik tenglama	2	
30.	Gazning issiqlik o'tkazuvchanligi. Metallning elektr o'tkazuvchanligi. Fokker-Plank tenglamasi	2	
	Jami	30	
	Umumiy	60	

III.1. AMALIY MASHG'ULOT MAVZULARINI 8-SMESTR

- 1 Boltsman taqsimoti, konsentratsiya
- 2 Boltsman taqsimoti, bosim
- 3 Molekulalarning tezliklar bo'yicha taqsimoti.
- 4 Molekulalarning impulslar bo'yicha taqsimoti.



- 5 Molekulalarning kinetik energiyalar bo'yicha taqsimoti
 - 6 Erkin yugurish uzunligi.
 - 7 Molekulalarning to'qnashishlar soni.
 - 8 Diffuziya ,
 - 9 qovushoqlik
 - 10 Issiqlik o'tkazuvchanlik.
 - 11 Erkinlik darajalari
 - 12 Idealgazning issiqlik sig'imi
 - 13 Gaz kengayishini ishi
 - 14 Termodinamikaning birinchi qonuni.
 - 15 Termodinamikaning ikkinchi qonuni.
- 8-SMESTR**
- 16 Gaz kengayishini ishi
 - 17 Aylanma jarayonlar termik fik
 - 18 Aylanma jarayonlar termik fik
 - 19 Karno sikli
 - 20 Entropiya
 - 21 Entropiya
 - 22 Real gazlar
 - 23 Van-Der-Vals tenglamasi.
 - 24 Kritik holat
 - 25 Ideal bir atomli gazning holat tenglamasi.
 - 26 Erkinlik darajalari bo'yicha energiya taqsimoti.
 - 27 Erkin energiya va ideal bo'lmagan gazlar uchun holat tenglamasi.
 - 28 Erkin energiya va ideal bo'lmagan gazlar uchun holat tenglamasi.
 - 29 Termodinamik kattaliklarning tebranishlari. Reyli-Jins va Plank formulalari.
 - 30 Zamonaviyning kvant-mexanik asoslari statistik fizika

III. AMALIY MASHG'ULOT MAVZULARINI		
№	Mavzular	Soati
7- Semestr		
1	Boltsman taqsimoti, konsentratsiya	2
2	Boltsman taqsimoti, bosim	2
3	Molekulalarning tezliklar bo'yicha taqsimoti.	2
4	Molekulalarning impulslar bo'yicha taqsimoti.	2
5	Molekulalarning kinetik energiyalar bo'yicha taqsimoti	2
6	Erkin yugurish uzunligi.	2
7	Molekulalarning to'qnashishlar soni.	2
8	Diffuziya ,	2
9	qovushoqlik	2
10	Issiqlik o'tkazuvchanlik.	2
11	Erkinlik darajalari	2
12	Idealgazning issiqlik sig'imi	2
13	Gaz kengayishini ishi	2

14	Termodinamikaning birinchi qonuni.	2
15	Termodinamikaning ikkinchi qonuni.	2
	Jami	30
	8-SMESTR	
16	Gaz kengayishini ishi	2
17	Aylanma jarayonlar termik fik	2
18	Aylanma jarayonlar termik fik	2
19	Karno sikli	2
20	Entropiya	2
21	Entropiya	
22	Real gazlar	2
23	Van-Der-Vals tenglamasi.	4
24	Kritik holat	2
25	Ideal bir atomli gazning holat tenglamasi.	2
26	Erkinlik darajalari bo'yicha energiya taqsimoti.	2
27	Erkin energiya va ideal bo'lmagan gazlar uchun holat tenglamasi.	2
28	Erkin energiya va ideal bo'lmagan gazlar uchun holat tenglamasi.	
29	Termodinamik kattaliklarning tebranishlari. Reyl-Jins va Plank formulalari.	2
30	Zamonaviyning kvant-mexanik asoslari statistik fizika	2
	Jami:	30 soat

V.I. MUSTAQIL TA'LIM VA MUSTAQIL ISHLAR	
I-semestr	
1	Konfiguratsiyali muhit va ehtim oliyat nazariyasining asosiy tushunchalari Statistik fizika predm eti va uning vazifisi. Konfiguratsiyali muhit. Liuvill teoremasi.
2	Ehtimoliyat nazariyasining elem entlari. masalalar
3	Statistik taqsimot Mikrokanonik taqsimot. Kanonik taqsimot.
4	Katta kanonik taqsimot.
5	Termodinamikaning statistik a sosi Tashqi param etrlar va ish.
6	Kvazistatik jarayonlar uchun termodinamika ikkinchi qonuni.
7	Kvazistatik bo'lm agan jarayonlar uchun term odinamika ikkinchi qonuni va entropiyaning oshishi. Masalalar
8	Bir atomli ideal klassik gaz.
9	Ideal gazning xarakterli im pulslari.
10	Kanonik taqsimotning xususiyatlari.
11	Ehtimoliyatлами qo'shishva ko'paytirish. Statistik bog'liq emaslik. O'rtacha qiymat va fluktuatsiya
12	Mikrokanonik taqsimot orqali katta kanonik taqsimotni hosil qilish.

	Masalalar
13	Termodinamikaning birinchi qonuni. Tizimning term odinam ikerkinlik darajalari
14	Termodinamik kattaliklam i hisoblash. Maksvell-Boltsman taqsimoti
15	Ideal gazning holat tenglamasi.
16	Potensial maydondagi ideal gazning xususiyatlari.
17	Energiyaning teng taqsimlanganligi haqidagi teorema. Masalalar
18	Real gazlar statistikasi Tizimdagi zarralaring o'zaro ta'siri.
19	Real gazlani statistik tekshirish Masalalar
20	Fenomenologik termodinamika
21	Termodinamikaning umumiy qoidalari.
22	Kalorik va termik koefitsiyentlar.
23	Termodinamika birinchi qonuniga asoslanib hosil qilinadigan kalorik koefitsiyentlar orasidagi munosabatlar.
24	Termodinamika ikkinchi qonuniga asoslanib hosil qilingan kattaliklar orasidagi munosabatlar.
25	Termodinamik potenciallar. Issiqlik mashinasining foydali ish koefitsiyenti.
26	Elektr va magnit maydonida joylashgan tizim ga termodinamika tadbiqu.
27	Termodinamika uchinchi qonuni .Kvant statistikasi.
28	Kvant mexanikasidan ba'zi ma'lumotlar. Mikrozaralam ing aynan o'xshashlik prinsipi.
29	Kvant tizim lam in g statistik taqsimoti. Boze-Eynshteyn va Fermi-Dirak taqsimotlari.
30	Kvant va klassik taqsim otlarini taqqoslashtirish.
31	Aynigan Fermi va Boze gazining ximik potensiali.
32	Fotonli gaz . Fononlar. Kristallar issiqlik sig'imi.
33	Absolyut nol tem peraturada metallardagi elektronli gaz.
34	Past tem peraturalarda metallardagi elektronli gaz.
35	Ω, μ, T - parametrlarning termodinamik ma'nosi.
36	Suyuq geliy II -ning hususiyatlari.
37	Suyuq geliy II-ning statistik nazariyasi.
38	Kvant statistikasi tarixi. Masalalar
39	Ko'p komponentali va ko'p fazalitizimlar Kuchsiz eritmalar.
40	Ko'p atomli ideal gaz. Ideal gazlar aralashmasi.
41	Ochiq tizim uchun term odinam ik p o tensiallar. Masalalar
42	Fluktuatsiya nazariyasi.
43	Fluktuatsiya va u orqali o'lchov as mavzularining o'lchash aniqligiga chek qo'yilishi.
44	Broun harakatining nazariyasi.
45	Yoruglikning molekulyar sochilishi.
46	Cheksiz muhit uchun diffuziya, issiqlik o'tkazuvchanlik tenglamalari

	va ulaming yechimlari.
47	Diffuziya koeffitsiyenti.
48	Diffuziyali yaqinlashuv uchun taqsimot funksiyasi.
49	Fazalar muvozanati shartlari.
50	Prujinali tarozi va oynachali galvanometrga fluktuatsiya ta'siri.
51	Belgilangan bosim ostida hajm fluktuatsiyasi.
52	Hajmda zarralar zichligining fluktuatsiyasi.
53	Gibbsning fazalar qoidasi . Faza o'tishlari.
54	Masalalar Muvozanatsiz holatlar va fizik kinetika asoslari.
55	Termodinamik muvozanatsiz holatlar.
56	Boltzmannning kinetik tenglamasi.
57	Zarralarning elastik to'qnashuvi uchun erkin chopish uzunligi.
58	Elektr o'tkazuvchanlik va issiqlik o'tkazuvchanlikni Boltzman kinetik tenglamasiga asosan hisoblash.
59	Korrelyativ funksiyalar uslubi.
60	Boltzmannning H-teoremasi.

VI. FAN O'QITILISHINING NATIJALARI (SHAKLLANADIGAN KOMPETENTSIYALAR)

Fanni o'zlashtirishi natijasida talaba:

- ✓ Termodinamika va statistik fizika fanlar tizimida tutgan o'rni, obykti va predmeti, shakllanishi, rivojlanishi, zamonaviy tuzilishi haqida *tasavvur va bilimga ega bo'lishi*;
- ✓ Termodinamika va statistik fizika, qonunlar, asosiy tushunchalar, jarayonlarning xususiyatlarini bilish va ulardan foydalanish *ko'nikmalariga ega bo'lishi*;
- ✓ Talaba Termodinamika va statistik fizika tahlil qilish usullarini qo'llash, ta'lim va tarbiya o'rtasidagi o'zaro bog'liqlik va aloqadorlikni aniqlay olish, muammolar bo'yicha yechimlar qabul qilish malakasiga *ega bo'lishi kerak*.

VII. TA'LIM TEXNOLOGIYALARI VA METODLARI

- ✓ ma'ruzalar;
- ✓ interfaol keys-stadilar;
- ✓ seminarlar (mantiqiy fikrlash, tezkor savol-javoblar);
- ✓ guruhlarda ishlash;
- ✓ individual loyihalar
- ✓ jamoa bo'lib ishlash va himoya qilish uchun loyihalar

VIII. KREDITLARNI OLISH UCHUN TALABLAR

Fanga ajratilgan kreditlar talabalarga har bir semestr bo'yicha nazorat turlaridan ijobiy natijalarga erishilgan taqdirda taqdim etiladi.

Fan bo'yicha talabalar bilimni baholashda oraliq (ON) va yakuniy (YaN) nazorat turlari qo'llaniladi. Nazorat turlari bo'yicha baholash: 5 – "a'lo", 4 – "yaxshi", 3 – "qoniqarli", 2 – "qoniqarsiz" baho mezonlarida amalga oshiriladi.

Oraliq nazorat har semestrda bir marta yozma ish shaklida o'tkaziladi.

Talabalar semestrlar davomida fanga ajratilgan amaliy (seminar) mashg'ulotlarda muntazam, har bir mavzu bo'yicha baholanib boriladi va o'rtachalanadi. Bunda talabaning amaliy (seminar) mashg'ulot hamda mustaqil ta'lim topshiriqlarini o'z vaqtida, to'laqonli bajarganligi, mashg'ulotlardagi faolligi inobatga olinadi.

SHuningdek, amaliy (seminar) mashg'ulot va mustaqil ta'lim topshiriqlari bo'yicha olgan baholari oraliq nazorat turi bo'yicha baholashda inobatga olinadi. Bunda har bir oraliq nazorat turi davrida olingan baholar o'rtachasi oraliq nazorat turidan olingan baho bilan qayta o'rtachalanadi.

O'tkazilgan oraliq nazoratlardan olingan baho oraliq nazorat natijasi sifatida qaydnomaga rasmiylashtiriladi.

Yakuniy nazorat turi semestrlar yakunida tasdiqlangan grafik bo'yicha yo'zma ish shaklida o'tkaziladi.

Oraliq (ON) va yakuniy (YaN) nazorat turlarida:

Talaba mustaqil xulosa va qaror qabul qiladi, ijodiy fikrlay oladi, mustaqil mushohada yuritadi, olgan bilimni amalda qo'llay oladi, fanning (mavzuning) mohiyatini tushunadi, biladi, ifodalay oladi, aytib beradi hamda fan (mavzu)

bo'yicha tasavvurga ega deb topilganda – **5 (a'lo) baho**;

Talaba mustaqil mushohada yuritadi, olgan bilimni amalda qo'llay oladi, fanning (mavzuning) mohiyatini tushunadi, biladi, ifodalay oladi, aytib beradi hamda fan (mavzu) bo'yicha tasavvurga ega deb topilganda – **4 (yaxshi) baho**;

Talaba olgan bilimni amalda qo'llay oladi, fanning (mavzuning) mohiyatini tushunadi, biladi, ifodalay oladi, aytib beradi hamda fan (mavzu) bo'yicha tasavvurga ega deb topilganda – **3 (qoniqarli) baho**;

Talaba fan dasturini o'zlashtirmagan, fanning (mavzuning) mohiyatini tushunmaydi hamda fan (mavzu) bo'yicha tasavvurga ega emas, deb topilganda – **2 (qoniqarsiz) baho** bilan baholanadi.

7 – semestr uchun nazorat savolnomasi.

Oraliq nazorat uchun.

1. Statistika fizika va termodinamika fanini vazifasi va maqsadi.
2. Fazalar fazosi. Statistika ansambl.
3. Taqsimot funksiyasi. Statistika o'rtachalashtirish Liuvill teoremasi
4. Statistika fizikaning asosiy tasavvurlari
5. Termodinamik kattaliklar
6. Statistika mexikaning umumiy metodlari
7. Ideal gaz, Fermi va Boze taqsimotlari, noideal gazlar
8. Fazalar va fazaviy o'tishlar, fluktuatsiyalar, nomuvozanat jarayonlar termodinamikasi
9. Kinetik nazariya.
10. Makroskopik sistema tushunchasi.
11. Fazaviy fazo. Tasviriy nuqtalar.
12. Statistika taqsimot.
13. Statistika o'zlashtirish.
14. Liuvill teoremasi. Energiyaning roli.
15. Mikrakanonik taqsimot.
16. Zichlik matritsasi.
17. Entropiya. Entropiya o'sish qonuni.
18. Temperatura. Adiabatik jarayon. Bosim.
19. Ish va issig'lik miqdori.
20. Termodinamik potentsiallar: issig'lik funksiyasi
21. Erkin energiya.
22. Termodinamik potentsiallar
23. Termodinamik kattaliklarni bog'laydigan munosabatlar.
24. Termodinamik kattaliklarni zarrachalar soniga bog'likligi.
25. Issig'lik sig'imlari.
26. Joul-Lens jarayoni. Maksimal ish.
27. Le – S'hatel'e prinsipi.
28. Nerst teoremasi.
29. Termodinamikaning umumiy konunlari – nolinch, birinchi, ikkinchi va uchinchi.

- 30. Dielektriklar va magnetiklar termodinamikasi.
- 31. P'ezoelektriklar va p'ezomagnetik hodisa.
- 32. Gibbsning mikrokononik va kanonik taqsimoti.

Yakuniy nazorat uchun.

1. Statistika fizikaning asosiy tasavvurlari
2. Termodinamik kattaliklar
3. Statistika mexikaning umumiy metodlari
4. Ideal gaz, Fermi va Bose taqsimotlari, noideal gazlar
5. Fazalar va fazaviy o'tishlar, fluktuatsiyalar, nomuvozanat jarayonlar termodinamikasi
6. Kinetik nazariya.
7. Makroskopik sistema tushunchasi.
8. Fazaviy fazo. Tasviriy nuqtalar Statistika taqsimot.
9. Statistika o'zlashtirish. Luivil teoremasi. Energiyaning roli.
10. Mikrakanonik taqsimot.
11. Zichlik matritsasi. Entropiya. Entropiya o'sish qonuni.
12. Temperatura. Adiabatik jarayon. Bosim.
13. Ish va issig'lik miqdori.
14. Termodinamik potentsiallar: issig'lik funksiyasi, erkin energiya.
15. Termodinamik potentsiallar
16. Termodinamik kattaliklarni bog'laydigan munosabatlar.
17. Termodinamik kattaliklarni zarrachalar soniga bog'likligi.
18. Issig'lik sig'imlari. Joul-Lens jarayoni. Maksimal ish.
19. Le – SHatel'e prinsipi. Nerst teoremasi.
20. Termodinamikaning umumiy konunlari – nolinci, birinchi, ikkinchi va uchinchi.
21. Dielektriklar va magnetiklar termodinamikasi.
22. P'ezoelektriklar va p'ezomagnetik hodisa.
23. Statistika sistema o'rtacha energiyasi. Maksvell va Maksvell - Bolotsman taqsimoti.
24. Kvazistatik jarayonida sistema ichki energiyasini o'zgarishi. Termodinamika 2-qonuni
25. Mayer tenglamasi. Asosiy termodinamik jarayonlar va ularning tenglamalari.
26. Qaytar va qaytmas jarayonlar.
27. Entropiyani fenomenologik aniqlash
28. Termodinamik munosabatlar.
29. Gibbs – Gelomgols tenglamalari
30. Poezoelektrik va poezo magnit hodisalar.

TAVSIYA ETILAYOTGAN ADABIYOTLAR RO'YXATI Asosiy adabiyotlar

1. Levich V.G. i dr. Kurs teoriticheskoy fizika. T. 1.2. M. Nauka. 1967-1971 g.
2. Landau L.D., Lifshits E.M. Staticheskaya fizika. M. Nauka 1976 g.
3. Bazarov I.P. Termodinamika M. 1991.
4. Rumer YU.B. Rybkin M.S. Termodinamika, staticheskaya fizika i kinetika M. 1976.
5. CHertov A. Umumiy fizika kursidan masalalar to'plami. Toshkent, O'zbekiston, 1988 y.
6. Abdumalikov A.A., R.Mamatkulov, B. Mamatkulov Statistik fizika, termodinamika va kinetika. O'quv qo'llanma. Mirzo Ulug'bek nomidagi O'zbekiston Milliy Universiteti. 2003 y.

Qo'shimcha adabiyotlar.

1. Baydadaev A. Klassik statistik fizika va termodinamika O'quv qullanma. O'qituvchi nashriyoti 2003 y.
2. R.Mamatkulov, Tursunov A.A. Mamatkulov B.R. Termodinamika, statistik fizika va kinetika bo'yicha masalalar to'plami. O'zbekiston nashriyoti 2003y
3. Grechko L.G., i dr.Sbornik zadach po teoriteskoy fizike. Uchebnoe posobie. M.1979g

AXBOROT MANBAALARI

1. <https://new.tdpu.uz/>
2. <https://lex.uz/>
3. <http://e-library.namdu.uz/>
4. www.ziyouz.com

Namangan davlat universiteti tomonidan ishlab chiqilgan va tasdiqlangan:

- "Fizika" kafedrasining 2023-yil, "___"-avgustdagi № ___-sonli majlisida muhokama qilingan va tasdiqqa tavsiya etilgan.
- Fizika fakulteti kengashining 2023-yil, "___"-avgustdagi № ___-sonli majlisida ma'qullangan va tasdiqqa tavsiya etilgan.
- NamDU o'quv-uslubiy kengashining 2023-yil, "___"-avgustdagi № ___ - sonli majlisida muhokama qilingan va tasdiqlangan.

Fan/modul uchun mas'ul:

A.Karimov- Namangan davlat universiteti "Fizika" kafedrasida o'qituvchisi

Taqrizchilar:

A. Nabiyev – NamDU "Fizika" kafedrasida dotsenti, PhD.,

E. Yusupov – NamMTI "Fizika" kafedrasida katta o'qituvchisi, Fizika-matematika fanlari bo'yicha falsafa doktori (PhD)

NamDU o'quv-uslubiy boshqarma boshlig'i

Fizika fakulteti dekani

Fizika kafedrasida mudiri

Tuzuvchi

X. Mirzaaxmedov

O. Ismanova

B. Abdulazizov

A.Karimov

FIZIKA KAFEDRASI

**TERMODINAMIKA VA STATISTIK FIZIKA
fanidan**

5140200 - fizika bakalavr yo'nalishi talabalari uchun

TEST

Fan bobbi	Fan bo'limi	Qiyinchilik	Test topshirig'i	To'g'ri javob	Muqobil javob	Muqobil javob	Muqobil javob
1	1	1	Qanday zarralardan tizimi makroskopik (termodinamik) tizim deyilad	*molekulalar, atomlar, elektronlar va shu kabilardan tashkil topgan	Molekulalar va kristal panjaralar	Atomlar va elektronlar	Molekulalar va atomlar
1	1	1	Makroskopik tizimlar tashqi tizimlar bilan munosabatiga qarab uch turga bo'linadi. Ular qaysilar	*yakkalangan tizim, berk tizim, ochik tizim	yakkalangan tizim va berk tizim	yakkalangan tizim, va ochik tizim	berk tizim va ochik tizim
1	1	1	Qaralayotgan tizim tashqi tizimlar (muhit) bilan hech qanday aloqada bo'lmasa, ya'ni ular bilan issiklik (energiya) ham, zarralar (massa) ham almashmasa, uni qanday tizim deb ataymiz.	*yakkalangan tizim deyiladi.	berk tizim deyiladi.	ochik tizim <i>deyiladi.</i>	Yopiq tizim <i>deyiladi.</i>
1	1	1	Agar tizim tashqi tizimlar bilan issiklik kontaktida bo'lib, uning energiyasi o'zgarishi mumkin bo'lsayu, ammo zarralari soni (massasi) doimiy bo'lsa uni qanday tizim deb ataymiz.	*berk tizim deyiladi	yakkalangan tizim deyiladi.	Ochiq tizim deyiladi.	Yopiq tizim deyiladi.
1	1	1	agar tizim tashqi tizimlar bilan	*Ochiq tizim deyiladi	berk tizim	yakkalangan tizim	Yopiq tizim

			energiya va massa almashinishi tufayli uning energiyasi va massasi (zarralar soni) o'zgarsa,		deyiladi	deyiladi.	deyiladi
1	2	1	Tizimning muvozanatli makroskopik holatini aniklovchi parametrlar qanday harakterda bo'ladi?	*additiv va intensiv xarakterli bo'ladi	additiv xarakterli bo'ladi	intensiv xarakterli bo'ladi	Hech qanday
1	2	1	Tizim biror ta'sir yoki ta'sirlar sababli nomuvozanatli holatga kelgan bo'lsa, bu ta'sirlar to'xtagandan keyin tizim ma'lum t vaqt o'tishi bilan o'zining termodinamik muvozanat holatiga keladi. Bu jarayonga nima deb ataladi	*relaksatsiya hodisasi	norelaksatsiya hodisasi	additiv hodisasi	intensiv hodisasi
1	2	1	Fizik xossalari hamma nuqtalarda bir xil bo'lgan tizim	*Gomogen tizim	berk tizim deyiladi	yakkalangan tizim	Yopiq tizim
1	2	1	Tizimning bosimi va hajmi o'zgarganda tizim tashqi muhit bilan issiqlik almashinishi, yani $dQ = 0$ bo'lgan jarayonlar qanday jarayon?	*adiabatik jarayonlar	Izotermik jarayonlar	Izoxorik jarayonlar	Izobarik jarayonlar
1	2	1	P va V o'zgarganda temperatura o'zgaras bo'lgan jarayon qanday	*Izotermik jarayonlar	Izobarik jarayonlar	Izoxorik jarayonlar	Sharl qonuni

			jarayonga aytiladi.				
1	2	1	Tizim nomuvozanatli holatda bo'lib, unda jarayonlar yetarli darajada sekin kechayotgan bo'lsa, tizimning har bir nuqtasida va vaqt momentida muvozanatli makroskopik holat tushunchasini kiritish mumkin bo'lsa, qanday makroskopik parametrlar kiritiladi	*faza va vaqt funksiyalari	faza funksiyalari	vaqt funksiyalari	koordinata funksiyalari
1	3	1	Tovush tarqalish tezligining termodinamik ifodasi qaysi qatorda to'g'ri ko'rsatilgan	* $g^2 = n\mu PV$.	$dU = \delta A = 0$	$-V^2 \frac{dP}{dV} = n\mu PV$	$g_s^2 = \gamma PV$
1	3	1	Dinamik mikroholatni ifodalaydigan nuqta qanday nomlanadi	*fazaviy nuqta deyiladi.	fazaviy fazosi	Moddiy nuqta	Kritik nuqta
1	3	1	birlik hajmdagi gazning dinamik mikroholatini aniqlash uchun $6 \cdot 10^{20}$ ta birinchi tartibli differensial tenglamalar tizimini aniqlang	* $\frac{dp_i}{dt} = -\frac{\partial H}{\partial q_i}$; $\frac{dq_i}{dt} = \frac{\partial H}{\partial p_i}$ $i = 1, 3\bar{N}$	$\frac{\partial H}{\partial q_i}; \frac{dq_i}{dt} = \frac{\partial H}{\partial p_i}$ $i = 1, 3\bar{N}$	$\frac{dp_i}{dt} = -\frac{\partial H}{\partial q_i}; i = 1, 3\bar{N}$	$\frac{dp_i}{dt} = -\frac{\partial H}{\partial q_i}; \frac{dq_i}{dt} = \frac{\partial H}{\partial p_i}$
1	3	1	Termodinamikaning ikkinchi qonuni formulasi qaysi qatorda to'g'ri berilgan	* $dQ \leq 0dS$	$dS = \frac{\delta Q}{T}$	$dQ = dU + A$	$dU = \delta A = 0$
2	3	1	Statistik fizikada statistik	*amerikalik olim V.	amerikalik olim I.	amerikalik olim G.	amerikalik olim

			ansambl tushunchasini birinchi marta kim kiritgan.	Gibbs kiritgan	Prigojiy kiritgan	Gers kiritgan	joul Lens kiritgan
2	3	1	Qaralayotgan zarraning kopyalari (nusxalari) ana shu statistik mikroholatlarda turibdi deb qaraladi va bu kopyalar (nusxalar)ni qanday nomlash mumkin.	*zarraning statistik ansambli deb ataladi	zarraning mikro xolatiga aytiladi	Mikro xolatga ega bo'lmagan tizimga aytiladi	Hamma mikroholatlarda bo'la olishi mumkin bo'lgan tizimga aytiladi.
2	4	1	Uzluqli (diskret) hol uchun ehtimolliklari normalash shartini aniqlang	$* \sum_i W_i = 1.$	$\sum_i W_i = 0.$	$\sum_i W_i = 2.$	$\sum_i W_i = 3.$
2	4	1	uzluksiz hol uchun ehtimolliklari normalash shartini aniqlang	* $\bar{L}_N = \int_{(L)} dW(L) = \int_{(L)} f(L)dL = 1,$	$\sum_i W_i = 1.$	$\bar{L}_N = \int_{(L)} dW(L) + \int_{(L)} f(L)dL = \sum_i W_i = 0.$	
2	4	1	Ergodik tizim deb nimaga aytiladi	*Hamma mikroholatlarda bo'la olishi mumkin bo'lgan tizimga aytiladi.	Umumiy holda statistik ansamblning N ta elementlarining mikroholatlar bo'yicha taqsimlanishlarining ehtimolliklari	Umumiy holda statistik ansamblning mikroholatlar bo'yicha taqsimlanishlarining ehtimolliklariga aytiladi	Mikro xolatga ega bo'lmagan tizimga aytiladi
2	4	1	Termodinamikaning asosiy tushunchalarini sanab o'ling .	*11 ta	12 ta	10 ta	9 ta
2	4	1	Fizikaviy termodinamika	* Fizikaviy	Ximiyaviy	Issiqlik	Issiqlik

			nimani o`rganadi.	prosslarda o`tayotgan qonunyalarni aksiomalarni o`rganadi.	prosslarda o`tayotgan qonunyalarni o`rganadi	mashinalaridan foydalanish koeffisientini oshirish va ularning nazariyasini ishlab chiqadi	mashinalaridan foydalanish koeffisientini oshirish maqsadida
2	5	1	Ximiyaviy termodinamika nimani o`rganadi.	*Ximiyaviy va Fizikaviy muvozanatlarni ko`p fazali sistemalar asosida o`rgatadi	Fizikaviy prosslarda o`tayotgan qonunyalarni aksiomalarni o`rganadi	Ximiyaviy prosslarda o`tayotgan qonunyalarni o`rganadi	Issiqlik mashinalaridan foydalanish koeffisientini oshirish va ularning nazariyasini ishlab chiqadi
2	5	1	Texnik termodinamika nimani o`rganadi.	*Issiqlik mashinalaridan foydalanish koeffisientini oshirish va ularning nazariyasini ishlab chiqadi	Ximiyaviy va Fizikaviy muvozanatlarni ko`p fazali sistemalar asosida o`rgatadi	Fizikaviy prosslarda o`tayotgan qonunyalarni aksiomalarni o`rganadi	Issiqlik mashinalaridan foydalanish koeffisientini oshirish maqsadida
2	5		Elektrostatik maydon deb nimaga aytiladi.	*Xarakatsiz elektr zaryad hosil qilgan maydon	Tok hosil qilgan maydon	Uyurmali maydon	Uyurmasiz maydon
2	5	1	Termodinamikada asosiy termodinamik funksiyalarni sonini sanab o`ting ?	*5 ta	6 ta	4 ta	3 ta

2	5	1	Ergodik teorema-.....	*vaqt bo'yicha olingan o'rtacha L, bilan tasodifiy qiymatlar to'plami bo'yicha olingan o'rtacha qiymat teng	Koordinata bo'yicha olingan o'rtacha L, bilan tasodifiy qiymatlar to'plamiga teng	Berk tizm bo'yicha olingan o'rtacha L, bilan tasodifiy qiymatlar to'plamiga teng	Makroskopik tizm bo'yicha olingan o'rtacha L, bilan tasodifiy qiymatlar to'plamiga teng
2	6	1	Termodinamik metodlar qaysilar aniqlang.	*Sikllar metodi termodinamik potentsiallar metodi,	Sikllar metodi , texnik metod	Potentsiallar metodi, texnik metod	Termik va kalorik holat tenglamalari
2	6	1	Entropiya differensial formulasini ko'rinishini aniqlang.	* $dS = \frac{\delta Q}{T}$	$dU = \delta A = 0$	$dQ = dU + A$	$dH = du + vdp$
2	6	1	Termik kengayish koeffitsiyenti α - ning ifodasini aniqlang.	* $\alpha = \frac{1}{V_0} \left(\frac{\partial V}{\partial T} \right)_p$	$dS = \frac{\delta Q}{T}$	$dQ = dU + A$	$dU = \delta A = 0$
3	6	1	Elektrostatika masalalarini yechilishining maxsus usullari.	*Maksvell tenglamalarini yechish asoslari	Puasson va Laplas tenglamalarini	Elektr tenglamasini yechish asoslari	$\frac{\partial p}{\partial t} + dtvj = 0$ yechish asosida
3	6	1	Maksvell- Lorents differensial tenglamalari qanday tenglamalar	*Vaqt va koordinatalar bo'yicha olingan xususiy hosilalar ishtirok qilgan chiziqiy differensial	Elektromagnit maydon potentsiallarini ifodalaydigan tenglamalar	Lorens kuchini ifodalaydi	Lorens almashtirishlari

				tenglamalar			
3	7	1	Maqetiklarni magnitlanishi.	*Magnetiklar tashqi magnit maydonga kiritilganda magnitlanadi, ya'ni noldan farqli momentiga ega bo'ladi	Magnit maydonda kiritilganda magnitlanish hususiyatiga ega bo'ladi va u bilan ta'sir qilishadigan moddalar.	Paramagnitlarga	Ferromagnitlarga
3	7	1	Nuqtaviy zaryad deb nimaga aytiladi.	*Taqsimlanuvchi zaryadlarning o'lchamlari ular orasidagi masofadan juda kichik bo'lsa, bunday zaryadlar nuqtaviy zaryad deyiladi.	O'zaro birg'ubi bilan ta'sirlanuvchi zaryadlarga nuqtaviy zaryad deyiladi	Elektromagnit ta'sir zarralarga nuqtaviy zaryad deyiladi.	Elektr zaryadli zarralarga nuqtaviy zaryad deyiladi
3	7	1	Puasson tenglamasini aniqlang. (adiabatik)	$*Pv^\gamma = const$	$\alpha = P_0\beta \cdot \gamma$	$pv = const$	$\frac{P}{T} = const$
3	7	1	Zaryali zarra tashqi maydonda ekanligidan ta'sir intervali necha qismdan iborat bo'ladi.	*Zaryali zarra tashqi maydonda ekanligidan ta'sir intervalimiz ikki qismdan iborat bo'ladi	Zaryali zarra tashqi maydonda ekanligidan ta'sir intervalimiz to'rt qismdan iborat bo'ladi	Zaryali zarra tashqi maydonda ekanligidan ta'sir intervalimiz olti qismdan iborat bo'ladi	Zaryali zarra tashqi maydonda ekanligidan ta'sir intervalimiz sakkiz qismdan iborat bo'ladi

3	7	1	Elektrostatika deb nimaga aytiladi	*Elektromagnit maydonlar nazariyasining harakatsiz zaryadlar maydonini o'rgatuvchi bo'limiga aytiladi	Elektromagnit maydonning eng oddiy qo'zg'almas zaryadiga aytiladi.	Harakatsiz zaryadlar magnit maydon hosil qilmasligiga aytiladi.	Agar zaryadli zarraning energiyasi katta bulmasa, uning nisbatiga aytiladi
3	8	1	Ekvipotensial sirt deb nimaga aytiladi.	*Barcha nuqtalarning potentsiali bir xil bo'lgan sirtga aytiladi	Barcha nuqtalarning potentsiali har xil bo'lgan sirtga aytiladi	Barcha nuqtalarning potentsiali bir xil bo'lgan sirtga aytiladi	Elektromagnit maydonning eng oddiy qo'zg'almas zaryadiga aytiladi.
3	8	1	Relaksatsion jarayon deb nimaga aytiladi?	*Sistemaning muvozanat holatidan chiqqanda yuz beradigan jarayon.	Sistema tuzilishini zichlikka bog'liqligiga aytiladi	Sistema tuzilishini zichlikka bog'liqligiga aytiladi	Suyuqliklarni tuzilishiga aytiladi.
3	8	1	Termik orasidagi koefitsentlar bog'lanishni aniqlang.	* $\alpha = P_0 \beta \cdot \gamma$	$\alpha = \frac{1}{V_0} \left(\frac{\partial V}{\partial T} \right)_P$	$dH = du + vdp$	$\beta = -\frac{1}{V_0} \left(\frac{\partial V}{\partial p} \right)_T$
3	8	2	Izotermik siqilish koefitsenti ifodasini aniqlang	* $\beta = -\frac{1}{V_0} \left(\frac{\partial V}{\partial p} \right)_T$	$dU = \delta A = 0$	$\alpha = -\frac{1}{P_0} \left(\frac{\partial V}{\partial T} \right)_T$	$dH = du + vdp$
3	8	2	Ideal gazdan iborat sistemaning entropiyasini aniqlang	* $ds = C_v \frac{dT}{T} + R \frac{\partial V}{V}$	$dS = \frac{\delta Q}{T}$	$dQ = dU + A$	$dH = du + vdp$
3	9	2	Entalpiya formulasini aniqlang	*	$dQ = dU + A$	$dS = \frac{\delta Q}{T}$	$\alpha = P_0 \beta \cdot \gamma$

				$dH = TdSt + VDP$			
3	9	2	Erkin energiya formulasini aniqlang	$*dE = -Tds - pdv$	$dS = \frac{\delta Q}{T}$	$dQ = dU + A$	$dU = CrdT$
3	9	2	Dielektrikning qutblanishi deb nimaga aytiladi	*Dielektrikning qanday molekulyar tuzilishidan qat'iy nazar (molyar va nomolyar) u tashqi elektr maydonga kiritilganada noldan farqli dipol' momentiga ega bo'ladi	Dielektrikning xar qanday molekulyar tuzilishiga (molyar va nomolyar) tashqi elektr maydonga kiritilganda noldan farqli dipol' momentiga ega bo'ladi	Dielektrikning molekulyar tuzilishidan u tashqi elektr maydonga kiritilganda noldan farqli unga	Xar qanday molekulyar tuzilishidan qat'iy nazar (molyar va nomolyar) u tashqi elektr maydonga kiritilganda noldan farqli dipol' momentiga ega bo'ladi.
4	9	2	Bosimning termik koeffitsenti ifodasini aniqlang	* $\gamma = \frac{1}{P_0} \left(\frac{\partial P}{\partial T} \right)$	$\beta = -\frac{1}{V_0} \left(\frac{\partial V}{\partial p} \right) \tau$	$\alpha = -\frac{1}{P_0} \left(\frac{\partial V}{\partial T} \right) \tau$	$dS = \frac{\delta Q}{T}$
4	9	2	Termodinamik potensial formulasini aniqlang	$*dS = -dST + vdp$	$dQ = dU + A$	$\alpha = P_0\beta \cdot \gamma$	$dS = \frac{\delta Q}{T}$
4	10	2	Statistik fizika nuqtayi nazaridan termodinamika qonuni ifodasini aniqlang	$*ds = klnW$	$dU = crdT$	$ds = C_v \frac{dT}{T} + R \frac{\partial V}{V}$	$\beta = -\frac{1}{V_0} \left(\frac{\partial V}{\partial p} \right) \tau$
4	10	2	Birinchi tur fazaviy o'tishlar uchun klaperon – klauzis tenglamasini aniqlang	* $\frac{dp}{dt} = \frac{c_p}{T \left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_{p-v}}$	$\alpha = P_0\beta \cdot \gamma$	$dS = \frac{\delta Q}{T}$	$dQ = dU + A$

4	1 0	2	Ideal gaz uchun C_p-C_v ni aniqlang	* $C_p-C_v=R$	$C_p-C_v=2R$	$C_p-C_v=3R$	$C_p-RC_v=R$
4	1 0	2	Shartli ehtimollik ifodasi qaysi qatorda to'g'ri ko'rsatilgan.	* $p_j(W)$	$\sum_i W_i = 1.$	$\bar{L}_N = \int_{(L)} dW(L) + \int_{(L)} f(L)dL = \sum_i W_i = 3.$	
4	1 0	2	Tasodifiy voqea deb nimaga aytiladi ataladi	*Berilgan sharoitda tasodifiy miq-dorning qabul qilishi mumkin bo'lgan qiymatlardan birining sodir bo'lishi (yoki bo'lmasligi) ga ataladi	Berilgan sharoitda tasodifiy miq-dorning qabul qilishi mumkin bo'lgan qiymatlardan ga aytiladi	Makroskopik tizm bo'yicha olingan o'rtacha L , bilan tasodifiy qiymatlarga aytiladi	Fizikaviy proseslarda o'tayotgan qonunyalarni aksiomalarni tasodifiy qiymatlarga aytiladi
4	1 1	2	Puasson taqsimoti ifodasi qaysi qatorda to'g'ri berilgan .	* $W(k; \lambda t) = \frac{(\lambda t)^k}{k!} e^{-\lambda t}$	$\sum_i W_i = 1.$	$\bar{L}_N = \int_{(L)} dW(L) + \int_{(L)} f(L)dL = \int_j p_j(W)$	
4	1 1	2	$x < 0$ bo'lsa $f(x) = F(x) - 0$ qanday funksiya diyiladi	*Eksponeensial funksiya diyiladi	Termodinamik funksiya diyiladi	ponensial funksiya diyiladi	Gamma funksiya diyiladi
4	1 1	2	Mayyer tepglamasi kaysi katorda to'g'ri berilgan	* $C_p = C_v + R$	$p_j(W)$	$\sum_i W_i = 3.$	$\frac{dp_i}{dt} = -\frac{\partial H}{\partial q_i};$ $\frac{dq_i}{dt} = \frac{\partial H}{\partial p_i} \quad i = 1, 2, 3$
4	1 1	2	Politropik jarayoplar deb nimaga aytiladi	*Jarayon vaqtida tizimning issiqlik sig'imi o'zgarmay qolishiga bunday jarayonlarga aytiladi	Jarayon vaqtida tizimning issiqlik sig'imi o'zgarib qolish jarayonlarga aytiladi	Tizimning hajmi va temperaturasi orasidagi bog'lanish jarayonlarga aytiladi	Jarayon vaqtida tizimning issiqlik mikdoriga aytiladi

4	1 1	2	izobarik jarayonlar deb nimaga deyiladi	*Bosim uzgarmas bo'lgan jarayonlarga aytiladi	Xajm o'zgarmas bo'lgan jarayonlarga aytiladi	Issiklik o'zgarmas bo'lgan jarayonlarga aytiladi	Temperatura o'zgarmas bo'lgan jarayonlarga aytiladi
4	1 4	2	Termodinamikaning birinchi qonuni formulasi	* $dU + dA = dQ$	$p_j(W)$	$dU + dA$	$dU - A = dQ$
4	1 4	2	Entropiya formulasi	* $S = v + \ln Z$	$dU + dA$	$S = v + \ln$	$S = S + \ln Z$
4	1 4	2	Sakur- Tetrod tepglamasi	* $S = N \left[\frac{3}{2} + \frac{3}{2} \ln \left(\frac{2\pi m_0}{h^2} \right) - \ln n \right]$	$\bar{L}_N = \int_{(L)} dW(L) + \int_{(L)} f(L) dL = 1$	$S = S + \ln Z$	$W(k; \lambda t) = \frac{(\lambda t)}{k} e^{-\lambda t}$
5	1 4	2	Tajribalarda gazning temperaturasi ortishi, kamayishi va xatto ma'lum temperaturada gaz kengayganda uning temperaturasi o'zgarmay qolishiga kanday effekt deyiladi.	*Joul-Tomson effekti deb ataladi.	Karno effekti	Joul - Lens effekti	Puasson taqsimoti
5	1 4	2	Garmonik ossilator energiyasi formulasi qaysi javobda to'g'ri ko'rsatilgan?	* $E = h\nu \left(n + \frac{1}{2} \right)$	$E = h\nu$	$E = \frac{\hbar^2 \pi^2 n^2}{2ma}$	$T = -\frac{\hbar^2}{2m} \Delta$
5	1 5	2	Potensial chuqurlikda harakatlanayotgan zarra energiyasi formulasi qaysi javobda to'g'ri ko'rsatilgan?	* $E = \frac{\hbar^2 \pi^2 n^2}{2ma}$	$E = h\nu$	$E = h\nu \left(n + \frac{1}{2} \right)$	$T = -\frac{\hbar^2}{2m} \Delta$

5	1 5	2	Erkin zarra kinetik energiyasi qaysi javobda to'g'ri ko'rsatilgan?	$* T = -\frac{\hbar^2}{2m} \Delta$	$E = h\nu$	$E = h\nu\left(n + \frac{1}{2}\right)$	$E = \frac{\hbar^2 \pi^2 n^2}{2ma}$
5	1 5	2	Relyativistik erkin zarrachaning to'la energiyasi va impulsi orasidagi bog'lanish qaysi javobda to'g'ri ko'rsatilgan?	$* E = \sqrt{c^2 p^2 + m^2 c^4}$	$E = -\frac{Z^2 e^4 m}{2\hbar^2 n^2}$	$E = h\nu\left(n + \frac{1}{2}\right)$	$E = \frac{\hbar^2 \pi^2 n^2}{2ma}$
5	1 5	2	Erkin zarra uchun De-Broyl to'lqinining ifodasi qaysi javobda to'g'ri ko'rsatilgan?	$* \Psi(r,t) = a \exp\left\{-\frac{i}{\hbar}(Et - pr)\right\}$	$\frac{dW}{dV} = \Psi ^2$	$\Psi = C_1 \Psi_1 + C_2 \Psi_2$	$\hat{K}(C_1 \Psi_1 + C_2 \Psi_2) = \hat{K}C_1 \Psi_1 + \hat{K}C_2 \Psi_2$
5	1 5	2	Ehtimoliyat zichligi ifodasi qaysi javobda to'g'ri ko'rsatilgan?	$* \frac{dW}{dV} = \Psi ^2$	$\Psi(r,t) = a \exp\left\{-\frac{i}{\hbar}(Et - pr)\right\}$	$\Psi = C_1 \Psi_1 + C_2 \Psi_2$	$\hat{K}(C_1 \Psi_1 + C_2 \Psi_2) = \hat{K}C_1 \Psi_1 + \hat{K}C_2 \Psi_2$
5	1 6	2	Superpozitsiyalanuvchi ikki holat to'lqin funksiyasi ifodasi qaysi javobda to'g'ri ko'rsatilgan?	$* C) \Psi = C_1 \Psi_1 + C_2 \Psi_2$	$\hat{K}(C_1 \Psi_1 + C_2 \Psi_2) = \hat{K}C_1 \Psi_1 + \hat{K}C_2 \Psi_2$	$\frac{dW}{dV} = \Psi ^2$	$\Psi(r,t) = a \exp\left\{-\frac{i}{\hbar}(Et - pr)\right\}$
5	1 6	2	Statsionar Shredinger tenglamasining ko'rinishi qaysi javobda to'g'ri ko'rsatilgan?	$* \hat{H}\Psi = E\Psi$	$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \text{div} \rho = 0$	$\frac{d^2 \Psi}{dx^2} + k^2 \Psi = 0$	$\frac{d^2 \Psi}{dx^2} + \frac{2m}{\hbar^2} \left(E - \frac{m\omega^2 x^2}{2}\right) \Psi = 0$
5	1 6	2	Zarraning bir o'lchovli erkin harakati tenglamasining ko'rinishi qaysi javobda to'g'ri ko'rsatilgan?	$* \frac{d^2 \Psi}{dx^2} + k^2 \Psi = 0$	$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \text{div} \rho = 0$	$\hat{H}\Psi = E\Psi$	$\frac{d^2 \Psi}{dx^2} + \frac{2m}{\hbar^2} \left(E - \frac{m\omega^2 x^2}{2}\right) \Psi = 0$

5	1 6	2	Garmonik ossilator uchun Shredinger tenglamasining ko'rinishi qaysi javobda to'g'ri ko'rsatilgan?	$* \frac{d^2\Psi}{dx^2} + \frac{2m}{\hbar^2} \left(E - \frac{m\omega^2 x^2}{2} \right) \Psi = 0$	$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \text{div} \rho = 0$	$\hat{H}\Psi = E\Psi$	$\frac{d^2\Psi}{dx^2} + k^2\Psi = 0$
5	1 6	2	Garmonik ossilator potensial energiyasining ko'rinishi qaysi javobda to'g'ri ko'rsatilgan?	$* U = \frac{m\omega^2 x^2}{2}$	$E = \frac{\hbar^2 l(l+1)}{2mr^2}$	$U = -\frac{Ze^2}{r} + \frac{\hbar^2 l(l+1)}{2mr^2}$	$E = \int \Psi_0 \hat{V} \Psi_0 dV$
5	1 7	2	Markaziy simmetrik maydonda harakatlanayotgan elektronning effektiv potensial energiyasi qaysi javobda to'g'ri ko'rsatilgan?	$* U = -\frac{Ze^2}{r} + \frac{\hbar^2 l(l+1)}{2mr^2}$	$U = \frac{m\omega^2 x^2}{2}$	$E = \frac{\hbar^2 l(l+1)}{2mr^2}$	$E = \int \Psi_0 \hat{V} \Psi_0 dV$
5	1 7	2	Termodinamikada asosiy termodinamik funksiyalarni aniqlang	*Ichki energiya, entropiya, entalpiya, erkin energiya, termodinamik potensial	Issiqlik miqdori, energiya, entropiya, entalpiya	Ichki energiya, ish, issiqlik miqdori, Entropiya, entalpiya	Ichki energiya, ish, issiqlik miqdori
5	1 7	2	Termodinamika metodlari sonini sanang.	*2ta	1 ta	3ta	5 ta
6	1 7	2	Real gaz tezlik holat tenglamasi Vandervalls tenglamasini toping.	$* \left(P + \frac{a}{V^2} \right) \cdot (v - b) = RT$	$dS = \frac{\delta Q}{T}$	$dU + dA$	$S = S + \ln Z$
6	1 7	2	Mikrozarralarning potensial to'siqdan o'tishida birinchi sohada harakatlanayotgan zarralar uchun to'lqin funksiya qaysi javobda to'g'ri	$* \Psi(x) = A \exp(ik_1 x) + \alpha A \exp(-ik_1 x)$	$\Psi_n(\xi) = A_n \exp\left(-\frac{\xi^2}{2}\right) H_n(\xi)$	$\Psi_{nlm} = R_{nl}(\rho) Y_{lm}(\theta, \varphi)$	$\Psi_n(x) = \sqrt{\frac{2}{a}} \sin \frac{n\pi x}{a}$

			ko'rsatilgan?				
6	1 8	2	Qaysi tenglama Elektromagnit maydon energiyasini ifodalaydi.	$* W = \int \left(\frac{E^2}{8\pi} + \frac{H^2}{8\pi} \right) dV$	$rot E = -\frac{1}{C} \frac{vP}{vt}$	$div E = 4\pi p$	$div E = 0$
6	1 8	2	Mikrozarralarning potensial to'siqdan o'tishida ikkinchi sohada harakatlanayotgan zarralar uchun to'lqin funksiya qaysi javobda to'g'ri ko'rsatilgan?	$* \Psi(x) = \beta A \exp(ik_2 x)$	$\Psi(x) = A \exp(ik_1 x) + \alpha A \exp(-ik_1 x)$	$\Psi_{nlm} = R_{nl}(\rho) Y_{lm}(\theta, \varphi)$	$\Psi_n(x) = \sqrt{\frac{2}{a}} \sin \frac{n\pi}{a} x$
6	1 8	2	Potensial to'siqdan qaytish koeffitsiyenti qaysi javobda to'g'ri ko'rsatilgan?	$* R = \left(\frac{k_1 - k_2}{k_1 + k_2} \right)^2$	$\Psi(x) = A \exp(ik_1 x) + \alpha A \exp(-ik_1 x)$	$\Psi(x) = \beta A \exp(ik_2 x)$	$\Psi_n(x) = \sqrt{\frac{2}{a}} \sin \frac{n\pi}{a} x$
6	1 8	3	De Broyl to'lqinining fazaviy tezligini kursating.	$* v_{\text{faz}} = \frac{d\omega}{dk}$	$v_{\text{faz}} = \frac{c^2}{v}$	$v_{\text{faz}} = \frac{dE}{dp}$	$v_{\text{faz}} = \frac{c^4}{v^3}$
6	1 8	3	Mikrozarrachalar koordinatalari va impulslari noaniqliklarining o'zaro nisbatlari kaysi shartlarni qanoatlantiradilar.	$* \begin{cases} \Delta x \Delta p_x \geq h, \\ \Delta y \Delta p_y \geq h, \\ \Delta z \Delta p_z \geq h. \end{cases}$	$\begin{cases} \Delta x \Delta p_x \leq h, \\ \Delta y \Delta p_y \geq h, \\ \Delta z \Delta p_z \geq h. \end{cases}$	$\begin{cases} \Delta x \Delta p_x \geq h, \\ \Delta y \Delta p_y \leq h, \\ \Delta z \Delta p_z \geq h. \end{cases}$	$\begin{cases} \Delta x \Delta p_x \leq h, \\ \Delta y \Delta p_y \leq h, \\ \Delta z \Delta p_z \geq h. \end{cases}$
6	1 9	3	Mikrozarrachalarning energiyasi va vaqt bo'yicha noaniqlik munosabatini Kursating	$* \Delta E \cdot \Delta t \geq h$	$\Delta E \cdot \Delta t > h$	$\Delta E \cdot \Delta t \equiv h$	$\Delta E \cdot \Delta t \leq h$
6	1 9	3	(x, y, z, t) -to'lqin funksiya nimani xarakterlaydi.	*Mikrozarracha holatini xarakterlaydi	Mikrozarracha tezligini xarakterlaydi	Mikrozarracha massasin xarakterlaydi	Mikrozarracha impulsini xarakterlaydi.

6	1 9	3	dV hajm elementida zarrachani topish ehtimolligi kaysi ifodada tugri kursatilgan	* $dw = \psi ^2 dV$	$dw = \psi ^3 dV$	$dw = \psi dV$	$dw = \psi ^2 dT$
6	1 9	3	To'lkun funksiyasining normallashtirish shartini kursating.	$\int_{-\infty}^{+\infty} \psi ^2 dV = 1$	$\int_{-\infty}^{+\infty} \psi dV = 1$	$\int_{-\infty}^{+\infty} \psi ^3 dV = 1$	$\int_{-\infty}^{+\infty} \psi ^4 dV = 1$
6	1 9	3	Umumiy zaryad zichligi ifodasini aniqlang p_H - nuqtaviy zaryad. p_n - taqsimlanmagan zaryad zichligi.	* $\rho = \rho_m + \rho_n$	$\rho = \frac{de}{dV}$	$e = \int \rho dS$	$\lambda = \frac{de}{dl}$
6	2 0	3	Tok zichligi ifodasini aniqlang.	* $j = pu;$	$J = \int (jdo)$	$e = \int pdv$	$J = \int (jdo)$
6	2 0	3	Zaryadning saqlanish qonuni ifodasini aniqlang.	* $\frac{\partial p}{\partial t} + drvj = 0$	$p = \sum_i p$	$E = \sum_i E$	$e = \int pdv:$
6	2 0	3	Termodinamikaning birinchi qonuni berk tizim uchun qanday bo'ladi ?	* $dQ = dU + PdV$	$\rho = \frac{de}{dV}$	$dU + dA$	$dU - A = dQ$
7	2 0	3	$div \vec{E} = 4\pi p$ ifodaning fizik mazmunini aniqlang.	*Zaryad elektr maydon manbaidir	Zaryad additivligi qonuni	Gaus-Ostrogradskiy formulasi	Elektr maydon o'zgarishi.
7	2	3	Elektromagnit maydonni	*Maksvell-Lorens	Lorents kuchi	Amper kuchi	Bio-Samar-Lampas

	0		xarakterlovchi E va N larni qaysi tenglamalardan to'liq aniqlanadi.	tenglamalari sistemasidan	tenglamasi	tenglamasidan	tenglamasidan.
7	2 1	3	Qaysi tenglama Elektromagnit maydon energiyasini ifodalaydi.	$* W = \int \left(\frac{E^2}{8\pi} + \frac{H^2}{8\pi} \right) dV$	$rotE = -\frac{1}{C} \frac{vP}{vt}$	$divE = 4\pi\rho$	$divE = 0$
7	2 1	3	Elektr maydon energiyasi ifodasini aniqlang	$* \omega_m = \frac{1}{8\pi} E^2$	$\omega_m = \frac{1}{8\pi} H^2$	$\omega_m = \frac{1}{8\pi} (E^2 + H^2)$	$divH = 0$
7	2 1	3	skalyar potensial ifodasini aniqlang	$* E = -grad\varphi - \frac{1}{c} \frac{\partial A}{\partial t}$	$H = rotA$	$rotE = -\frac{1}{C} \frac{\partial E}{\partial t}$	$rotH = 0$
7	2 1	3	Dalamber tenglamasidan foydalanib qanday kattaliklarni aniqlash mumkin. $\Delta F - \frac{1}{c} \frac{\partial^2 F}{\partial t^2} = -4\pi f$	*Zaryad taqsimoti va uning tezligi ma'lum bo'lsa, mazkur diffirensial intervallash bilan φ, A lar natijasida E,H aniqlanadi.	Zaryad miqdori	Tok zichligi	Maydon energiyasi
7	2 1	3	$\Delta F - \frac{1}{c} \frac{\partial^2 F}{\partial t^2} = 0$ ko'rinishdagi tenglama qanday tenglama	*To'liq diffirensial tenglamasi	Maksvell-Lorens tenglamalari	Lorents kuchi tenglamasi	Energiya tenglamasi
7	2 2	3	$\Delta F - 4\pi f = 0$ ko'rinishdagi tenglama qanday tenglama.	*to'liq tenglamasi	Lorents kuchi tenglamasi	Energiya tenglamasi	Puasson differensial tenglamasi

7	2 2	3	$\Delta F = 0$ qanday tenglama.	*Puasson differensial tenglamasi	to'liq tenglamasi	Lappas tenglamasi	Maksvell-Lorens tenglamalari
7	2 2	3	Nuqtaviy zaryad potentsiali formulani aniqlang.	* $\varphi = \frac{e}{r}$	$E = \frac{e\vec{r}}{r^3}$	$\varphi = -\frac{c1}{2}$	$\Delta\varphi = 4\pi\rho$
7	2 2	3	Nuqtaviy zaryad kuchlanganligi formulani aniqlang.	* $E = \frac{e\vec{r}}{r^3}$	$\varphi = \frac{e}{r}$	$\Delta\varphi = 4\pi\rho$	$\Delta\varphi = -4\pi\rho$
7	2 2	3	To'liq tenglamasini aniqlang.	* $\Delta\varphi - \frac{EM}{c^2} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2} = 0$	$\Delta E - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} = 0$	$\Delta E - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} = 0$	$\Delta H - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} = 0$
7	2 3	3	Monoxramatik yassi elektromagnit to'liq tenglamasi.	* $E = E_0 \cdot e^{(wr-kx)}, H = H_0 \cdot e^{(wr-kx)}$	$dvrE = 4\pi\rho$	$divH = 0$	$\frac{\partial f}{\partial t} + divf = 0$
7	2 3	3	Maksvell taqsimoti qonuni ifodasi qaysi javobda to'g'ri ko'rsatilgan	* $f(\varrho_i) = \left(\frac{\beta}{\pi}\right)^{1/2} e^{-\beta\varrho_i^2}$, $F(\vec{\varrho}) = \left(\frac{\beta}{\pi}\right)^{1/2} e^{-\beta(\varrho_x^2 + \varrho_y^2 + \varrho_z^2)}$	$W = \int \left(\frac{E^2}{8\pi} + \frac{H^2}{8\pi}\right) dV$	$\left(P + \frac{\alpha}{v^2}\right) \cdot (v - b) = RT$	$\frac{\partial p}{\partial t} + drvj = 0$
7	2 3	3	Doppler effekti formulasi toping.	* $\omega = \omega^1 \left(1 \pm \frac{v}{c}\right)$	$\omega = \omega^1 / \sqrt{1 - \beta^2}$	$\gamma = 1 / \sqrt{1 - \beta^2}$	$\omega = \omega^1 \left(1 \pm \frac{M}{c}\right)$
8	2 3	3	Kyuri qonuni formulasi qaysi qatorda to'g'ri ko'rsatilgan	* $X = \frac{N\mu^2}{3kT} = \frac{C}{T}$,	$M = \frac{N\mu^2}{3kT} H = xH.$	$U_{mj} = -\mu_j H = -g_j m_j \mu_\beta H.$	$W = \int \left(\frac{E^2}{8\pi} + \frac{H^2}{8\pi}\right) dV$

8	2 3	3	Dipolning nurlanishi ifodasi qaysi qatorda to'g'ri ko'rsatilgan	$* S = \frac{p^2(t_1)}{4\pi c^3 r^2} S r u^2 v n$	$H = [nE]$	$\omega = \omega^1 / \sqrt{1 - \beta^2}$	$\gamma = 1 / \sqrt{1 - \beta^2}$
8	2 3	3	Dipolning nurlanish intensivligi ifodasini toping.	$* I = \frac{2}{3} \frac{1^2(t^1)}{3c^3}$	$A(t) = \frac{1}{c} \int \frac{j\left(t - \frac{R}{c}\right)}{R} dv$	$A(r,t) = \frac{e}{c} \left\{ \frac{v}{R - \frac{1}{c}(vR)} \right\}$	$\varphi(t) = \int \frac{p\left(t - \frac{R}{c}\right)}{R} dv$
8	2 4	3	Nurlanish reaksiyasi deb nimaga aytiladi.	*Zaryad chiqayotgan elektromagnit maydonning shu zaryad xususiy xarakteriga ta'siri nurlanish reaksiyasi deyiladi.	Zaryad chiqarmaygan elektromagnit maydonning shu zaryad xususiy xarakteriga ta'siri nurlanish reaksiyasi deyiladi.	Zaryadsiz elektromagnit maydonning zaryad xarakteriga ta'siri nurlanish reaksiyasi deyiladi	Zaryadli elektromagnit maydonning xarakteriga ta'siri nurlanish reaksiyasi deyiladi.
8	2 4	3	Garmonik ossillyatorning bir sekuntda o'rtacha nurlanish energiyasi formulasini aniqlang.	$* I = \frac{2}{3} \frac{1^2(t^1)}{3c^3}$	$T = \frac{p_0^2 \cdot \omega_0^4}{3c^2}$	$T = \frac{1}{y}$	$\varphi(t) = \int \frac{p\left(t - \frac{R}{c}\right)}{R} dv$
8	2 4	3	Spektral chiziqning tabiiy kengligini toping.	$* \Delta\omega = \nu$	$I = \frac{2}{3} \frac{1^2(t^1)}{3c^3}$	$\varphi(t) = \int \frac{p\left(t - \frac{R}{c}\right)}{R} dv$	$T = \frac{1}{y}$
8	2 4	3	Elektr va magnit dipol' nurlanish tenglamasini	$* I = \frac{2}{3} \frac{1^2(t^1)}{3c^3}$	$E = H = \frac{m(t_1)}{C^2 r} \sin 0$	$\Delta\omega = y$	$T = \frac{1}{y}$

			aniqlang.				
8	2 4	3	Kvadrual' nurlanish tenglamasini toping.	$* J = \frac{1}{180c^5} \sum_j \sum_k (pjk)^2$	$I = \frac{2}{3} \frac{1^2(t^1)}{3c^3}$	$\Delta\omega = y$	$E = H = \frac{m(t1)}{C^2 r} \sin 0$
8	2 4	3	Maksvell tenglamalar sistemasiga tegishli formulani toping.	$* \text{rot}H = \frac{4\pi}{e} j + \frac{1}{c} \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \cdot \text{div}B = 0$	$J = \frac{1}{180c^5} \sum_j \sum_k (pjk)^2$	$I = \frac{2}{3} \frac{1^2(t^1)}{3c^3}$	$E = H = \frac{m(t1)}{C^2 r} \sin 0$
8	2 5	3	O'tkazgich energiyasi.	$* W = \frac{e^2}{4a} - \frac{e^2}{4D}$	$J = \frac{1}{180c^5} \sum_j \sum_k (pjk)^2$	$E = H = \frac{m(t1)}{C^2 r} \sin 0$	$W = \frac{e^2}{4a} - \frac{e^2}{4D}$
8	2 5	3	Gibbsning fazalar qoidasi ifodasi qaysi qatorda to'g'ri ko'rsatilgan .	$* r \leq n + 2$	$2 + (n - 1)r$	$\mu_1(P, T) = \mu_2(P, T)$	$N = 2 + n - r = 0$
8	2 5	3	Klassik elektrodinamikada dispersiya ifodasini toping.	$* \tau = \frac{8\pi}{3} \frac{r^2 \omega \omega_0^4}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \omega^2 \gamma^2};$	$\oint (Hdl) = \frac{4\pi}{C} J;$	$\text{div}H = 0$	$\text{rot}E = -\frac{1}{c} \frac{\partial H}{\partial t};$
8	2 5	3	Real gazlar uchun Klauzius tenglamasini toping	$* \left(P + \frac{a}{T(V+C)^2} \right) \cdot (v-b) = RT$	$\left(P + \frac{a}{v^2} \right) \cdot (v-b) = RT$	$\text{rot}E = -\frac{1}{c} \frac{\partial H}{\partial t};$	$I = \frac{2}{3} \frac{1^2(t^1)}{3c^3}$
8	2 5	3	Veber-Fexner qonunini formulasini yozing?	$* L = k \lg \frac{I}{I_0}$	$\dot{A} = k \frac{I}{I_0}$	$L = \lg \frac{1}{I_0}$	$L = k \lg \frac{I}{2}$

8	2 5	3	Maksvell munosabatlari ifodasi qaysi qatorda to'g'ri ko'rsatilgan	* $(\partial V / \partial o)_s = -(\partial S / \partial P)_o$ $(\partial V / \partial S)_p = (\partial o / \partial P)_s$	$(P + \frac{a}{V^2}) \cdot (v - b) = RT$	$\tau = \frac{8\pi}{3} \frac{r^2 o \omega_0^4}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \omega^2 \gamma^2}$	$\left(P + \frac{a}{T(V + C)^2} \right)$
---	--------	---	---	---	--	--	---

