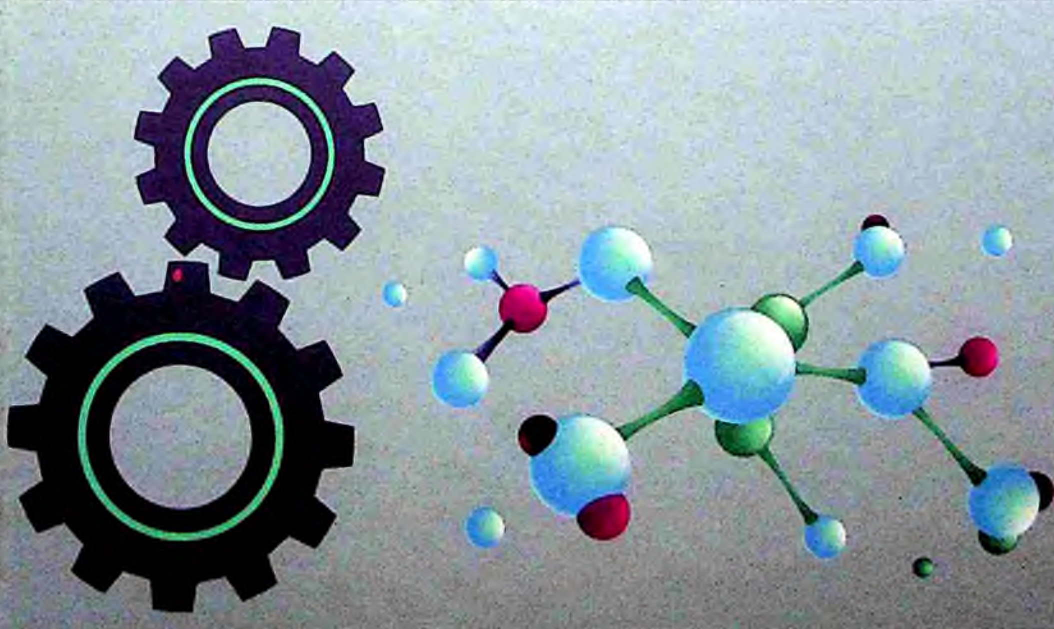
K. Mirtadjieva, T. Axunov, M. Karabayeva

MEXANIKA VA MOLEKULYAR FIZIKA



O‘ZBEKISTON RESPUBLIKASI
OLIY VA O‘RTA MAXSUS TA’LIM VAZIRLIGI

MIRZO ULUG‘BEK NOMIDAGI O‘ZBEKISTON MILLIY
UNIVERSITETI

K.T. Mirtadjiyeva, T.A.Axunov, M.A.Karabayeva

MEXANIKA VA MOLEKULYAR FIZIKA

(O‘quv qo‘llanma)

Toshkent
«Go To Print»
2020

UO‘K: 539.1(075)
КБК: 22.36я73
M 53

Mirtadjieva, K.T. T.A. Axunov, M.A. Karabayeva
Mexanika va molekulyar fizika [Matn]: o‘quv qo‘llanma / K.T. Mirtadjieva, T.A. Axunov, M.A. Karabayeva. – Toshkent: «Go To Print», 2020. 424 b.

Mexanika va molekulyar fizika bo‘yicha taqdim etilayotgan ushbu o‘quv qo‘llanma universitetlarning 5140400 – “Astronomiya” yo‘nalishidagi talabalar uchun mo‘ljallangan. Qo‘llanmadan maqsad mexanika va molekulyar fizika asoslarini o‘rganish doirasida fizik hodisalarni ilmiy anglash usullarini ochishdir.

O‘quv qo‘llanmada mexanika va molekulyar fizikaning asosiy bo‘limlari bayon etilgan: kinematika, dinamika, statika, termodanamika asoslari, ko‘chish hodisalari, sirt taranglik hodisalari va gazodinamikaning ayrim masalalarini ta’rif etishda nashr etilgan ilmiy ishlar o‘z aksini topgan.

Materiallarning boblar bo‘yicha taqsimlanishida shu kursning namunaviy va ishchi dasturi asos qilib olingan. Qo‘llanmada ko‘rgazmali materiallar-grafiklar, rasmlar keng tarzda qo‘llanilgan.

Bu qo‘llanmani tuzishda mualliflar horijiy adabiyotlardan ham keng tarzda foydalanishgan.

Taqrizchi: O‘zbekiston Milliy universiteti, Fizika fakulteti, Astronomiya va atmosfera fizikasi kafedrasi professori M.Mamadazimov

UO‘K: 539.1(075)
КБК: 22.36я73

ISBN 978-9943-6883-5-3

SO‘Z BOSHI

Taqdim etilayotgan o‘quv qo‘llanma universitetlarning 5140400 – Astronomiya yo‘nalishida tahsil olayotgan talabalar uchun mo‘ljallangan. Undan maqsad talabalar uchun mexanika va molekulyar fizika asoslarini o‘rganish doirasida fizik hodisalarni ilmiy bilish usullarini ochish, ularga chuqur va mustahkam darajada makrotizimlarning termodinamik va statistik asosiy qonuniyatlarini yetkazishdan iboratdir. Qo‘llanmada shuning bilan birga, talaba olgan bilimlarini amaliyotda qo‘llay bilish darajasiga erishishi kerakligi maqsad qilib qo‘yilgan.

Ma’lumki, bu fan nazariy fizikaning asosiy tarkibiy qismlaridan biri bo‘lib, juda ko‘plab zarralardan tashkil topgan tizimlar xususiyatlarini o‘rganish bilan shug‘ullanadi, makrotizimlarni o‘rganishda ularni tashkil etgan zarralar xususiyatiga asoslanadi. U jism zarralarining xususiyatlariga asoslangan holda jismlarning makroskopik xususiyatlarini keltirib chiqaradiki, bu xususiyatlarni, ya’ni ularga tegishli bo‘lgan makroskopik parametrlarni bevosita o‘lchash imkonini beradi.

O‘n sakkiz bobdan iborat o‘quv qo‘llanma jahonda bu sohada qilingan ishlar e’tiborga olingan holda yozilgan. Keltirilgan ma‘lumotlar turli mualliflarning aniq tadqiqod ob‘ektlariga yoki tadqiqod usullariga tegishlidir. O‘quv qo‘llanmadagi mavzular universitetlarning fizika hamda astronomiya yo‘nalishlari uchun umumiy fizikaning “Mexanika va molekulyar fizika” bo‘limlari o‘quv dasturi bo‘yicha mavzular bilan muvofiqlashtirilgan.

Qo‘llanmani tayyorlashda horijiy manbalardan keng foydalanilgan. Shu bois qo‘lyozmada xatolik yoki noaniqliklar kirib qolishi tabiiydir. Shuning uchun, aziz kitobxonlarimiz bu kamchiliklarni ko‘rganda bizga yetkazsalar, biz samimiy minnatdor bo‘lar edik.

Mualliflar

I BOB. KINEMATIKA

1.1.-§. Mexanik harakat

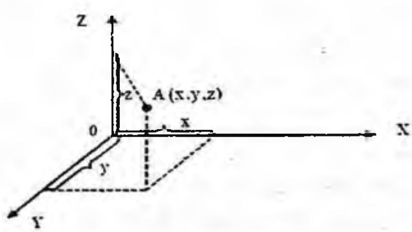
Mexanika materiya harakatining eng sodda turi haqidagi ta'limotdir. Bunday harakat jismlarning yoki jism qismlarining bir-biriga nisbatan ko'chishidan iborat bo'ladi. Mexanika ham, hamma tabiiy fanlar kabi, o'zining qonun-qoidalarini tajribalardan olingan ma'lumotlarni umumlashtirish yo'li bilan aniqlaydi. Jismlarning ko'chishini kuzatish tajribalari eng sodda tajribalardandir. Odamlar, kundalik turmushida va har qanday ishlab chiqarish jarayonida jismlarning ko'chishini ko'radilar. Shuning uchun mexanik tasavvurlar juda yaqqol bo'ladi. Mexanikaning boshqa tabiiy fanlardan oldinroq rivojlanishiga ham sabab ana shu.

Mexanik harakatda bir jismning vaziyati boshqa jismlarga nisbatan o'zgaradi. Masalan, poyezd temir yo'l iziga nisbatan, trolleybus, avtobuslar binolarga, daraxtlarga nisbatan harakat qiladi va hokazo. Ammo temir yo'l relsi va binolar, daraxtlarning o'zi ham Yer bilan birga harakatlanib turadi. Tabiatda mutlaqo harakatsiz jism yo'q. Tabiatdagi hamma jismlar harakatda bo'lganligidan har qanday tinchlik nisbiydir. Har qanday tinchlik nisbiy bo'lgani kabi, har qanday harakat ham nisbiydir. Shunday qilib, jismning fazoda boshqa jismlarga nisbatan vaqt o'tishi bilan vaziyatini o'zgartirishiga mexanik harakat deyiladi.

Jismlarning harakati haqida ko'pgina amaliy masalalarda berilgan jismlarning o'lchami va shakli rol o'ynamaydi va shuning uchun ko'pincha, jismlarning harakatini bayon qilishda ularning o'lchamlari nazarga olinmasligi mumkin. Bunday holda moddiy nuqta tushunchasi kiritiladi. Moddiy nuqta deb, tekshirilayotgan masofaga nisbatan o'lchamlari juda kichik va shakli nazarga olinmasa ham bo'ladigan jismlarga aytiladi. Masalan, Yerning Quyosh atrofidagi harakatini o'rganishda Yer va Quyoshni moddiy nuqtalar deb olish mumkin. Yerning o'z o'qi atrofidagi harakatini o'rganishda esa Yerni moddiy nuqta deb qarash mumkin emas chunki Yerning shakli va o'lchamlari uning aylanma harakati harakteriga ancha ta'sir ko'rsatadi.

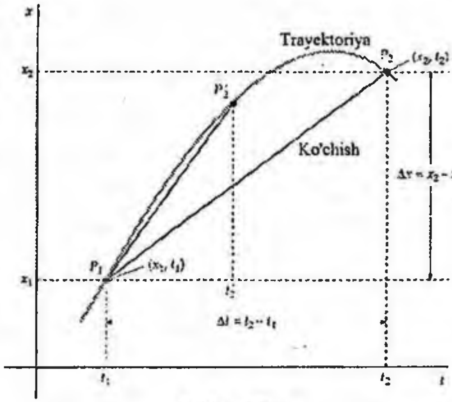
Jismning harakatini tasvirlashda, ya'ni uni vaziyatining o'zgarishini ko'rsatishda, berilgan jismning harakati qaysi jismga yoki jismlar sistemasiga nisbatan qaralishini tanlab olish kerak. Mazkur jismning harakati qanday jism yoki jismlar sistemasiga nisbatan qaralayotgan bo'lsa, o'sha jism yoki jismlar sistemasi sanoq boshi sistemasi yoki sanoq sistemasi deb ataladi. Misol uchun harakatdagi avtobus salonida o'tirgan yo'lovchi haqida konduktor «yo'lovchi harakatsiz o'tiribdi», – deb aytadi. O'tib ketayotgan avtobusni kuzatuvchi esa «yo'lovchi mendan uzoqlashib bormoqda», – deydi. Yo'lovchi harakatsiz o'tiribdi, deb aytayotgan konduktor yo'lovchining vaziyatini salondagi jismlarga nisbatan qaraydi, kuzatuvchi esa yo'lovchining vaziyatini o'ziga nisbatan yoki yonida turgan jismlarga nisbatan kuzatadi. Ikkita kuzatuvchi yo'lovchining vaziyatini boshqa-boshqa ikki jismga nisbatan kuzatayotgani uchun turlicha xulosaga keladilar, ularning ikkalasi ham haqdir.

Yerda jismlarning harakatini tekshirganda sanoq sistemasi qilib odatda Yer yoki Yerga nisbatan harakatsiz bo'lgan turli jismlar olinadi. Sanoq sistemasi qilib olingan jismga biror koordinatalar sistemasi bog'lanadi va bunga nisbatan jismlar harakati o'rganiladi. Odatda to'g'ri burchakli Dekart koordinatalar sistemasi qo'llaniladi (1 – rasm).



1.1-rasm

Bu holda jism turgan A nuqtaning vaqtning istalgan paytidagi vaziyati biror shartlashib olingan masshtabda OX o'q bo'yicha o'lchangan "x", OY o'q bo'yicha o'lchangan "y" va OZ o'q bo'yicha o'lchangan "z" masofalar bilan to'liq aniqlanadi. x, y,z kesmalar A nuqtaning koordinatalari bo'ladi. Shunday qilib, sanoq jismi, unga bog'langan koordinatalar sistemasi va vaqtni o'lchaydigan asbob birgalikda sanoq sistemasini tashkil etadi. Biz jismning vaziyatini va harakatini bir vaqtda turli sanoq sistemalariga nisbatan ko'rib chiqishimiz mumkin. Ayni bir jismning turli sanoq sistemalariga nisbatan koordinatalari har xil bo'lishi mumkin. Bu esa jismning vaziyati nisbiy ekanligini bildiradi.



1.2-rasm

Moddiy nuqta harakati fazoda ma'lum chiziq bo'ylab sodir bo'ladi, bu chiziqning shakli turli-tuman bo'lishi mumkin. Moddiy nuqtaning o'z harakati davomidagi fazoda qoldirgan iziga trayektoriya deyiladi. Agar trayektoriya to'g'ri chiziqdan iborat bo'lsa, to'g'ri chiziqli harakat, yoki aksincha, trayektoriya egri chiziqdan iborat bo'lsa, egri chiziqli harakat deb ataladi. Moddiy nuqtaning biror vaqt oralig'ida o'tgan trayektoriyasining uzunligi o'tilgan yo'l deyiladi. Faraz qilaylik, moddiy nuqta biror trayektoriya bo'ylab P_1 nuqtasidan P_2 nuqtasiga ko'chgan bo'lsa (1.2 – rasm). Bu vaqtda trayektoriya bo'ylab hisoblangan A va V nuqtalar orasidagi masofa o'tilgan yo'lni ifodalaydi. Bu yulni S bilan belgilangan.

Harakat trayektoriyasining bir nuqtasidan ikkinchi nuqtasiga yo'nalgan kesmadan iborat bo'lgan vektor kattalikka ko'chish deyiladi (1.2 – rasm) va $\vec{r}$ bilan belgilanadi. Demak, moddiy nuqta harakatining boshlang'ich va oxirgi nuqtalarini tutashtiruvchi yo'nalgan to'g'ri chiziq kesmasiga ko'chish vektori deyiladi.

To'g'ri chiziqli harakatda trayektoriya bilan ko'chish ustma-ust tushadi. Bu holda moddiy nuqtaning bosib o'tgan yo'li ko'chishning moduliga teng, ya'ni:

$$S = |\vec{r}| \qquad (1.1)$$

Moddiy nuqtaning barobar vaqtlar oralig'ida o'tgan masofasiga qarab harakatlar tekis va notekis harakatlarga ajraladi.

1.2.-§. Fazo, vaqt va sanoq sistemalari haqida tushuncha

Ma'lumki, mexanikaviy harakat jismning fazoda vaqt o'tishi bilan ko'chishidan iborat deb qaraladi. Bu ta'rifga jiddiy aniqlik kiritish kerak. Mexanikaviy harakatda bir jismning boshqalariga nisbatan ko'chishi yuz beradi deyish lozim. Agar jism bittagina bo'lsa, uning ko'chishi haqida gapirishning ma'nosi yo'q. Nisbatan ko'chish yuz berayotgan sanoq sistemasini sanoq jismi deyish kerak, chunki amalda amalda sanoq sistemasi hamma vaqt biror jism yoki jismlar bilan bog'liq bo'ladi. Jismlar yo'qligida fazoni tasavvur qilib bo'lmaydi.

Fazo va vaqt – materiyaning mavjudlik shaklidir. Nyuton tomonidan kiritilgan absolyut, harakatsiz va bo'sh fazo tasavvuri ma'noga ega emas. Fazo, uning geometrik elementlari (nuqta, chiziq, sirt, hajm) tushunchalari moddiy, deyarli o'zgarmas jismlar xossalarining abstraksiyalari sifatida yuzaga keldi. Nyuton mexanikasida fazo o'zining barcha qismlarida bir jinsli va izotrop (ya'ni, uning yo'nalishi xossalari yo'nalishga bog'liq emas) deb hisoblanadi; boshqacha aytganda, fizikaviy fazo Yevklid geometriyasi bayon qilganidek tasavvur qilinadi. Bizning kursda qaraladigan mexanikaviy hodisalar uchun fazoni yuqori darajada aniqlik bilan Yevklid fazosi kabi tasavvur qilish mumkin. Bu hodisalarni tahlil qilishda fazoni bir jinsli va izotrop deb hisoblash mumkin. Biroq absolyut harakatsiz, hech narsa bilan bog'lanmagan fazoning mavjudligini taxmin qilish noto'g'ri: fazoni biz hamma vaqt muayyan jismlar, sanoq sistemalari bilan bog'lagan holda tasavvur qilamiz.

Nyuton nazariyasiga ko'ra, vaqt – jismlarga bog'liq bo'lmagan holda mavjud bo'lgan absolyut davomiylikdir. Buni ham asoslash qiyin; vaqt materiyaning mavjudlik formasi bo'lganidan, davomiylikni materiyadan ajratib bo'lmaydi.

Bitta sanoq sistemasi doirasida barcha jarayonlar va hodisalar uchun yagona davomiylik o'lchovini topish va yagona vaqt mavjud deyish mumkin. Biroq, nisbiylik nazariyasida ko'rsatilganidek, bitta sanoq sistemasining turli joylarida sodir bo'luvchi bir vaqtli voqealar, agar ularni harakatlanayotgan boshqa sanoq sistemasiga nisbatan qaralsa, ular turli vaqt momentlariyuz beradi. Demak, vaqtning o'tishi sanoq sistemalarining nisbiy harakati bilan bog'langan; barcha sanoq sistemalari uchun yagona, absolyut vaqt mavjud emas. Bu barcha holatlar barcha sanoq sistemalarida yorug'lik tezlikning davomiyligi oqibatidir. Jarayonlarning davomiyligi harakat bilan bog'liq, vaqt tushunchasi jismlarining bir-biriga nisbatan harakatidan ajralmasdir.

Biroq, tezlik yorug'lik tezligiga nisbatan juda kichik bo'ladigan sekin nisbiy harakatlarda vaqtning sanoq sistemasining nisbiy harakatiga bog'liqligi amalda juda kichik bo'lib, uni tamomila nazarga olmasa bo'ladi. Shu sababli ushbu kitobda qaraladigan deyarli barcha hodisalar va masalalar uchun Nyutonning absolyut va yagona vaqt haqidagi tasavvurlari tamomila o'rinli deyish mumkin. Bunday qilish mumkin bo'lmagan hollarda bu alohida aytib o'tiladi.

1.3.-§. To'g'ri chiziqli tekis harakat

Agar jism to'g'ri chiziqli harakatda teng vaqt oraliqlarida teng masofalarni bosib o'tsa, jismning bunday harakati to'g'ri chiziqli tekis harakat deyiladi. Bundan to'g'ri chiziqli tekis harakatda jismning tezligi kattalik va yo'nalish jihatidan o'zgarishsiz qoladi.

Agar **t** vaqt davomida jism S yo'lni bosib o'tgan bo'lsa, u holda harakat tezligi:

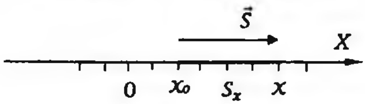
$$v = \frac{s}{t} \quad \text{yoki} \quad \vec{v} = \frac{\vec{r}}{t} \qquad (1.2)$$

bo'ladi, bunda $\vec{r}$ – jismning t vaqt ichidagi ko'chishini bildiradi. Tezlikning o'lchov birligi $[v] = \frac{1m}{1s} = 1\frac{m}{s}$. To'g'ri chiziqli tekis harakatning tezligi deb, jismning har qanday vaqt ichidagi ko'chishining o'sha vaqtga nisbatiga teng bo'lgan kattalikka aytiladi, demak u harakat jadalligini ifodalaydi va son qiymat jihatidan vaqt birligida bosib o'tilgan yo'lga teng: Tezlik vektori ko'chish yo'nalishi bilan bir xil yo'nalgan. (1.2) formuladan bosib o'tilgan yo'lning formulasini hosil qilamiz, ya'ni:

$$S = v \cdot t \qquad (1.3)$$

Demak, jismning to‘g‘ri chiziqli tekis harakatida o‘tgan yo‘li harakat vaqtiga to‘g‘ri proporsionaldir.

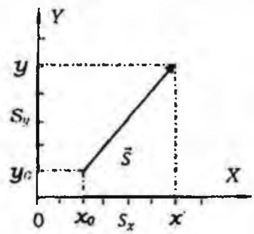
Agar $\vec{S}$ – jismning ko‘chishi desak, uning x o‘qqa proyeksiyasi bosib o‘tilgan yo‘lni ifodalaydi:



Demak, $S=x-x_0$, bu ifodani yo‘l formulasi bilan birlashtirilsa

$$x = x_0 + v_x t$$

bu ifoda to‘g‘ri chiziqli tekis harakat qilayotgan jismning harakat tenglamasi.



Agar jisn harakati tekislikda, ya’ni X0Y koordinatalar o‘qiga nisbatan sodir bo‘layotgan bo‘lsa, uning harakat tenglamasi y va x bo‘yicha harakat tenglamalari yig‘indisidan iborat bo‘ladi:

$$x = x_0 + v_x t$$
$$y = y_0 + v_y t$$

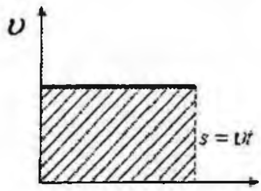
Bu tenglamalardan jismning X0Y koordinata bo‘yicha ko‘chishi quyidagicha topiladi:

$$S = S_y^2 + S_x^2 = t\sqrt{v_y^2 + v_x^2}$$

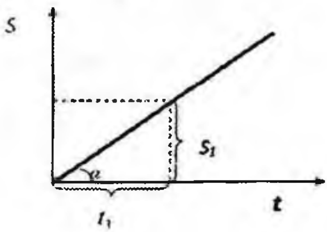
1.3 – rasmda to‘g‘ri chiziqli tekis harakatining tezlik grafigi tasvirlangan. To‘g‘ri chiziqli tekis harakatda bu bog‘lanish shundan iboratki, tezlik vaqt o‘tishi bilan o‘zgarmaydi. Shuning uchun bu holda tezlik grafigi vaqt o‘qiga parallel bo‘lgan to‘g‘ri chiziq bo‘ladi. (1.3) formulani e’tiborga olib, to‘g‘ri chiziqli tekis harakatda jism bosib o‘tgan yo‘l 1.3–rasmdagi shtrixlangan to‘g‘ri to‘rtburchakning yuziga son jihatdan teng bo‘ladi.

Yo‘l grafigini yasashda absissa o‘qini vaqt o‘qi, ordinata o‘qini yo‘l o‘qi qilib olamiz (1.4 – rasm). Natijada koordinatalar boshidan o‘tuvchi to‘g‘ri chiziqdan iborat bo‘lgan yo‘l grafigini hosil qilamiz. Bu to‘g‘ri chiziqning vaqt o‘qining musbat yo‘nalishi bilan hosil qilgan α burchagining tangensi v tezlikka teng bo‘ladi, ya’ni:

$$v = \mathrm{tg}\,\alpha = \frac{S_1}{t_1} \tag{1.4}$$



1.3-rasm



1.4-rasm

To‘g‘ri chiziqli tekis harakatning tezligi qancha katta bo‘lsa, yo‘l grafigi vaqt o‘qi bilan shuncha katta burchak tashkil qiladi.

1.4.-§. To‘g‘ri chiziqli tekis o‘zgaruvchan harakat

Tabiatda vaqt o‘tishi bilan tezligi o‘zgarib turadigan harakatlar ko‘p uchraydi. Masalan, trolleybus va avtobuslarning harakatini kuzatar ekanmiz, yo‘lning ba’zi qismlarida sekinroq harakatlanishini to‘xtash joylarida esa tezlik nolga teng bo‘lishini ko‘ramiz. Bunday harakat notekis yoki o‘zgaruvchan harakat deyiladi. Notekis harakatda o‘rtacha tezlik tushunchasi kiritiladi. Harakat davomida tezliklar o‘zaro qo‘shilib uning o‘rtacha qiymati olinadi yoki:

$$\vec{v}_{o'rt} = \frac{\vec{S}_1 + \vec{S}_2}{t_1 + t_2}. \tag{1.5}$$

Bu ifoda moddiy nuqta yo‘l qismlarida o‘zgarmas tezlik bilan harakatlanayotgan hol uchun qo‘llaniladi.

Jismning oniy tezligi deb, uning muayyan bir paytdagi yoki trayektoriyaning ma’lum bir nuqtasidagi tezligiga aytiladi. Notekis harakatning trayektoriyasining biror nuqtasidagi oniy tezligi shu nuqta atrofidagi juda qisqa ΔS masofadagi tezligiga teng:

$$v_{oniy} = \lim_{\Delta t \to 0} \frac{\Delta S}{\Delta t} = \frac{dS}{dt} \qquad (1.6)$$

Notekis harakatlarda esa oniy tezlik har xil nuqtalarda va har xil paytlarda turlicha bo'ladi.

Demak, vaqt o'tishi bilan jism tezligi o'zgarib borsa, bunday harakat o'zgaruvchan harakat deyiladi. Harakat trayektoriyasi to'g'ri chiziqdan iborat bo'lgan o'zgaruvchan harakat to'g'ri chiziqli o'zgaruvchan harakat deb ataladi. O'zgaruvchan harakatining eng sodda turi tekis o'zgaruvchan harakatdir. Agar jismning v_0 tezligi t vaqt davomida v qiymatgacha o'zgargan bo'lsa, u holda tezlanish tushunchasi kiritiladi:

$$\vec{a} = \frac{\vec{v}-\vec{v}_0}{t}, \text{birligi } [a] = \frac{\text{м}}{sek^2} \qquad (1.7)$$

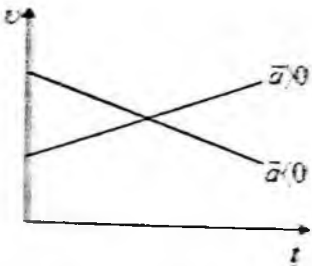
ya'ni tezlanish – bu birlik vaqt ichida tezlik vektorining o'zgarishiga teng bo'lgan kattalik. Tekis o'zgaruvchan harakatda har qanday teng vaqt oraliqlari davomida tezlik ayni bir kattalika o'zgaradi, binobarin tezlanish o'zgarmas $(a = const)$ bo'ladi. Tekis o'zgaruvchan harakatni tekis tezlanuvchan va tekis sekinlanuvchan harakatlarga ajratiladi. Har qanday teng vaqt oraliqlarida tezligi bir tekis ortib boradigan harakat tekis tezlanuvchan harakat deyiladi va bunday harakatda tezlanish musbat $(\vec{a} > 0)$ va yo'nalishi tezlik yoki harakat yo'nalishi bilan bir xil bo'ladi. Har qanday teng vaqt oraliqlarda tezligi bir tekis kamayib boradigan harakat tekis sekinlanuvchan harakat deb ataladi va bunday harakatda tezlanish manfiy bo'lib $(\vec{a} < 0)$, tezlik yo'nalishiga qarama-qarshi yo'nalgan bo'ladi. (1.7) formuladan υ ni topamiz:

$$\upsilon = \upsilon_0 + at \qquad (1.8)$$

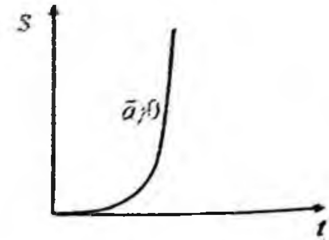
(1.8) formula tekis tezlanuvchan harakatining tezligini ifodalaydi.Tekis sekinlanuvchan harakatda $\vec{a} < 0$ ekanini nazarga olsak, u holda (1.8) formula quyidagi ko'rinishga keladi:

$$\upsilon = \upsilon_0 - at \qquad (1.9)$$

Tekis o'zgaruvchan harakatini tezligini grafigi 1.5 – rasmda berilgan.



1.5-rasm



1.6-rasm

(1.8) formulani ikkala tomonini dt ga ko'paytiramiz, ya'ni:

$$v \cdot dt = v_0 \cdot dt + at \cdot dt \tag{1.10}$$

yoki

$$dS = v_0 \cdot dt + at \cdot dt \tag{1.11}$$

(1.11) formulani ikkala tomonidan integral olamiz:

$$\int_0^S dS = \int_0^t v_0 dt + \int_0^t at \cdot dt \tag{1.12}$$

Shunday qilib, to'g'ri chiziqli tekis tezlanuvchan harakat uchun yo'l formulasi quyidagicha bo'ladi:

$$S = S_0 + v_0 t + \frac{at^2}{2}, \tag{1.13}$$

bunda S_0 – integrallashning doimiyligi. (1.13) formuladagi yo'lning grafik tasviri 1.6 – rasmda berilgan. Xuddi shunday to'g'ri chiziqli tekis sekinlanuvchan harakat uchun yo'l formulasi:

$$S = S_0 + v_0 t - \frac{at^2}{2}. \tag{1.14}$$

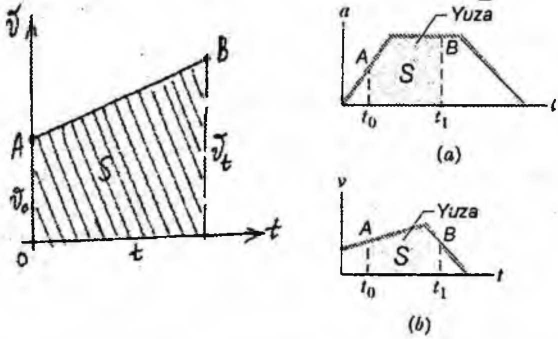
Demak, to'g'ri chiziqli tekis tezlanuvchan va tekis sekinlanuvchan harakatlar qilayotgan jismning harakat tenglamalari quyidagicha bo'ladi:

$$x = x_0 + v_0 t + \frac{at^2}{2} \quad x = x_0 + v_0 t - \frac{at^2}{2} \tag{1.15}$$

AB tezlik grafik chizig'ining absissa o'qi bilan hosil bo'lgan $OABC$ trapetsiyaning yuzi S_{OABC} o'tilgan S yo'lga teng (1.7-rasm).

Tekis o‘zgaruvchan harakatdagi bosib o‘tilgan yo‘lni grafikdan foydalanib quyidagicha yozamiz:

$$S = v_0 \cdot t + \frac{at^2}{2} \tag{1.16}$$



1.7-rasm

Agar jismning boshlang‘ich tezligi 0 ga teng bo‘lsa, u holda formula quyidagi ko‘rinishga keladi:

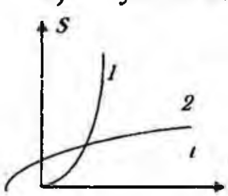
$$S = \frac{at^2}{2} \tag{1.17}$$

Agar vaqt $t = \frac{\vartheta - \vartheta_0}{a}$ bo‘lsa o‘rtacha tezlik bilan harakat qilayotgan jismning bosib o‘tlgan S yo‘l:

$$S = \frac{\vartheta + \vartheta_0}{2} \cdot \frac{\vartheta - \vartheta_0}{a} = \frac{\vartheta^2 - \vartheta_0^{\ 2}}{2a} \tag{1.18}$$

To‘g‘ri chiziqli notekis harakat parametrlarini grafik ravishda tasvirlash.

a) yo‘l bilan vaqt orasidagi bog‘lanish (1.8-rasm):

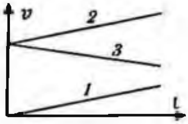


1.8-rasm

Bu yerda 1-to‘g‘ri chiziqli tekis tezlanuvchan harakat ($a > 0$) uchun yo‘l va vaqt orasidagi bog‘lanish;

2-to‘g‘ri chiziqli tekis sekinlanuvchan ($a < 0$) harakat uchun yo‘l va vaqt orasidagi bog‘lanish.

b) jism tezligi bilan vaqt orasidagi bog‘lanish (1.9-rasm):



1.9-rasm

1-jismning boshlang'ich tezligi nolga teng va $a > 0$ bo'lgan xol;

2-jismning boshlang'ich tezligi noldan farqli va $a > 0$;

3-jismning boshlang'ich tezligi noldan farqli va $a < 0$.

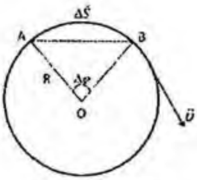
1.5.-§. Egri chiziqli harakat. Aylanma harakat.

Yuqorida qayd qilib o'tganimizdek, trayektoriyasi egri chiziqdan iborat bo'lgan harakat egri chiziqli harakat deb ataladi. Tabiatda va texnikada egri chiziqli harakat ko'p uchraydi. Masalan, kosmik fazoda sayyora va sun'iy yo'ldoshlar, Yerda esa xilma-xil transport vositalari, mashina va mexanizmlarning qismlari, daryo suvi atmosfera havosi va hokazolar egri chiziqli trayektoriya bo'ylab harakat qiladi. Egri chiziqli harakatda moddiy nuqtaning harakat trayektoriyasi uning ko'chish vektori bilan mos tushmaydi. Egri chiziqli trayektoriyaning har qanday nuqtasida jism harakatining oniy tezligi trayektoriyaga shu nuqtada o'tkazilgan urinma bo'ylab yo'naladi. Bunga charx toshning ishiga qarab ishonch hosil qilish mumkin. Agar aylanayotgan charx toshga po'lat sterjen uchini bosib tursak u holda toshdan ajralayotgan qizigan zarralar uchqunlar ko'rinishida sochiladi. Uchqunning uchib chiqish yo'nalishi hamma vaqt toshga sterjen tegib turgan nuqtada aylanaga o'tkazilgan urinma bilan bir xil bo'ladi. Gildiraklari bir joyda aylanayotgan avtomobilning gildiraklaridan sachrayotgan loy parchalari ham aylanaga o'tkazilma urinma bo'ylab yo'naladi.

Egri chiziqli turli-tuman harakatlar orasida eng oddiysi jism (moddiy nuqta) ning aylana bo'ylab harakatidir.Agar jism aylana bo'yicha teng vaqtlar ichida teng yoylarni bosib o'tsa, bunday harakat aylana bo'ylab tekis harakat deyiladi, ya'ni:

$$v = \frac{\Delta \breve{S}}{\Delta t}\,;\ \Delta \breve{S} = R \cdot \Delta\varphi \tag{1.19}$$

bu yerda: $\Delta \breve{S}$ – jismning Δt vaqt davomida bosib o'tgan yoyning uzunligi. Yuqorida atganimizdek, egri chiziqli harakatda jismning chiziqli tezligi hamma vaqt harakat trayektoriyasiga urinma bo'lib yo'nalgan bo'ladi (1.10 – rasm). Jism aylana bo'ylab tekis harakat qilganda chiziqli tezlik vektori miqdor jihatdan o‘zgarmasdan, butun harakat davomida o‘z yo‘nalishini o‘zgartirib turadi. Shuning uchun aylana bo‘ylab harakatlanayotgan jismning harakati chiziqli tezlikdan tashqari burchak tezlik deb ataladigan kattalik bilan ham harakterlanadi.



1.10-rasm

Burchak tezlik haqida tushuncha hosil qilish uchun biror jismning aylana bo‘ylab tekis harakatini ko‘rib chiqaylik (1.10–rasm). Aylananing O markazidan jismning biror A nuqtasiga R radius o‘tkazaylik va jism bilan birga unga o‘tkazilgan radiusning harakatini ham kuzataylik. Jism aylana bo‘ylab harakatlanganda radius ham buriladi. Masalan, jism biror Δt vaqt davomida A nuqtadan V nuqtaga ko‘chgan bo‘lsa, shu vaqt ichida radius $\Delta\varphi$ burchakka buriladi. Bu burchak jismning burilish burchagi (burchak yo‘li) deyiladi.

Jismning vaqt birligi ichida burilish burchagi aylana bo‘ylab tekis harakatning burchak tezligi deyiladi, ya’ni:

$$\omega = \frac{\Delta\varphi}{\Delta t} \tag{1.20}$$

(1.20) formulani ikkala tomonini R ga ko‘paytirib va $\Delta\check{S} = R \cdot \Delta\varphi$ ekanini nazarga olib, chiziqli tezlikni burchak tezlik bilan bog‘lovchi munosabatni topamiz:

$$v = \omega \cdot R\,. \tag{1.21}$$

Jismning bir marta to‘liq aylanib chiqishiga ketgan vaqtga miqdor jihatdan teng bo‘lgan fizik kattalikga aylaniish davri deyiladi va T harfi bilan belgilanadi. Agar nuqta (jism) vaqt ichida N marta to‘liq aylansa, aylanish davri quyidagiga teng bo‘ladi:

$$T = \frac{t}{N}\,. \tag{1.22}$$

Jismning vaqt birligi ichida qancha aylanib chiqishini ko‘rsatadigan songa miqdor jihatdan teng bo‘lgan fizik kattalikka aylanish chastotasi deyiladi.

$\nu = \frac{N}{t}$, birligi $\frac{1}{s} = s^{-1}$ yoki Gers

Davr va chastota o‘zaro teskari munosabat bilan bog‘langan.

$$\nu = \frac{1}{T} \qquad \text{va} \qquad T = \frac{1}{\nu}.$$

Tekis aylanma harakatining burchak tezligini ham davr va chastota orqali ifodalash mumkin. Agar (1.20) formulada Δt vaqt T davrga teng, ya'ni $t = T$ bo'lsa, $\Delta\varphi = \varphi = 2\pi$ bo'lib, (1.20) ifoda quyidagi ko'rinishga keladi:

$$\omega = \frac{2\pi}{T} \qquad (1.23)$$

Bunda T davr chastotaning teskari ifodasi $(1/\nu)$ bilan almashtirilsa:

$$\omega = 2\pi\nu \qquad (1.24)$$

(1.21) va (1.23) formulalardan quyidagi kelib chiqadi:

$$v = \frac{2\pi}{T}R = 2\pi\nu R \qquad (1.25)$$

Jismning aylana bo'ylab tekis harakatidagi tezlanish jismning aylana bo'ylab harakatida tezlikning moduli garchi o'zgarmasada, yo'nalishi o'zgarganligi uchun bu harakatda ham tezlanish mavjuddir. Jism aylana bo'ylab harakat qilganda aylananing har qanday nuqtasidagi tezlanish markazga intilma tezlanishdir, ya'ni radius bo'ylab aylananing markaziga tomon yo'naladi. Shunday qilib, markazga intilma tezlanish a_n moddiy nuqtaning harakat yo'nalishi o'zgarishi natijasida yuzaga keladi, ya'ni u tezlik vektorining yo'nalishi o'zgarishini belgilaydi. Uning yo'nalishi tezlik vektoriga perpendikulyar bo'lib, son qiymati quyidagiga teng:

$$a_n = \frac{v^2}{R} \qquad (1.26)$$

Jism aylana bo'ylab notekis harakatlanganda chiziqli tezlik bilan birga burchak tezlik ham o'zgaradi. Bunda moddiy nuqtaning tezlik moduli uzluksiz o'zgarishi natijasida yuzaga keladigan tezlanishni, ya'ni tezlikning son qiymatini o'zgarishini belgilaydigan tezlanishni tangensial tezlanish deb ataymiz. Uning yo'nalishi doimo tezlik vektori yo'nalishiga parallel bo'ladi:

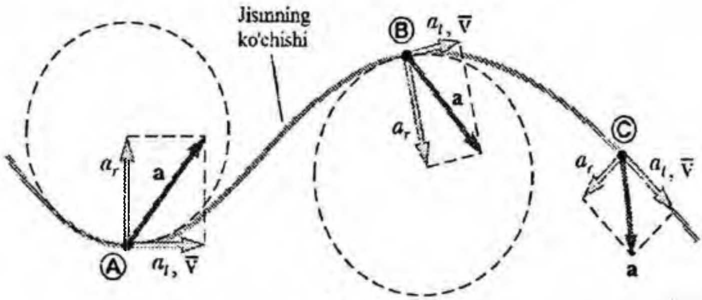
$$\vec{a}_t = \frac{\vec{v} - \vec{v}_0}{t}. \qquad (1.27)$$

Demak, egri chiziqli (aylana bo'ylab) harakatda tezlanish a_t va a_n larning yig'indisidan iborat (1.11-rasm):

$$a = \sqrt{a_n + a_t} \qquad (1.28)$$

Agar jism aylana bo'ylab tekis harakat qilayotgan bo'lsa, markazga intilma tezlanish (normal tezlanish) burchak tezlik, aylanish davri, aylanish chastotalari bilan quyidagicha bog'langan:

$$a_n = \omega^2 R = \frac{4\pi^2}{T^2} R = 4\pi^2 \nu^2 R = \omega \upsilon \qquad (1.29)$$



1.11-rasm

Burchak tezligi o'zgarishining shu o'zgarish bo'lgan vaqt oralig'iga nisbati burchak tezlanishi deb aytiladi, ya'ni:

$$\beta = \frac{\Delta\omega}{\Delta t} \qquad (1.30)$$

$R = const$ bo'lganda $\Delta\omega$ burchak tezlikning o'zgarishi faqat Δv chiziqli tezlikning o'zgarishi tufayli bo'ladi. Shuning uchun (1.21) formulaga muvofik:

$$\Delta v = R\Delta\omega \text{ va } \Delta\omega = \frac{\Delta v}{R} \qquad (1.31)$$

(1.31) ifodani (1.30) formulaga qo'yib, quyidagini hosil qilamiz:

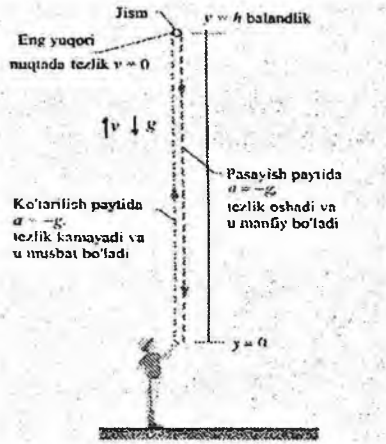
$$\beta = \frac{\Delta v}{R \cdot \Delta t} = \frac{1}{R} \cdot \frac{\Delta v}{\Delta t} = \frac{a}{R} \qquad (1.32)$$

Bundan

$$a = \beta \cdot R \qquad (1.33)$$

1.6.-§.Yuqoriga tik otilgan jismning harakati.

Jism yuqoriga boshlang'ich υ_0 tezlik bilan otilganda, u tekis sekinlanuvchan harakat qiladi va tezlanishi a=-g=*const* (1.12-rasm).



1.12-rasm

Bunda tezlanish va erkin tushish tezlanish yo'nalishlari o'zaro qarama-qarshi, tezligi esa sekundiga 9,8m/s ga kamayadi:

$$\upsilon = \upsilon_0 - gt \quad (1.34)$$

Bu yerda υ ixtiyoriy t vaqtdagi tezlik, ixtiyoriy t vaqtdagi ko'tarilish balandligi:

$$h = \upsilon_0 t - \frac{gt^2}{2}, \quad (1.35)$$

koordinatasi: $y = y_0 + \upsilon_0 t - \frac{gt^2}{2}$

(1.36)

Yuqoriga tik otilgan jism harakatining eng yuqori nuqtasida tezligi nolga tenglashadi $\upsilon = 0$, shu sababli ko'tarilish vaqti:

$$t_k = \frac{\upsilon_0}{g} \quad (1.37)$$

maksimal ko'tarilish balandligi:

$$h_{max} = \frac{\upsilon_0^2}{2g} \quad (1.38)$$

Yuqoriga tik otilgan jism maksimal balandlikka ko'tariladi va pastga erkin tushadi. Bunda uning umumiy harakat vaqti ko'tarilish va erkin tushish vaqtlari yig'indisidan ibotar bo'ladi:

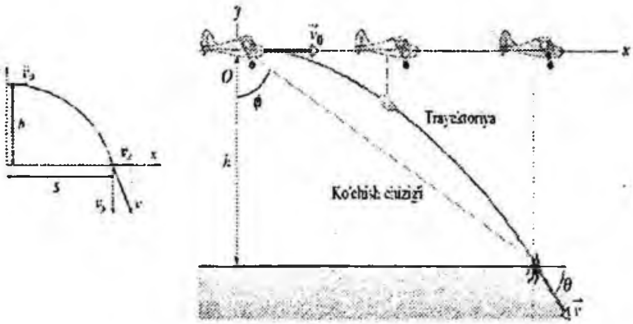
$$t_u = t_k + t_t \text{ yoki } t_u = 2t_k = 2t_t$$

chunki ko'tarilish vaqti tushish vaqtiga teng.

Eslatma: harakatning ixtiyoriy nuqtasidagi ko'tarilish tezligi shu nuqtadagi tushish tezligiga teng.

1.7.-§. Gorizontal otilgan jismning harakati

h balandlikdan gorizontal otilgan jism trayektoriyasi paraboladan iborat bo'ladi (1.13-rasm). Uning boshlang'ich tezligi $\vec{\upsilon}_0$ o'zgarmas bo'lib, istalgan t vaqtda υ_x ga teng.



1.13-rasm

1.Tushish balandligi: $h = \frac{gt^2}{2}$,

2. Uchish uzoqligi: $S = v_x t$

3. Ixtiyoriy vaqtidagi tezlik: $v = \sqrt{v_x^2 + v_y^2}$,

Agar $v_x = v_0$ va $v_y = gt$ ekanligi hisobga olinsa: $v = \sqrt{v_0^2 + (gt)^2}$

4.Tezlikning gorizondga nisbatan burchagi: $\tan\alpha = \frac{v_x}{v_y} = \frac{gt}{v_0}$

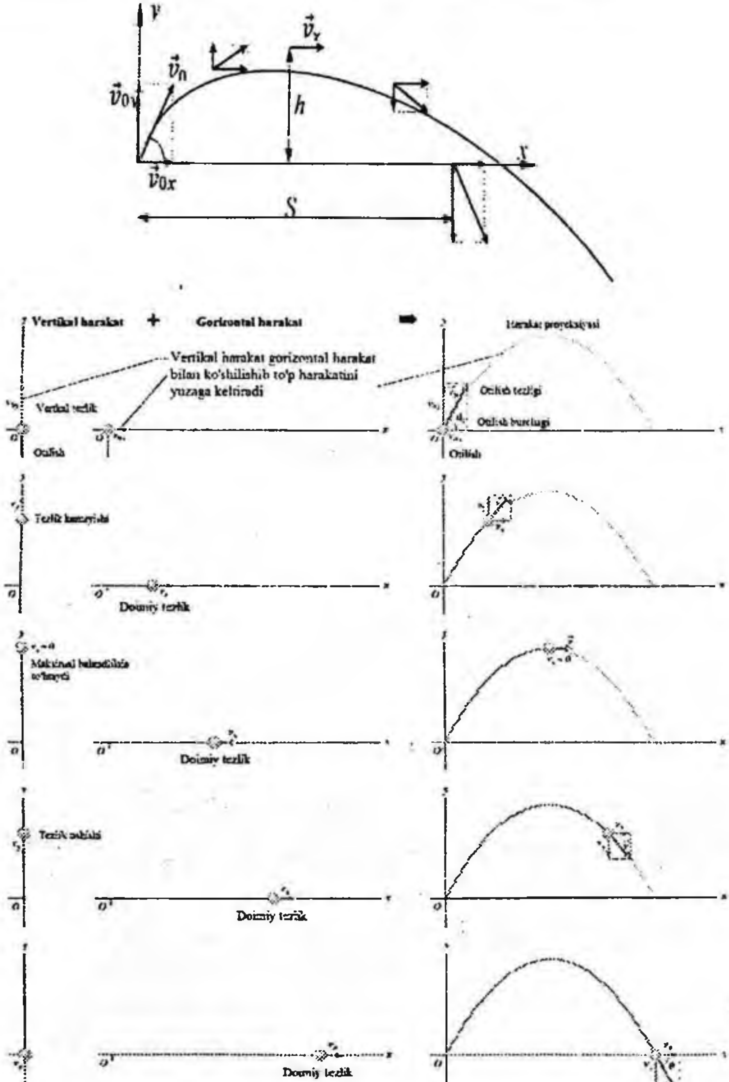
5. To'la tezlanishi: $a = g$, ya'ni: $g = \sqrt{a_n^2 + a_t^2}$

6. Markazga intilma (normal) tezlanish: $a_n = \frac{gv_0}{\sqrt{v_0^2 + (gt)^2}}$

7. Tangensial tezlanish: $a_t = \frac{g^2 t}{\sqrt{v_0^2 + (gt)^2}}$

1.8.-§. Gorizontga burchak ostida otilgan jismning harakati

Gorizondga burchak ostida otilgan jism trayektoriyasi murakkab trayektoriya va u paraboladan iborat bo‘ladi (1.14-rasm).



1.14-rasm

Boshlang'ich $\overrightarrow{v_0}$ tezlik ikki tashkil etuvchilardan iborat:

1. tezlikning x –tashkil etuvchisi: $v_{ox} = v_o \cos\alpha = v_x = const$

2. tezlikning y –tashkil etuvchisi: $v_{oy} = v_o \sin\alpha$

3. tezlikning t – vaqtdan keyingi y – tashkil etuvchisi: $v_y = v_o \sin\alpha - g \cdot t$

4. t – vaqtdan keyingi ko'tarilish balandligi: $h = v_o \sin\alpha \cdot t - \frac{gt^2}{2}$

5. t – vaqtdan keyingi uchish uzoqligi: $S_x = v_o \cos\alpha \cdot t$

6. Uchish vaqti:

$$t = \frac{2v_o \sin\alpha}{g}$$

7. Maksimal ko'tarilish balandligi: $h_{\max} = v_0 \sin\alpha \cdot t_k - \frac{gt_k^2}{2} = \frac{v_0^2 \sin^2\alpha}{2g}$

$$h_{\max} = \frac{gt_k^2}{2}.$$

Bu yerda t_k – maksimal balandlikka ko'tarilish vaqti.

8. Maksimal uchish uzoqligi:

$$S = \frac{v_0^2 \sin 2\alpha}{g}$$

9. Ixtiyoriy nuqtadagi markazga intilma tezlanish:

$$a_n = \frac{v_x}{v} g$$

Bu yerda v – trayektoriyaning ixtiyoriy nuqtasidagi tezlik va u $v = \sqrt{v_x^2 + v_y^2}$ bilan aniqlanadi.

10. Trayektoriyaning egrilik radiusi:

$$R = \frac{v^2}{a_n} = \frac{2h}{\tan^2\alpha}$$

11. Koordinatalar tenglamalari:

$$x = x_0 + v_0 \cos\alpha \cdot t$$

$$y = y_0 + v_0 \sin\alpha \cdot t - gt^2/2$$

II BOB. DINAMIKA

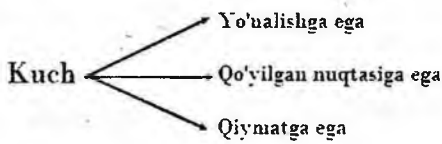
2.1.-§. Jismlarning o‘zaro ta’siri va kuch

Biz kinematikada jismlarni harakatini o‘rgandik, lekin uni yuzaga kelturuvchi sabab bilan qiziqmadik. Klassik mexanikaning dinamika bo‘limida jismlarning kuch ta’sirida yuzaga keladigan harakatni o‘rganamiz.

Tabiatdagi harakatlarni kuzatganimizda ixtiyoriy jismning harakati ularning o‘zaro ta’siri natijasida vujudga kelganini yoki uning holati boshqa jism ta’sirida o‘zgarganini ko‘ramiz. Masalan: aravani harakatga keltirish, uning to‘xtashi. Jismlarning o‘zaro ta’siri turli ko‘rinishda namoyon bo‘ladi, masalan lokomotivning unga ulangan vagonga ta’siri va h.k. Tashqi ta’sirlar bilan jism tezligi orasidagi bog‘lanish haqidagi fikr, agar tashqi ta’sirlar qandaydir tarzda berilgan jism tezligini belgilaydi deb qaralsa bu to‘g‘ri. Lekin Aristotelning jismlar harakatining sabablari haqidagi tasavvurlari asosida quyidagi, ya’ni jismga muayyan paytdagi ta’sir shu vaqt momentidagi jism tezligini belgilaydi degan ta’rif tamomila noto‘g‘ri. Galiley o‘z tajribalari asosida Aristotel fikrini rad qildi va ushbu xulosaga keldi (inertsiya qonuni): agar jismga tashqi ta’sirlar bo‘lmasa, u holda u istalgan doimiy tezlik bilan harakatlanishi yoki tinch holatida qolishi mumkin.

Odam chelakdagi suvni ko‘tarishi va uni qo‘lida turishi uchun chelakka o‘z qo‘l “kuchini” qo‘yishi lozim: u chelakni yuqoriga tortayotgan o‘z kuchini his qiladi. Yuklangan aravachani tez itarayotganda ishchi aravachaga tezlik berish maqsadida uni joyidan qo‘zg‘atish va g‘ildiratishga o‘z qo‘l kuchi bilan ta’sir qiladi. Odam bu harakatlari paytida o‘z tanasida muayyan zo‘riqish taassurotlari sezadi, hozirgina keltirilgan misollarda ko‘rsatilgan kuch shu taassurotlar bilan bog‘langandir.

Biroq mexanikada kuch deganda fiziologik sezish taassurotini emas, balki jismlarning holatini o‘zgartiruvchi va ikkita jismning o‘zaro ta’siri natijasida vujudga keluvchi fizikaviy sabab tushuniladi. Mexanikada gap boradigan fizikaviy kuchni zinhor odamning zo‘riqish taassuroti bilan aralashtirish va bog‘lash mumkin emas. Masalan, ishchi aravachani itarayotib, unga muayyan kuch bilan ta’sir qiladi. Bu uning muskullaridagi zo‘riqish taassuroti bilan bog‘langandir. Aravachaning harakat xarakteri ishchining taassuroti bilan emas, balki aravachaga ishchi tomonidan qo‘yilgan kuch kattaligi bilangina qonuniy bog‘langan. Agar aravachaga shunday kuch boshqa jism, masalan, traktor, avtomashina tomonidan qo‘yilga bo‘lganida ham aravachaning harakati avvalgidek bo‘laveradi. Shunday qilib, Jismlarni o‘zaro ta’siri tufayli yuzaga kelib shu jismlar orasida qaralayotgan jism harakat holatini o‘zgartiruvchi yoki harakatga keltiruvchi sabab kuch deb ataladi va u vektor kattalik hisoblanadi.



Biz fizikaviy kuchning jism harakatining o‘zgarishi bilan bog‘liqligini ta’kidlab keldik, biroq ko‘pincha kuchning ta’siri jismning harakatini yuzaga keltirmaydigan, to‘g‘rirog‘i – jismning harakatini local odadagi kuzatishda sezilarli darajada o‘zgartirmaydigan alohida xususiy hol uchrab turadi. Masalan, aravachaga kuch ta’sir qilayotgan bo‘lishiga qaramay, aravacha harakatlanmaydi. Odam qo‘lida chelakni tutib turibdi, bu chelakka qandaydir kuch ta’sir qilayotir, chelak bo‘lsa tinch holatda turibdi.

Bu holatlarda jismga ko‘rsatilgan kuch tashqari boshqa kuchlar ham ta’sir qiladi, ular ko‘rsatilgan kuch ta’sirini “yo‘qotadi”.

Agar jismga biror vaqt faqat bitta kuch ta’sir qilsa, u holda jism tinch holatda bo‘la olmaydi – bu dinamikaning birinchi qonunidan ma’lum. Ikkinchi tomondan, agar jism tinch holatda bo‘lsa, unga ta’sir etayotgan barcha kuchlar muvozanatlashadi yoki barcha kuchlarning yig‘indisi nolga teng bo‘ladi. Muvozanatlashgan kuchlar ta’sirida jism tinch holatini saqlaydi, u shu kuchlar ta’sirida deformatsiyalanishi (o‘z shaklini o‘zgartirishini) qayd qilish lozim. Deformatsiya bilan kuchlar orasida qonuniy bir qiymatli bog‘lanish mavjud bo‘lganda muayyan jismlarning (prujinlalar, dinamometrlar va boshqalarning) deformatsiyalari kuchlar kattaligining o‘lchovi bo‘lishi mumkin.

Mexanikaning jismga ta'sir qilayotgan kuchlarning muvozanat qonunlari o'rganiladigan bo'lim statika deyiladi. Statika qonunlari dinamika qonunlarining xususiy holidan iborat bo'lib, ular ancha soddadir. Shu sababli ba'zida mexanikani statikadan boshlab o'rganiladi.

Demak, kuch jismlarning o'zaro ta'siri natijasida yuzaga keluvchi va harakat holatini o'zgartiruvchi fizikaviy sababdir. Kuch kamida 2 ta jismning o'zaro ta'sirini xarakterlovchi, yo jism harakat holatini o'zgarishini, yo jism shaklining o'zgarishini, yoki har ikkalasining birgalikda o'zgarishini aniqlovchi fizikaviy kattalikdir.

Dinamikaning asosiy masalasi 2 ta:

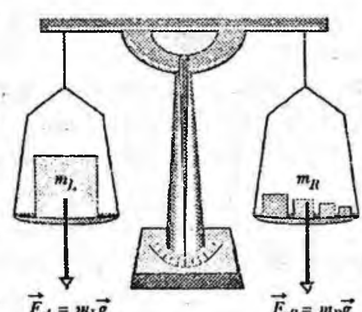
1)Kuchlarni aniqlash;

2)Ma'lum kuchlar ta'sirida harakatni aniqlash.

2.2.-§. Kuchlarni o'lchash va ularni qo'shish

Statikada kuchlar vaqt o'tishi bilan o'zgarmaydi, shu sababli ularni aniqlash va o'lchash osonroq. Statikada odatda biror ma'lum jismning og'irlik kuchi kuch o'lchovi bo'ladi. Tinch turgan jismning o'zini tushib ketidan saqlab turgan boshqa jismga ko'rsatayotgan ta'sir kuchi og'irlik kuchi deb ataladi.

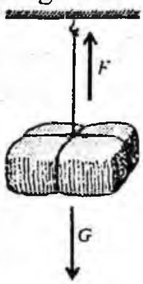
Agar jism Yerga nisbatan tinch turgan bo'lsa, u holda jism taglikka (osmaga) ushbu jismga xos muayyan kuch bilan ta'sir ko'rsatadi. Qadim zamonlardayoq insonlarga turli jismlarning og'rilik kuchini o'lchash ma'lum bo'lgan. Ular biror jismning og'irligini tarozi yordamida og'riligi birlik sifatida qabul qilingan jismlar bilan taqqoslab aniqlashgan.



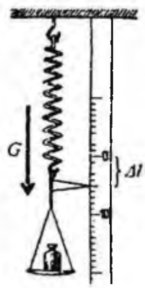
2.1-rasm

Ma'lumki, eng soda richagli tarozilar quyidagicha tuzilgan: o'rtasi yaqinida erkin aylana oladigan teng yelkali richagga og'irligi taqqoslanishi zarur bo'lgan jismlar osiladi (tarozi sxemasi 2.1-rasmda ko'rsatilgan). Agar jismlar osilgan teng yelkali richag muvozanatda va gorizontal holatda turgan bo'lsa, u holda richagning turli uchlariga osilgan jismlarning og'irlik kuchlari birday bo'ladi. Shunday yo'l bilan har qanday jismning og'irlik kuchini o'lchash mumkin.

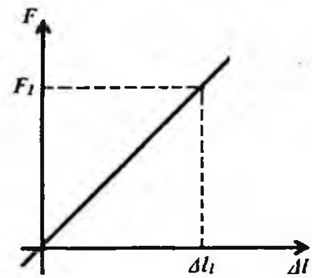
SI sistemasi kuch kilogramdan 9.80665-marta kichik bo'lgan , nyuton (N) deb ataluvchi birlik bilan o'lchansa, SGS sistemasida esa kuch birligi – dina: 1 dina = 10^{-5} N.



2.2-rasm



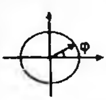
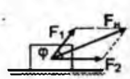
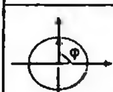
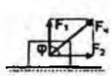
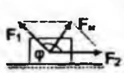
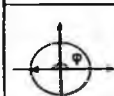
2.3-rasm



2.4-rasm

Og'irlik kuchi vector kattalikdir. Masaln, arqonda paxta toyi osilib turibdi (2.2-rasm). G og'irlik kuchi pastga yonalgan, uning kattaligi va yo'nalishi pastga yo'nalgan kesma bilan tasvirlangan, kesmaning uzunlugi muayyan masshtabda og'irlik kuchi kattaligiga mos keladi. Bu misolda og'irlik kuchidan tashqari arqonning taranglik kuchini – paxta toyiga arqonning ta'sir kuchini ko'rsata olamiz: 2.2-rasmda bu kuch F kesma orqali tasvirlangan. F va G kuchlar kattaliklari jihatidan qarama-qarshidir. Agar biz arqon uzunligini unga yuk osilguncha va yuk osilgandan keyin aniq o'chasak edi, biz arqonning biroz uzayganini sezgan bo'lar edik. Arqonning deformatsiyasi uning taranglik kuchi bilan qonuniy bog'langandir. Kuch va deformatsiya orasidagi bog'anish arqonning fizikaviy xossalariga va deformatsiya kattaligiga bog'liq. Agar deformatsiya kattaligi jismga ta'sir qilayotgan kuchning kattaligi bilan bir qiymatli bog'langan bo'lsa bunday deformatsiya elastik deformatsiya deyiladi.

Po‘lat prujina kattagina elastik deformatsiyaga ega bo‘lgan jismga misol bo‘la oladi. Po‘lat prujina olib, uning bir uchini mahkamlaymiz (2.3-rasm), ikkinchi uchiga esa, turli og‘irlikdagi yuklarni osa boramiz va shu vaqtning o‘zida prujina deformatsiyasini (uzayishini) qo‘zg‘almas shkala bo‘yicha o‘lchaymiz. Agar prujinaning Δl uzayishi faqat (qolgan sharoitlar o‘zgarishsiz qolganda) unga osilgan yukning G og‘irligi bilan belgilansa, bunday prujinaning deformatsiyalari elastik bo‘ladi. Shu sababli kuch kattaligini o‘lchovchi asboblarning asosiy elementi sifatida elastik o‘lat prujina ishlatiladi. Bunday asboblarni prujinali dinamometrlar yoki prujinali tarozilar deyiladi.

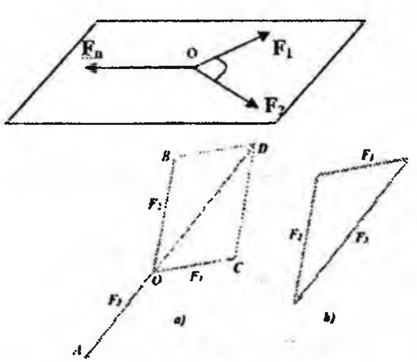
Radius vektor o‘zgarishi	Ta’sir kuchlar yo‘nalishi	Burchak oralig‘I o‘zgarishi	Kosinuslar teoremasining φ ga bog‘liq holdagi ko‘rinishlari
		φ = 0, cosφ = 1	$F_{\text{н}} = \sqrt{F_1^2 + F_2^2 + 2F_1F_2\cos\varphi} = \sqrt{F_1^2 + F_2^2 + 2F_1F_2} = F_1 + F_2$
		0 < φ < 90^0 0 < cosφ < 1	$F_{\text{н}} = \sqrt{F_1^2 + F_2^2 + 2F_1F_2\cos\varphi}$
		φ = 90^0, cosφ = 0	$F_{\text{н}} = \sqrt{F_1^2 + F_2^2}$
		90 < φ < 180^0 -1 < cosφ < 0	$F_{\text{н}} = \sqrt{F_1^2 + F_2^2 - 2F_1F_2\cos\varphi}$
		φ = 180^0, cosφ = -1	$F_{\text{н}} = \sqrt{F_1^2 + F_2^2 + 2F_1F_2\cos\varphi} = \sqrt{F_1^2 + F_2^2 - 2F_1F_2} = F_1 - F_2$

Dinamometrning prujinasini cho‘zuvchi F kuch bilan prujinaning Δl uzayishi orasidagi bog‘lanishni ko‘rsatuvchi grafik 2.4-rasmda keltirilgan. Kuch va deformatsiya orasidagi bog‘lanish prujinaga avval qanday ta’sir qilinganidan qat’iy nazar, bu grafikda bitta to‘g‘ri chiziq bilan ko‘rsatilgan; uning Δl_1 deformatsiyasi faqat ushbu paytda ta’sir qilayotga F_1 kuchning kattaligi bilan belgilanib F_l kuchning kattaligi Δl_l deformatsiyaga proporsionaldir.

Kuchlarni qo‘shish parallelogramm usulida kosinuslar teoremasidan foydalanib amalga oshiriladi. Bunda, masalan, ikki kuchning teng ta’sir etuvchisi ko‘rilayotgan kuchlar orasidagi burchakka bog‘liq ravishda turli ko‘rinishni oladi:

2.3.-§. Nuqtaga ta’sir etuvchi kuchlarning muvozanat sharti

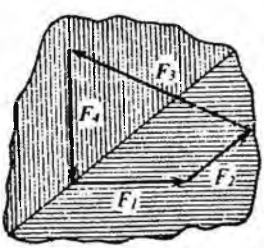
Bir tekislikda yotuvchi va bir nuqtaga turlicha yo‘nalishlarda ta’sir etuvchi kuchlar muvozanatida bu kuchlarni tasvirlovchi vektorlar yopiq ko‘p burchakni hosil qiladi (2.5-rasm).



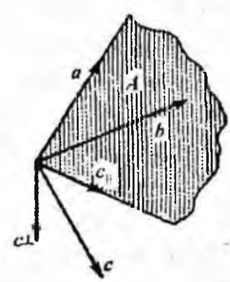
$$\vec{F_n} = \vec{F_1} + \vec{F_2}$$

$$\vec{F_n} = \vec{F_1} + \vec{F_2} + 2 \cdot \vec{F_1} \cdot \vec{F_2} \cos\varphi$$

2.5-rasm



2.6-rasm



2.7-rasm

Bu shart bir tekislikda yotmaydigan, lekin bitta nuqtaga ta'sir qiluvchi kuchlar uchun ham o'rinlidir va kuch vektori yopiq fazoviy ko'pburchak hosil qiladi, ya'ni bu holda ko'pburchak fazoviy bo'ladi (2.6-rasm).

Bitta nuqtaga burchak ostida ta'sir qiluvchi ikkita kuch hech qanday sharoitda bir-birini muvozanatlay olmaydi. Shuningdek, bitta tekislikda yotmaydigan uchta kuch hech qanday sharoitda bir-birini muvozanatlay olmaydi (2.7-rasm).

Demak nuqtaga ta'sir etayotgan to'rtta va undan ortiq kuchlar prinsipial muvozanatlasha oladi, qachonki bu kuch vektorlari o'zaro yopiq ko'pburchak hosil qilsagina. Umuman nuqtaga ta'sir etuvchi kuchlar, ularga mos vektorlar yopiq ko'pburchak (umumiy holda fazoviy) hosil qilgandagina muvozanatda bo'ladi. Yopiq chiziqning istalgan o'qqa proektsiyasi hamma vaqt nolga teng bo'ladi. Shuning uchun bitta nuqtaga ta'sir etuvchi kuchlarning muvozanat sharti: uchta o'zaro tik o'qlardan har biriga barcha kuchlar proektsiyalarining yig'indisi nolga teng bo'lishi lozim.

$$\left.\begin{aligned} F_{x1}+F_{x2}+F_{x3}+\cdots+F_{xn}=0\\ F_{y1}+F_{y2}+F_{y3}+\cdots+F_{yn}=0\\ F_{z1}+F_{z2}+F_{z3}+\cdots+F_{zn}=0 \end{aligned}\right\} \quad (2.1)$$

Agar nuqtaga ta'sir etayotgan barcha kuchlarning muvozanat shartlari qanoatlantirilmasa, harakat yuzaga keladi.

2.4.-§. Nyutonning I qonuni

Dinamikaning asosiy masalasi – kuchlar bilan harakat orasidagi bog'lanish qnuniyatini ochishdan iboratdir. Nyuton harakatning birinchi qonuni sifatida Galiley kashf qilgan inertsiya qonuni qabul qilindi. Bu qonunga asosan jism (moddiy nuqta) tashqi ta'sir bo'lmaganda o'zining tinch holatini yoki to'g'ri chiziqli tekis harakatini saqlaydi. Bunday jism erkin jism, harakati esa erkin harakat yoki inertsiya bo'yicha harakat deb yuritiladi.

Real holatda erkin jism mavjud emas. Ular fizik abstraksiya hisoblanadi. Lekin jism uchun ideal muxit yaratib, tashqi ta'sirlardan holi yoki shu tashqi ta'sirlar o'zaro bir-birlarini kompensatsiyalangan sharoitda kuzatish mumkin. Va shu ta'sirlar cheksiz kichraya boradi deb hisoblab, chegaraviy holda erkin jism va erkin harakat haqidagi tasavvurga kelamiz.

Ammo bunda quyidagi qiyinchiliklar yuzaga kelishi tabiiy. Jism qanday holatda tashqi ta'sirga uchramasligiga yoki teng ta'sir etuvchisi nolga teng ekanligiga ishonch hosil qilamiz? Tezlanish yo'qligiga qarabmi? "Ha" deya javob beradiganlar inertsiya qonuni mazmunini "yo'qotgan" bo'ladi. Biz jismga faqat unga tegib turgan jismning ta'siri mavjud deb emas, maydonlarning ta'siri ham mavjud deb o'rganamiz. Bu jismga tashqi maydonlar ta'sir ko'rsatmayotkanligiga qanday qilib ishonch hosil qilishimiz kerak, degan savol tug'iladi. Bu savollarni to'la qanoatlantiradigan javob yo'q.

Shunday qilib, har qanday jism tinch yoki tekis va to'g'ri chiziqli harakat holatini qo'yilgan kuchlar bu holatni o'zgartirguncha saqlaydi. Boshqacha qilib aytganda Nyutonning 1-qonuni (inertsiya qonuni) quyidagicha ta'riflanadi: Inertsial sanoq sistemasida jismga tashqi kuchlar ta'sir etmasa yoki ularning teng ta'sir etuvchisi 0 ga teng bo'lsa, u o'zining tinch yoki to'g'ri chiziqli tekis harakatini saqlaydi:

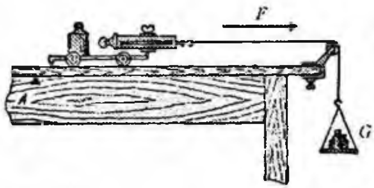
$$\vec{F} = \vec{F}_1 + \vec{F}_2 + \vec{F}_3 + \vec{F}_4 + \ldots = 0$$

Binobarin, jismning o'z holatini saqlash xususiyati inertsiya deyiladi.

2.5.-§. Nyutonning II qonuni

Ma'lumki, agar jismga kuchlar ta'sir qilsa, harakat tekis va to'g'ri chiziqli bo'lmaydi. Unda kuchlar ta'sirida harakat qanday bo'lishi haqida dinamikaning ikkinchi qonuni javob beradi. U sodda holda quyidagicha: jism massasi kattaligining uning tezlanishiga ko'paytmasi berilgan jismga ta'sir qilayotgan kuchning kattaligiga proportsionaldir. Bunda kuch va tezlanish yo'nalishlari mos tushadi.

Ushbu ikkinchi qonun o'zaro uchta kattalikni – kuchni, tezlanishni va massani bog'laydi. Bitta jismning o'ziga turli kattalikdagi kuchlarni qo'yish va shu kuchlar yuzaga keltiradigan tezlanishni o'lchash bilan tezlanish jismga qo'yilgan kuchga proportsional degan xulosaga kelamiz. Bunda relslarda turgan aravachaga ipning F taranglik kuchi qo'yilgan bo'lsin. Blok orqali o‘tkazilgan ipning ikkinchi uchiga osilgan *G* yuk vositasida ip taranglanadi (2.8-rasm). Ipning taranglik kuchi prujinali dinamometr bilan o‘lchanadi.



2.8-rasm

Dastavval aravachaning dinamometr belgilaydigan doimiy kuch ta’siridagi harakat xarakterini aniqlaymiz. Tahlil ko‘rsatadiki, aravachaning doimiy kuch ta’siridagi harakati tekis tezlanuvchan bo‘ladi. Shunday qilib, tezlanish kattaligining ta’sir etuvchi kuchga bog‘lanishini topamiz:

1) m=const, $F \rightarrow S \sim t^2$, $S=\frac{at^2}{2}$, $a_i=\frac{2S}{t_i^2}$, $a_i \sim F_i$

Bundan, kuch tezlanishga proportsional va aksincha, tezlanish kuchga proportsional.

Endi tezlanish kattaligining jism massasiga bog‘lanishini topamiz:

2) F(yuk) =const,

$$\left.\begin{aligned} m_1 &= m;\ a_1 = \frac{F}{m} \\ m_2 &= 2m;\ a_2 = \frac{F}{2m} \\ m_2 &= 3m;\ a_3 = \frac{F}{3m} \end{aligned}\right\}$$

Olingan natijalar asosida

$a \sim F$ va $a \sim \frac{1}{m}$, ya’ni $a \sim \frac{F}{m}$ larga ega bo‘lamiz.

Demak, yuqoridagi ta’rifni isbotladik. Bu qonun Nyutonning ikkinchi qonuni (harakat qonuni) deyiladi. Bu qonunni shunday ta’riflasak bo‘ladi. Har qanday inertsial sanoq sistemasida jism olgan tezlanish ta’sir etayotgan kuchga tog‘ri proporsional, massaga teskari proposional, ya’ni,

$$\vec{a} = \frac{\vec{F}}{m} \Rightarrow \vec{F} = m\vec{a}$$

agar jismga bir nechta kuch ta'sir etayotgan bo'lsa, jismning harakat tenglamasi quyidagichadir:

$$\vec{F} = \overrightarrow{F_1} + \overrightarrow{F_2} + \overrightarrow{F_3} + \overrightarrow{F_4} + \cdots = m\vec{a}$$

yoki: $ma = \sum_{i=1}^{n} \overrightarrow{F_i}$

2.6.-§. Jismning massasi

Har qanday jismni harakatga keltirganda yoki uning tezligini kattalik yoki yo'nalish jihatdan o'zgartirishga uringanda u qarshilik ko'rsatadi. Jismning bu xossasi inertlik deyiladi. Jismning inertlik o'lchovi massa deb ataladi. Biror jismning massasini inert massa birligi deb qabul qilish va barcha qolgan jismlarning massasini u bilan taqqoslash mumkin. Xalqaro kelishuv asosida SI sistemada massa birligi kilogramm (kg) deb ataladi. Fizikada massaning kilogrammdan ming marta kichik birligi gramm (g) ko'p ishlatiladi.

Ko'rinib turibdiki, massa skolyar kattalik:

$$\text{Massa} \begin{cases} \rightarrow \text{Inert} \\ \rightarrow \text{Gravitsion} \\ \rightarrow \text{Miqdoriy} \end{cases}$$

Yuqorida takidlanganidek, jism massasi ortib borishi bilan u birorta kuch ta'sirida oladigan tezlanishi kamayib borishi inertlik deyiladi. Shuning uchun inert massa Nyutonning ikkininchi qonunidan topiladi. Ya'ni;

$$m = \frac{F}{a} \tag{2.2}$$

Yer tortish kuch tufayli hosil bo'lgan massa gravitatsion massa deyiladi, ya'ni jismning og'irligi bilan aniqlanadigan massa gravitatsion massa deb ataladi.

$$m = \frac{P}{g} \tag{2.3}$$

Massa modda miqdorini ham harakterlaydi.

$$m = \rho V \tag{2.4}$$

Shunday qilib, xulosa qilib aytganda, jismdagi modda miqdorini, uning inertligini va gravitatsion xossasini harakterlovchi fizik skalyar kattalikka massa deyiladi.

Kichik tezlikli harakatlardagi barcha mexanikaviy hodisalarning tahlili jismning massasi – doimiy kattalik ekanligini ko'rsatadi. Biroq, harakat tezligi yorug'lik tezligiga yaqin bo'lgan tez zarralarning tadqiqotlari istalgan jismning massasi doimiy qolmasligini, u harakat tezligiga bog'liqligini ko'rsatadi. Eynshteyinning hozirgi zamon mexanikasida massa

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}} \tag{2.5}$$

ekanligi ko'rsatilgan. Bu yerda c – yorug'lik tezligi, m_0- jism $\upsilon \approx 0$ da ega bo'ladigan doimiy massa. Odatdagi harakatlarda $\upsilon \ll c$ bo'lganidan ular uchun katta aniqlik bilan massani doimiy kattalik deyish mumkin.

2.7.-§. Kuch va jism impulsi. Nyuton II qonunining umumiy ko'rinishi

Jismning harakatidagi mexanikaviy holatni xarakterlash uchun yana bitta kattalik – jismning harakat miqdori (yoki impulsi) kiritiladi. Jismning harakat miqdori – son jihatdan massaning tezlikka ko'paytmasiga teng va jismning tezligi yo'nalishiga ega bo'lgan fizikaviy vector kattalikdir:

$$K = m\dot{v} \tag{2.6}$$

Harakatning tavsiflash pirovardida mehanik sistema moddiy nuqtalarning koordinatalarini vaqtga bog'liq funksiya sifatida aniqlashga keltiriladi. Lekin bu yo'l bilan harakatning qonunini payqab olish qiyin. Bu maqsadda koordinata va tezliklar bilan bir qatorda impulslarning vaqt bo'yicha xosilasini o'z ichiga oluvchi differentsial tenglamaga murojat qilish kerak.

Nyutonning ikkinchi qonunini shunday ta'riflash mumkin: moddiy nuqta izolyatsiyalangan bo'lishi kerak. Harakat miqdorining o'zgarishi harakatlantiruvchi kuchga proportsional va shu kuch ta'siri yuz berayotgan tog'ri chiziq yo'nalishi bo'yicha sodir bo'ladi. Boshqacha qilib aytganda – moddiy nuqta impulsining vaqt bo'yicha xosilasi kattalik jihatidan unga ta'sir qilayotgan kuchga teng va yo'nalishi uning yo'nalishiga mos tushadi:

$$\vec{F}=\frac{d\vec{K}}{dt}=\frac{d}{dt}\left(m\vec{\upsilon}\right) \tag{2.7}$$

Nyuton ikkinchi qonunining umumiy ko'rinishi (2.7) ifodadan quyidagiga ega bo'lamiz:

$$d\left(m\upsilon\right)=Fdt \tag{2.8}$$

va u shunday o'qiladi; harakat miqdorining dt vaqt ichidagi orttirmasi F kuchning o'sha dt vaqt ichidagi impulsiga teng. *Fdt* vector fizikaviy kattalikni *dt* vaqt ichidagi kuch impulsi deyiladi. *Fdt* kuch impulsi kuchning *dt* vaqt oralig'idagi ta'sirini xarakterlovchi cheksiz kichik kattalikdir. O'zgaruvchan kuchning *dt* vaqt ichidagi emas, balki $t_2 - t_1$ vaqt oralig'idagi ta'sirini qaraladigan bo'lsa, u holda bu vaqt oralig'ini cheksiz kichik *dt* oraliqlarga bo'lib chiqish, har bir *dt* oraliq uchun *Fdt* impulslarni aniqlash va ularning hammasini qo'shib chiqish lozim. Bunday yig'indini integral deyiladi va ma'lumki quyidagicha belgilanadi:

$$\int_{t_1}^{t_2} Fdt = P \tag{2.9}$$

P vektor kattalik ***F*** kuchning $t_2 - t_1$ vaqtdagi impulsi. Agar kuch kattaligi va yo'nalishi bo'yicha doimiy bo'lsa, u holda

$$P=F\left(t_2-t_1\right) \tag{2.10}$$

Ya'ni kuch impulsi doimiy kuchning u ta'sir qilib turgan vaqtga ko'paytmasiga tengdir. Biz (2.8) tenglikning har ikkala qismidan integral olishimiz mumkin:

$$\int_{t_1}^{t_2} d(m\upsilon)=\int_{t_1}^{t_2} Fdt=P \tag{2.11}$$

Agar jismning t_1 paytdagi tezligi υ_1 ga, t_2 paytdagisi esa υ_2 ga teng bo'lsa, (2.11) ifodani quyidagicha yozish mumkin:

$$m\upsilon_2 - m\upsilon_1 = P \tag{2.12}$$

Haqiqatdan ham, *d(mυ)* kattalik harakat miqdorining *dt* vaqt ichidagi cheksiz kichik ortirmasidir; agar $t_2 - t_1$ vaqt ichidagi bu barcha orttirmalarni yig'sak hamda qo'shsak, u holda ayonki, $t_2 - t_1$ vaqt ichidagi $m\upsilon_2 - m\upsilon_1$ ga teng orttirmani topamiz.

Shunday qilib harakat miqdorining qandaydir vaqt ichidagi orttirmasi ta'sir etuvchi kuchning o'sha vaqt ichidagi impulsiga teng. Harakat miqdorining orttirmasi ta'sir qiluvchi kuchning impulsiga aniq teng bo'lsada (gap faqat kuch uzaga keltirayotgan orttirma haqida boradi), jismga boshqa kuchlar ham ta'sir qilib turgan hollarni nazarda tutib, harakat miqdorining orttirmasi va kuch impulsini farq qilish lozim. Masalan, ishchi bir joyda turgani holda vagonetkani itarayotir. Vagonetkaning harakat miqdori orttirmasi, agar ishqalanish kuchini nazarga olmasak, ishchining P kuch impulsiga teng. Vagonetka o'z navbatida ishchiga – P impuls berdi, biroq ishchida harakat miqdorining orttirmasi yo'q u o'z joyida qoldi.

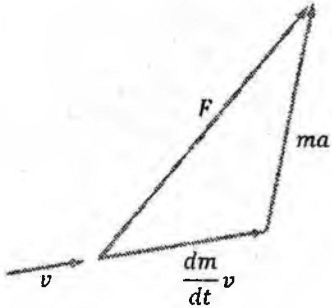
Impuls bor bo'lsada, ishchiga yana boshqa kuchlar ham ta'sir qilishi sababli orttirma yo'q: ishchiga Yer tomonidan qo'yilgan kuchlar shu vaqt ichida qarama-qarshi yo'nalishda impuls berib turdi. Agar ishchiga Yer tomonidan kuchlar ta'sir qilmaganida edi, u o'shanday harakat miqdori olaverardi, shuning uchun ham ba'zida impuls – jismga faqat bitta muayyan impuls ta'sir qilganidagi uning harakat miqdorining mumkin bo'lgan orttirmasidir, deyishadi.

Biroq bir hamma vaqt jismning mumkin bo'lgan harakat miqdori haqida emas, balki haqiqiysi haqida va jismga ta'sir qiluvchi haqiqiy kuch impulsi haqida gapiramiz. Shu sababli bu kattaliklar orasida muhim farq bor. Bu shundan iboratki jismga ta'sir qilayotgan muayyan kuch impulsining mavjudligi harakat miqdorining shunday kattalikka ortishini bildirmaydi.

Jismga muayyan vaqt ichida ta'sir qilayotgan barcha kuchlar teng ta'sir etuvchining impulsini aniqlayotgandagina harakat miqdorining orttirmasi (kattaligi va yo'nalishi jihatidan) barcha kuchlar teng ta'sir etuvchining o'sha vaqt ichidagi impulsiga teng, deb hisoblash mumkin. Shu sababli harakat miqdorining orttirmasi va barcha kuchlar teng ta'sir etuvchining impulsi bitta narsadir, deyish mumkin.

Harakat vaqtida o'zgaruvchan bo'lgan jism massasi holida moddiy nuqta harakatining barcha kezlarida dinamika qonuniyatlarini to'g'ri aks ettiruvchi umumiy ko'rinishdagi (harakat miqdori ishtirok etgan) II qonundan foydalanish lozim. Bu ko'rinishdagi II qonun nisbiylik nazariyasida ham to'g'ri chiqdi:

$$\vec{F} = \frac{d}{dt}\left(m\vec{\upsilon}\right) = \frac{dm}{dt}\vec{\upsilon} + m\frac{d\vec{\upsilon}}{dt} = \frac{dm}{dt}\vec{\upsilon} + m\vec{a} \qquad (2.13)$$



2.9-rasm

Tezlik kattaligi o'zgarishi bilan m massa ham o'zgaradi va umumiy holda, F kuch yo'nalishi a tezlanish yo'nalishiga mos tushmaydi va tezlanish kuchga proportsional bo'lmaydi. Kuch υ tezlikning yo'nalishi bo'yicha yo'nalgan yoki unga normal bo'lgan holdagina tezlanish va kuchning yo'nalishlari mos tushadi, qolgan hollarda esa quyidagicha bo'ladi:

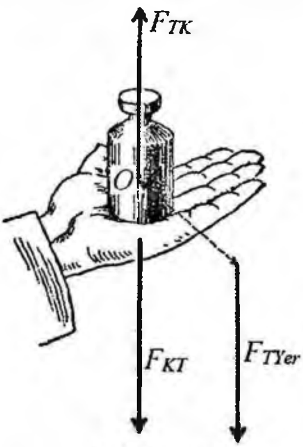
Nyuton mexanikasida $\frac{dm}{dt}v \ll ma$, chunki m massaning o'zi m_0 doimiy massadan juda kam farq qiladi. Hatto kosmik tezlik υ=30 km/s holida $\upsilon/c=10^{-4}$, shuning uchun m massa m_0 dan $5 \cdot 10^{-9}$ birlik ulushgina farq qiladi.

Tezlatgichlardagi zarralar υ tezligi c tezlikka yaqin va Nyuton mexanikasini Eynshteynning aniq mexanikasi bilan almashtirilmog'i lozim.

Agar kuch shu kuch ta'sir qilish vaqt oralig'iga ko'paytirsak bu kuch ta'sir qilayotgan jismning harakat miqdorini o'zgarishiga teng bo'ladi.

2.8.-§. Nyutonning III qonuni

Shu paytgacha jismga qo'yilgan kuch tushunchasi bilan ish ko'rib bordik, lekin shu kuchni yuzaga keltirayotgan ikkinchi jism holati bilan qiziqmadik. Ko'p tajribalar asosida olingan natijalar yordamida dinamikaning III qonuni quyidagicha ta'riflanadi.



2.10-rasm

Ta'rif: Ta'sirga hamma vaqt teng va qaramaqarshi bo'lgan aks ta'sir mavjuddir, ya'ni ikkita jismning bir-biriga o'zaro ta'sirlari o'zaro teng va qarama-qarshi yo'nalgan bo'ladi. Yuqorida takidlaganimizdek, III qonun, kuch ikki jismning o'zaro ta'siri natijasi ekanligini aks ettiradi. Masalan, kaftda tosh turibdi, kaft toshga yuqori tomonga yo'nalgan va toshga qo'yilgan $F_{T.K}$ kuch bilan , tosh o'z navbatida kaftga pastga yo'nalgan va kaftga qo'yilgan $F_{.KT}$ kuch bilan ta'sir qiladi (2.10-rasm). Endi kaftni yuqoriga va pastga ko'taramiz va tushiramiz. Uchinchi qonunga ko'ra

$$F_{T.K} + F_{.KT} = 0 \qquad (2.14)$$

Bu tenglik, kaft tosh bilan tinchlikdami yoki harakatlana yotibdimi, bundan qat'iy nazar, hamma vaqt o'rinli bo'laveradi.

- Hamma vaqt o'zaro ta'sir mavjuddir va aks ta'sirsiz kuch yo'qdir.
- Ta'sir va aks ta'sir nomlari shartlidir.

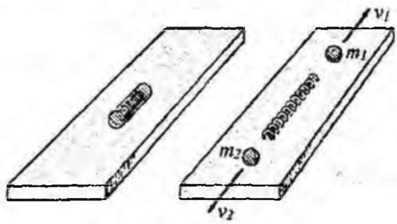
Shunday qilib, Nyutonning uchunchi qonuni (ta'sir va aks ta'sir qonuni) quyidagicha ifodalanadi: Inertsial sanoq tizimida jismlar o'zaro modullari teng, yo'nalishlari qarama-qarsh bo'lgan kuchlar bilan ta'sirlashadilar:

$$|\boldsymbol{F}_1| = -|\boldsymbol{F}_2| \Longrightarrow \frac{a_1}{a_2} = \frac{m_2}{m_1}$$

Formuladagi minus ishora kuch vektorlarining o'zaro qarama-qarshi yo'nalganligini ko'rsatadi.

2.9.-§. Harakat miqdorining saqlanish qonuni

Dinamikaning ikkinchi va uchinchi qonunini o'zaro ta'sirlashuvchi bir nechta jismdan iborat bo'lgan sistemaga tadbiqi juda muhim xulosalarga olib kelib, ulardan harakat miqdorining saqlanish (yoki doimiylik) qonuni kelib chiqadi.



2.11-rasm

Dastavval, mulohazalarni soddalashtirish maqsadida, o'zaro ta'sirlashuvchi ikkita jismni, masalan, gorizontal shisha sirtda yotga oralariga prujina qo'yib siqib bog'langan ikkita sharchani qaraymiz (2.11-rasm). Sharchalarning shishaga ishqalanish kuchini hisobga olmasa ham bo'ladi. Ikkala sharcha ip bilan bir-biriga shunday bog'alanganki, prujina ular orasida qisilib turadi. Sharchalarning massalari m_1 va m_2 ga teng, prujinaning massasi bularga nisbatan juda kichik bo'lganligi sababli uni nolga teng deb hisoblaymiz (shunday qilmasak ham bo'lar edi, biroq u holda uchta jismning o'zaro ta'sirini hisobga olish kerak bo'lar edi). Agar biror paytda ipni kuydirib (uzib) yuborsak, unda prujina m_1 sharchaga F_{12} kuch bilan, m_2 sharchaga esa F_{12} ga teng, lekin qarama-qarshi F_{21} kuch bilan ta'sir qiladi. Prujinaning massasi kichik bo'lganligi sababli birinchi sharcha ikkinchisiga prujina orqali ta'sir qiladi deyish mumkin hamda

$$F_{12} + F_{21} = 0 \qquad (2.15)$$

Haqiqatdan ham, dinamikaning uchinchi qonuniga ko'ra quyidagi kuchlar o'zaro teng va qarama-qarshidir:

$$F_{1n} + f_{n1} = 0, \qquad F_{2n} + f_{n2} = 0,$$

bunda f_{n1} va f_{n2} – sharchalarning prujihaga ta'sir kuchlari, hamda F_{1n} va F_{2n} – prujinaning sharchalarga ta'sir kuchlari. Prujina massasi nolga teng deb olingani tufayli, dinamikaning ikkinchi qonuniga ko'ra

$$f_{n1} + f_{n2} = 0.$$

Bundan (2.15) tenglik hosil bo'ladi. m_1 massaga F_{12} kuch, m_2 massaga F_{21} kuch ta'sir qilaadi. Shu kuchlar ta'sirida sharchalar a_1 va a_2 tezlanishlar olib, ular quyidagi tenglamalardan aniqlanadi:

$$m_1 a_1 = F_{12}, \quad m_2 a_2 = F_{21} \tag{2.16}$$

Bu tengliklarni qo'shib va (2.15) ni hisobga olib quyidagini hosil qilamiz:

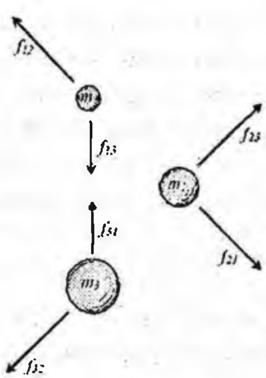
$$m_1 a_1 + m_2 a_2 = 0 \tag{2.17}$$

Ma'lumki, $m_1 v_1$ – birinchi sharchaning, $m_2 v_2$ – ikkinchi sharchaning harakat miqdoridir, tezlanishlar esa

$$a_1 = \frac{d\upsilon_1}{dt}, \quad a_2 = \frac{d\upsilon_2}{dt} \tag{2.18}$$

bo'ladi; bu ifodalarni (2.17) tenglamaga qo'yib quyidagi tenglamani olamiz:

$$\frac{d}{dt}(m_1\upsilon_1 + m_2\upsilon_2) = 0 \tag{2.19}$$



2.12-rasm

Avvalo, (2.19) tenglamaning chiqarilishi sharchalar orasidagi o‘zaro ta’sir kuchining kattaligiga va xarakteriga bog‘liq emas; muhimi, bu kuchlarning (2.15) shartni qanoatlantirishidir. (2.19) tengli sharchalarning harakat miqdorlari yig‘indisi itaruvchi itaruvchi prujinaning ta’siri vaqtida ham, undan keyin ham, sharchalarga tashqi kuchlar ta’sir qilaguncha doimiy qolaveradi. Bu xulosa har qanday ikkita jism uchun ham o‘rinlidir, negaki, biz ko‘rgazmali bo‘lsin deb sharchalarni misol qilib ko‘rsatdik. Demak, ikkita jismdan iborat bo‘lgan sistemaning harakat miqdori shu jismlarning o‘zaro ta’sir kuchlari natijasida o‘zgarishi mumkin emas.

Barcha jismlardan izolyatsiyalangan va bitta mexnikaviy sistemani tashkil etuvchi biror miqdor jismni tasavvur qilamiz; u holda jismlarning o‘zaro ta’sir kuchlari ushbu sistemaga nisbatan ichki kuchlardir. Agar izolyatsiyalangan sistema ko‘p miqdorda jismlarga ega bo‘lsa, u holda harakat miqdorining saqlanish qonuni butun sistema uchun o‘rinli bo‘ladi. Haqiqatan ham, aytaylik, sistema m_1, m_2 va m_3 massali uchta jismdan iborat bo‘lsin (2.12-rasm).

U holda birinchi jism uchun:	$m_1a_1 = f_{12} + f_{13}$
tenglamani, ikkinchi jism uchun:	$m_2a_2 = f_{21} + f_{23}$
tenglamani, uchunchi jism uchun:	$m_3a_3 = f_{31} + f_{32}$

tenglamani yozish mumkin. Uchala tenglamani qo‘shib va dinamikaning uchinchi qonunini hisobga olib, quyidagini topamiz:

$$m_1a_1 + m_2a_2 + m_3a_3 = 0$$

yoki

$$\frac{d}{dt}(m_1\upsilon_1 + m_2\upsilon_2 + m_3\upsilon_3) = 0 \qquad (2.20)$$

bunda odatdagidek, a_1, a_2, a_3 lar har bir jismning tezlanishlari, $\upsilon_1, \upsilon_2, \upsilon_3$ – mos holda ularning tezliklari. Barcha jismlar harakat miqdorlari yig‘indisini $\boldsymbol{K}$ orqali belgilasak, u holda harakat miqdorining doimiylik qonuni (2.20) ni shunday yozish mumkin bo‘ladi:

$$\frac{dK}{dt} = 0$$

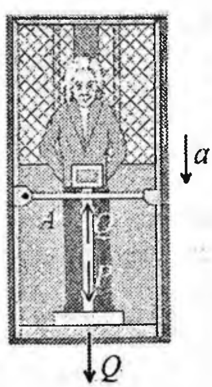
yoki

$$K = const \qquad (2.21)$$

Jismlar sistemasining harakat miqdori ichki kuchlar ta'sirida o'zgarishi mumkin emas. Demak, agar jism faqat ichki kuchlar ta'sirida bo'lsa, uning to'liq impulsi o'zgarmasdir. Sistemaning to'liq impulsining saqlanish qonuni juda muhim hisoblanib, bu asosda jismlar va ular sistemasining o'zaro ta'sirlari qanday tarzda ro'y berishdan qat'iy nazar natijaviy impulsning saqlanish qonuni tadbiqi asosida onson xal etiladi. Sistemani hosil qiluvchi jismlarning ma'lum birlari ta'sir tufayli o'z impulsini o'zgartirishi mumkin, lekin sistemaning to'liq impulsi o'zgarmaydi.

2.10.-§. Vazinsizlik hodisasi

Kosmik kemada, suniy yo'ldoshda, tushayotgan liftda, faqat og'irlik kuchi ta'sirida uchayotgan Samoliyotda vazinsizlik hodisasi sodir bo'ladi. Kemada, suniy yo'ldoshda va hakozoda bo'lgan har qanday jism, ular faqat yerning(yoki boshqa osmon jismlarining) tortishish kuchi ta'sirida bo'lgan payitlarida go'yo o'z "og'irliklarini" yo'qotadilar. Kosmanavt kabinada hech narsaga tayanmay erkin "parvoz qiladi" u o'z qalamini "havoga qo'yishi" mumkin va bunda qalam tushib ketmaydi. Idish devorini ho'llamaydigan suyuqlik shar shaklini olishga intiladi va hakozo. Avvalo, vazinsizlik holati kuzatiladigan barcha apparatlar faqat tortish kuchi ta'siridagina tezlanuvchan harakat holatida – tushish holatida bo'ladi.



2.13-rasm

Tezlanuvchan harakat qilayotgan liftda jismning og‘irligi qanday o‘zgarishini ko‘raylik. Ma’lumki, biz jismning og‘irligi deb, A jismga ta’sir qilayotgan **P** tortishish kuchini emas, balki jismni tutib turuvchi taglikka qo‘yilgan **Q** kuchni aytamiz (2.13-rasm); **Q'**—jismga taglik tamonidan qo‘yilgan kuch. Aytaylik, A jism pastga a tezlanish bilan harakatlanayotgan liftda joylashgan; u holda mehanika qonunlariga ko‘ra

$$P — Q' = ma, \quad Q = Q'$$

yoki

$$Q = P — ma \quad (2.22)$$

(proyeksiyalar ishoralari 2.13-rasmda ko‘rsatilgan strelkalarga mos tanlangan). P kuch (agar lift ko‘tarilish balandligining o‘zgarishi Yer radiusiga nisbatan kichik bo‘lsa) o‘zgarmaydi, Q kuch (og‘irlik kuchi, taglikka bosim kuchi) esa a tezlanishga bog‘liq bo‘ladi.

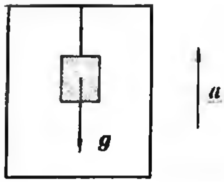
Agar liftni tezlanishli sanoq sistema deb olsak, u holda liftdagi barcha jismlarga inertsiya kuchi — ma qo‘yilgan bo‘ladi va (2.22) tenglamani quydagicha talqin qilish mumkin: jismning taglikka bosim kuchi (og‘irlik) tortishish kuchi P hamda qo‘yilgan inertsiya kuchi (— ma) yig‘indisi bilan belgilanadi. (2.22) formulani yana shunday yozish mumkin:

$$Q = m(g — a). \quad (2.23)$$

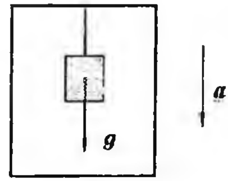
Bundan ravshanki, a = g da Q = 0 ni topamiz, yani og‘irlik kuchi no‘lga teng, jism og‘irligini yo‘qotadi; vertikal g tezlanish bilan harakatlanayotgan liftda vazinsizlik hodisasi kuzatiladi. Inertsiya kuchi tortishish kuchiga teng va qarama-qarshi yo‘nalgan— bu kuchlarning yig‘indisi no‘lga teng. Lift bu paytda yuqoriga ham, pastga ham harakatlanishi mumkinligini qayd qilib o‘tamiz. Demak, quyidagi hollarni keltirishimiz mumkin:

a) jism vertikal ravishda yuqoriga a tezlanish bilan harakatlanganda (2.14a-rasm):

$$P = mg + ma = m(g + a)$$



2.14 a-rasm



2.14 b-rasm

b) jism vertikal ravishda pastga ***a*** tezlanish bilan harakatlanganda (2.14b-rasm):

$$P = mg - ma = m(g - a)$$

Agar $g = a$ bo‘lsa, $P = 0$ – bunda jism vaznsizlik holatida bo‘ladi.

c) R egrilik radiusga ega bo‘lgan qavariq sirtda tezlik bilan harakatlanganda (2.14c-rasm):

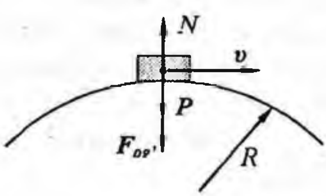
$$P = mg - ma = m(g - a)$$

bu ifoda uchish apparatlari “O‘lik sirtmoq” bo‘ylab harakati uchun ham o‘rinli.

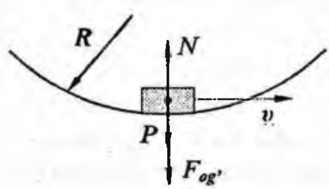
d) R egrilik radiusga ega bo‘lgan botiq sirtda tezlik bilan harakatlanganda (2.14d-rasm):

$$P = mg + ma = m(g + a)$$

bu ifoda uchish apparatlari “Nesterov sirtmoqi” bo‘ylab harakati uchun ham o‘rinli.



2.14 c-rasm



2.14 d-rasm

Agar $P > P_0$ bo‘lsa:

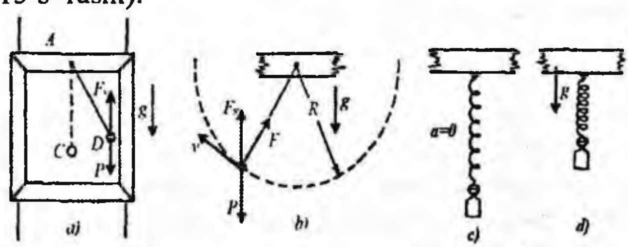
$$n = \frac{P}{P_0} = \frac{m \cdot (g_0 + a)}{m \cdot g_0} = 1 + \frac{a}{g_0}$$

Bu yerda n – jismning ortiqcha yuklanishi deb ataladi.

Kosmik kema yoki suniy yo'ldosh o'zlari uchib o'tayotgan joyda hamına vaqt tortishish kuchi tomonidan hosil qilinayotgan g tezlanishga ega bo'lganliklari sababli ularda ham yuqoridagidek manzara kuzatiladi. Yer atrofida aylana orbita bo'yicha harakatlanayotgan yo'ldosh uzluksiz "tushadi" yani u tushish holatida bo'ladi; faqat tortishish kuchi tezlanishi hamma vaqt uning traektoriyasiga normaldir. Samoliyot muayyan tezlikda uchayotganda uchuvchi rejimini shunday tanlaydiki, samoliyotga havo tamonidan ta'sir qiluvchi kuchlar (ko'tarish kuchi plyus qarshilik kuchi) tortishish kuchi bilan to'la muvozanatlansin; u holda og'irlik kuchi ta'sirida samalyot g tezlanish bilan "tusha boshlaydi". Texnikaning hozirgi zamon holatida uchishning shunday rejimi bir minutcha davom etishi mumkin va samolyotda uchayotganlar bu payitda vazinsizlik holatini kechiradi.

Vazinsizlik hodisasining auditoriyada eng soda namoyishlari – deyarli yuz yil oldin Moskva Davlat univesitetining professori N. A. Lyubimov tamonidan taklif qilingan – tushuvchi ramkadagi mayatnik bilan tajribalardan iborat.

Ikkita aylantiruvchi bo'yicha A ramka tortishish kuchlari ta'sirida pastga erkin sirpana oladi (2.15a–rasm). A ramkaga mayatnik osib qo'yilgan. Mayatnik tebranishlar bajarayotganda ramkani qo'yib yuborilsa, u mayatnik bilan birga pastga sirpanadi. Agar ramkani mayatnik yukchasi o'zining eng chekka yuqori D nuqtasiga erishganda qo'yib yuborilsa, u holda ramka tushayotganda mayatnik tebranmaydi, go'yo og'gan holatida qotib qolib, ramkaga nisbatan harakatlanmaydi. Agar ramkani mayatnik muvozanat holati (C nuqta) yaqnidan o'tayatganda qo'yib yuborilsa, u holda mayatnik ramka tushayotganda osilish nuqtasi atrofida tekis aylanishda davom etadi (2.15 b–rasm).



2.15-rasm

Tushuvchi ramka bilan yana tajriba o'tkazish mumkin. Ramkaga prujinada yukcha osilgan (2.15c–rasm); u holda ramka tushayotganda oldin yukcha cho'zgan prujina go'yo unda hech qanday yukcha yo'qdek qisiladi, yukcha go'yo og'irligini "yo'qotadi" (2.15d–rasm).

Bu barcha hodisalarni inertsiya kuchlarini hisobga olish va ishqalanish kuchlarini nazarga olmaslik orqali oson tushuntirish mumkin. Jismning tezlanish bilan harakatlanayotgan ramka nisbatan harakatida unga yuqoriga yo'nalgan va jism massasining ramka tezlanishiga ko'paytmasiga teng bo'lgan F_1 inertsiya kuchi ta'sir qiladi. Ramkaning tezlanishi erkin tushish tezlanishi g ga teng bo'lgani uchun inertsiya kuchi jismning Yerga tortishish kuchiga teng bo'ladi. Demak, ramkaga nisbatan harakatlanayotgan yoki tinchlikda qolishi, yoki to'g'ri chiziqli va tekis harakatlanishi lozim. Ramkaning harakati boshida tinchlikda bo'lgan mayatnik unga nisbatan harakatsiz qoladi; mayatnikning ramkaning tushishi boshlangan payitda harakatda bo'lgan yukchasi unga faqat F kuch ta'sir qilishligi tufayli osilish nuqtasi atrofida tekis harakat qilishda davom etadi; bu ramka tamonidan osilish nuqtasiga yo'nalgan va aylana bo'yicha harakatda unga markazga intilma tezlanish beradi (ramka massasi mayatnik massasidan ancha ortiq). Inertsiya kuchi va tortishish kuchi yukcha massasiga turli tamonga yo'nalgan ta'sir ko'rsatishi va bir-birlarini muvozanatlashi sababli prujinada osilib turgan yukcha uni endi cho'za olmaydi. Bu hodisalarni inertsiya kuchini ishlatmasdan, yukchaning va ramkaning ayerga nisbatan harakatini qarash bilan tushuntirish ham mumkin.

Mayatnikli ramkani qo'yib yuborgandan keyin ramka ham mayatnik ham Yerga nisbatan birday tezlanishga ega; og'irlik kuchi tufayli ramka ham, yuk ham har bir paytda birday tezlikka ega bo'ladi. Shuning uchun og'irlik kuchi tushish vaqtida mayatnik va ramkaning o'zaro vaziyatini o'zgartira olmaydi. Agar mayatnik boshlang'ich paytda ramkaga nisbatan tinch holatda turgan bo'lsa, bu holda butun tushish davomida u nisbiy tinch holatda qoladi. Agar mayatnik boshlang'ich paytda biror burchak tezlik bilan harakatlangan bo'lsa, bu holda u tushish vaqtida ham o'sha tezlik bilan harakatlanishda davom etadi. (bu yerda ham ramkaning massasi mayatnik massasidan ancha katta ekanligini nazarga olish lozim.)

Barcha boshqa hollarda ham yuqoridagiga o'xshash mulohazalar yuritish mumkin. Havosiz fazoda harakatlanayotgan kosmik kemadagi vazinsizlikni ham shunday tushuntirish mumkin. Kema Quyosh bilan bog'langan koordinatalar sistemasiga nisbatan, tortishish kuchlari yaratgan tezlanishga ega. Kema bilan bog'langan noinersial koordinatalar sistemasida barcha jismlarga shu sistemaning tezlanishiga qarama-qarshi yo'nalgan inertsiya kuchi qo'yilgan; bundan tashqari jismlarga tortishish kuchi ham ta'sir qiladi. Snaryadning (yoki kosmik kemaning) aylana orbita bo'yicha harakatida markazdan qochma kuch inertsiya kuchidan iborat bo'lib, bu kuch jism snaryadga nisbatan harakatlanayotganida tortishish kuchining ta'sirini kompensatsiyalaydi.

2.11.-§. Jismlarning erkin bo'lmagan harakati

Jism traektoriyasi va tezligiga oldindan hech qanday cheklashlar qo'ymagan holida muayyan kuchlar ta'siridagi harakatini erkin harakat deyiladi. Ekrin harakat berilgan boshlang'ich tezlik bilan muayyan holatdan boshlanadi.

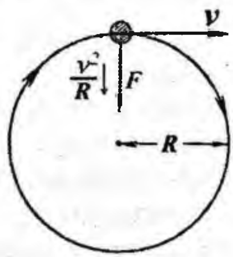
Mexanikaning boshqa masalalarida biz jismning traektoriyasiga oldindan muayyan cheklashlar qo'yilganida yuz beradigan erksiz harakatlarni uchratamiz. Masalan, jismning qiya tekislikdan sirpanib tushishi, vagonning relslar bo'ylab harakati, ipga osilgan sharchaning aylana bo'ylab harakati, sharchaning gorizontal tekislikda dumalanishi, o'zaro ip bilan bog'langan ikkita jismning harakati – bularning hammasi ekrsiz harakatlardir. Qiya tekisikda sirpanayotgan jism o'z harakati vaqtida albatta shu tekislikda qolaveradi, shar ham gorizontal tekislikda qolaveradi va hokazo.

Jismning erksiz harakatiga, unga ta'sir qilayotgan kuchlar kattaligidan qat'i nazar, mexanikada bog'lanishlar deyiluvchi muayyan shartlar qo'yilgan bo'ladi. Qandaydir jismning harakatiga qo'yilgan bog'lanishlar "deformatsiyalanmaydigan" jismlar tomonidan, aksariyat shunday jismlarning sirtlari tomonidan yuzaga keltiriladi. Bir jismning boshqa jismlar sirtida harakatida bog'lanishni belgilovchi jismlar deformatsiyalansa-da, bu deformatsiyalar shunchalik kichik-ki, ularni nazarga olmasalik va harakt traektoriyasini muayyan ma'noda berilgan, ta'sir qilayotgan kuchning kattaligiga bog'liq emas deb hisoblash mumkin.

Jismning erksiz harakatida unga tashqi (oldindan berilgan, ma'lum) kuchlardan tashqari yana bog'lanishni yuzaga keltiruvchi jismlar tomonidan ham kuchlar ta'sir qiladi; bu kuchlarni bog'lanish reaksiyalari deyiladi.

Reaksiyalar oldindan ma'lum bo'lmagani tufayli jismning bog'lanishlar mavjudligidagi harakatiga oid masalani jismning erkin harakati haqidagi masaladan boshqacha yo'llar bilan echiladi. Shu sababli jismning harakat tenglamalarini tuzishda ma'lum, berilgan kuchlardan tashqari, noma'lum bog'lanish reaksiyalarini ham hisobga olinadi. So'ngra masala shartlaridan, masalan, traektoriyaning ma'lum shakli asosida, noma'lum reaksiyalarni ham, jism tezlanishini ham aniqlashga yordam beruvchi qo'shimcha tenglamalar topiladi.

Dinamikaning barcha masalalarini yechish yo'li sodda: noma'lum kattaliklar belgilanadi, dinamikaning ikkinchi va uchinchi qonunlaridan foydalanib, harakat tenglamalari tuziladi hamda shu paytda harakatga bog'lanishlar tomonidan qo'yiladigan shartlar hisobga olinadi. Shunday tarzda hamma vaqt noma'lum kattaliklarni aniqlash uchun yetarli miqdorda mustaqil tenglamalar olamiz. Buning qanlay amalga oshirilishini hammadan yaxshisi misollarda qo'rish mumkin. Biz quyida asta-sekin soddalaridan murakkbroqlariga o'ta borib, erksiz harakatning qator misollarini qarab chiqamiz. Quyidagi hollarni qaraylik.

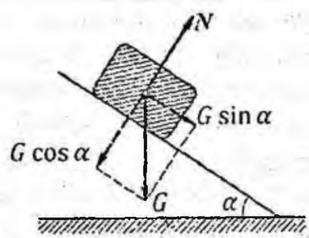


2.16-rasm

1) Jismning gorizontal tekislikda aylana bo'ylab harakati. Ipga bog'langan sharcha aylana bo'ylab harakatlanadi (2.16-rasm). Ipning

sharchaga **F** ta'sir kuchi (bog'lanish reaksiyasi) aylana bo'ylab harakatlanayotgan sharchaning υ tezligi absolyut kattaligiga bog'liq. Sharchaning harakatini kuzatishda odatda kuch kattaligi **F** noma'lum bo'lib, faqat υ tezlik va **R** radius ma'lum bo'ladi. Bundan sharchaning ω tezlanishini topish mumkin. Ma'lumki, markazga intilma tezlanish $\frac{\upsilon^2}{R}$ ga teng. Shu sababli, agar ip uzilib ketmagan bo'lsa, u sharchaga $\frac{m\upsilon^2}{R}$ ga teng bo'lgan **F** kuch bilan ta'sir qiladi. Bog'lanish reaksiyasi kuchi **F** harakat traektoriyasi shakliga (**R**), harakatlanayotgan jism massasiga (**m**) va tezlikka (υ) bog'liqdir. Bog'lanish reaksiyasi kuchi (ushbu holatda ipning taranglik kuchi) sharchaga markazga intilma tezlanish beradi.

Ba'zida bog'lanish reaksiyasi kattaligi jismning harakat xarakteri bilan tamomila bog'lanmagan bo'lsa-da, harakat vaqtida jismlarning o'zaro kuch ta'sirini anglab olish uchun u muhim bo'ladi. Masalan, jismning gorizontal tekislik bo'yicha tekislikka ishqaddanishsiz sirpanishida bog'lanish reaksiyasi kuchi hamma vaqt tekislikka tik yo'nalganidan, jismning tezlanishi bilan ham, tezligi bilan ham bog'langan emas. Biroq og'irlik kuchi va boshqa kuchlarning tekislikka normal tashkil etuvchilari bog'lanish reaksiyasi kuchi bilan muvozanatlashadi:



2.17-rasm

Jismning qiya tekislik bo'yicha tekislikka ishqalanishsiz sirpanib tushishida (2.17-rasm) ham ahvol shunday bo'ladi. Agar jism bilan tekislik orasida ishqalanish bo'lmasa, jism va tekislikning o'zaro ta'sir kuchlari tekislikka normaldir; bog'lanish reaksiyasi bog'lanish tekisligiga normaldir. Bog'lanish reaksiyasi jismning ko'chishiga hamma vaqt normal bo'ladigan bog'lanishlarni ideal bog'lanishlar deyiladi.

2) Jismning ideal qiya tekislik bo'yicha harakati. Muayyan paytda tekislikda turgan jismga qanday kuchlar ta'sir qiladi? – Og'irlik kuchi G va qiya tekislikning reaksiyasi N. Ishqalanish kuchi yo'qligi sababli (tekislik ideal) N reaksiya tekislikka normaldir. Ikkala kuch jismga qo'yilgan, faqat shu ikkala kuch ta'sirilagina jism qiya tekislik bo'yicha harakat qiladi. Jism harakat qilayotib, hamma vaqt qiya tekislikka tegib turadigan holgina qaraladi. Shu sababli barcha kuyalarning sirpalanish tekisligiga tik yo'nalishdagi tashkil etuvchilari yig'indisi nolga teng bo'lashi lozim. G tortishish kuchini uning ikkita tashkil etuvchisi: $G\cos\alpha$ normal tashkil etuvchisi va $G\cos\alpha$ parallel tashkil etuvchisi (2.17-rasmga qarang) bilan almashtiramiz. Tezlanish sirpanish tekisligiga parallel yo'nalganligi sababli

$$N = G\cos\alpha \tag{2.24}$$

Demak, N reaksiya tekislikda harakatlanayotgan jism tezlanishiga ta'sir qilmay, balki u tekislik bo'yicha harakatni ta'minlaydi. Tortishish kuchining tekislikka parallel va pastga yo'nalgan $G\sin\alpha$ tashkil etuvchisi jismning tezlanishini belgilaydi. Haqiqatdan ham,

$$M\frac{d\upsilon}{dt} = G\sin\alpha = Mg\sin\alpha, \quad \frac{d\upsilon}{dt} = g\sin\alpha, \tag{2.25}$$

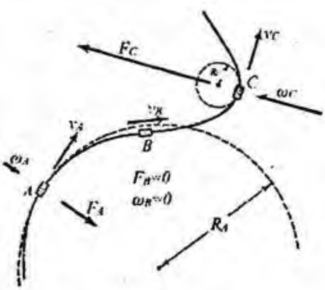
bunda M – jism massasi. Binobarin, tezlanish vaqt o'tishi bilan o'zgarmaydi va qiya tekislik bo'yicha ishqalanishsiz harakat xarakteri xuddi jismlarning erkin tushishidagidek bo'ladi, faqat tezlanish kattaligi bu holda kichikroqdir. Kichik tezlanish holida yo'l va vaqtni yetarlicha aniqlik bilan o'lchash mumkin; shu sababli jismlarning tushish qonunlarini o'rganishda Galiley qilganidek, qiya tekislikdan foydalaniladi. Ushbu holda bog'lanish reaksiyasi kuchi (2.24) jism harakatlanayotganda o'zgarmay, u faqat jismga ta'sir qilayotgan tortishish kuchiga va tekislikning qiya burchagiga bog'liqdir.

3) Jismning egri yo'l bo'yicha harakati. Sharchaning aylana bo'yicha harakatlanishidan iborat birinchi misoldan ko'rinadiki, boshqa murakkbroq hollarda bog'lanish reaksiyasi kattaligi jismning harakatiga ko'p darajada bog'liqdir. Egri gorizontal yo'ldan borayotgan parvoz uchun bog'lanish reaksiyalarini topamiz. Aytaylik, par-

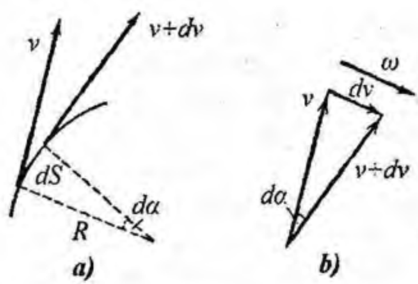
vozning υ tezligi absolyut qiymati jihatidan doimiy bo'lib, tezlik yo'nalishi, umuman aytganda, o'zgara borsin; binobarin, parvoz tezlanishiga ega (2.18-rasm). Shu ω tezlanishni aniqlab va parvozning M massasini bilgan holda, relslarning parvoz g'ildiraklari rebordasiga yon bosimining natijasi bo'lgan yo'lga normal tezlashtiruvchi kuchni topamiz. Parovoz tezligi kattaligi jihatidan o'zgarmasligi sababli tezlanish tezlikka tikdir. Har bir muayyan R radiusli aylananing juda kichik qismi bilan hamda parovoz harakatini – shunday radiusli aylana bo'yicha harakat bilan almashtirish mumkin (2.19a-rasm). U holda parovozning ω tezlanish (2.19b-rasm) aylana ichiga yo'nalgan va kattaligi

$$\frac{d\upsilon}{dt}=\upsilon\frac{d\alpha}{dt}=\upsilon\frac{dS}{dt}\cdot\frac{1}{R}=\frac{\upsilon^2}{R} \qquad (2.26)$$

bunda R – aylana radiuchi. dS – yo'lning dt vaqt ichidagi orttirmasi.



2.18-rasm



2.19-rasm

Parovoz tezligini o'zgartiruvchi bog'lanish reaksiyachi kuchi yo'lning A nuqtasida (2.18-rasmga q.) ushbu kattalikka ega:

$$F_A = M\frac{\upsilon^2}{R_A} \qquad (2.27)$$

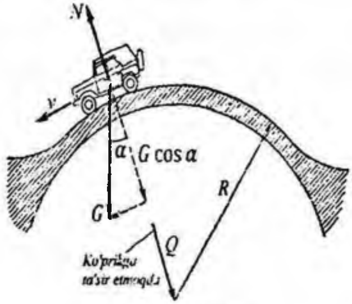
Bunda R_A – yo'lning berilgan nuqtadagi burilish radiusi. B nuqtada yo'l to'g'ri bo'lganida,. Parovozga relslar tomonidan hech qanday gorizontal kuch ta'sir qilmaydi, bog'lanish reaksiyasining gorizontal tashkil etuvchisi nolga teng. C nuqtada relslarning F_C yon bosimi kuchi qarama-qarshi yo'nalishga ega va uning kattaligi shu nuqtadagi burilish radiusiga bog'liq.

Keltirilgan mulohazalar harakat tezligi kattaligi jihatidan doimiy bo'lmaganda ham o'rinli ekanligini aytib o'tamiz. Faqat bu holda parovozning tezlanishi relslarga tik bo'lmaydi, lekin relslar chizig'iga normal bo'lgan tezlanish komponentasining muayyan paytdagi v tezlik bilan bog'lanishi avvalgidek ((2.26) formulaga qarang) bo'laveradi, demak, relslarning g'ildiraklarga yon bosimi kuchi ham (2.27) formula bilan belgilanadi.

Parovozning har bir muayyan paytdagi harakati o'lchovlari yo'lning ushbu joyidagi egrilik bilan aniqlanadigan biror aylana bo'yicha harakatdan iborat. (Matematikada egri chiziqqa shu nuqtada tegishib turuvchi aylana radiusiga teskari bo'lgan kattalikni egiri chiziqning muayyan nuqtadagi egiriligi deb ataladi.) Shu sababli relslarning parovoz g'ildiragiga, xuddi aylana bo'ylab harakatdagidek, biror markazga yo'nalgan tezlanish beruvchi yon bosim kuchini markazga intilma kuch desa bo'ladi. Farq faqat shundaki, jismning aylana bo'yicha harakatida markazga intilma kuch kuch yo'nalgan markaz doimiydir va vaqt o'tishi bilan o'zgarmaydi. Parovozning harakati qaralayotgan misoldagidek, jismning berilgan egri chiziq bo'yicha harakatidan iborat umumiy holda bu kuch yo'nalgan markaz, umuman olganda, nuqtadan nuqtaga o'z holatinin o'zgartira boradi vaegri chiziqning shbu nuqtasidagi urinmaga tik chiziqda yotadi.

Berilgan bog'lanishli harakatlarni tahlil qilayotganda bog'lanishni hosil qiluvchi jismlarning mustahkamligi yetarli deb olinadi. Agar bog'lanish xizmatini bajarilayotgan jism harakatlanayotgan jismga yetarli kuch berolmasa, bog'lanish uziladi. Masalan, agar rels buzilgan bo'lsa, u holda parovoz yetarlicha tezlikka ega bo'lganida burilishlarda izdan chiqadi.

Poyezdni tezlashtirayotganda yoki tormozlantirayotganda parovozga yana relslar tomonidan ta'sir qiluvchi kuchlar mavjud bo'lib, ular parovozni rels yo'nalishi bo'yicha tezlashtiradi, yo sekinlashtiradi. Ular ishqalanish kuchidan yoki g'ildirakning rels bilan tutinish kuchidan iboratdir. Bu kuchlar ham resllar va parovozning o'zaro ta'siri natijasidir. Ammo ular parovozni relslarda qolishga "majbur" qilmaydi. Shu sabali dinamika nuqtai nazaridan bu kuchlar orasida hech qanday prinsipial farq bo'lmasa-da, ular bog'lanish reaksiyalari qatoriga kiritilmaydi. Relslar va g'ildiraklarning tutinish kuchlari parovoz silindiridagi bug' bosimi bilan belgilanadi, lekin ular muayyan kattalikdan katta bo'la olmaydi. Bu kattalik parovoz og'irligiga hamda relslar va parovoz g'ildiraklarini yasashda ishlatilgan materialga bog'liqdir. Agar g'ildiraklarga yetarlicha katta kuch qo'yilsa, g'ildiraklar bir joyda sirpanib, aylanadi, ya'ni ular reslslarda dumalamaydi. Tutinish kuchlari va ishqalanish kuchlari haqida keyingi boblarda batafsil gapirilgan.



2.20-rasm

4) Avtomobilning ko'prik bo'yicha harakati. Qavariq ko'prik bo'yicha ketayotgan avtomobil harakatini qaraylik (2.20-rasm); bu erda bog'lanish reaksiyalari harakat tezligiga ham, jismga ta'sir etayotgan kuchlarga ham bog'liq bo'ladi. Ko'prikka ishqalanish kuchlarini hisobga olmaymiz; u holda ko'prikning avtomobilga normal bosim kuchi N og'irlik kuchining berilgan joyda ko'prikka normal bo'yicha tashkil etuvchisi $G\cos\alpha$ bilan birgalikda avtomobilga $\frac{\upsilon^2}{R}$ markazga intilma tezlanish beradi, bunda υ – avtomobil tezligi, R – ko'prik radiusi. Dinamikaning ikkinchi qonuniga ko'ra

$$\frac{m\upsilon^2}{R} = G\cos\alpha - N \qquad (2.28)$$

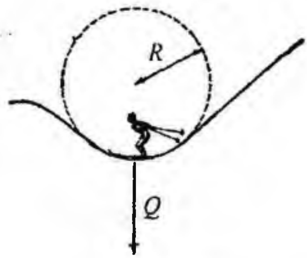
bunda m – avtomobil massasi. Bundan bog'lanish reaksiyasi kuchi

$$N = G\cos\alpha - \frac{m\upsilon^2}{R}$$

ekanligi ayon bo‘ladi, ya'ni u ta’sir etuvchi kuchlar ($G\cos\alpha$) ga ham, tezlik υ ga ham, yo‘l shakliga (R) ham, jism massasiga (m) ham bog‘liqdir.

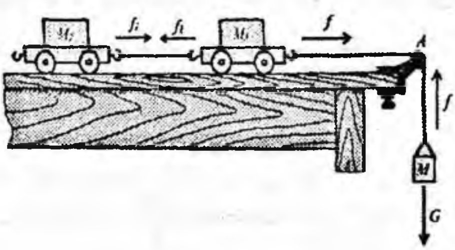
Biz qarab o‘tgan barcha kuchlar avtomobilga – harakatlanayotgan jismga qo‘yilgan; ko‘prikka (bog‘lanishga) esa Nyutonning uchinchi qonuniga ko‘ra, N ga teng va qarama-qarshi bo‘lgan avtomobilning ko‘prikka bosim kuchi Q qo‘yiladi.

Chang‘ichi tog‘dan tushayotib, 2.21-rasmda ko‘rsatilgan vaziyatda bo‘lgan hol uchun ham shunga o‘xshash tahlil qilish mumkin; bunda chang‘ichining erga bosim kuchi Q uning G og‘irligidan ortiq bo‘ladi.



2.21-rasm

Xullas, jismlarning erksiz harakatlarini tahlil qilayotganda oldindan ma’lum kuchlardan (masalan, yuqorida qaralgan misollarda tortishish kuchi) tashqari yana noma’lum kuchlarini, bog‘lanish reaksiyalarini kiritamiz hamda dinamika tenglamalarini tuzamiz. Tezlanishni masalaning boshqa shartlaridan, masalan, jismning tezligi bo‘yicha va yo‘l shaklidan topamiz. Jismning tezlanishini, massasini va unga ta’sir etuvchi kuchlarni bilgan holda, agar bu zarur bo‘lsa, bog‘lanish reaksiyalarini aniqlash mumkin.



2.22-rasm

Yuqorida keltirilgan misollarda bog'lanishlar jismning harakat traektoriyasini belgilaydi. Jism harakatiga qo'yilgan bog'lanish yoki cheklashlarning boshqa hollari, masalan, barcha yoki bir nechata jismlar oddiy tarzda cho'zilmaydigan iplar yoki demormatsiyalanmaydigan sterjenlar bilan biriktirilgan hollardagi bog'lanishlar ham bo'lishi mumkin. Bunda ham jismlar orasidagi iplarning taranglik kuchlarini bog'lanish reaksiyalari deb qarash mumkin. Barcha bog'langan jismlarning birday tezlanishga ega ekanligi oldindan ma'lum bo'lsa, butun jismlar sistemasini bitta jism deb qarash va faqat sistemaga ta'sir qilayotgan tashqi kuchlarnigina hisobga olish mumkin bo'ladi. Biroq, agar iplarning taranglik kuchi kattaligini (reaksiya kattaligini) bilish zarur bo'lsa, u holda shu kuchlarni hisobga olib, tenglamalar tuzish lozim bo'ladi.

5) Bog'langan aravachalarning harakati. Bir-biriga iplar bilan bog'langan va yukning G og'irlik kuchi vositasida tezlashtiriluvchi ikkita aravacha relslar bo'yicha harakatlanayotir (2.22-rasm). Aravachalarning massalari M_1 va M_2 ipning massasini va A blokning massasini hisobga olmasa bo'ladi. Relslar gorizontal joylashganligi sababli aravachalarning og'irlik kuchlari va aravachaga relslar tomonidan ta'sir etuvchi kuchlar (agar ishqalanish kuchlarini nazarga olmaslik mumkin bo'lsa) aravachalarning mumkin bo'lgan harakati yo'nalishiga tik bo'ladi hamda aravachalarning tezlanishini aniqlayotganda ularnini hisobga olmasa bo'ladi. Relslarning reaksiyalari sistemaning tezlanishiga ta'sir qilmaydi. Iplarni cho'zilmas deb hisoblanadi, demak, barcha uchta jismning (ikkita aravacha va yuk) tezligi va tezlanishi kattaligi jihatidan birday bo'ladi – bu bog'lanishning aravachalar harakatiga qo'yadigan shartidan iboratdir.

Yuk va birinchi aravacha orasidagi ipning taranglik kuchi kattaligini f orqali, aravachalarni bog'lovchi ipning taranglik kuchini esa f_1 orqali, yuk og'irligini G orqali belgilaymiz. Ip massaga esa bo'lmay, faqat tortishigina mumkinligini hisobga olamiz. Dinamika tenglamalarini hamr bir yuk uchun alohida yozib chiqamiz:

Yuk uchun:

$$M\frac{d\upsilon}{dt}=G-f \tag{2.29}$$

birinchi aravacha uchun:

$$M_1 \frac{d\upsilon}{dt} = f - f_1 \tag{2.30}$$

ikkinchi aravacha uchun:

$$M_2 \frac{d\upsilon}{dt} = f_1 \tag{2.31}$$

Biz har bir jism uchun harakat tenglamalarini yozib chiqdik. Biroq iplar cho'zilmas bo'lganligi sababli uchala jismni yagona sistema sifatida qarash ham mumkin edi; u holda iplarning tarangligi ichki kuchlar bo'lar edi va butun sistemaning tezlanishini aniqlashda hech qanday rol o'ynamasdi; butun harakatlanuvchi sistemaning massasi $M_1+M_2+M_3$ ga, ta'sir qiluvchi tashqi kuch faqat G tortishish kuchiga teng bo'lardi. Haqiqatan ham, (2.29), (2.30) va (2.31) tenglamalarni qo'shsak, quyidagi hosil bo'ladi:

$$(M_1 + M_2 + M_3)\frac{d\upsilon}{dt} = G \tag{2.32}$$

(bunda g – tezlanish) og'irlik kuchidan yuzaga kelishligi tufayli aravacha va yukning tezlanishi:

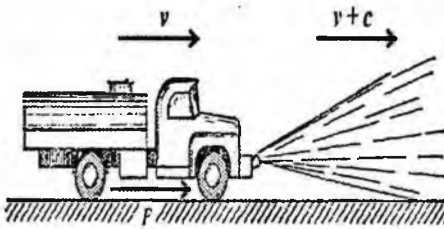
$$\frac{d\upsilon}{dt} = g \cdot \frac{M}{M_1 + M_2 + M_3} \tag{2.33}$$

bo'ladi.

Jismlar sistemasining tezlanishi doimiy bo'lishini, tezlik esa yana vaqtga va boshlang'ich sharoitlarga, aniqrog'i – vaqtga va aravacha boshlang'ich vaqt momentida ega bo'lgan tezlikka ham bog'liq ekanligini ta'kidlab o'tamiz.Agar iplarning taranglik kuchini aniqlash lozim bo'lsa (ko'pincha bilish zarur bo'ladi), (2.29), (2.30) va (2.31) tenglamalarga (2.33) tenglamadan topilgan tezlanish kattaligini qo'yish kerak. Ravshanki, yuk osilgan ipning tarangligi ikkinchi ipning tarangligidan hamma vaqt ortiq bo'ladi.

2.12.-§. O'zgaruvchan massali jismlarning harakati

Shunday hodisalar borki, bunda jismlarning harakati vaqtida ularning massalari o'zgara boradi. Harakat vaqtida jism o'z massasining qandaydir qismini yo'qotadi, undan bu jismni tashkil qiluvchi moddaning zarralari ajraladi yoki, aksincha, unga yangi zarralar qo'shiladi, masalan, ko'chaga suv sepayorgan avtomobilning harakati; yo'l bo'ylab qum (ballast) to'kib borayotgan poyezd harakati; platformani yurayotganda yuklash va bo'shatish; yoqilg'i yoki poroxning yonishida hosil bo'lgan gaz iqimini chiqarib tashlayotgan raketaning harakati va hokazo. Bu yerda biz shu hodisalarning qonuniyatlarini qaraymiz. Bu barcha hollada harakat vaqtida harakatlanayotgan jismning tezligiguna emas, massasi ha o'zgara boradi. Bunday harakat mexanikasining umumiy qonunlari I.V.Meshcherskiy va K.E.Siolkovskiy tomonlaridan tadqiq qilingan edi; K.E.Siolkovskiy ularni reaktiv kosmik kemaning texnikaviy loyihasini ishlashga tadbiq qildi.



2.23-rasm

Ko'chaga suv sepayotgan avtomobilning harakatini qaraylik (2.23-rasm). Aytaylik, suv oqimi avtomobilga nisbatan yo'nalishi jihatidan avtomobilning yo'lga nisbatan υ tezligiga mos keluvchi c doimiy tezlikka ega bo'lsin. Motor ishlayotganda g'ildirakning yo'lga tutinishi natijasida avtomobilga ta'sir qiluvchi kuch F ga teng va oldinga yo'nalgan. F kuch avtomobilga nisbatan tashqi kuch bo'lib, u Yer tomonidan qo'yilgandir. Oqib chiqish tezligi c va suv chiqarib tashlayotgan soploning kesim yuzi o'zgarishsiz qolsa, suv sarfi vaqt davomida doimiy bo'ladi.Har bir sekundda chiqarib tashlanayotgan suv massasining μ orqali belgilaylik; u holda M – avtomobilning suv bilan birgalikdagi massasi – vaqt o'tishi bilan tekis kamaya boradi va massaning o'zgarish tezligi quyidagiga teng bo'ladi:

$$-\frac{dM}{dt}=\mu \qquad (2.34)$$

yoki massaning saqlanish qonunini shunday yozish mumkin.

$$dM+\mu dt=0 \qquad (2.35)$$

bunda dM – avtomobilning suv bilan birgalikdagi massasining dt vaqt ichida kamayishi va μdt – suvning dt vaqt ichida oqib chiqqan massasi. (2.34) tenglamadagi minus ishora M massaning kamayayotganini bildirish uchun qo'yilgan; suvning har sekunddagi sarfi μ ni musbat kattalik deb hisoblaymiz.

Jismlar sistemasiga (avtomobil va chiqarib tashlanayotgan suvga) harakat miqdorining o'zgarishi tashqi kuchlar impulsiga tengdir, deb ta'riflanadigan harakat miqdorining o'zgarish qonunini tadbir qilamiz. Aytaylik, t paytda avtomobil M massaga va υ tezlikka ega, u holda shu paytda harakat miqdori $M\upsilon$ ga teng bo'ladi. Biror dt vaqtdan keyin, t+dt paytda, avtomobil massasi $M - \mu dt$, uning tezligi esa $\upsilon + d\upsilon$ bo'ladi; dt vaqt ichida chiqarib tashlangan suv massasi μdt va uning Yerga nisbatan tezligi $\upsilon + c$ bo'ladi. U holda t + dt paytda harakat miqdori quyidagiga teng bo'ladi:

$$(M - \mu dt)(\upsilon + d\upsilon) + \mu dt(\upsilon + c)$$

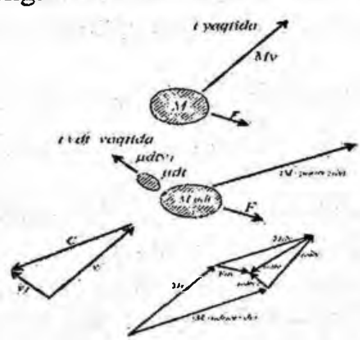
Keyingi ufodadan $M\upsilon$ ni ayirsak, harakat miqdorining dt vaqt ichidagi o'zgarishini olamiz va uni tashqi kuchning $Fd\upsilon$ impulsiga tenglashtiramiz. Ikkinchi tartibli $\mu dt d\upsilon$ cheksiz kichik miqdorni hisobga olmasak, quyidagi hosil bo'ladi:

$$Md\upsilon + \mu c dt = F dt$$

yoki

$$M\frac{d\upsilon}{dt} = F - \mu c \qquad (2.36)$$

(2.36) tenglama o'z massasining bir qismini sekundiga μ sarf bilan oldinga c tezlikda chiqarib tashlayotgan jism uchun Keshcherskiy tenglamasidan iborat. Tenglamani endi shunday o'qish mumkin: massasining jism tezlanishiga ko'paytmasi ta'sir qiluvchi F kuchdan chiqarilib tashlanuvchi massaning reaktiv kuchini ayrilganiga tengdir. Bunda chiqarib tashlanuvchi massa reaktiv kuchi massa sarfi μ ni chiqarilib tashlanuvhci zarralarning nisbiy harakat tezligi c ga ko'paytmasiga teng.



2.24-rasm

Reaktiv kuch chiqarib tashkanuvchi zarrakarga c tezlik berilishi natijasida yuzaga keladi. Suv zarralari avtomobilga nisbatan tinchlikda edi, lekin qandaydir kuch ularga avtomobilga nisbatan tezlanish berishi natijasida ular c tezlik oldi. Bu kuchga qarama-qarshi ta'sir etuvchi kuch, dinamikaning uchunchi qonuniga ko'ra avtomobilga qo'yilgan va chiqarib tashlangan suvning tezligiga qarama-qarshi yo'nalagan: u aynan reaktiv kuchdir.Jism har sekundda μ massali zarralani o'ziga nisbatan istalgancha yo'nalgan c tezlik bilan chiqarib tashlab tursa, eng umumiy holda reaktiv kuch $f_R = -\mu c$ bo'lishini ko'rsatish mumkin. Shu isbotni keltiraylik. Jismdan dt vaqt ichida μdt massali zarra ajraladi va ajralgandan keyin Yerga nisbatan υ_1 tezlikka ega bo'ladi (2.24-rasm). *T* vaqt momentida jism $M\upsilon$ *h*arakt miqdoriga ega edi. Keyingi $t+dt$ vaqt momentida qolgan jism

$$(M-\mu dt)(\upsilon+d\upsilon)$$

Harakat miqdoriga ega bo'ladi. Shu vaqt ichida jism tezligi $d\upsilon$ ga o'zgaradi, μdt ajralgan massa quyidagi harakat miqdoriga ega bo'ladi:

$$\mu dt\upsilon_1$$

Demak, butun sistena harakat miqdorining dt vaqt ichida o'zgarishi quyidagicha bo'ladi:

$$(M-\mu dt)(\upsilon+d\upsilon)+\mu dt\upsilon_1-M\upsilon=Md\upsilon+\mu dt(\upsilon_1-\upsilon)-\mu dtd\upsilon$$

Dinamikaning ikkinchi qonuniga ko'ra harakat miqdorining o'zgarishi jismga o'sha vaqt ichida ta'sir qilib turgan F tashqi kuchning impulsiga tengdir. Shu sababli

$$Md\upsilon+\mu dt(\upsilon_1-\upsilon)=Fdt$$

Chunki ikkinchi tartibli kichik miqdor $\mu dtd\upsilon$ hadni nazarga olmasa bo'ladi. Tenglikning ikkala tomonini dt ga bo'lib, hamda μ li hadni o'ngga o'tkazib, quyidagini topamiz:

$$M\frac{d\upsilon}{dt}=F+\mu(\upsilon-\upsilon_1)$$

Agar c – ajralgan zarraning nisbit tezligi bo'lsa, u holda $\upsilon + c = \upsilon_1$ yoki $\upsilon - \upsilon_1 = -c$, shu sababli

$$M\frac{d\upsilon}{dt}=F-\mu c \tag{2.37}$$

Reaktiv kuch chiqarib tashlayotgan zarralarning jismdan chiqib ketish tezligiga qarama-qarshi yo'nalgan.

III BOB. ISH VA ENERGIYA

3.1.-§. Ish va energiya haqida tushuncha

Harakat miqdori jism mexanikaviy harakatining muayyan o'lchovi. Biroq bunday o'lchov jism harakatining o'zgarishini baholashga hamma xollarda ham yaroqli bo'lavermaydi. Demak jism mexanikaviy harakatining harakat miqdoridan tashqari, ayniqsa jismning mexanikaviy harakati materiya harakatining boshqa ko'rinishlariga aylanishi yuz beradigan xollarda zarur bo'ladigan boshqa o'lchovi bo'lishi zarurligini ko'rsatadi. Barcha xollarda yaroqli bo'ladigan shunday o'lchov bu energiyadir. Demak energiya barcha fizik harakatlarni o'zgarishida umumiy tushuncha sifatida xizmat qiladi. Materiyaning barcha o'zgarishlarida energiya o'zgarishsiz qoladi. Materiya harakati abadiy bo'lganidek energiya – materiya harakatining bu harakatning barcha shakillaridagi miqdoriy o'lchovidir. Shunday qilib, jism va ular sistemasining ish bajara olish qobiliyatini xarakterlovchi fizik skalyar kattalik energiya deyiladi.

Kuch ta'siri mavjud, lekin harakat miqdorining o'zgarishi bo'lmagan hollarga ikkita misol qaraylik. Birinchi misol: jism stolda yotipti. Ikkinchi misol: parovo'z to'g'ri yo'lda vagonlarini tekis doimiy tezlik bilan tortib bormoqda. Birinchi holda ham, ikkinchi holda ham jism va vago'nlarga tashqi kuch: birinchi holda tinch holatdagi jismga tortishish kuchi, ikkinchi holda – paravo'zning tortishish kuchi vagonlarga ta'sir qiladi. Ikkala holda ham harakat miqdorining o'zgarishi sodir bo'lmaydi:jism tinch turipti, vago'nlar esa o'z harakatini doimiy tezlik bilan davom ettirmoqda. Ikkala hold anima uchun harakat miqdorining o'zgarishi yuz bermayotganligi bizga ayon: jism va vagonlarga boshqa kuchlar ta'sir qilmoqda hamda har bir holda barcha kuchlarning teng ta'sir etuvchisi no'lga teng.

Biroq bu ikkita misolda bayon qilingan hodisalarda printsipial farq bor. Birinchisida, jism stolda yotganda, unga kuch doimiy ta'sir qiladi, lekin bunda na jismning o'zida, na jism atrofidagi jismlarda hech qanday o'zgarish yuz bermaydi. Ikkinchisida kuch avalgidek doim ta'sir qilib turadi, shuningdek, harakat miqdorining o'zgarishi yuz bermaydi, lekin bunda kuchning ta'siri atrof jismlardagi muayyan, ancha murakkab protseslar bilan bog'liqdir. Jismga og'irlik kuchi ta'sir qilishi uchun kuch ta'sirini keltirib chiqarayotgan Yer hech qanday o'zgarishlarga uchramasligi lozim. Paravozning kuchi vagonlarga ta'sir qilishi uchun qozondagi bug'ning muayyan bosimi va bu bug'ning muayyan sarfi mavjud bo'lishi, yoqilg'i va suv uzluksiz sarflanishi lozim. Tortish kuchi hosil qilishi uchun paravozga muayyan miqdor energiya berish lozim bo'lib, u yoqilg'ining yonishidan hosil bo'ladi. Bu holda tortish kuchining uzluksiz ta'siri atrof jismlardagi bir qator murakkab protseslar bilan bog'liqdir.

Ammo bu ikkita misolda bayon qilingan hodisalar orasida mexanika nuqtaiy nazaridan qanday farq bor? Farq shundaki, birinchi holda kuchning qo'yilish nuqtasi tinch holatda bo'ladi, ikkinchisida kuchning (tortishish kuchining) qo'yilish nuqtasi biror tezlik bilan harakatlanadi. Tajribaning ko'rsatishicha, biror vaqt ichida paravozda yoqilgan yoqilg'ining miqdori boshqa birday sharoitlard a tortishish kuchining o'sha vaqt ichida paravoz o'tgan yo'lga ko'paytmasiga proporsionaldir. Shu sababli shunga o'xshash barcha hodisalarda *ish* deb ataluvchi va kuchning yo'lga ko'paytmasi bilan (umumiy manoda) kuch vositasida bir jismdan boshqa jismga uzatish o'lchovi xizmatini bajaradi.

Shunday qilib, ish bir jismdan boshqa jismga harakatni uzatish o'lchovidir yoki energiyaning bir jismdan boshqa jismga o'tish o'lchovidir. F. Engels tarifiga ko'ra "ish – miqdoriy jihatdan qarashda, harakat formasining o'zgarishidir".

Materiyalistik falsafaning asosiy qonunlaridan kelib chiqishicha, materiyaning harakati abadiydir, faqat materiyaning harakat shakllarigina turli – tumandir. Tabiatda harakatning bir shaklidan boshqasiga o'tib turishi yuz beradigan protseslar uzluksiz bo'lib turadi. Demak, materiya harakatining barcha hodisalar uchun umumiy, materiya harakatining barcha hodisalari uchun birday bo'lgan o'lchovi mavjuddir; berilgan jismning (yoki jismlar sistemasining) energiyasi, avval aytilgandek, shunday o'lchovdir.

Qadimgi faylasuflaroq, materiya harakatining yo'qolmasligi haqidagi fikrni olg'a surgan edilar va bu fikr R. Dekart, M. B. Lamanosov va boshqalar kabi keying zamon buyuk aql egalarining falsafiy talimotlariga asos bo'ladi. Biroq faqat XIX asrdagina energiyaning saqlanish qonuni nomini olgan universal qonun barcha olimlar, birinchi navbatda fiziklar tamonidan tabiatning asosiy qonuni sifatida tan olindi. Har bir jism yoki jismlar sistemasi muayyan energiya zapasiga egadir. Barcha protseslar va hodisalarda energiya bir jismdan boshqa jismga o'tadi. Fizikada jism (materiya) harakatining shakllari turli – tuman (mexanikaviy, issiqlik, elektromagnit harakat shakllari va boshqa) bo'lishi mumkin, biroq energiya – barcha shakllarda namoyon bo'luvchi materiya harakatining yagona miqdoriy o'lchovidir.

Bir tabiat hodisalarida materiya harakatining shakli o'zgarmaydi: issiq jism sovuq jismni isitadi, yuqoriga otilgan tosh yuqoriga uchadi, so'ngra yerga tushadi va hakozo. Boshqalarida bir harakat shaklidan boshqasiga o'tish yuz beradi: o'q taxta devorga uriladi va isib, unga tiqilib qoladi – mexanikaviy harakat materiya harakatining issiqlik shakliga aylanadi; paravoz vagonlarni sudrab bormoqda – ko'mirning yonishi natijasida vujudga keluvchi issiqlik shaklidagi harakat mexanikaviy shakldagi harakatga aylanadi; sharcha stolda dumalab borib, to'xtaydi – mexanikaviy shakl issiqlik shaklga aylanadi va hakozo. Lekin bu barcha hollarda boshqa jismga uzatilgan energiya miqdori (u yoki bu shklda) ikkinchi jism olgan energiya miqdoriga aniq tengdir.

Odatda: "mexanikaviy energiya", "issiqlik energiya", "elektromagnit energiya" va hakozo deyishadi; buni berilgan jismning mexanikaviy shakldagi harakatiga mos kelgan energiya kattaligi, issiqlik shakldagi harakatga mos kelgan energiya kattaligi va hakozo deb tushinish lozim. Faqat qisqalik maqsadidagina, yuqorida ko'rsatilganidek "mexanikaviy energiya", "issiqlik energiya" va hakozo haqida gapiramiz.

Biz faqat harakatning mehanikaviy shakli yoki harakatning mexanikaviy shaklidan biror boshqasiga, yo aksincha, o'tish yuz beradigan hodisa va protseslar bilan ish ko'rgan hollarimizda biz oldin qaragan kattalik – kuchning yo'lga (kuchning qo'yilish nuqtasining ko'chishiga) ko'paytmasi bilan o'lchanadigan ish – uzatilgan energiya miqdorining o'lchovoi bo'ladi. Shu sababli energiyaning asosiy birligini ish birligiga teng qilib olinadi.

SI sistemada ish va energiya birligi uchun 1 nyuton kuchning 1 metr yo'lda bajaradigan ishiga teng bo'lgan kattalik – 1 joul (J) olinadi. SGS fizikaviy sistemada ish va energiya birligi uchun 1 dina kuchning 1 santimeter yo‘lda bajaradigan ishiga teng bo‘lgan kattalik – 1 erg olinadi (1 J = 10^7 erg) ekanligini oson hisoblab topish mumkin.

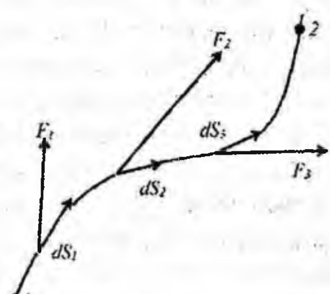
3.2.-§. Kuchning ishi

Kuch harakatlanayotgan jismga ta’sir qilayotgan bo‘lsa, hamda kuch va harakat tezligi yo‘nalishlari mos tushsa, energoyaning kuch ta’siri kelib chiqayotgan jismdan kuch ta’siri qo‘yilgan jismga o‘tishi yuz beradi. Bu holda kuchning ishini musbat hisoblanadi. Ishning musbat qiymati energiyaning “harakatlanuvchi” jismdan “harakatlantiruvchi” jismga o‘tishga mos keladi. Agar kuch va ko‘chish yo‘nalishlari qarama-qarshi bo‘lsa, u holda energiya, aksincha, kuch ta’siri kelib chiqayotgan jismga o‘tadi. Bu holda kuchning ishini manfiy hisoblanadi.

Kuchning va ko‘chishning yo‘nalishlari turlicha bo‘lganda ishning kattaligi kuchning ko‘chish yo‘nalishiga proektsiyasining ko‘chish kattaligiga ko‘paytmasiga tengdir yoki ish kattaligi kuch vektorining ko‘chish vektoriga skalyar ko‘paytmasiga tengdir. Masalan, 1 va 2 jismga F_{21} kuch bilan ta’sir qilib, 2 jismga dS_2 ga ko‘chgan bo‘lsa, 1 jism ikki jism ustida

$$dA = F_{21}dS_2 \qquad (3.1)$$

Kattalikda yoki kuch vektorining yo‘l vektoriga skalyar ko‘paytmasiga teng ish bajargan. Agar $dA>0$ bo‘lsa, 2 jism 1 jismga energiya uzatganini bildiradi. Agar ko‘chish dS_2 kuch F_{21} ga tik bo‘lsa, u holda $dA=0$ bo‘ladi, jismlar orasida energiya almashinuvi sodir bo‘lmaydi.



3.1-rasm

Ishni faqat kuchning ko'chish bo'yicha tashkil etuvchisigina bajaradi; shu sababli ishni quydagicha yozish mumkin:

$$dA = F_{21} dS_2 \cos\alpha, \qquad (3.2)$$

Bunda α – kuch F_{21} bilan dS_2 ko'chish orasidagi burchak.

Agar kuch butun yo'l davomida ham kattaligi, ham yo'nalishi jihatdan o'zgara borsa, u holda yo'lning har bir cheksiz kichik dS uchastkasida $dA = FdS$ ga teng bo'lgan elementar ishni hisoblab, 1 nuqtadan2 nuqtagacha barcha elementar ishlar qiymatlarini jamlash lozim (3.1-rasm). Boshqacha aytganda, F ni dS bo'yicha 1 nuqtadan 2 nuqtagacha integrallash lozim. Shunday qilib, F kuchning yo'l bo'ylab 1 va 2nuqtalar orasidagi ishini quydagicha belgilanadi:

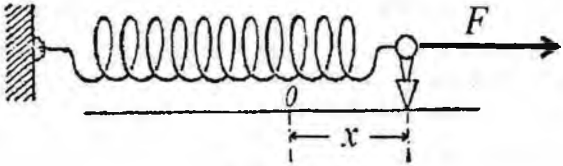
$$A = \int_1^2 FdS. \qquad (3.3)$$

Muayyan konkret holda A kattalikning qiymati qanday topiladi? Bu savolga F ning yo'l bo'yicha o'zgarishi malum bo'lgandan keyingina javob berish mumkin.

3.3.-§. Deformatsiya patentsial energiyasi

Jism biror tashqi kuch ta'sirida deformatsiyalanganida deformatsiyalovchi kuchning qo'yilish nuqtasi ko'chadi va kuch ta'siri kelib chiqayotgan sistema ish bajarib, bu ish deformatsiyalanuvchi jismga o'tgan energiyaning o'lchovi bo'ladi. Agar elastik jism deformatsiyalansa, u holda ish deformatsiyalangan jismning energiya zapasini yashirishga sarflanib, bu energiyani deformatsiya potensial energiyasi deyiladi.

Haqiqatdan ham elastik jism uchun deformatsiya kattaliklari bilan kuchlar, deformatsiyaning o'zgarish yo'nalishidan qati nazar, bir qiymatli bog'langan. Masalan, jismni deformatsiyalayotganda, uni dS kattalikka siqib, biz $dA = FdS$ ga teng energiya sarfladik. Agar jismga, aksincha, dS kattalikka kengayishga imkon bersak, bu holda u bu uchastkada o'shanday kattalikdagi, lekin qarama-qarshi yo'nalishli F kuch bilan ta'sir qiladi hamda o'shanday dA kattalikda ish bajaradi. Bunda u deformatsiya energiyasini siqilgan jismning kengayishida siqilgan jism ta'sir qilgan jismga uzatadi. Ravshanki, elastik jismning deformatsiya potensial energiyasi to'la ishga aylantirilishi mumkin.



3.2-rasm

Odatda, deformatsiya kattaligi ta'sir qiluvchi kuchning kattaligi bilan qonuniy bog'langandir; kuchning kattaligi deformatsiyaning o'zgarishi bilan o'zgara boradi hamda uning o'zgaruvchanligi va kuchning qo'yilish nuqtasi bosib o'tgan ko'chishga bog'liqligi tufayli, ishning kattaligi kuchning yo'lga ko'paytmasiga teng bo'lmaydi. Deformatsiya ta'sir qiluvhi kuchga propartsional bo'lgan holda berilgan deformatsiyani vujudga keltirish uchun bajarish kerak bo'lgan ishni oson hisoblab toppish mumkin. Aytaylik, berilgan prujina uchun

$$F = kx \tag{3.4}$$

Bo'lsin, bunda F – prujinaga qo'yilgan kuch, x – shu kuch ta'sirida prujinaning uzayishi, k – prujinaning qattiqlik koefitsenti yoki soda qilib aytganda qattiqligi deb ataluvchi doimiy koefitsent (3.2-rasm). k koefitsent N/m o'lchamlikka ega va son jihatdan, prijinani birlik uzunlikka deformatsiyalash uchun zarur bo'lgan kuchga teng. Prujinani x uzayishidan $x + dx$ uzayishgacha cho'zish uchun bajarish zarur bo'lgan ish, ravshanki, Fdx ga yoki kx dx ga teng. Demak, x=0 dan $x=x_0$ gacha uzayishdagi to'la ish quydagiga teng:

$$A = \int_0^{x_0} Fdx = k\int_0^{x_0} xdx = \frac{1}{2}kx_0^2 \tag{3.5}$$

Bu ish x_0 kattalikka cho'zilgan (yoki siqilgan) va k qattialikka ega bo'lgan prujinaning potensial energiyasiga teng.

Siqilgan prujinaning kuchini biror boshqa jismga ta'sir qildirilsa, u harakatlanadi va bunda prujina yoyila boradi. Ideal elastik prujina holida uning ta'sir kuchi (3.4) tenglik bilan belgilangani sababli prujinaning yoyilishidabajariladigan ish uni siqishda sarflangan ishga teng bo'ladi; siqilgan prujinaning energiyasi prujina yoyilayotganda ta'sir qiladigan jismga to'la o'tadi.

3.4.-§. Jismning kinetik energiyasi

Kuch jismga ta'sir qilib, jism shu kuch ta'sirida harakatlanganda kuchning qo'yilish nuqtasi ko'chadi, kuch ta'siri kelib chiqayotgan sistema ish bajarib, harakatlanayotgan jismning energiyasi bajarilgan ish kattaligicha ortadi. Har qanday harakatlanayotgan jism materiya harakatining eng soda shaklidan iboratdir; harakatning biror energiya zapasi bu harakatning o'lchovi bo'lib uni kinetik energiya deyiladi. Jismning kinetik energiyasi kattaligini yoki harakat energiyasini jismning ushbu harakatini yuzaga keltirish uchun bajarilishi zarur bo'lgan ish kattaligi bo'yicha aniqlash mumkin. Aytaylik F kuch m massali jismda ta'sir qilsin va uning tinchlik holatidan v_0 tezlikli harakatini yuzaga keltirsin; u holda F kuchning jism o'z tezligini 0 dan v_0 qiymatgacha o'stirishda butun bosib o'tilgan yo'lidagi ishi jism kinetik energiyasining oshishiga ketadi. Dinamikaning ikkinchi qonuniga ko'ra,

$$m\frac{dv}{dt} = F \qquad (3.6)$$

tenglikning har ikkala tomonini jism o'tgan yo'l ortirmasi dS ga ko'paytiramiz:

$$m\frac{dv}{dt}dS = FdS = dA \qquad (3.7)$$

$v = \frac{dS}{dt}$ ekanligini eslasak, u holda (3.7) tenglikni quyidagicha yozish mumkin bo'ladi:

$$mv\,dv = FdS \qquad (3.8)$$

Bu tenglikda v vektorning dv vektorga skalyar ko'paytmasi yoki $vdv\cos\alpha$ turibdi. $dv\cos\alpha = dv_s$ kattalik tezlik orttirmasining tezlik yo'nalishiga yoki berilgan joyda dS vector yo'nalishiga proeksiyasidir.demak, dv_s tezlik vektori modulining dt vaqt ichida ortishidir. Shu sababli (3.8) tenglikni shunday yozish mumkin:

$$mvdv_s = md\left(\frac{v^2}{2}\right) = FdS \qquad (3.9)$$

Endi (3.9) tenglikni o'ng va chap tomonlarinit ezlikning noldan v_o gacha o'sishi bo'yicha integrallaymiz:

$$m\int_0^{v_0} d\left(\frac{v^2}{2}\right) = \int_0^t FdS = A, A = \frac{mv_0^2}{2}, \qquad (3.10)$$

Shunday qilib v_0 tezlik bilan harakatlanayotgan m massali jism uchun kinetik energiya quyidagiga teng: $\frac{mv^2}{2}$. Boshqacha qilib aytganda, Jismning harakati tufayli ega bo'lgan energiyasiga kinetik energiya deyiladi. Energiya umuman olganda jismlarning bir – biriga nisbatan o'rniga qarab baholansa uning potensial energiyasini ifodaloydi. Agarda harakatga ega bo'lsa kinetik energiya bilan baholanadi .

$$A=\int A=\int F\,dS=\int m\alpha dvdt=m\int_{v_1}^{v_2} vdv=\frac{mv_2^2}{2}-\frac{mv_1^2}{2} \qquad (3.11)$$

Ma'lum bir kuch ta'sirida jism ma'lum masofaga ko'chsa, bunda bajarilgan ish uning kinetik energiyasining o'zgarishi bilan baxolanadi. Demak, F kuch ta'siraida kelib chiqayotgan, jismni harakatlanuvchi sistema ish bajaradi; u jismga biror energiya uzatadi. Aksincha, tezlikka ega bo'lgan jism sekinlansa yoki to'xtasa, uni tormozlovchi kuch ham ish bajaradi, lekin bunda ish manfiydir (ko'chish va kuch qarama-qarshi yo'nalgan), tormozlovchi jism harakatlanayotgan jism kinetik energiyasining kamayishiga teng energiya oldi. Hrakatlanayotgan jism uni tormozlagan jismga uzatadi. Kinetik energiya qaysi ko'rini'hga aylanganligi –bu fizikaviy sharoitlarga bog'liqdir.

Masalan, o'q taxta devorga uriladi ba unda qadalib qoladi, taxta kuchli turtki oladi va harakatlana boshlaydi. O'qning kinetik energiyasi bu holda issiqlikka hamda taxtaning o'q urilgandan keying harakati kinetik energiyasiga aylanadi. O'qning bunday urilishi noelastik urilishga misol bo'ladi. Noelastik urilishda kinetik energiyaning bir qismi issiqlik energiyasiga aylanadi.To'liq noelastik urilishda, agar ikkala jism urilishdan keyin harakatsiz qolsa, butun kinetik energiya issiqlikka aylanadi.

3.5.-§. Yerning tortishish maydonidagi jismning patensial energiyasi

Jismlar Yer sirtida turganda hamma vaqt ularga Yer markaziga tomon yo'nalgan tortishish kuchi ta'sir qiladi. Demak, jismning Yer sirtidan, anigrog'i, uning markazidan uzoqligi o'zgarganda tortishish kuchi ya'ni og'irlik kuchi ish bajaradi. Masalan, biror qurilma jismni yuqoriga ko'tarsa, u ish bajaradi. Aksincha, agar jism erkin tushayotgan bo'lsa, uning Yer sirtidan uzoqligi kamaya boradi, tortishish kuchi bu holda jism kinetik energiyasining ortishiga teng bo'lgan ish bajaradi.

Demak jismning Yerning tortishish maydonida ko'chishi, umuman olganda, hamma vaqt tortishish kuchlarining ishi bilan bog'liqdir. Bunda jism bir nuqtadan boshqa nuqtaga ko'chayotib yo energiya sarflanishini talab qiladi, yoki o'zi energiay berishi mumkin. Bundan, jisimning ko'chishi energiyaning o'zgarishi bilan bog'liqdir degan xulosaga kelamis.

Avval, eng sodda holni qaraymiz. Jism doimiy F kuchi ta'sirida yuqoriga ko'tarilsin, ma'lumki bunda ta'sir qiluvchi kuchning bajargan ishi A=Fh ga teng bo'ladi. Jism kinetik energiyasining ortirmasini quyidagi tenglama asosida hisoblashimiz mumkin:

$$F - F_T = m\frac{dv}{dt} \qquad (3.12)$$

Bunda $F_T = mg$ – tortishish kuchi, g – erkin tushish tezlanishi, v – tezlik. (3.12) ning ikki tarafini dS ga ko'paytirib, [0;h] oralig'ida integrallaymiz

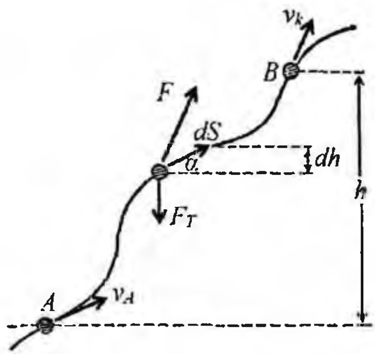
$$F\int_0^h dS - mg\int_0^h dS = m\int_0^h vdv \qquad (3.13)$$

yoki

$$F \cdot h = mgh + \frac{mv_{oxir}^2}{2} - \frac{mv_{bosh}^2}{2} \qquad (3.14)$$

Shunday qilib, F kuchning h masofadagi ishi kinetik energiyaning o'zgarishi bilan og'irlik kuchining h yo'ldagi mgh ishi yig'indisiga teng.

Tashqi kuch doimiy bo'lmay, masofa bilan istalgan ma'lum qonun bo'yicha o'zgaradigan yanada umumiyroq holda ham shunday xulosaga kelamiz. Faqat bunda tashqi kuch F ning ishi kattaligini $\int_0^h FdS$ formula bo'yicha aniqlash lozim.



3.3-rasm

Agar $v_{bosh} = v_{oxir}$ bo'lsa, u holda tashqi kuchning ishi og'irlik kuchining ishiga teng bo'ladi. Bu $v_{bosh} = v_{oxir} = 0$ holda ham o'rinli. Masalan, yuqoriga ko'tarilgan jism holida jismni yuqoriga ko'chiruvchi sistema muayyan mgh ish bajarib, u faqat h masofaga va mg og'irlik kuchi kattaligiga bog'liq.

Endi jismni h balandlikka vertikal yo'l bo'yicha emas, balki oxiri B nuqtasi boshlang'ich A nuqtasidan h masofada joylashgan har qanday yo'l bo'yicha ko'chirish ishini hisoblaymiz (3.3-rasm). Yuqoriga yo'nalgan va A nuqtasidan B nuqtasigacha yo'l bo'yicha o'zaro boruvchi F kuchning ishini aniqlaymiz:

$$\vec{F}d\vec{S} + \vec{F}_T d\vec{S} = m\frac{d\vec{v}}{dt}d\vec{S} \qquad (3.15)$$

Yoki

$$\vec{F}d\vec{S} = -\vec{F}_T d\vec{S} + m\vec{v}d\vec{v} = -\vec{F}_T d\vec{S} + d\left(\frac{mv^2}{2}\right) \qquad (3.16)$$

(3.16) ifodaning ikki tarafini [A;B] oralig'ida integrallaymiz:

$$\int_A^B \vec{F}d\vec{S} = -\int_A^B \vec{F}_T d\vec{S} + \frac{mv_{oxir}^2}{2} - \frac{mv_{bosh}^2}{2} \qquad (3.17)$$

Bizga ma'lumki

$$\vec{F}_T d\vec{S} = -mgdh \qquad (3.18)$$

(3,18) ifodani (3.17) formulaga qo'ysak

$$\int_A^B \vec{F}d\vec{S} = mg\left(h_B - h_A\right) + \frac{mv_{oxir}^2}{2} - \frac{mv_{bosh}^2}{2} \qquad (3.19)$$

yoki

$$\int_A^B \vec{F}d\vec{S} = mgh + \frac{mv_{oxir}^2}{2} - \frac{mv_{bosh}^2}{2} \qquad (3.20)$$

Agar $v_{bosh} = v_{oxir} = 0$ bo'lsa, tashqi kuchning ishi h balandlikdan tushirishda og'irlik kuchining ishiga teng ekanligi kelib chiqadi.

Umumiy holda 2 jismning tortishish kuchi potensial energiyasi quyidagiga teng bo'ladi

$$U_B - U_A = mg(h_B - h_A) = -\int_A^B \vec{F}_T d\vec{S} \qquad (3.21)$$

yoki boshqacha qilib aytganda, ikki jism tortishish (o'zaro ta'sir) kuchlarining teckari ishora bilan olingan ishi potensial energiyalarning ortirmasiga teng.

3.6.-§. Energiyaning saqlanish qonuni

Faraz qilaylik, jismga tortishish kuchlaridan boshqa hech qanday kuch ta'sir qilmayotgan bo'lsin, unda jismning tezlanishi hamma vaqt g gat eng va pastga yo'nalgan bo'ladi (h<<R holida). U holda (3.20) formulada F=0 desak quyidagiga ega bo'lamiz:

$$-mgh = \frac{mv_{oxir}^2}{2} - \frac{mv_{bosh}^2}{2} \qquad (3.22)$$

bunda h – balandlikning o'zgarishi bo'lib, uni guyidagicha belgilash mumkin: $h = h_{oxir} - h_{bosh}$, u holda (3.20) tenglikni quyidagicha yozish mumkin

$$mgh_{bosh} + \frac{mv_{bosh}^2}{2} = mgh_{oxir} + \frac{mv_{oxir}^2}{2} = E = const \qquad (3.23)$$

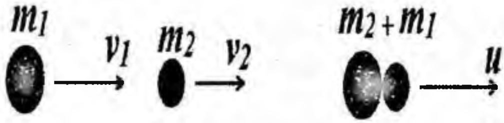
Bu formula jismning tortishish maydonidagi harakati uchun mexanikaviy energiyaning saqlanish qonunini ifodalaydi. Lekin boshqa kuchlarning (qarshilik kuchlari va boshqalar) mavjudligida mexanikaviy energiya (kinetik va potensial energiyalarning yig'indisi) umumiy holda doimiy qolmaydi.

Biz materiyaning mexanikaviy shakldagi harakati energiyasini (kinetik va potensial) ya'ni mexanikaviy energiyani qarab chiqdik.

Kintetik energiya jismning harakat energiyasi – jismning harakat tezligi va massasiga bog'liq: potensial energiya – jismlarning yoki 1ta jism qismlarining o'zaro joylashish enrgiyasi – jism koordinatalariga va konfiguratsiyasiga bog'liq.

Materiya harakati o'z shaklini o'zgartira oladi, lekin materiya harakatining barcha shakl o'zgarishlarida energiya kattaligi doimiy qoladi. Bu energiyaning saqlanish qonuni bo'lib, u tabiatning asosiy qonunlaridan biridir.

3.7.-§. To'liq noelastik to'qnashish



3.4-rasm

Bizga ma'lumki, jism to'liq noelastik to'qnashganda ular to'qnashgandan keyin bitta jism kabi umumiy bir tezlikda harakatlarini davom ettirishadi (3.4-rasm), bunda biz markaziy to'qnashuv tushunchasi bilan ham ish ko'rmiz. Markaziy to'qnashganda bu ikki jism markazlarini tutashturuvchi to'g'ri chiziq bo'yicha yo'nalgan ikki jism to'qnashishi sodir bo'ladi. Bunda albatta ma'lum bir energiya "yo'qotilishi" sodir bo'ladi. Mana shu yo'qotilgan energiya ya'ni boshqa ko'rinishga o'tgan mexanikaviy harakat energiyasini toppish noelastik to'qnashishlarning asosiy masalasi hisoblanadi.

Ma'lumki, bunday jarayonda impilusning saqlanish qonuni o'rinli bo'ladi:

$$m_1 v_1 + m_2 v_2 = (m_1 + m_2)u \qquad (3.24)$$

U holda umumiy tezlik quyidagiga teng:

$$u = \frac{m_1 v_1 + m_2 v_2}{m_1 + m_2} \qquad (3.25)$$

Xuddi shunday to'qnashguncha va to'qnashgandan keyingi kinetik energiya miqdorlarini baholaymiz

$$E_{bosh} = \frac{m_1 v_1^2}{2} + \frac{m_2 v_2^2}{2} \tag{3.26}$$

va

$$E_{keyin} = \frac{1}{2}\left(m_1 + m_2\right)u^2 \tag{3.27}$$

(3.25) ifodani (3.27) tenglamaga olib kelib qo'yamiz:

$$E_{keyin} = \frac{\left(m_1 v_1 + m_2 v_2\right)^2}{2\left(m_1 + m_2\right)} \tag{3.28}$$

Endi mexanikaviy energiyaning "yo'qolishi" yoki energiyaning urilish vaqtida issiqlikka aylangan qismini topamiz:

$$\Delta W = E_{bosh} - E_{keyin} = \frac{1}{2}\frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2}\left(v_1 - v_2\right)^2 \tag{3.29}$$

Shunday qilib, mexanikaviy energiyaning yo'qotilgan qismi jismlar massalari munosabati va ularning urulishgacha nisbiy tezliklariga bo'g'liq ekan . Bu yerda jismlarning urulishgacha nisbiy tezligi

$$v_{nis} = v_1 - v_2$$

effektiv ya'ni keltirilgan massa esa

$$m_{ef} = \frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2}$$

deb belgilash kiritish mumkin. Demak yo'qotilgan energiya nisbiy tezlik bilan harakatlanayotgan effektiv ya'ni keltirilgan massaning kinetik energiyasi sifatida qaralishi mumkun. Bu to'liq noelastik urilishda mexanikaviy energiyaning "yo'qotilishini" xarakterlovchi formulani eslab qolish uchun qulay ta'rif hisoblanadi. Shunday qilib ikki jism noelastik to'qnashganda ma'lum bir mexanikaviy energiya yo'qotilishi yoki energiyaning uzatilish vaqtida issiqlikga aylanish jarayoni sodir bo'ladi.

Masalan, $m_2 >> m_1$ bo'lsa, u holida

$$m_{ef} = \frac{m_1}{1 + m_1/m_2} \approx m_1$$

bo'ladi. Demak, m_1 massali jism o'zidan juda katta bo'lgan m_2 massali jism bilan to'liq noelastik to'qnashganda yo'qotilgan mexanikaviy energiya ya'ni issiqlikga aylangan energiya qismi shu kichik massali jismning nisbiy harakat kinetik energiyasiga teng eken.

3.8.-§. To'liq elastik to'qnashish

Bu holda ham soddalik uchun ikkita bir jinsli sharning markaziy urulishini qaraymiz. Ma'lumki markaziy urulishda sharlarning urulishgacha bo'lgan tezliklari sharlarning markazlarini tutashtiruvchi chiziq bo'yicha yo'nalgan bo'ladi. Faraz qilamiz xuddi yuqorida qilinganidek m_2 va m_2 massali bir jinsli sharlar bitta yo'nalishda harakatlanayotgan bo'lsin va ular to'nashgandan keyin esa yana aloxida harakatda davom etsinlar. Urulguncha va undan keyingi holatlar uchun implus va kenetik energiyalarni yozamiz. Faraz qilamiz bu to'qnashuv to'liq elastik bo'gani uchun mexanikaviy energiya yo'qotilishini nolga teng deb olamiz:

$$m_1 v_1 + m_2 v_2 = m_1 u_1 + m_2 u_2 \qquad (3.30)$$

va

$$\frac{1}{2}\left(m_1 v_1^2 + m_2 v_2^2\right) = \frac{1}{2}\left(m_1 u_1^2 + m_2 u_2^2\right) \qquad (3.31)$$

Bunda m_1 va m_2 – sharlarning massalari, v_1 va v_2 – ularning urilishgacha, u_1 va u_2 lar esa urilishdan keyingi tezliklari. Simmetriya tufayli urilish paytida o'zaro ta'sir kuchlari shar markazlari orqali o'tuvchi chiziq bo'yicha yo'nalganliklari sababli sharlarning tezlik vektorlari ham elastik urilishdan keyin shu chiziqda yotadi. (3.30) va (3.31) tenglamalani ushbu ko'rinishda yozish mumkin:

$$m_1(v_1 - u_1) = m_2(v_2 - u_2) \qquad (3.32)$$

va

$$m_1(v_1^2 - u_1^2) = m_2(v_2^2 - u_2^2) \qquad (3.33)$$

(3.33) tenglamani (3.32) ga bo'lsak, quyidagiga ega bo'lamiz:

$$v_1 + u_1 = v_2 + u_2 \tag{3.34}$$

(3.34) tenglamadan galma-galdan u_1 va u_2 larni topamiz:

$$u_1 = u_2 + v_2 - v_1 \tag{3.35}$$

$$u_2 = u_1 + v_1 - v_2 \tag{3.36}$$

Endi (3.35) ni (3.32) ga olib borib qo'ysak quyidagiga ega bo'lamiz:

$$u_2 = \frac{2m_2v_2 + v_1(m_1 - m_2)}{m_1 + m_2} \tag{3.37}$$

Xuddi shunday (3.36) ni (3.32) ga qo'yib ham tezlik – u_1 ni topishimiz mumkun. Lekin onson yo'ldan ketish mumkin, buning uchun (3.37) formulada 1 indeksni 2 ga, 2 indeksni 1 ga almashtirish orqali hosil qilish mumkin:

$$u_1 = \frac{2m_1v_1 + v_2(m_2 - m_1)}{m_1 + m_2} \tag{3.38}$$

Shunday qilib, to'liq elastik to'qnashgandan keyingi jism tezliklarini topib oldik.

Agar sharlar massalari birday ($m_2 = m_1 = m$) va ulardan biri tinch holatda, masalan, $u_2 = 0$ bo'lsa, u holda urilishdan keyin birinchi sharning tezligi nolga teng ($u_1 = 0$) bo'lib, ikkinchi shar birinchisining tezligi bilan ($u_2 = v_1$) harakatlanadi.

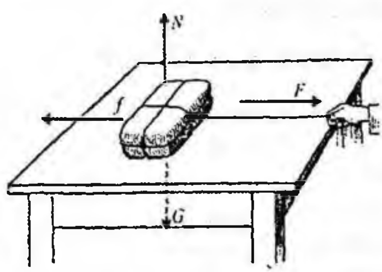
Agar massalari birday bir jinsli sharlar markaziy elastik urilganda ular tezlik "almashadilar". Haqiqatan ham, (3.37) va (3.38) formulalarda $m_2 = m_1 = m$ deb olsak, $u_1 = v_2$ va $u_2 = v_1$ lar hosil bo'ladi.

IV BOB. ISHQALANISH KUCHLARI

4.1.-§. Ishqalanish turlari

Barcha mexnikaviy hodisalarda ishqalanish kuchlari mavjud bo'lib, ularning ta'siri deyarli hamma vaqt energiyaning bir ko'rinishidan boshqasiga o'tishi bilan bog'liqdir; odatda mexanikaviy energiya ishqalnish kuchlari ta'siri natijasida issiqlik energiyaga aylanadi. Ishqalanish kuchlari o'zlarining ta'siri jihatidan boshqa kuchlardan: tortishish, jismlarning bosimi, deformasiya va boshqa kuchlardan farq qilmasa-da, bu xil kuchlarning o'ziga xos xususiyatlari bo'lib, ularni misollarda qaraymiz.

Biror jism turtkidan so'ng tekis, silliq gorizontal sirt bo'ylab, masalan, taxtacha mus ustida sirpanayotgan bo'lsin. Taxtacha vaqt o'tishi bilan o'z harakatini sekinlashtirib, to'xtaydi. Taxtacha tezligi kamayadi, uning tezlanishi tezlikka qarshi yo'nalgan. Taxtachaga qanday kuchlar tezlanish beradi? – Harakat tezligiga qarshi yo'nalgan muzga va havoga ishqalanish kuchlari.



4.1-rasm

Shunga o'xshash boshqa misol: jism stolda yotipti (4.1-rasm), biz uni stol taxtasi bo'ylab kanopidan torta boshlaymiz, biroq jism qo'zg'almaydi. Jismga kanopning *F* taranglik kuchi ta'sir qilsa-da, u tinch holatda qolaveradi, demak, jismga stol tomonidan *F* ga teng va unga qarama-qarshi kuch qo'yilgan, u jismning stolga ishqalanish kuchidir (*f* kuch), *G* og'irlik kuchi va stolning *N* bosim kuchi vertikal bo'ylab, ular o'zaro muvozanatlashadi hamda gorizontal tezlanish kattaligiga ta'sir qilmaydi.

Birinchi va ikkinchi misollarda ko'rsatilgan ishqalanish kuchlarining fizikaviy xarakteri turlicha, birinchi holda ishqalanish kuchi jismning harakatida yoki aniqrog'I, jismning harakati tufayli yuzaga keladi; Ikkinchi holda esa ishqalanish kuchi tinch holarda, tashqi kuchning ta'siri natijasida yuzaga keladi. Tinch holatdagi ishqalanish kuchini aynan *tinchlikdagi ishqalanish kuchi* deyiladi.

Taxtachaning harkatida ishqlanish kuchi harakat tezligiga qarama-qarshi yo'nalgan bo'lib, uning ta'siri kinetik energiyaning issiqlikka aynanishi bilan bog'liq; tezlik jismning ko'chish yo'nalishini belgilaydi, shuning uchun ko'chish va kuch turli tomonlarga yo'nalgan va binobarin, ishqlanish kuchining ishi manfiy. Demak, energiya ishqalanish kuchi ta'sir qilayotgan jismdan uzatiladi. Jismga faqat ishqalanish kuchi ta'sir qilayotganda kinetik energiya har doim kamayadi.

Haqiqatdan ham, υ tezlik bilan harakatlanayotgan *m* massali jism uchun dinamikaning Ikkinchi qonuniga ko'ra

$$m\frac{d\upsilon}{dt}=-f_i \tag{4.1}$$

bunda f_l – ishqalanish kuchi; uni dS ga ko'paytirsak, (3.9) ga o'xshash formula hosil qilamiz:

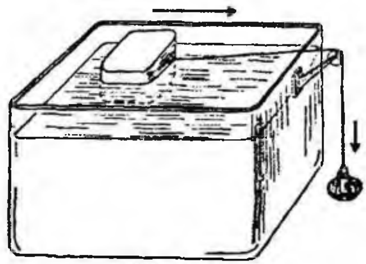
$$d\frac{m\upsilon^2}{2}=-f_i dS \tag{4.2}$$

Yoki kinetik energiyaning kamayishi ishqalanish kuchi ishiga teng bo'lib, uni energiyaning saqlanish qonuni asosida to'g'ridan-to'g'ri yozish mumkin edi.

Harakatdagi jism va uni o'rab turgan jismlar bilan qilingan tekshirishlar shuni ko'rsatdiki, kinetik energiya issiqlik shakldagi energiyaga o'tar ekan.

Tinchlikdagi ishqalanishda jismlarning harakati yo'q; shu sababli bunda ish ham, energiyaning bir ko'rinishidan boshqasiga o'tishi ham bo'lmaydi. Harakatdagi ishqalanish kuchining kattaligi harakatlanayotgan jismning xossalari va shakliga, muhitning va atrofdagi jismlarning xossalariga va bulardan tashqari, harakat tezligiga bog'liq bo'ladi.

Ikki xil ishqalanish mavjud: 1) qattiq jismlar sirtlari quruq bo'lgandagi ishqalanish va 2) suyuqlikka yoki gazsimon qovushoq muhitga ishqalanish. Birinchi xil ishqalanishni qisqacha *quruq ishlanish*, ikkinchisini – *qovushqoq ishqalanish* deyiladi.



4.2-rasm

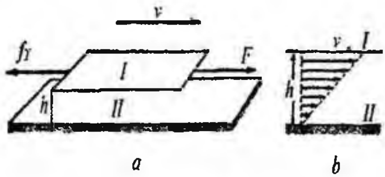
Quruq ishqalanishda tinchlikdagi ishqalanish kuchi vujudga kelishi mumkin, qovushoq ishqalanishda esa tinchlikdagi ishqalanish kuchi yo'q. Moylangan sirtlari tegishib turgan jismlarning harakatida jismning qovushoq suyuq muhitdagi harakati holidagidek ishqalanish kuchu vujudga kelib, u faqat harakat holidagina mavjud bo'ladi. Bu holda tinchlikdagi ishqalanish kuchi nolga teng; masalan, suyuqlikda suzayotgan jism har qanday (istalgancha kichik) gorizontal kuch ta'sirida harakatlana boshlaydi; buni tajribada tekshirib ko'rish oson (4.2-rasm).

Agar biz jismning doimiy gorizontal kuch ta'siridagi harakatini kuzatsak (4.2-rasmga q.), u holda tezda harakatning biror vaqtdan keyin deyarli tekis bo'lib qolganiga ishonch hosil qilamiz. Bu hol harakat vaqtida tezlik o'sishi bilan ta'sir qiluvchi kuch kattaligicha o'sib boruvchi va demak, bu tashqi kuchni muvozanatlovchi ishqalanish kuchining (qarshilik kuchining) vujudga kelganini bildiradi.

Qovushqoq ishqalanish kuchlari (qarshilik kuchlari) faqat harakat vaqtidagina vujudga kelib, ularning mavjudligi hamma vaqt mexanikaviy energiyaning issiqlikka aynalanishiga sabab bo'ladi.

4.2.-§. Qovushoq ishqalanish

Jismning muhitda harakatlangan paytdagi qovushoq ishqalanish kuchlari (yoki muhitning qarshilik kuchlari) jism shakliga, harakat tezligiga hamda muhitning ba'si bir fizikaviy xossalariga, aynan qovushqoqligiga va zichligiga bog'liq. Muhitning qovushqoqligi qancha bo'lsa, boshqa biror birday sharoitlarda ishqalanish kuchi ham shunday bo'ladi.



4.3-rasm

Muhitning qovushqoqligini odatda tajribalarda aniqlab, ularda ba'zi jismlarning muayyan sharoitlardagi ishqalanish kuchlari o'lchanadi. Nyuton tajriba yo'li bilan oralaridagi fazo muayyan suyuqlik yoki gaz bilan to'ldirilgan ikkita yaqin parallel sirtlarning bir-biriga nisbatan sirpanishida muhitdagi ishqalanishning asosiy qonuniyatlarini aniqlagan edi (4.3-rasm). Agar F tashqi kuch ta'sirida S sathli I sirt tinch turgan, unga parallel II isrtga nisbatan υ tezlikda tekis harakatlanayotgan bo'lsa, u holda I sirtga qo'yilgan f_i ishqalanish kuchi F kucga teng va qarama-qarshi bo'ladi.

Nyuton υ tezlikni va F kuchni o'lchash asosida quyidagi qoniniyatni topdi:

$$f_i = \mu S \frac{\upsilon}{h} \tag{4.3}$$

bunda h – sirtlar orasidagi masofa, μ esa faqat sirtlar orasini to'ldiruvchi muhitning xossalariga bog'liq bo'lgan doimiy koeffisient (*qovushqoqlik koeffisenti*). Bu qonun $h \ll \sqrt{S}$ da, ya'ni sirpanuvchi sirtlar orasidagi masofa ularning chiziqli o'lchamlariga nisbatan juda kichik bo'lgandagina o'rinli bo'ladi. Batafsil tekshirishlarning ko'rsatishicha, birinchi sirtga tegib turgan suyuqlik yoki gaz zarralari υ tezlik bilan harakatlanadi (sirtga ergashadi), II sirtga tegib turgan zarralar esa tinch turadi, muhit zarralarining tezligi II sirtdan uzoqlashilgan sari chiqizli (proporsional) ravishda o'sib boradi (4.3b-rasm).

Sirtlar orasidagi suyuqlik sirtlarga parallel qatlamlarga ajratilgan deb tasavvur qilaylik. Har bir qatlam tekis harakatlanib, shuning bilan birga, yuqorigi qatlam o'zining pastidagi qatlamni f_i kuch bilan oldinga, pastki qatlam esa o'ziga qo'shni yuqorigi qatlamni f_i ga teng kuch bilan orqaga tortadi. Shunday qilib, f_i ishqalanish kuchi suyuqlikning bir qatlamidan yonidagisiga, bir sirtidan boshqa sirtiga uzatiladi. Har bir sirtga ikkita o'zaro teng va qarama-qarshi kuchlar ta'sir qilishi sababli uning harakati tekis bo'ladi.

O‘lchamligi SI sistemada kg/m·sek, SGS sistemasida esa g/sm·sek bo‘lgan muhitning qovushqoqlik koeffisenti μ ni eksperimental aniqlanadi.

4.3.-§. Quruq ishqalanish

Oldin aytilganidek (4.1-§ ga qarang), tekis gorizontal sirtda yotuvchi jismga qo‘yilgan yetarlicha kichik gorizontal kuch, shu ta’sir etuvchi F kuchga teng va qarama-qarshi f tinchlikdagi ishqalanish kuchi yuzaga kelishligi sababli, jismni joyidan qo‘zg‘ata olmaydi (4.1-rasmga q.). Tinchlikdagi ishqalanish kuchi nima bilan belgilanadi? U ta’sir qiluvchi F kuch bilan belgilanadi; tizimchaning tarangligini o‘zgartirish bilan ishqalanish kuchini o‘zgartiramiz. Taranglikni oshirish bilan biz ishqalanish kuchini oshiramiz; F kuchning yo‘nalishini o‘zgartirish bilan biz ishqalanish kuchining yo‘nalishini o‘zgartiramiz.

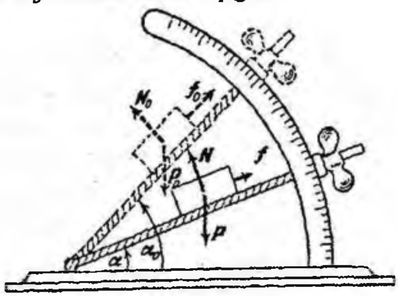
Biroq ta’sir etuvchi F kuchni asta-sekin oshira borganda harakat boshlanadi. Oddiy tajribalarning ko‘rsatishicha, agar F kuch biror muayyan f_0 qiymatdan ortiq bo‘lsa, jism tezlanishga ega bo‘ladi. Demak, tinchlikdagi ishqalanish kuchi noldan f_0 gacha istalgan qiymatni olishi mumkin yoki tinchlikdagi ishqalanish kuchi f_0 maksimal qiymatga ega. Agar $F > f_0$ bo‘lsa, u holda jism biror tezlanishga ega bo‘lishi va harakatlanishi mumkin; agar $F < f_0$ bo‘lsa, u holda jism tezlanishi nolga teng va jism tinch holatda bo‘ladi, ishqalanish kuchi F ga teng.

Maksimal tinchlikdagi ishqalanish kuchining absolyut kataligi nima bilan belgilanadi? Sirtlari tegishib turgan jismlarning fizikaviy xossalari, sirtlarning holarlari (sirtlar g‘adir-budir bo‘lganida tinchlikdagi maksimal ishqalanish kuchi silliq bo‘lganidagidan katta) va bir jismni ikkinchisiga bosib turuvchi bosim kuchi kattaligiga bog‘liq.

Aytaylik, quticha stolda yotipti, u holda muvozanatda qutining stolga N bosimi qutining P og‘irlik kuchiga teng. Tajribaning ko‘rsatishicha, f_0 maksimal ishqalanish kuchi

$$f_0 = \mu N \tag{4.4}$$

bunda μ – o‘lchamsiz koeffisent, tegishib turgan sirtlarning xossalarigagina bog‘liq bo‘lgan *tinchlikdagi ishqalanish kuchi* *koeffisenti.* (Odatda bu yerda "tinchlikdagi maksimal ishqalanish kuchi" nazarda tutiladi) (4.4) ifodani *Aminton* qonuni deyilib, u bu ifodani 1699-yilda tajriba asosida topgan.



4.4-rasm

μ koeffsent kattaligini turli tajribalardan, masalan, jismning qiya tekislikda sirpanishi tajribasidan topiladi. Bu tajribalarda tekislikning jismning tekislikda sirpanishi boshlanadigan qiyalik burchagi topiladi. Aytaylik, qiya tekislikda ishqalanish kuchi tutib turgan jism yotipti (4.4-rasm). Ishqalanish kuchi f jismni pastga sirpanishdan tutib turgani sababli sababli quyidagiga teng bo'ladi:

$$f = P\sin\alpha \tag{4.5}$$

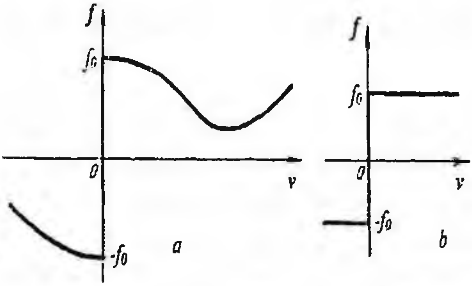
Endi α burchakni oshira borsak, uning biror α_0 qiymatida jismning sirpanishi boshlanadi. P_0, N_0, va f_0 kuchlarining yig'indisi nolga teng. P_0 va N_0 orasidagi burchak 180° – α_0 ga teng bo'lganidan,

$$\mathrm{tg}\alpha_0 = \frac{f_0}{N_0} \tag{4.6}$$

$f_0 = \mu N_0$ ekanligini eslasak, $\mathrm{tg}\alpha_0 = \mu$ hosil bo'ladi, ya'ni tinchlikdagi maksimal ishqalanish kuchi koeffisenti jismning qiya tekislikda sirpanishi boshlanadigan burchakning tangensiga teng.

4.4.-§. Sirpanishdagi ishqalanish

Aytaylik, jism gorizontal sirtda yotgan bo'lsin. Agar jismga ta'sir etayotgan gorizontal kuch tinchlikdagi ishqalanish kuchidan ortiq ($F < \mu N$) bo'lsa, u holda jismning tezlanishi noldan farqli bo'ladi va sirpanish boshlanadi. Jism tezligi ortadi. Sirpanish tezligi ortishi bilan quruq sirtlarning ishqalanish kuchi qanday o'zgaradi?



4.5-rasm

Umuman, sirpanishdagi ishqalanish kuchi tezlik ortishi bilan dastavval kamayadi, keyin orta boshlaydi. Ba'zi hollarda ishqalanish kuchining tezlikka bog'lanishi 4.5a-rasmda ko'rsatilgandek bo'ladi. $\upsilon = 0$ da, ya'ni tinch holatda ishqalanish kuchining $-f_0$ dan f_0 gacha istalgan qiymati bo'lishi mumkin. So'gnra tezlikning ortishi bilan ishqalanish kuchi tezlik o'zgarishining biror uchatkasida doimiy qoladi, so'ngra asta kamaya borib, minimumga erishadi, shundan keyin ko'tarila boshlaydi. Tegishuvchi sirtlarning turli jifti uchun sirpanishdagi ishqalanish kuchining tezlikka bog'lanish xarakteri tamomila turlichadir.

Yetarlicha kichik sirpanish tezliklarida quruq metal sirtlarning ishqalanish kuchini doimiy, tezlikka bog'liq emas va tinchlikdagi ishqalanish kuchiga teng deyish mumkin. Tajribalarning ko'rsatishicha, bu holat yetarlicha aniqlik darajasida oqlanadi. Bu holda ishqalanish kuchining tezlikka bog'lanish grafigi 4.5b-rasmda ko'rsatilgan ko'rsatilgan ko'rinishga ega; $\upsilon = 0$ tezlikda ishlanish kuchi $-f_0$ dan f_0 gacha har qanday qiymatini olishi mumkin.

Sirpanishdagi ishqalanish kuchining tezlikka bog'liqligi qonuni *Kulon qonuni* deb yuritiladi. Kulon qonuni metal sirtlarning bir jinsli yog'och sirtiga, charmga va boshqalarga ishqalanish kuchlari qaraladigan hollarda ham qo'llanilishi mumkin. Tezlik o'zgarishining chekli diapazonda bu qonun ko'pchilik ishqalanuvchi sirtlar juflari uchun taqriban o'rinlidir.

Tinchlikdagi ishqalanish kuchi kattaligi f_0 ham, sirpanishdagi ishqalanish kuchi kattaligi ham jismni sirpanish sirtiga bosuvchi kuchga bog'liq. Odatda, sirpanishdagi ishqalanish kuchi, tinchlikdagi ishqalanish kuchi kabi normal bosim kuchiga proporsionaldir.

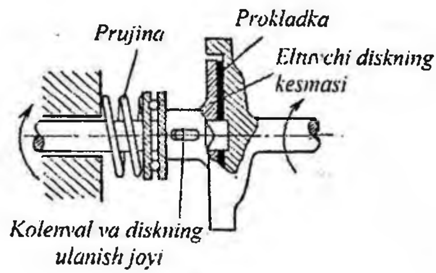
Sirpanishdagi ishqalanish kuchlariga taaluqli ma'lumotlar juda taqribiydir va ko'pincha bir o'lchash natijalari boshqasi o'lchash natijalariga zid qoladigan hollarni qayd qilish mumkinligini eslatib o'tamiz. Bu ko'p darajada ishqalanuvchi sirtlarning mexanikaviy ishlovi bilangina emas, balki ularning tozaligiga bog'liq: turli xil ifloslikllar sirpanishdagi ishqalanish kuchi kattaligiga ta'sir qiladi, shuning bilan birga ifloslikning xili muhim ahamiyatga ega. Nam, yog'ning ozgina izlari va boshqalar bo'lgan ifloslangan sirtlar holida ishqalanish kuchining tezlikka bog'lanishi muayyan tarzda tozalangan o'sha sirtdalar holidagidan tamomila boshqa xarakterga, f_0 ning boshqa qiymatlariga ega bo'ladi.

Moylangan (moy, suv va boshqalar bilan) sirtning ishqalanishi ko'p hollarda yetarlicha moylashda, qovushqoqlik ishqalanish harakteriga ega. Haqiqatdan ham, moylanganda ishqalanuvchi sirtlar orasida suyuqlikning uzluksiz qatlami mavjud bo'ladi. Moyning jismga tegib turgan zarralari unga yopishib qoladi va ularni jismga nisbatan harakatsiz deyish mumkin: suyuqlikning harakat tezligi butun qatlamning ko'ndalangiga chiziqli qonun bo'yicha o'zgarganidan ishqalanish kuchi bunda μ qovushqoqlik koeffisenti kattaligi, ishqlanuvchi sirtlar sathi va moylovchi qatlamning qalinligi bilan belgilanadi. Moylovchi qatlamning qalinligi moyning xiliga ham, tegishib turuvchi va sirpanuvchi jismlarning bir-biriga bosimiga ham bog'liq.

Moylashning gidrodinamik nazariyasi N.P.Petrovning klassik nazariy va eksperimental tadqiqotlarida ishlab chiqilgan edi.

Texnikada yana dumalanishdagi ishqalanish kuchlari hamda sirpanishsiz yoki sirpanishli dumalanishdagi tutinish ishqalanish kuchlari muhim ahamiyatga egadir. Bu masalani biz keyingi paragrafda qaraymiz.

Harakatni bir jismdan boshqasiga uzatishda tinchlikdagi ishqalanish kuchi, ba'zida sirpanishdagi ishqalanish kuchi ham prinsipial ahamiyatga ega ekanligini qayd qilib o'tish lozim.



4.6-rasm

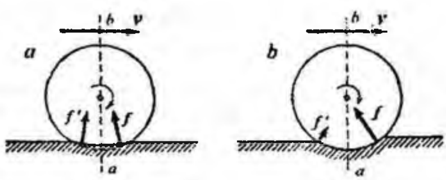
Haqiqatdan ham, odam bir joydan ikkinchi joyga oyog'i tagidagi tag charm bilan yer orasida yuzaga keluvchi ishqalanish kuchi tufayli ko'chadi (qadamlaydi). Yo'lovchilar vagonda borayotganlarida hamda vagonning polida va polkasidagi yuklar ular va vagon orasida yuzaga keluvchi tinchlikdagi ishqalanish kuchi tufayli tezlanish oladi. Balki, tinchlikdagi ishqalanish kuchlarini *tutinish ishqalanish kuchlari* deyish durustroq bo'lardi. Texnikada ko'pincha bir mashinadan boshqasiga energiyani fraksion uzatish, masalan, bir shkifdan boshqasiga tasma bilan uzatish qo'llaniladi; bunday uzatish faqat tasma va shkiv orasida tutinish ishqalanish kuchi tufayligina mumkindir; boshqa misol – 4.6-rasmda avtomobilda motor va yetakchi valning friksion ulanish sxemasi ko'rsatilgan.

Umuman, ishqalanish kuchlari bo'lmaganda harakatni va kuchlarni bir jismdan boshqasiga uzatilishini tasavvur qilish juda qiyin. Ishqalanish kuchlari bo'lmaganda ko'pchilik odatdagi ko'chish usullarini tamomila aql bovar qila olmasdi.

4.5.-§. Dumalanish ishqalanishi

Oldingi paragraflarda dumalanish ishqalanishi kuchlari haqida hech narsa aytilmay, faqat *dumalanishdagi tutinish kuchlari*(tinchlik ishqalanishi kuchiga o'xshash) yoki *silindrning tekislikda sirpanish kuchi* (yassi sirtlar orasidagi sirpanish ishqalanish kuchiga o'xshash) haqida gapirilgan edi. Ular orasidagi printspial farq shundaki, tutinish kuchi ish bajarmaydi (mexanikaviy energiyaning issiqlikka o'tishi yo'q), sirpanish ishqalanish kuchi esa, albatta mexanikaviy energiyaning issiqlikka o'tishi bilan bog'liq ish bajaradi.

Lekin silindrning sirpanishsiz dumalanishida hamma vaqt dumalanish ishqalanish kuchi – energiyaning "yo'qotishi" bilan bog'liq bo'lgan, yani mexanikaviy energiyaning issiqlik energiyaga o'tishi bilan bog'liq bo'lgan kuch mavjud bo'ladi. Tekis gorizontal tekislik bo'yicha sirpanishsiz dumalayotgan silindr asta-sekin to'xtaydi; havoning qarshilik kuchidan tashqari, ushbu holda silindr va tekislik materiyali xossalariga bog'liq bo'lgan dumalanish ishqalanishi kuchi ham mavjud bo'ladi. Dumalanishda silindr va tekislik silindrni tekislikka qisuvchi kuch ta'sirida deformatsiyalanadi (4.7a-rasm). Agar bu deformatsiyalar elastik bo'lsa, u holda silindr va tekislik o'zaro ta'sir kuchlari silindr o'qidan o'tuvchi *ab* vertikal tekislikka nisbatan tamomila simmetrik bo'ladi; har bir *f* kuchga tegishish satxining simmetrik joylashgan uchastkasida unga teng *f'* kuch mos keladi. (Tekislik sirtiga nisbatan silindrning sirpanish ishqalanishi kuchini nazarga olmaymiz.)



4.7-rasm

Dumalanish sirtining barcha elastik deformatsiya kuchlarining natijaviysi vertikal yo'nalgan va bu kuchlarning silindr o'qiga nisbatan momenti no'lga teng. Shuning uchun silindr va tekislikning elastik deformatsiya kuchlari dumalanishida dumalanish tezligiga ta'sir qilmaydi va harakat hech qanday deformatsiya bo'lmagandagidek sodir bo'ladi. Bu holda hech qanday dumalanish ishqalanishi kuchlari vujudga kelmaydi.

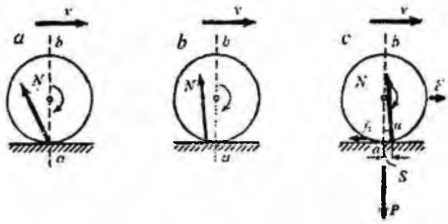
Demak, dumalanish ishqalanishi kuchlarini tushuntirish uchun slidr va dumalanish tekisligining deformatsiyalarini noelastik deb hisoblash lozim; bu holat, albatta, amalda hamma vaqt o'rinli bo'ladi. Xulosa chiqarish uchun nima deformatsiyalanayotir – silindrmi yoki tekislikmi, ularning ikkalasi birgalikdami, buning ahamiyati yo'q. Shu sababli mulohazalarni soddalashtirish maqsadida silindr deformatsiyalanmaydi, balki dumalanish sirtigina bir oz qoldiq deformatsiyaga ega bo'ladi deb hisoblaymiz. Ravshanki, silindrga dumalanish tekisligi tamonidan ta'sir qiluvchi kuchlar endi *ab* tekislikka nisbatan simmetrik emas, masalan, *ab* tekislik orqasida joylashgan simmetrik uchastkada *f* kuch *f'* kuchdan katta bo'ladi (4.7b-rasm). Shuning uchun bu kuchlarning teng ta'sir etuvchisi, albatta, orqaga yo'nalgan gorizontal tashkil etuvchiga ega va bu kuchlarning silindr o'qiga nisbatan momenti ham no'lga teng bo'lmay, u aylanish yo'nalishiga *qarama – qarshidir*.

Dumalanish ishqalanish kuchini hisoblash juda murakkab va hozirgacha qoniqarli nazariya mavjud emas, bunga asosiy sabab shuki, kuchlar va vaqtga bog'liq tarzda o'zgaruvchi murakkab noelastik deformatsiyalarni bog'lovchi qonunlar yetarkicha o'rganilmagan.

Biroq, agar gorizontal tekislikda *sirpanishsiz* dumalanayotgan silindrning asta-sekin to'xtashini hisobga olsak, u holda bundan silindrga gorizontal tekislik tamonidan ta'sir qiluvchi kuchning, agar tegishish uchastkasi silindrning radiusiga nisbatan juda kichik deb qaralsa, harakteri va yo'nalishi haqida muayyan xulosa chiqarish mumkin.

Aytaylik, havoda ishqalanish yo'q – silindr o'z harakati faqat dumalanish ishqalanishi kuchi ta'sirida sekinlashtirsin; bunda u a manfiy chiziqli tezlanish hamda β manfiy burchak tezlanishga ega bo'lib, ular sirpanish yo'qligi sharti aynan, $a = \beta R$ bilan bog'langan. Avvalo, silindrga ta'sir qilayotgan barcha kuchlarning teng ta'sir etuvchisi, silindr manfiy chiziqli tezlanishiga ega bo'lgani uchun orqaga og'ganligini qayd qilib o'tamiz. Endi teng ta'sir etuvchi silindr markaziga nisbatan qayerdan o'tishini aniqlaylik.

Teng ta'sir etuvchining qo'yilish nuqtasi markazdan o'tuvchi *ab* vertikal tekislikda ham, 4.8 a va 4.8 b-rasmlarda ko'rsatilganidek, uning orqasida ham joylashishi mumkin emas, chunki bunda shu kuch silindrga musbat tezlanish bergan bo'ladi. Demak, so'nggi imkon qoladi; **N** kuchning qo'yilish nuqtasi oldinda joylashishi (4.8a–rasm), shuning bilan birga, **N** kuchning chizig'i silindr markazidan yuqoridan o'tishi lozim, aks holda u munosabat burchak tezlanish bergan bo'lardi. Shunday qilib, tekislikning dumalanish ishqalanishi kuchi ta'sirida sekinlanish bilan dumalanayotgan silindrga ta'siri 4.8 c-rasmda ko'rsatilganidek qo'yilgan.



4.8-rasm

N kuchning gorizontal kompanentasi dumalanish ishqalanishi kuchi f_{d} dan iborat s masofa, N kuchning qo'yilish nuqtasining chetlashtirilishi, amalda silindr radiusi R ga nisbatan juda kichik, yani α qiyalik burchagi juda kichik, u holda N – ning absalyut kattaligi silindrni tekislikka bosuvchi bosim kuchiga, bizning holda, silindrning P og'irlik kuchiga deyarli teng bo'ladi. Dumalanish ishqalanishi kuchi va boshqa kattaliklar orasidagi bog'lanishni tajriba yo'li bilan, printsipda, quydagicha tarzda aniqlanadi. Gorizontal tekislik barcha tekis dumalanayotgan silindr o'qiga harakat yo'nalishida dumalanish ishqalanishi kuchi f_{d} ga teng bo'lgan (4.8c-rasmga q.) doimiy F gorizontal kuch qo'yilgan (havoga ishqalanish kuchini hisobga olmaslik mumkin). Silindrning aylanishi tekis va burchak tezlanishi no'lga teng bo'lgani tufayli N kuch silindr o'qidan o'tadi. Ikkita boshqa kuch, og'irlik kuchi P va tashqi kuch F shartga ko'ra, silindr o'qidan o'tadi. Binobarin,

$$P = N\cos\alpha, F = N\sin\alpha = f_{\text{d}} \qquad (4.7)$$

Burchak α amalda juda kichik, shu sababli, (4.7) ni quydagicha yozish mumkin:

$$P \approx N, f_{\text{d}} \approx N_{\alpha} \approx P\frac{S}{R} \qquad (4.8)$$

Odatda jadvallarda s kattalikning qiymatlari berilib, dumalanish ishqalanishi kuchi

$$f_{\text{d}} \approx P\frac{S}{R} \qquad (4.9)$$

haqida emas, balki dumalanish ishqalanishi kuchi momenti

$$f_d R \approx PS \qquad (4.10)$$

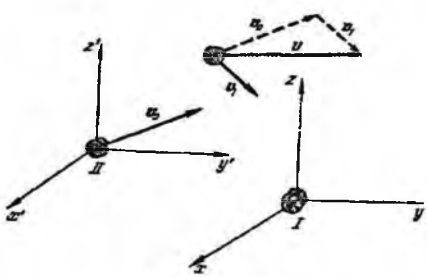
haqida gapiriladi yoki: dumalanish ishqalanishi kuchi momenti normal bosim kuchi P ning s ga ko'paytmasiga teng. Kattalik s ni *dumalanish ishqalanishi kuchi momenti koefitsienti* deyiladi.

Tajribaning ko'rstishicha, po'lat, boshqa metallar va qattiq yog'och uchun s ning kattaligi malum chegaralarda amalda dumalanish tezligiga va silindr radiusiga bog'liq emas, vaxolanki, umumiy mulohazalarga ko'ra bunday bog'lanish mavjud bo'lishi ravshanki, s ning kattaligi faqat silindr materiyaliga va tekislikka bog'liq.

V BOB. NOINERSIAL SANOQ SISTEMADA JISMNING HARAKATI

5.1.-§. Inersial sanoq sistemalari

Biri (I) harakatsiz, ikkinchisi (II) esa, birinchisiga nisbatan doimiy v_0 tezlik bilan harakatlanayotgan 2 sanoq sistemasini qaraylik. Bu holda ikkinchi sanoq sistemasiga nisbatan tinch holatda bo‘lgan jismlar birinchisiga nisbatan v_0 tezlikda, ikkinchi sanoq sistemasiga nisbatan v_1 tezlikda bo‘lgan jismlar birinchi (harakatsiz) sistemaga nisbatan $v = v_1 + v_0$ tezlikda harakatlanishi ravshan (5.1-rasm).



5.1-rasm

Bir-biriga nisbatan to‘g‘ri chiziqli va tekis harakatlanayotgan har qanday sanoq sistemaga nisbatan tezlanish birday bo‘ladi. Agar biz qarayotgan sanoq sistemalari bir-biriga nisbatan to‘g‘ri chiziqli va tekis harakat qilayotgan bo‘lsa, hamda bundan tashqari ulardan birida dinamika qonunlari o‘rinli bo‘lsa, u holda dinamikaning birinchi va ikkinchi qonunlarining ta’rifi bu barcha sanoq sistemalarining har birida o‘rinli bo‘ladi. Barcha shunday sanoq sistemalari inersial sistemalar deyiladi. Galileyning inertsiya qononi faqat shunday sistemalardagina bajariladi. Bu holatni Galileyning nisbiylik prinsipi deyiladi.

Inersial sanoq sistemasiga nisbatan tezlanish bilan harakatlanuvchi sanoq sistemalarni noinersial sistemalar deyiladi.

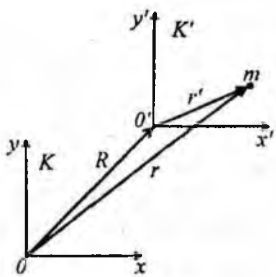
Nisbiylik nazariyasida:

Harakatni tasvirlashda barcha inersial sanoq sistemalar teng huquqli deb taxmin qilinadi. Bir-biriga nisbatan tekis va to‘g‘ri chiziqli harakat qilayotgan sanoq sistemalari ichidan biroz imtiyozligini ajratib bo'lmaydi. Ikkinchidan, dinamika qonunlari (umumiy tabiat qonunlari) istalgan sanoq sistemada birday ko'rinishga ega (invariant).

Galileyning nisbiylik prinsipini faqat Nyuton qonunlarining inersial sistemalarga nisbatan invariantligini tasdiqlaydi, xolos. Eynshteynning nisbiylik prinsipi bu tasdiqnomani elektrodinamika qonunlariga hamda fizikaning boshqa qonunlariga yoyadi.

5.2.-§. Noinersial sanoq sistemasida jismning harakati

Noinersial sanoq sistemasidagi tinch holat faqat jism inersial sanoq sistemaga nisbatan tezlanishli harakat qilayotganligi sababli jismga tashqi kuchlar ta'sir qilayotgandagina mavjud bo'ladi. Buni quyidagicha tushuntirish mumkin.



5.2-rasm

K va K' sanoq sistemalarini qaraymiz: K' sanoq sistemasi K ga nisbatan tezlanuvchan harakat qilayotgan bo'lsin (5.2-rasm). K inersial sanoq sistemasi demak, K' noinersial sanoq sistemasi bo'ladi.

$$\vec{r} = \vec{R} + \vec{r'} \qquad (5.1)$$

Ikki marta vaqt differensiallasak,

$$\ddot{\vec{r}} = \ddot{\vec{R}} + \ddot{\vec{r}}' \qquad (5.2)$$

hosil qilamiz.

$\ddot{\vec{r}} = \vec{a}$ – m massali zarraning K sanoq sistemaga nisbatan tezlanishi.

$\ddot{\vec{R}} = \vec{\omega}$ – K' sistema boshining K ga nisbatan tezlanishi.

$\vec{r} = \vec{a}'$ K' sanoq sistemaga nisbatan zarraning tezlanishi.

$$\vec{a} = \vec{\omega} + \vec{a}' \qquad (5.3)$$

Yoki

$$\vec{a}' = \vec{a} - \vec{\omega} \qquad (5.3)'$$

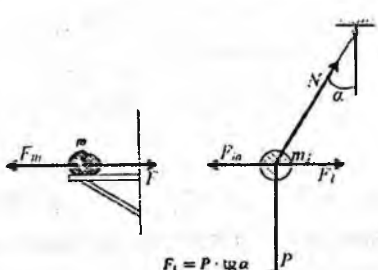
(5.3)' tenglamaning ikki tarafini m (massa) ga ko'paytiramiz. U holda quyidagiga ega bo'lamiz:

$$m\vec{a}' = \vec{F} - m\vec{\omega} \qquad (5.4)$$

$\vec{F} = m\vec{a}$ – Nyutonning 2-qonuniga asosan zarraga boshqa jismlar tomonidan qo'yilgan kuch.

Shunday qilib, K' noinersial sanoq sistemaga nisbatan zarra o'zini shunday tutadiki, bunda zarraga "real" F kuchdan tashqari qo'shimcha "soxta-fiktiv" kuch ($F_{in} = -m\omega$) ta'sir qiladi. Bu F_{in} kuch inertsiya kuchi deb ataladi.

Inertsiya kuchlarining mavjudligi koordinatalar sistemasining tezlanuvchan harakatini hamda inertsiya kuchlari jismning tezlanishli sanoq sistemadagi harakatini belgilaydi. Bu ma'noda inertsiya kuchlari jismlarning odatdagi o'zaro ta'sir kuchlaridan farq qilmaydi. Biroq, inertsiya kuchlari aks ta'sir etuvchiga ega emas, inertsiya kuchi ta'siri kelib chiqadigan jismni ko'rsatib bo'lmaydi. Shuning uchun ham, ba'zida inertsiya kuchini "soxta kuch" deyiladi. Lekin bunday nomni maqsadga muvofiq deb bo'lmaydi, u koordinatalar sistemasining tezlanishli harakatini aks ettirishi sababli inertsiya kuchi realdir, u aks ta'sir etuvchiga ega emasligi sababli o'zaro ta'sir kuchlaridan farqli bo'lsada, unda hech qanday soxtalik yo'q. Masalan, mashina yurganda yoki to'satdan to'satdan to'xtaganda inertsiya kuchlarini biz his etamiz.



5.3-rasm

Yana bir misolni qaraymiz:

Tezlashgan sanoq sistemada ya'ni vagondagi stolda tuguncha va uning shipidagi ipda osilib turgan yukni qaraymiz (5.3-rasm). Bu jismlarning vagonga nisbatan tinch holatida, xuddi inersial sanoq sistemaga nisbatan tinch holatidagidek, jismga ta'sir etuvchi barcha kuchlarning yig'indisi nolga teng deb tasdiqlash mumkin:

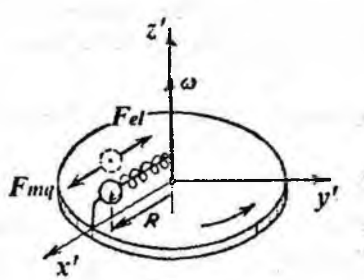
Stoldagi tugun uchun: $F + F_{in} = 0$

Ipda osilgan yuk uchun: $F_{in} + P + N = 0$ $(P + N = F_i)$

Agar tugunchaning stol sirti bilan ishqalanishi bo'lmaganda edi, u holda tugun vagon tezlanishiga qarama-qarshi yo'nalgan F_{in} inertsiya kuchi ta'sirida vagonga nisbatan $\vec{a}$ tezlanish bilan harakatlanayotgan yoki stoldan sirpanib tushib ketkan bo'lar edi.

5.3.-§. Aylanuvchi sanoq sistemada tinch holatda turgan jismga ta'sir etuvchi inertsiya kuchlari

Tekis aylanayotgan deskni ya'ni o'zgarmas ω burchak tezlik bilan aylanayotgan (K inersial sistemaga nisbatan) K' noinersial sistemada tinch turgan sharni qaraymiz. Shar prujina orqali disk aylanish o'qiga mahkamlangan. Disk aylanmaganda prujina deformatsiyalanmaydi. Disk aylanishi bilan shar prujinani cho'zadi va F_{el} kuchi shar massasini uning $a_n = -\omega^2 R$ tezlanishiga ko'paytmasiga teng qiymatni olmaguncha cho'zilish davom etadi (5.4-rasm).



5.4-rasm

$\vec{R}$ – disk markazidan prujina cho'zilib to'xtagan nuqtada turgan shargacha bo'lgan vector, uning uzunligi K' sistema aylanish o'qidan shar to'xtagan yergacha bo'lgan masofani beradi:

$$\vec{F}_{el} = -m\omega^2\vec{R} \tag{5.5}$$

Disk bilan bog'langan K' sanoq sistemaga nisbatan shar tinch holatda bo'lganda K' sistemada F_{el} kuchidan tashqari sharga quyidagi inertsiya kuchi ta'sir qiladi:

$$\vec{F}_{mq} = m\omega^2\vec{R} \tag{5.6}$$

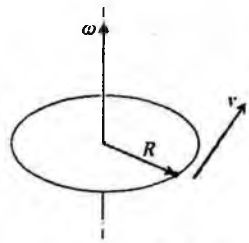
Ushbu kuch disk aylanish o'qidan radius bo'ylab yo'nalgan bo'ladi.

(5.6) formula yordamida ifodalanuvchi $\vec{F}_{mq}$ kuchni markazdan qochma inertsiya kuchi deyiladi. Bu kuch aylanuvchi sanoq sistemasida yuzaga keladi va u shar tinch holatidami yoki v' tezlik bilan diskka nisbatan harakat qilyaptimi bunga bog'liq emas.

Aylanuvchi koordinatalar sistemasida tinch holatda turgan jismga ta'sir etuvchi enersiya kuchlari jism shu koordinatalar sistemasida egalllab turgan joyiga $(\vec{R})$ bog'liq. Jism aylanuvchi koordinatalar sistemasiga nisbatan harakatlanayotganda unga yana boshqa inertsiya kuchlari ta'sir qiladi, ularning kattaligi va yo'nalishini keyingi mavzularda aniqlaymiz. Tezlanish bilan to'g'ri harakatlanayotgan koordinatalar sistemasida inertsiya kuchlari bu sistemaning barcha nuqtalari uchun birdayligi sababli shu sistemaga nisbatan tinch holatdagi va harakatlanayotgan jismga ta'sir etuvchi inertsiya kuchlari birday qiymatga ega bo'ladi.

5.4.-§. Nuqtaning burchak va chiziqli tezlik vektorlari orasidagi bog'lanish

Formal tarzda, burchak tezlik vektorini kiritamiz. Aylana bo'ylab harakatlanayotgan nuqtaning burchak tezligini aylanish o'qiga parallel yo'nalgan va muayyan masshtabda son jihatidan ω burchak tezlik kattaligiga teng bo'lgan vektordan iborat deb hisoblashga shartlashamiz (5.5-rasm).



5.5-rasm

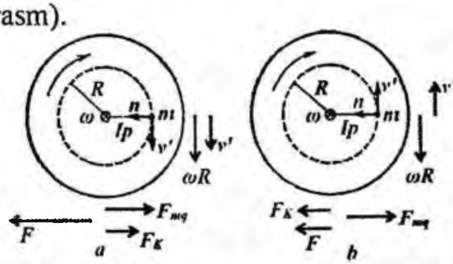
ω ning yo'nalishini shunday tanlanadiki, agar harakatlanayotgan nuqtaga ω vektorning uchidan qaralsa, u holda nuqta soat strelkasining harakatiga teskari harakatlanishi lozim.

Vektor ω nuqta harakatlanayotgan aylana tekisligiga tik, vector v esa hamma vaqt aylana tekisligida joylashgan. Yana bir $\vec{R}$ vektorni (radius-vektorni) kiritamiz, bu vector aylanishi o'qidan harakatlanayotgan nuqtaga yo'nalgan. $\vec{R}$ va $\vec{\omega}$ vektorlar o'zaro tik hamda aylanish o'qiga tik tekislikda joylashgan.

$\vec{v}$ tezlik $\vec{\omega}$ va $\vec{R}$ vektorlar bilan vektor ko'paytma qonuni asosida bog'langan, ya'ni $\vec{v} = [\vec{\omega}\vec{R}]$. Bu ko'rinishda yozishning qulayligi shundaki, u tezlik vektorining ham yo'nalishi, ham kattaligi $\vec{R}$ va $\vec{\omega}$ vektorlarning muayyan paytdagi yo'nalishi va kattaligiga bog'liq ravishda ko'rsatib beradi. Bunda $\sin\alpha = \sin 90° = 1$ ekanligiga ishinch hosil qilamiz.

5.5.-§. Koriolis tezlanishi va kuchi

Biz oldingi paragraflarda aylanuvchi sistemada tinch turgan jismga markazdan qochma inertsiya kuchi ta'sir qilishini guvohi bo'ldik. Endi jism tinch holatda emas, harakatda bo'lgan holni qarab chiqamiz (5.6-rasm).



5.6-rasm

Gorizantal joylashgan disk inersial sanoq sistemaga nisbatan o‘zgarmas $\vec{\omega}$ burchak tezlik bilan aylanayotgan bo‘lsin. Disk o‘qiga ip orqali bog‘langan moddiy nuqta (zarracha) diskka nisbatan R radiusli aylana bo‘ylab v' tezlik bilan harakatlansin. Aylana nuqtalarining chiziqli tezligi ωR ga teng. 5.6a-rasm hamda zarrachaning inersial (qo‘zg‘almas) sistemaga nisbatan tezligiyb v ning moduli (son qiymati) $(v' + \omega R)$ bo‘ladi. Shuning uchun zarrachaning qo‘zg‘almas sistemaga nisbatan tezlanishi:

$$\overrightarrow{a_n} = \frac{a^2}{R}\vec{n} = \frac{(v' + \omega R)^2}{R}\vec{n} = \frac{v'^2}{R}\vec{n} + \omega^2 R\vec{n} + 2v'\omega\vec{n} \qquad (5.8)$$

Bu yerda $\frac{v'^2}{R}\vec{n}$ zarrachaning diskka (aylanuvchi sanoq sistemadagi) nisbatan tezlanishini belgilaydi. Zarra m – massasini $\overrightarrow{a_n}$ ga ko‘paytmasi ipning taranglik kuchi $\vec{F}$ ni beradi.

Binobarin

$$\vec{F} = m\overrightarrow{a'_n} + m\omega^2 R\vec{n} + 2mv'\omega\vec{n}$$

bundan

$$m\overrightarrow{a'_n} = F - m\omega^2 R\vec{n} - 2mv'\omega\vec{n} \qquad (5.8)$$

5.6 a-rasmda: $\vec{F}$ – ipning taranglik kuchi, $\vec{n}$ – normal, ip bo‘yicha yo‘nalgan, v' –zarra tezligi va diskning aylanishi mos tushgan hol.

Diskdagi kuzatuvchi zarrachaga „real” $\vec{F}$ (ipning taranglik kuchi) kuchdan tashqari yana 2ta qo‘shimcha kuchlar (qaysiki, aylanish o‘qidan yo‘nalgan) ta’sir qilayotganini guvohi bo‘ladi. Birinchi $(-m\omega^2 R\vec{n})$ kuch bizga ma’lum bo‘lgan markazdan qochma inertsiya kuchi $\left(-R\vec{n} = \vec{R}\right)$, $\vec{R}$ – vector aylanish o‘qidan zarraga tomon yo‘nalgan.

Ikkinchi $(-2mv'\omega\vec{n})$ qo‘shiluvchini

$$\overrightarrow{F_k} = 2m[v'\omega] \qquad (5.9)$$

deb olish mumkin, chunki vektor ko‘paytmaning moduli $|[v'\omega]|$ ni $v'\omega$ ga teng $(v' \perp \omega)$, va uning yo‘nalishi $\vec{n}$ ning yo‘nalishiga qarama-qarshi. (3) inertsiya kuchi Koriolis kuchi deyiladi.

Agar zarra teskari tomonga harakat qilsa (5.6b-rasm) $v = v' - \omega R$; agar $v' > \omega R$ bo'lsa, agar $\omega R > v'$ bo'lsa $v = \omega R - v'$ bo'ladi. Lekin ikkala holda ham ifodaning kvadrati

$$v^2 = v'^2 + \omega^2 R^2 - 2v'\omega R$$

bo'ladi. Binobarin $(v'\omega)$ ko'paytmaning ishorasi teskarisiga o'zgaradi.

Shunday qilib, (5.9) formula ikki holda ham (v' ning aylanish o'qiga nisbatan ixtiyoriy yo'nalishdagi harakatida ham) Koriolis kuchini aniqlaydi. Bu formuladan ko'rinib turibdiki, $v' || \omega$ bo'lsa, Koriolis kuchi yuzaga kelmaydi.

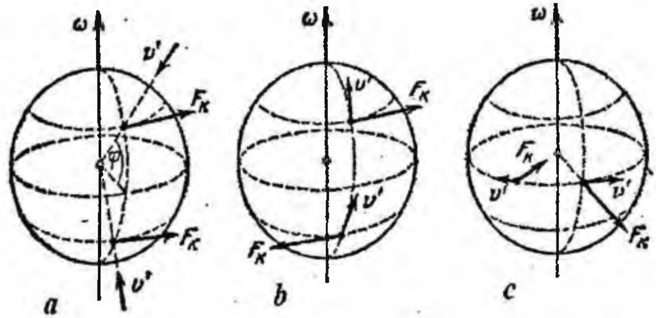
Vektor ko'paytma ikkala ko'paytuvchiga perpendikulyar bo'ladi. Shuning uchun (5.9) fotmuladan quyidagilarni xulosa qilish mumkin:

1) Koriolis kuchi $\vec{\omega}$ vektoriga perpendikulyar bo'lib, u sanoq sistemaning aylanish o'qiga perpendikulyar bo'lgan tekislikda yotadi.

2) Koriolis kuchi v' tezlikka ham perpendikulyar yo'nalgan bo'lib, zarracha ustida ish bajarmaydi. Bu kuch v' tezlikning yo'nalishini o'zgartirishi mumkin, lekin son qiymatini o'zgartirmaydi.

(5.9) formulani eslab qolish uchun quyidagilarni yoda tutish kerak bo'ladi. Zarracha aylanuvchan sanoq sistemasiga nisbatan harakatlanganda, ya'ni zarrachaning massasi m, zarrachaning tezligi v' va sanoq sistemaning burchak tezligi ω mavjud bo'lgandagina Koriolis kuchi hosil bo'ladi. Koriolis kuchi aynan shu uchta kattalik bilan (boshqalar bilan emas) belgilanadi. Skalyar kattalik m va ikkita vector v' va ω dan yangi vektorni hosil qilishning eng soda yo'li bu – v' va ω larini o'zaro vektor ko'paytirib, natijasini yana m ga ko'paytirishdan iborat.

Natijada (5.9) bilan ustma-ust tushadigan $m[v'\omega]$ kattaligiga kelamiz. $[v'\omega]$ ko'paytmadagi ko'paytiruvchilarning ketma-ketligini eslab qolish oson, chunki zarrachani xarakterlovchi m va v' kattaliklari formulaning boshida keladi, vaholanki sanoq sistemasini xarakterlovchi kattalik ω formulaning oxirida keladi.



5.7-rasm

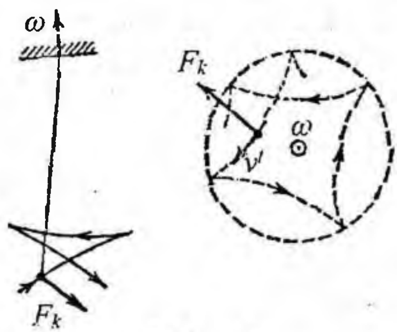
5.7-rasmda Koriolis kuchi Yer sirtiga yaqin bo'lgan holatlarda jismlarning harakatiga ta'siri ko'rsatilgan. Erkin tushishda Koriolis kuchi jismni sharq tomonga siljitadi. Bu siljish joyning geografik kenglamasining sinusiga proporsionaldir, shu sababdan bu og'ish ekvatorda maksimal bo'lib, qutblarda nolga teng. Ekvatorda 30 metr balandlikdan (to'qqiz qavatli binoning o'rtacha balandligi) tushayotgan jismning siljishi 3.66 millimetrga teng.

Koriolis kuchini uzoq masofalarga oq' otganda inobatga olish kerak va shunda kerak bo'ladigan to'g'rilanmalar kiritiladi. Shimolga qaragan to'pdan o'q otilganda snaryad shimoliy yarim sharida sharqga qarab, janibiy yarim sharida esa g'rabga qarab siljiydi (5.7 b-rasm). Meridian bo'ylab janubga otilganda siljishlar qarama-qarshi bo'ladi. Ekvator bo'ylab sharq tomonga o'q otilganda Koriolis kuchi snaryadni tegaga ko'taradi, g'arb tomonga otilganda esa uni Yerga qarab bosadi (5.7c-rasm).

5.7 b-rasmdan ko'rinib turibdiki, meridian bo'ylab ixtoyoriy tomonga (shimol yoki janub) harakatlanayotgan jismga ta'sir etayotgan Koriolis kuchi shimoliy yarim sharida harakatlanish yo'nalishiga nisbatan o'ng tomonga va janibiy yarim sharida chapga yo'nalgan bo'ladi. Bu shimoliy yarim sharida oqayotgan daryolarda doimo o'ng qirg'og'i ko'tarilgan bo'ladi, janibiy yarim sharida esa chop qirg'og'i. Bundan tashqari, shimoliy yarim sharida temir yo'llarning o'ng relsi ko'proq yedirilganligi, janubiy yarim sharida esa chap relsi yedirilganligi ham Koriolish kuchi bilan tushuntiriladi.

5.6.-§. Fuko mayatnigi

Yerning sutkalik aylanishining yaqqol isboti bo‘lib mayatnik tebranish tekisligining Koriolis kuchi ta’sirida aylanishi xizmat qiladi. Bunday tajriba birinchi marta fransiyalik olim Fuko tomonidan 1851-yilda Parij shahrida uzunligi 67 metrli mayatnik bilan amalga oshirilgan. Shuning uchun Yer aylanishini tajridaba ko‘rsatishga mo‘ljallangan mayatniklar Fuko mayatnigi deyiladi. Bunday mayatniklardan biri Sankt-Peterburg shahridagi Isaakiy soborida joylashgan, uning uzunligi 98 metr.



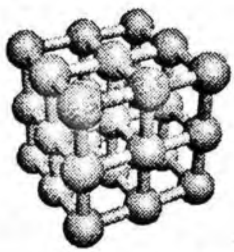
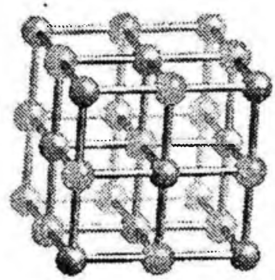
5.8-rasm

5.8-rasmda Shimoliy qutbda joylashgan mayatnik ko‘rsatilgan. Koriolish kuchi doimiy holda mayatning yurishi yo‘nalishiga nisbatan o‘ng tomonga yo‘nalgan bo‘ladi (janubiy qutbda u chapga yo‘nalgan bo‘ladi). Mayatning tebranishi tekisligi Yerga nisbatan soat atrelkasi bo‘ylab aylanadi va bir sutkada bir marta to‘liq aylanadi. Geliosentrik sanoq sistemasiga nisbatan tebranish tekisligi qo‘zg‘almaydi, Yer esa soat streklasiga teskari yo‘nalishda aylanadi (bir sutkada bir marta aylanadi). φ gaografik kenglamada mayatnikning tebransih tekisligi bir sutkada $2\pi \sin\varphi$ burchakga aylanadi. Ekvatorda Koriolis kuchi mayatnikning osilgan ipi bo‘ylab yo‘nalgan va shuning uchun tebranish tekisligining aylanishiga olib kela olmaydi.

VI BOB. QATTIQ JISMNING HARAKATI

6.1.-§. Qattiq jismning ilgarlanma va aylanma harakati

Barcha jismlar muayyan sharoitlarda deformatsiyalanadi, ya'ni u yoki bu tarzda o'z shakllarini o'zgartiradi. Qattiq jism yoki *absolyut qattiq jism*, bu shunday qattiq jismki, u hech qanday sharoitda deformatsiyalanmaydi; absolyut qattiq jismda barcha sharoitlarda ikkita nuqta orasidagi masofa yoki aniqrog'i, shu jismning ikki zarrasi orasidagi masofa o'zgarishsiz, doimiy qoladi. Ravshanki, bunday tasavvur abstraksiyadir. Lekin harakat vaqtida jism shakli o'zgarmaydigan yoki juda oz o'zgaradigan hollarda bu jismning harakat qonunlarini, aynan, absolyut qattiq jismning yoki biz bundan buyon ataydiganimizdek, sodda qilib, *qattiq jismning* qonunlari sifatida qarash mumkin.

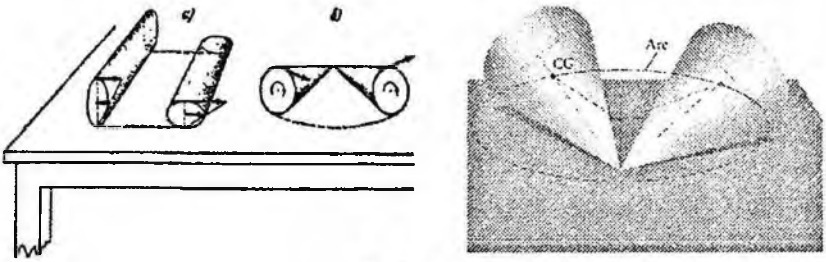



6.1-rasm. Kristallik panjara modellari

Ba'zi qattiq jismlar, masalan, metallar bo'laklari va boshqalar g'oyat mayda kristallardan iborat bo'ladi. Kristalni tashkil etuvchi atom va molekulalar unda muayyan, qonuniy tartibda joylashgan. 6.1-rasmda kristall modeli ko'rsatilib, u "sharchalardan" (atomlardan) va bu sharchalarni bog'lovchi "sterjenlardan" iborat. Agar sterjenlarni qattiq va vaznsiz, sharchalar esa istalgan tartibda joylashgan desak, u holda har bir qattiq jismni kristall modeli tarzida tasavvur qilsak bo'ladi. Absolyut qattiq jismning alohida zarralarini bir-birlari bilan hamvaqt muttasil bog'langan alohida atomlardan yoki yetarlicha ko'p sonli atomlarning va molekulalarning biror majmuasidan iborat deb tasavvur qilsa bo'ladi. Qattiq jismning harakati vaqtida har bir zarra o'z trayektoriyasini chizsa-da,bu trayektoriya boshqa zarralarning trayektoriyalari bilan qonuniy va muayyan tarzda bog'langan. Jismning har bir zarrasiga qo'shni zarralar tomonidan biror kuchlar (sterjenlar tomonidan kuchlar) ta'sir qilib, bu qattiq jismdagi *ichki kuchlardir*; har bir zarraga boshqa jismlar tomonidan ham kuchlar qo'yilishi mumkin – bular; masalan,jism zarralarining Yerga tortilish kuchi tashqi kuchdan iborat. Qattiq jismning har qanday murakkab harakati oddiy harakatlardan-ilgarlanma va aylanma harakatlardan tashkil topgan. Shu sababli qattiq jismning harakatlarini qarashni shu eng oddiy harakatlarning tahlilidan boshlaymiz.

6.2-rasm

Qattiq jismning *ilgarlanma* harakati deb shunday harakatini aytiladiki, bunda jismning istalgan *ikkita nuqtasini* birlashtiruvchi *har bir chiziq* fazoda o'z yo'nalishini *doimiy* saqlaydi. Umuman, ilgarlanma harakat to'g'ri chiziqli bo'lmasligi ham mumkin; masalan, modeli 6.2-rasmda ko'rsatilgan "shayton" g'ildirakdagi bor yo'lovchili kabinalar ilgarlanma harakat qiladi va har bir nuqtaning trayektoriyasi aylana bo'ladi.Ilgarlanma harakatda qattiq jism burilmasdan harakat qiladi hamda uning istalgan chizig'i o'z-o'ziga parallel ko'chadi, yani jismning barcha nuqtalarining ko'chishi istalgan vaqt oralig'ida birday bo'ladi. Shu sababli qattiq jismning ilgarlanma harakatida uning barcha nuqtalari bu vaqt momentida birday tezlikka va demak, birday tezlanishga ega. Shunday qilib, jismning ilgarlanma harakati eng sodda harakatdir; biror bitta nuqtaning harakatini bilgan holda biz barcha qolgan nuqtalarning harakatini aniqlashimiz mumkin. Masalan, mototsikl to‘g‘ri chiziqli harakatlanganda, haydovchi to‘g‘ri chiziqli ilgarlanma harakat qiladi, mototsikl g‘ildiraklari murakkab harakat-ilgarlanma va aylanma, mototsikl motorining porshini to‘g‘ri chiziqlimas ilgarlanma harakat bajaradi.



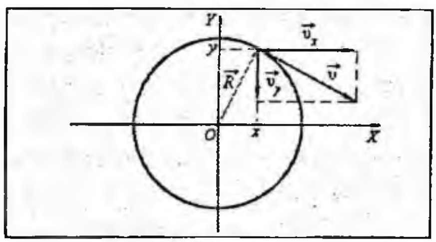
6.3-rasm

Agar harakat vaqtida, qattiq jismning istalgan nuqtasi (zarrasi) parallel tekisliklardan birida qolsa, qattiq jismning harakatini yassi (yoki yassi parallel) harakat deyiladi.Yassi harakatda jism har bir nuqtasining trayektoriyasi tekislikda joylashishi bilan birga, barcha trayektoriyalarning tekisliklari yo mos tushadi, yo bir-biriga parallel bo‘ladi.Masalan, mototsiklning to‘g‘ri chiziqli harakatida g‘ildiraklar va porshen yassi harakat qilgan holda, privodning vali esa o‘qi mototsikl tezligi yo‘nalishiga mos tushadi, yassimas harakat bajaradi.Stolda sirpanishsiz dumalayotgan elliptik kesimli silindr (6.3-a rasm) yassi harakat, stolda dumalayotgan konus (6.3-b rasm) esa yassimas harakat qiladi.

Aylanma harakat deb shunday harakatni aytiladiki, bunda jism barcha nuqtalarining *trayektoriyalari,*markazi *aylanish o‘qi* deyiluvchi bor bitta chiziqda bo‘lgan *konsentrik aylanalardan* iborat bo‘ladi. Masalan, harakatsiz avtomobilning ishlayotgan motoridagi vali aylanma harakat qiladi. Qo‘zg‘almas aylanish o‘qi jism bilan muttasil bog‘langan nuqtalardan o‘tib, ular jismning harakati vaqtida tinch holatda qoladi. Aylanish o‘qi jismdan tashqarida yotishi yoki jism ichidan o‘tishi mumkin. Qo‘zg‘almas o‘q atrofida bo‘ladigan aylanma harakat hammavaqt yassi harakat bo‘ladi.

6.-4-rasm

To‘g‘ri chiziqli harakatlanayotgan ekipaj, avtomobil, vagon g‘ildiraklarining harakati-murakkab harakat: u g‘ildirakning o‘z o‘qi atrofida aylanishidan va o‘qning vagon bilan birgalikda ilgarlanma harakatidan tashkil topadi. G‘ildirakning turli nuqtalaring trayektoriyalari murakkab chiziqlardan-sikloidalardan iborat (6.4-rasm). G‘ildirak nuqtalarining vagon bilan bog‘langan sanoq sistemaga nisbatan trayektoriyalari aylanalardan iborat.

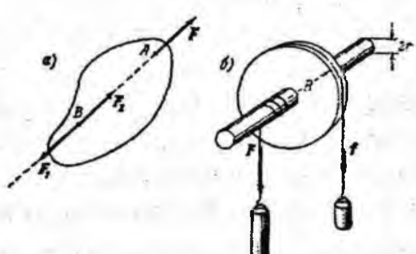


6.5-rasm

G‘ildirakning har qanday nuqtasining yo‘lga nisbatan ko‘chishi ikki qismdan iborat: birinchisi o‘qning ko‘chishi, ikkinchisi – g‘ildirakning o‘qda aylanishi bilan belgilanadi. Shuning uchun g‘ildirakning har qanday nuqtasining v tezligi ham ikkita tezlikning – o‘qning v_0 tezligi va o‘q atrofida aylanma harakat chiziqli tezligi $v_{ch} = [\omega R]$ ning yig‘indisidan iborat (6.5-rasm). Jismning aylanishi burchak tezlik kattaligi bilan aniqlanadi.Jismning A va B nuqtasidan o‘tuvchi hamda aylanish o‘qiga tik tekislikda yotuvchi chiziq fazoda t vaqt momentida muayyan holatni egallab turibdi deb tasavvur qilaylik; navbatdagi t+dt paytda shu chiziqning o‘zi boshqa A’ va B’ holatni olib, u oldingi holat bilan $d\alpha$ burchak hosil qiladi $\frac{d\alpha}{dt} = \omega$ ga teng kattalikni *jismning burchak tezligi* deyiladi. Ravshanki, burchak tezlik o‘qqa tik istalgan tekislikda A va B nuqtalarning tanlanishiga bog‘liq emas; binobarin, burchak tezlik jismning butunlayin aylanishini aniqlaydi. Oldin aytilganidek, burchak tezlikni aylanish o'qiga parallel vektor bilan belgilanadi.

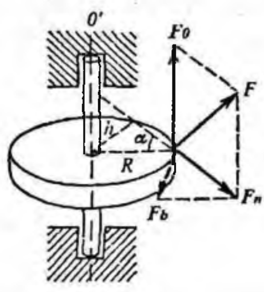
6.2.-§. Qo'zg'almas o'qqa ega bo'lgan qattiq jismning muvozanat shartlari

Biz absolyut qattiq jism nuqtalari bir-birlariga nisbatan o'zgarishsiz vaziyatlarni saqlaydi, ya'ni jism deformatsiyalanmaydi deb hisoblaymiz. Agar ikkita birday kuchlar qattiq jismda A va B nuqtalarga qo'yilgan va AB chiziq bo'yicha turli tomonlarga yo'nalgan bo'lsa, u holda ularning natijaviy ta'siri nolga tengdir, ya'ni kuchlarning ta'siri jismning harakatini o'zgartirmaydi. Shuning uchun qattiq jismda (deformatsiyabo'lmaganda) kuchni uning ta'sir chizig'i bo'yicha istalgan nuqtaga ko'chirish mumkin, haqiqatdan ham, A nuqtaga qo'yilgan F kuchning ta'sir chizig'ida yotuvchi istalgan B nuqtaga shunday ikkita bir-biriga teng va qarama-qarshi F_1 va F_2 kuchlarni qo'yish mumkinki, ulardan biri F_2 kuch F ga aynan teng bo'lsin. Kuchlar yig'indisi $F_1+F_2=0$; demak, jismga B nuqtaga qo'yilgan F_2 kuch ta'sir etayotir. Boshqacha aytganda, F kuchning ta'sirini F_2 kuchning ta'siri bilan almashtirish mumkin. Buni matematik ravishda quyidagicha ta'riflanadi: kuchning qattiq jismga ta'sirini kattaligi va yo'nalishi uni ta'sir chizig'i bo'yicha ko'chirganda o'zgarmaydigan *sirpanuvchan vektor* bilan ko'rsatish mumkin. Muayyan nuqta bilan bog'langan vektorlarni *qutbiy* vektorlar deyiladi.



6.6-rasm

Ma'lumki, o'qda aylanuvchi jismning muvozanati barcha kuchlarning momentlari yig'indisi nolga teng bo'lganda mavjud bo'ladi. Kuchlar momentlarini kiritish zaruriyati bir nechta kuch ta'sirida o'z o'qi atrofida aylanuvchi jismning muvozanatiga oid oddiy tajribalardan ko'rinadi. Masalan, diskli valga f va F ikkita kuch ta'sir etayotir (6.6-b rasm). Agar val podshipniklarida ishqalanish kam bo'lsa, muvozanat faqat $f \cdot R = F \cdot r$ shartda, yani kuchlar momentlari kattaliklari jihatidan teng va yo'nalishlari qarama-qarshi bo'lganlarida mavjud bo'ladi.



6.7-rasm

Son jihatdan kuchning yelkaga ko'paytmasiga teng bo'lgan fizikaviy kattalikni o'qqa nisbatan kuch momenti deb atalib, bir tomonga aylantiruvchi kuch momentlarini musbat, boshqa tomonga aylantiradiganini manfiy deb hisoblaymiz. Jismning aylanish o'qi bilan kuchning ta'sir chizig'i orasidagi eng qisqa masofani muayyan o'qqa nisbatan kuch yelkasi deb ataladi.

Demak, qo'zg'almas o'qda erkin aylanuvchi jismning tinchligini yoki muvozanatini aniqlashda kuchlarni emas, balki nuqtani harakatidagi kuchlar kabi ro'l o'ynaydigan aylanish o'qiga nisbatan kuchlar momentini bilish lozim.

Fizikaviy kattalik-o'qqa nisbatan kuch momentini aniqroq ta'riflaylik.Jismga qo'yilgan kuch har qanday yo'nalgan umumiy holda, uni ikkita tashkil etuvchiga: biri, aylanish o'qiga tik tekislikda yotuvchi F_n, ikkinchisi, aylanish o'qiga parallel F_0 ga (6.7-rasm) ajratamiz. Aylanish o'qi OO' ga parallel F_0 kuch jismni o'q atrofida aylantira olmaydi, uning mavjudligi qo'zg'almas o'q atrofida aylanuvchi qattiq jismning muvozanatiga hech qanday ta'sir ko'rsatmaydi. F_0 kuch o'qni egadi, uni va jismni deformatsiyalaydi, lekin hozir biz qattiq deformatsiyalanmaydigan jismning harakatini qarayotganimiz sababli F_0 tashkil etivchini hisobga olmaymiz. Demak, biz o'qqa nisbatan kuch momentini aniqlayotganda faqat, tekislikda yotivchi, aylanish o'qiga tik bo'lgan F_n tashkil etivchining ta'sirini hisobga olishimiz lozim.

Shu sababli o'qqa nisbatan har qanday kuchning momenti F tashkil etivchining h yelkaga ko'paytmasiga yoki 6.7-rasmdan oson qo'rish mumkin, F_a aylantiruvchi tashkil etivchining kuchning qo'yilish nuqtasidan o'qqacha masofa R ga ko'paytmasiga teng. Aylantiruvchi F_a tashkil netuvchi R chiziq va o'qdan o'tuvchi tekislikka tikdir. Xullas, o'qqa nisbatan M momentning kattaligi quydagiga teng:

$$M = F_n h = F_a R \tag{6.1}$$

Endi qo'zg'almas o'qqa ega bo'lgan qattiq jismning muvozanat shartini ta'riflaymiz; *aylanish o'qiga nisbatan momentlar yig'indisi nolga teng bo'lgandagina muvozanat mavjud bo'ladi.*

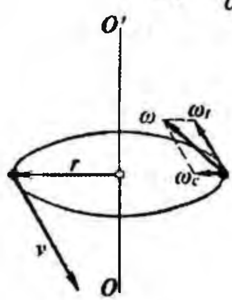
6.3.-§. Qo'zg'almas o'q atrofida aylanuvchi jism dinamikasi qonuni

Qattiq jismning qo'zg'almas o'q atrofida aylanishida barcha zarralarning traektoryalari markazlari aylanish o'qidan iborat bo'lgan bitta to'g'ri chiziqda yotuvchi aylanalar bo'ladi. Jismning barcha zarralari yassi harakat qilib, turli zarralarning tezliklari va tezlanishlari, umuman aytganda, turlichadir: zarra o'qdan qancha uzoqda bo'lsa, uning tezligi shuncha katta. Aylanish burchak tezligi esa jismning barcha qismlari uchun birday: u qo'zg'almas o'q atrofida aylanayotgan yaxlit qattiq jism harakatni to'la ifodalaydi.

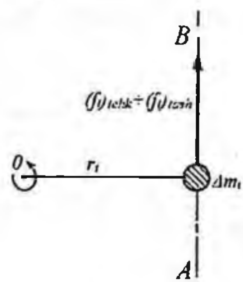
Agar burchak tezlik vaqt o'tishi bilan o'zgarsa (ortsa yoki kamaysa), u holda xuddi nuqtaning chiziqli tezligi o'zgaradigan holdagidek, bu o'zgarishi burchak tezlanish bilan yoki burchak tezlikning o'zgarish "tezligi" bilan, yani $d\omega/dt$ hosila bilan xarakterlanadi. Muayyan paytda burchak tezlik qattiq jismning barcha qismlari uchun birdayligi sababli, ravshanki, burchak tezlanish $\beta = \frac{d\omega}{dt}$ ham birday bo'ladi.

Jismning har bir zarrasining chiziqli tezligi turlicha bo'lib, u zarraning traektoriyasi tekisligida joylashgan. Burchak tezlanish β va zarraning traektoriyaga urinma bo'yicha tashkil etivchi tezlanishi qanday bog'langanligini aniqlaylik. 6.8- rasmda tezligi $v = \omega \cdot r$ (bunda r – zarraning o'qdan masofasi) bo'lgan biror zarraning traektoriyasi ko'rsatilgan. Tezlanishning ϖ_t urinma tashkil etivchisi tezlik ϑ ning traektorya bo'yicha o'zgarishi bilan belgilanadi; u r vaqt davomida doimiyligi sababli qo'yidagiga teng:

$$\omega_i = \frac{dv}{dt} = r\frac{d\omega}{dt} = r \cdot \beta \qquad (6.2)$$



6.8-rasm



6.9-rasm

Demak, jism zarrasining urunma tashkil etuvchi tezlanishi jism burchak tezlanishi β ning zarraning o'qdan masofasi r ga ko'paytirilganiga teng.

Endi burchak tezlanish va o'qdan aylanuvchi jismga ta'sir etuvchi kuchlar momenti orasidagi bog'lanishni o'rnataylik. Muvozanat (tinchlik yoki tekis aylanish) kuchlar momentlarining nolga tengligi bilan belgilanishligi tufayli bundan qonuniy bog'lanish mavjud bo'lishi lozim. Haqiqatan ham,tinchlikdagi jism o'qiga nisbatan kuchlar momenti nolga teng bo'lmay qolishi bilanoq muvozanat buziladi va jismning burchak tezlanishi paydo bo'ladi. Jismning burchak tezlanishi bilan unga ta'sir etuvchi kuchlar momentlari orasidagi bog'lanishni topish uchun dastavval jismning bitta biror ajratilgan zarrasining harakatini qaraylik. Aytaylik, Δm_i massali zarra o'qdan r_i masofada joylashgan bo'lsin (6.9-rasm). Zarraga biror tashqi va ichki kuchlar: tashqi kuchlar boshqa jismlar tomonidan, ichki kuchlar esa jismning uzining zarralari tomonidan ta'sir qiladi, deb faraz qilaylik. Bu kuchlarni o'qqa tik tekislikda yotuvchi r_i ga tik bo'lgan AB chiziqa proeksiyalaylik.

Bu proeksiyaning kattaligi quydagiga teng bo'lsin:

$$(f_i)_{ichk} + (f_i)_{tash}$$

Bunda $(f_i)_{ichk}$ – ichki kuchlarning aylantiruvchi tashkil etuvchisi $(f_i)_{tash}$ – tashqi kuchlarning aylantiruvchi tashkil etuvchisi. Soat strelkasi harakatiga teskari aylantiruvchi kuchlarni musbat deb olamiz. U holda jismning i – zarrasi uchun dinamikaning ikkinchi tenglamasini qo'ydagicha yozsa bo'ladi:

$$\Delta m_i = \frac{dv_i}{dt} = \Delta m_i r_i \frac{d\omega}{dt} = (f_i)_{ichk} + (f_i)_{tash} \qquad (6.3)$$

Zarraga ta'sir qilayotgan kuchning o'qqa nisbatan momentini topaylik; buning uchun (6.3) ni r_i ga ko'paytiramiz, u holda quyidagi hosil bo'ladi:

$$\Delta m_i r_i^2 \frac{d\omega}{dt} = r_i (f_i)_{ichk} + r_i (f_i)_{tash} \qquad (6.4)$$

Endi o'xshash tengliklarni muayyan jismni tashkil etuvchi barcha zarralar uchun yozib chiqamiz va ularni bir – biriga qo'shamiz; natijada quydagi hosil bo'ladi:

$$\frac{d\omega}{dt}\sum_i \Delta m_i r_i^2 = \sum_i r_i (f_i)_{ich.} + \sum_i r_i (f_i)_{tash.} \qquad (6.5)$$

Avvalo, $\sum_i r_i (f_i)_{ichk}$ ekanligini, ya'ni ichki kuchlarning momenti nolga tengligini qayd qilamiz. Haqiqatan ham, har bir ichki kuch uziga teng va qarama-qarshi bo'lib, jismning boshqa zarrasiga ushanday yelka bilan qo'yilgan kuchga ega.

$\sum_i r_i (f_i)_{tash} = M$ yig'indi jismga ta'sir qiluvchi barcha tashqi kuchlar aylantiruvchi momentidan iborat. Quydagi

$$I = \sum_i \Delta m_i r_i^2 \qquad (6.6)$$

kattalik maxsus nomga ega bo‘lib, uni berilgan aylanish o‘qiga nisbatan inertsiya momenti deb ataladi.

Endi (6.5)tenglamani quydagicha yozamiz:

$$M = I\frac{d\omega}{dt}; \qquad (6.7)$$

u quydagicha o‘qiladi: jismni muayyan o‘q atrofida aylantiruvchi tashqi kuchlarning momenti jisimning shu o‘qqa nisbatan inertsiya momentining jisimning burchak tezlanishiga ko‘paytmasiga teng. Bu qo‘zg‘almas o‘qda aylanuvchi qattiq jism uchun dinamikaning asosiy qonunidir. U xuddi shu nuqtaning harakati uchun dinamikaning ikkinchi qonuni kabi ta’riflanib, faqat kuch o‘rniga bu yerda o‘qqa nisbatan inertsiya momenti, chiziqli tezlanish o‘rniga-burchak tezlanish, massa o‘rniga-jismning aylanish o‘qiga nisbatan inertsiya momenti kiradi. Qattiq jismning o‘qqa nisbatan inertsiya momenti muayyan jism tarkibiga kiruvchi har bir zarra massasining shu zarradan o‘qqacha masofasi kvadratiga ko‘paytmalari yig‘indisiga teng bo‘lgan fizikaviy kattalikdir. Muayyan o‘qqa nisbatan inertsiya momenti faqat jism massasi kattaligigagina emas, balki massalarining o‘qqa nisbatan taqsimotiga ham bog‘liq. Jism zarralarini o‘qdan uzoqlashtirish bilan biz jismning inertsiya momentini ortiramiz.

SI sistemada inertsiya momentining o‘lcham birligi $[M] = kg \cdot m^2$, SGS sistemada esa $[M] = gr \cdot sm^2$.

6.4.-§. Harakat miqdori momenti

Jismning aylanma harakatini tahlil qilayotganda kuch o‘rnida uning mamenit, jism massasi o‘rnida – jismning o‘qqa nisbatan inertsiya mamenti ishtrok qiladi; lekin nuqtaning harakat miqdoriga qanday kattalik o‘xshash bo‘ladi? Shunday kattalik jisimning o‘qqa nisbatan harakat miqdori momentidir.Jisimning Δm_i massali aloxida zarrasining harakat miqdori momenti deb aylanish o‘qidan zarragacha masofa r_i shu zarra harakat miqdori $\Delta m_i v_i$ ning kattaligiga ko‘paytmasini aytiladi.

Shunday qilib zarraning harakat miqdori momenti son jihatdan quydagiga teng:

$$\Delta m_i \cdot r_i \cdot v_i \qquad (6.10)$$

Qattiq jismning o'qqa nisbatan harakat miqdori momenti alohida zarralar harakat miqdorlari momentlarining yig'indisidan iborat bo'lib u quyidagiga teng:

$$N = \sum_i \Delta m_i \cdot r_i \cdot v_i \tag{6.11}$$

Harakat miqdori momenti ifodasini quydagich yozish mumkin:

$$N = \sum_i \Delta m_i \cdot r_i \cdot r_i \cdot \omega = \omega \sum_i \Delta m_i \cdot r_i^2 = I \cdot \omega \tag{6.12}$$

Qattiq jismning o'qqa misbatan harakat miqdori momentining kattaligi son jihatdan jisimning shu o'qqa nisbattan inertsiya momenitining burchak tezlikga ko'paytmasiga teng.

Endi o'qqa aylnayotgan qattiq jism uchun dinamikaning asosiy qonuni bunday yozish mumkin:

$$\frac{dN}{dt} = M \tag{6.13}$$

Yoki jismning aylanish o'qiga nisbatan harakat miqdori momentining hosilasi o'sha o'qqa nisbatan kuch momentiga teng.

Agar tashqi kuchlar momenti M no'lga teng bo'lsa u holda jism ning harakat miqdori momenti doyimiy bo'ladi:

$$\frac{dN}{dt} = 0, N = const, I\omega = const \tag{6.14}$$

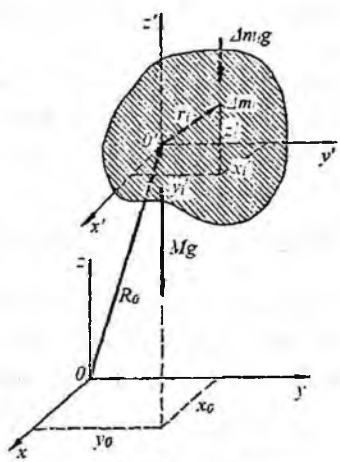
Bu harakat miqdori momentini *saqlanish qonuni* tarifidan iborat.

Qattiq jisimning M=0 da o'qda aylanishi yani doyimiy harakat miqdori momenti bilan aylaninsh nuqtaning $mv = const$ dagi inertsiya bo'yicha harakatiga o'hshashdir. Lekin bu o'xshash hollar orasida bazi tafovutlar bor nuqtaning inertsiya bo'yicha harakati nuqta massasi doyimiy qolganda doyimiy tezlikli harakatdan iborat jisimning doymiy harakat momenti bilan harakati bilan jismning I inertsiya momentini harakat vaqtida oson o'zgartirish mumkinligi sababli hamma vaqt ham doyimiy ω burchak tezlikli harakat bo'lavermaydi masalan dastlab harakat berilgan jisimning inertsiya momenti o'zgartirilsa, ω aylanish tezligi o'zgaradi. Agra shunda tashqi kuchlar momenti ham nolga teng bo'lsa u holda ω burchak tezligi inertsiya momentiga teskari proportsiyonal o'zgaradi.

Burchak tezligining bunday o‘zgarishini ko‘pincha masalan muzda kankida sirpaniyatganlarning aylanishida kuzatish mumkin. Burchak tezlikning shu o‘zgarishini Jukovski skamekasida oson namoyish qilish mumkin.

6.5.-§. Qattiq jismnning og‘irlik markazi va inertsiya markazi

Qattiq jismning xar qanday harakatida qattiq jismning *inertsiya markazi* (yoki massalar markazi) deyiluvchi bitta ajayib nuqtasini bilish muximdir. Inertsiya markazi o‘rta maktab kursidan ma’lum bo‘lgan *jisimning og‘irlik markaziga* mos keladi. Qattiq jisimning og‘irlik markazini aninqlash usullarini qarab chiqaylik. Qattiq jismning og‘irlik markazini aniqlash usullarini. Qarab chiqaylik.



6.10-rasm

Qattiq jismning xar bir zaarrasiga yerning tortish kuchi ta’sir qiladi. Agar jism o‘lchamlari yer radiusiga nisbatan kichik bo‘lsa barcha tortishish bir-biriga parallel bo‘ladi va kattaligi barcha parallel kuchlar bir tomonga yo‘nalgani sababli barcha kuchlarning yig‘indisga teng bo‘lgan umumiy tashkil etuchiga ega bo‘ladi. Ma’lim bo‘lishicha qatti jisimni qanday buramang umumiy tashkil etuvchi jism bilan muttasil bog‘langan yagona nuqtadan o‘tar ekan. Bu nuqtani *jisimning og‘irlik markazi* deyiladi.

Agar jismni og'irlik markazida biriktirib qo'yilsa bunda jismning har qanday holatida u muvozanatda bo'ladi. Demak, *jism barcha zarralarir og'irlik kuchlarining og'irlik markazidan o'tuvchi istalgan garizantal o'qqa nisbatan mamentlari yeg'indisi no'lga teng.* Shunday osib qo'yilgan jismni og'irlik markazidan o'tuvchi istalgan o'q atrofida buralganda og'irlik kuchining umumiy tashkil etuvchisi maxkamlanish nuqtsidan o'tishi tufayli muvozanatda qolaveradi.

Jism bilan bog'langan x', y', z' to'g'ri burchakli kardinatalar sistemasini tanlab olaylik; shuning bilan birga kordinatalar boshi og'irlik markazi mos tushsin. Qatti jismning i nomerga va Δm_i massaga ega bo'lgan har bir zarrasining kardinatalarini x', y', z' orqali bergilaymiz.jismni shunday buramizki x', O', z' tekislik garizantal bo'lsin; jismning barcha zarralarli og'irlik kuchlarining og'irlik markazidan o'tuvchi garizantal o'qqa nisbatan mamentlarning yrg'indisi no'lga tengligi sababli x' va y' o'qlarga nisbatan og'irlik markazini aniqlovchi shartlarni matematik ravishta quydagich yozish mumkin:

$$\sum_i \Delta m_i g y_i' = 0, \sum_i \Delta m_i g x_i' = 0$$

Endi jismni y' o'qi atrofida 90° ga bursak u holda z' o'q garizontal bo'ladi, bunda unga nisbatan ham og'irlik kuchlari mamentlarining yeg'indisi no'lga teng bo'lishi lozim, yoki:

$$\sum_i \Delta m_i g z_i' = 0$$

Bu tengliklarni g doyimiga bo'lsak quydagi shartlarga ega bo'lamiz:

$$\sum_i \Delta m_i y_i' = 0, \sum_i \Delta m_i x_i' = 0, \sum_i \Delta m_i z_i' = 0 \qquad (6.15)$$

Yoki

$$\sum_i \Delta m_i r_i' = 0 \qquad (6.16)$$

Bunda r' – kordinatalar boshidan i indeksli zarra joylashgan nuqtaga o'tkazilgan radius vektr. Ravshanki x', y', z' o'qlarning yo'nalishini jisimga nisbatan qanday tanlamaylik tengliklar bajariladi.

Eksperimental usulda og'irlik markazini quydagi tarzda aniqlash mumkin. Jismni biror nuqtasidan osibqo'yiladi ; muvozanat holatida bu jisim faqat shunday holatni olishhi mumkinki bunda uning og'irligi markazida osish nuqtasi tagidagi vertikal chiziqlar joylashadi; qandaydir tarzda bu chiziqni jisimda belgilanadi, og'irlik markazi uning qayeridadir yotadi. So'ngra jisimni boshqa nuqtassidan osiladi; va yana vertikal chiziqni belgilanadi; og'irlik markazini ravshanki bu 2ta chiziqning kesishish nuqtasi sifatida topiladi.

Og'irlik markazi – yagona nuqta ekanligini tajribada tekshirib ko'rish mumkin. Haqiqatdan ham biz jisimni qaysi nuqtasidan osmaylik har safar osilish chizig'i jismning og'irlik markazidan o'tadi.

Jism og'irlik markazining istalgan qo'zg'almas kardinatalar sistemasiga nisbatan kordinatalarni, agar shu sistemaga nisbatan jism barcha zarralarning kardinatalari ma'lum bo'lsa toppish mumkin. Bunung uchun quydagi shartdan foydalanish lozim: butun jisimning tortishish kuchining istalgan o'qqa nisbatan mamenti jismning barcha zarralari tortishish kuchlarining o'sha o'qqa nisbatan mamentlarining yeg'indisga teng bo'lishi shart.

x va y o'qlari garizantal qo'zg'almas O_{xyz} kordinatalar sistemasiga ega bo'laylik.

Jismning Δm_i massali har bir zarraning x_i, y_i, z_i kardinatalar ma'lum jism og'irlik markazining x_0, y_0, z_0 kordinatalarni O_{xyz} ga nisbatan aniqlash talab qilinadi. Talab qilinadi. Yuqorida eslab o'tilgan shartga mos ravishta har bir kordinata o'qiga nisbatan mamentlar tengligini yozamiz:

$$mx_0g = \sum_i \Delta m_i x_i g \,, my_0g = \sum_i \Delta m_i y_i g \,, mz_0g = \sum_i \Delta m_i z_i g$$

Bu tengliklarni g ga qizqartirib va m ga bo'lib og'irlik markazi kardinatalarnin topamiz:

$$x_0 = \frac{\sum_i \Delta m_i x_i}{m}, y_0 = \frac{\sum_i \Delta m_i y_i}{m}, z_0 = \frac{\sum_i \Delta m_i z_i}{m} \qquad (6.17)$$

Agar R_0 kattalik x_0, y_0, z_0 kamponentalari radius vektori bo'lsa, r_i esa x_i, y_i, z_i komponentali radius vektori bo'lsa u holda yuqoridagi formulani quydagich yozish mmumkin:

$$R_0 = \frac{\sum_i \Delta m_i r_i}{m} \qquad (6.18)$$

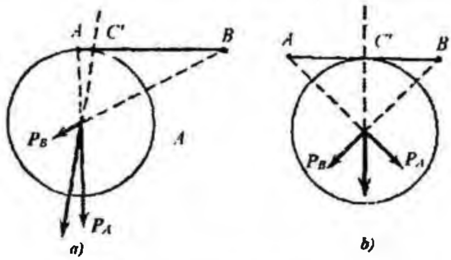
Nazariy yo'l bilan og'irlik markazini odatda yuqoridagi formulalar uchun topiladi: agar jisim massasi uzluksiz taqsimlangan bo'lsa u holda bu formulalarni yeg'indilar o'rniga integrallar kiradi. Jisimning zichligi ρ bolsin: u holda $dxdydz$ hajmli va x, y, z kordinatalari cheksiz kichik zarra $\rho \cdot dxdydz$ massaga ega bo'ladi va demak yuqoridagi formuladagi x_0 koordinata quydagicha ifodalaniadi

$$x_0 = \frac{\iiint \rho dxdydz}{m} \qquad (6.19)$$

boshqa komponentalar uchun ham xuddi shunga o'hshash formulalar bo'ladi.

Tortishish kuchlarining umumiy tashkil etuvchisi qo'yilgan nuqta sifatida og'irlik markazi faqat jismlar(o'lchovlari Yer radiusiga nisbatan kichik bo'lgan jismlar) uchungina va alohida zarralar og'irlik kuchlarini parallel deyish mumkin bo'lgandagina ma'noga egadir. Aks holda, jism bilan bog'langan va u orqali hamma vaqt umumiy tashkil etuvchi o'tadigan yagona nuqta mavjud emas. Buni oddiy misolda ko'rsatamiz.

$2R$ ga – Yerning ikkilangan radiusiga teng uzunlikni faraziy AB vaznsiz sterjen uchlarida joylashgan ikkita birday moddiy nuqtaga ta'sir qiluvchi kuchlarning umumiy ta'sir etuvchisi qayerdan o'tadi?



6.11-rasm

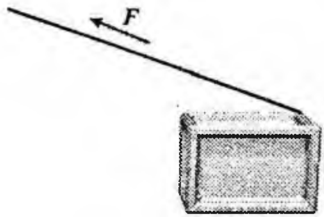
Aytaylik, sterjen 6.11-a rasmda ko'satilgandek joylashgan; u holda tortishish kuchining umumiy tashkil etuvchisi sterjen o'qining A yaqinida joylashgan C nuqtasidan o'tadi. B nuqtadagi tortishish kuchi kattaligi jihatidan A nuqtadagi tortishish kuchidan 5-marta kichikligini hisobga oluvchi oddiy geometrik yasama sterjen o'qida C nuqtaning holatini belgilaydi. Sterjenning 6.11-b rasmda ko'rsatilganidek joylashishida, ravshanki,tortishish kuchlarining umumiy tashkil etuvchisi sterjenning o'rtasida – C' nuqtadan o'tadi. Sterjenni turli tarzda joylashtirish bilan har safar sterjen o'qida tortishish kuchi umumiy tashkil etuvchisi o'tadigan turlicha nuqtalarni topishimiz ayondir.

Ba'zi masalalarda bir biri bilan doimiy bog'lanmagan bir nechta turli jismlarning og'irlik markazini bilish muhimligi kelgusida aniqlanadi. Bu holda ham jismlar sistemasining og'irlik markazi (6.17) formulalar bo'yicha aniqlanib, ularda *m* o'rnida barcha jismlar masalarining yig'indisi tushuniladi. Og'irlik markazining holati vaqt o'tishi bilan ham fazoda, ham jismlarning o'zlariga nisbatan o'zgaradi.

Jismning har bir zarrasiga *massaviy parallel kuchlar,* ya'ni kattaliklari zarra massasiga proporsional bo'lgan kuchlar qo'yilgan deb tasavvur qilaylik. Bu kuchlarning hamma parallel tortishish kuchlarining umumiy tashkil etuvchisi ularning har qanday yo'nalishida jism bilan doimiy bog'langan bitta nuqtadan o'tadi. Bu nuqtani inertsiya markazi yoki massalar markazi deyiladi hamda (6.17) va (6.18) formlalar bo'yicha aniqlanadi. Ravshanki, og'irlik markazi bilan inertsiya markazi mos tushishi tufayli ba'zida larni farq qilinmaydi.

6.6.-§. Jism inertsiya markazining harakati qonuni

Bu qonunning mohiyati quyidagichadir. Aytaylik, biz yashikning silliq pol yoki muz sirtidagi harakatini qarayotgan bo'laylik.



6.12-rasm

Yashikning burchagiga bog'langan arqondan tortaylik; yashik harakatlanadi va aylanadi, u burchak tezlanishga va burchak tezlikka ega bo'ladi, yashikning harakati murakkab harakat bo'ladi. Biroq qizig'I shundagi,qattiq jismning uning istalgan nuqtasiga qo'yilgan ***F*** kuch ta'siridagi murakkab harakatida uning *inertsiya markazi* yo'nalishi jihatdan ***F*** kuchning yo'nalisiga mos keluvchi hamda F/m ga teng bo'lgan (bunda m- butun jismning massasi), a tezlanish bilan harakatlanadi.

Qattiq jismning inertsiya markazi xuddi barcha tashqi kuchlar unga qo'yilgandek va butun jism massasi inertsiya markazida to'plangandek harakat qiladi.

Endi bu holatini isbotlaylik. Qattiq jismning har qanday murakkab harakatida uning inertsiya markazining (yoki massalar markazining) harakati muhim rol o'ynaydi. Jism inertsiya markazining holati (6.16) va (6.18) formulalar bilan aniqlanishini, chunonchi jism barcha zarralarining inertsiya markazidan o'tkazilgan r_i radius vektorlari

$$\sum_i \Delta m_i r_i' = 0 \qquad (6.19)$$

Shartni (bunda Δm_i kattalik i – zarraning massasi) qanoatlantirishini eslatib o'tamiz.

Inertsiya markazining bu ta'rifi harakat paytida deformatsiyalanuvchi jism uchun ham o'rinli bo'lib, faqat qattiq jismning inertsiya markaziga zarralariga nisbatan doimiy holatni saqlab, deformatsiyalanuvchi jismning inertsiya markazi esa jis zarralariga nisbatan qandaydir harakatlanadi. Biroq har bir vaqt momentida jism zarralarining holatini bilgan holda (6.19) yoki (6.18) formulalar bo'yicha uning inertsiya markazini aniqlashimiz mumkin. Shu sababli hozir har qanday jism inertsiya markazining harakat qonuniyatlarini qaraymiz.

Jism barcha zarralari harakat miqdorlarining vector yig'indisi yoki biz ataganimizdek, jismning harakat miqdori butun jismning massasi va inertsiya markazining tezligi bilan aniqlanishini ko'rsatamiz. Jismning Δm_i massali i – zarrasining qo'zg'almas koordinatalar sistemasiga nisbatan tezligini Δv_i orqali belgilaymiz. Aytaylik, jism inertsiya markazi bilan harakatchan koordinatalar sistemasiga boglangan bo'lib, shuning bilan birga,koordinatalr boshi hamma vaqt inertsiya markazi bilan mos tushsin, o'qlar esa fazoda doimiy yo'nalish saqlasin. Agar jism inertsiya markazining harakat tezligi v_0, i-zarraning harakatchan koordinatalar sistemasiga nisbatan harakat tezligi v_i' bo'lsa, u holda

$$v_i = v_0 + v_i',$$

Yoki: i- zarraning qo'zg'almas koordinatalar sistemasiga nisbatan tezligi inertsiya markazining tezligi v_0 bilan zarraning harakatchan koordinatalar sistemasiga nisbatan harakat tezligi v_i ning yig'indisiga teng. i- zarraning harakat ,miqdori, ma'lumki ushbuga teng:

$$\Delta k_i = \Delta m_i v_i = \Delta m_i v_0 + \Delta m_i v_i{}'$$

Jismning harakat miqdoriga teng bo'lgan barcha zarralari harakat miqdorlari yig'indisini bunday yozish mumkin:

$$K = \textstyle\sum_i \Delta k_i = \sum_i \Delta m_i v_0 + \sum_i \Delta m_i v_i{}' \qquad (6.20)$$

Birinchi had

$$\sum_i \Delta m_i v_0 = v_0 \sum_i \Delta m_i = m v_0$$

(m- jism masalasi), ikkinchi had esa

$$\sum_i \Delta m_i v_i' = 0;$$

Keyingi tenglik harakatchan koordinatalar sistemasining boshi inertsiya markazi bilan mos tushadi,degan shartdan kelib chiqadi. Haqiqatdan ham, agar r_i'- zarraning harakatchan koordinatalar sistemasiga nisbatan radius-vektori hamda $\frac{dr_i'}{dt} = v_i'$ bo'lsa, u holda har qanday vaqt momenti uchun o'rinli bo'lgan (6.19) tenglamadan

$$\sum_i \Delta m_i v_i' = 0;$$

Kelib chiqadi. Shu sababli (6.20) ifodani Sunday keltirib yozish mumkin:

$$K = m v_0 \qquad (6.21)$$

*Har qanday jismning **K** harakat miqdori uning m massasining inertsiya markazining harakat tezligi* v_0 *ga ko'paytmasiga teng.* Yaxlit jismning harakat miqdori jism inertsiya markazibilan ilgarilanma harakat qilayotgan harakatchan kordinatalar istemasiga nisbatan uning zarralarining harakatiga bog'liq emas. Qattiq jism harakatlanayotganda faqat harakatchan koordinatalar sistemasiga nisbatan aylanishi mumkin. Shu sababli qattiq jismning harakat miqdori jismning inertsiya markazi orqali o'tuvchi o'q atrofida aylanishiga bo'g'liq emas.

Endi jism harakat miqdorining unga ta'sir etayotgan tashqi kuchlar kattaligiga bog'lanishini topaylik.

Dinamikaning ikkinchi qonuni har bir zarraning harakatiga tadbiq qilaylik, Aytaylik, jismning *i*-zarrasiga

$$(f_i)_{ich.} + (f_i)_{tash} \cdot$$

Kuch qo'yilgan bo'lsin, bunda: $(f_i)_{ich.}$- o'sha jismning zarralari tomonidan qo'yilgan kuch (ichki kuch), $(f_i)_{tash.}$bo'lsa, boshqa jismlar tomonidan qo'yilgan kuch (tashqi kuch).

Har bir zarra harakat miqdorining hosilasi ta'sir etuvchi kuchga teng yoki

$$\frac{d\Delta k_i}{dt} = (f_i)_{ich} + (f_i)_{tash} \qquad (6.22)$$

Shunday tenglamalarni barcha zarralar uchun yozi chiqsak hamda ularni qo'shsak, natijada ushbu hosil bo'ladi:

$$\sum_i \frac{d\Delta k_i}{dt} = \sum_i (f_i)_{ich} + \sum_i (f_i)_{tash} \tag{6.23}$$

$(f_i)_{ich}$ kuchlar ichki bo'lganidan (har bir kuch o'ziga teng va qarama qarshisiga ega), birinchi yig'indi

$$\sum_i (f_i)_{ich.} = 0$$

Ikkinchi yig'indi

$$\sum_i (f_i)_{tash.} = F$$

F – jismga ta'sir etayotgan barcha tashqi kuchlarning yig'indisi. Shuning uchun ham (6.23) tenglikni quyidagicha ko'chirib yozish mumkin:

$$\frac{d}{dt}\sum_i \Delta k_i = \frac{dK}{dt} = F. \tag{6.24}$$

Agar jismning harakat miqdori uchun (56.3) ifodani hisobga olsak, u holda keying tenglikni shunday ko'chirib yozish mumkin:

$$m\frac{dv_0}{dt} = F, \tag{6.25}$$

Bunda dv_0/dt – jism inertsiya markazining tezlanishi.

Demak, *har qanday jism uchun harakat miqdoridan olingan hosila jismga ta'sir etuvchi kuchlarning yig'indisiga teng* (6.24); harakat miqdori esa jism butun masalasining inertsiya markazi tezligiga ko'paytmasiga teng bo'lgani sababli, inertsiya marazining tezlanishi barcha tashqi kuchlar yig'indisining butun jism masalasiga nisbatiga teng (6.25). Bu hol esa inertsiya markazining tezlanishi tashqi kuchning jismga qo'yilish joyiga bog'liq bo'lmay,balki faqat kuch kattaligiga hamda uning ta'sir yo'nalishiga bog'liqligini bildiradi.

Aytaylik, biz stolda yotgan gugurt qutichasini shunday urdikki, zarba kuchi uning inertsiya markazidan o'tdi; quticha ilgarilanma harakat qilib, uning harakat miqdori quyidagicha bo'ladi:

$$mv_0 = \int F dt. \tag{6.26}$$

Endi qutichaning burchagiga uraylik va zarba kuchi avvalgidek bo'lgan deb faraz qilaylik; u holda quticha aylanish bilan harakatlanadi lekin F kuch avvalgidek yo'nalgan hamda o'shancha vaqt ta'sir qlgan bo'lsa, u holda harakat miqdori (6.26) formulaga ko'ra mv_0 ga teng bo'ladi. Jismni qanday qilib, qaysi nuqtaga urmaylik, u shunday uchadiki, inertsiya markazi zarba kuchi yo'nalishida harakatlanadi va jismning harakat miqdori kattaligi nuqta uchun bo'lganidek, (6.26) formula bo'yicha aniqlanadi. Demak, dinamikanng ikkinchi qonuni har qanda jism uchun muayyan ma'noga ega; shu sababli dinamkada inertsiya markazi tushnchasi kata ahamiyatga ega.

Bu paragrafda kiritilgan asosiy tusunchalarga nisbatan bir nechta estma berib o'tamiz.

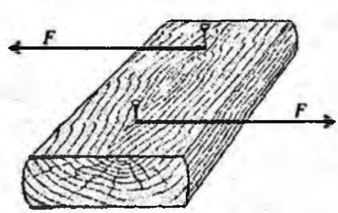
1) Jismga qo'yilgan barcha tashqi kuchlarning ta'sir chiziqlari bita nuqtada kesishsa yoki parallel bo'lsa, ularning majmuasi umumiy tashkil etuvchisiga, ya'ni barcha $(f_i)_{tash.}$ kuchlarni to'la almashtiruvchi bitta kuchga ega bo'lishi mumkin. Shu sababli umumiy holda

$$\sum_i (f_i)_{tash.} = F$$

ni jismga ta'sir etuvchi tashqi kuchlarnin *natijaviysi* deb ataymiz.

Natijaviy kuch barcha $(f_i)_{tash.}$ larning vector yig'indisiga teng bo'lib, ularni bitta nuqtaga qo'yilgan deb tasavvur qilmoq lozim. Natijaviy kuch jism harakat miqdorining hosilasini,ya'ni jismning ilgarilanma harakat dinamikasini belgilaydi.

2) Natijaviy kuch ham, jismning harakat miqdori ham jismning harakat vaqtida qanday aylanayotgani haqida hech qanday ko'rsatma bermaydi.



6.13-rasm

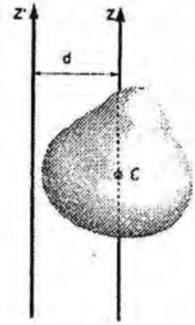
Biroq, inertsiya markazining harakati asosiy qonuni (6.24), (6.25) dan muhim xulosa chiqarish mumkin: agar natijaviy kuch nolga teng bo'lsa, u holda jismning harakat miqdori o'zgarmaydi yoki: natijaviysi nolga teng bo'lgan tashqi kuchlar ta'sir qilayotganda jism inertsiya markazining tezligi doimiy qoladi.Agar qattiq jism qandaydir inertsial sanoq sistemaga nisbatan tinchlikda turgan bo'lsa ,u holda nolinchi natijaviy kuchlar ta'sir qilganda , jism harakatlana boshlasa-da, uning inertsiya markazi tinchlikda qoladi. Bunday sharoitda jism inertsyia markazidan o'tuvchi o'q atrofidagina aylana oladi.

Nolinchi natijaviyga ega bo'lgan tashqi kuchlar sistemasining eng sodda misoli juft kuchlardir. *Juft kuchlar* turli nuqtalarga qo'yilgan va turli tomonga yo'nalgan *ikkita teng parallel kuchlarning majmuasidan iborat.* Juftning ta'siri jism inertsiya markazining ko'chishiga olib kelmaydi.

3) Alohida jism uchun isbotlangan inertsiyal markazining harakati qonuni yoki harakat miqdorining o'zgarishi qonuni (6.24) va (6.25) lar jismlarning (zaralarning) har qanday sistemasi uchun ham o'rinli bo'lar ekan. Keyingi da'voningn isboti shunga o'xshash tarzda bajariladi. Sistemaga kirovchi har bir jism zarralarga ajratiladi hamda (6.16) yoki (6.18) formula bo'yicha istalgan vaqt momenti uchun jismlar sistemasining inertsiya markazi holati anqlanadi. Bunda sistemaning m massasi sistemaga kiruvchi barcha jismlar massalarining yig'indisiga teng. Tashqi kuchlar deb sistemaga kirmaydigan jismlar tomonidan kelib chiquchi kuchlar olinadi. Qaralayotgan sistemaga kiruvchi turli jismlarning zarralari orasidagi ta'sir etuvchi kuchlarni albatta ichki kuchlar deyiladi. Ularning yig'indisi hamma vaqt nolga teng.(6.24) yoki (6.25) qonunining ko'rsatishicha tashqi kuchlarning natijaviysi nolga teng bo'lganda mexanikaviy sistemaga kiruvchi jismlar faqat yaxlit sistemali harakat miqdori o'zgarishsiz qoladigan inertsiya markazi esa tinchlikda qoladigan yoki tekis va to'g'ri chiziqli ko'chadigan harakatlanishlari mumkindir. Mexanikaviy sistemaga qo'yilgan tashqi kuchlarning natijaviysi ikki holda nolga teng bo'ladi: yo tashqi kuchlarning majmuasi juft kuchlarga keltirilishi mumkin yoki mexanikaviy sistema o'z tarkibiga kirmaydigan jismlarning

ta'siridan izolyatsiyalangan-unga tashqi kuchlar ta'sir qilmaydi. Keyingi holda mexanikaviy sistemani *izolyatsiyalangan* yoki yopiq sistema deyiladi. Yopiq sistemada faqat ichki kuchlar ta'sir qilib ular sistemani harakat miqdorini o'zgartira olmaydi.

Avval moddiy nuqta (zarra) uchun ta'riflangan inertsiya qonuni endi mexanikaviy sistema hosil qiluvchi moddiy nuqtalarning (zarralarning) har qanday majmuasi uchun umumlashtirilishi mumkin: *izolyatsiyalangan mexanikaviy sistemaning harakat miqdori doimiy qoladi, jismlarning bunday sistemaning inertsiya markazi yo tinchlikda bo'ladi, yo tekis va to'g'ri chiziqli harakatlanadi.* Bu har qanday moddiy jismlar sistemasi uchun o'rinli bo'lgan harakat miqdorining saqlanish qonunining (inertsiya qonunining) eng to'liq va aniq ta'rifidir. Shunday qilib inertsiya qonuni izolyatsiyalangan alohida zarra uchun ham, zarralarning har qanday izolyatsiyalangan sistemasi uchun ham o'rinli bo'ladi. Zarralar butun sistemasining tezligi uning inertsiya markazi (massalar markazining) tezligidir. Tashqi kuchlar bo'lmasa, butun sistema (alohida zarra holidagidek) tekis va to'g'ri chiziqli harakatlanadi. Harakat miqdorining o'zgarish qonuni (6.24) va (6.25) sistemaning tashqi kuchlarning muayyan majmuasi ta'sirida o'zini tutishi haqida-uning ilgarillanma harakati yoki uning masalalari markazining harakati haqida eng dastlabki tasavvurlarini beradi. Bunda sistemani hosil qiluvchi har bir jismning (zarraning) harakati bilan bog'liq bo'lgan tafsilotlar yashirinib qoladi. Shu sababli (6.24) yoki (6.25) bitta tenglamaning o'zi mexanikaviy sistemadagi prosesni biror darajada to'liq bayon qilish uchun yetarli emas. Biroq agar sistema zarralarining inertsiya markaziga nisbatan harakati bilan bog'liq bo'lgan tafsilotlarni qaramasdan sistemaning faqat ilgarilanma harakati bilan qiziqsak, bu holda u qanchalik murakkab bo'lmasin uni sistemaning butun massasi jamlangan va sistemaga ta'sir etuvchi barcha tashqi kuchlarning natijaviysi qo'yilgan (massalar markazida joylashgan) moddiy nuqta bilan almashtirish mumkin bo'ladi. Buning uchun bitta (6.25) tenglama yetarli bo'ladi. Kursning boshlanishida dinamika masalalariga aynan shunday yondashgan edik.



6.14-rasm

Iinertsiya markazining harakatini **Shteyner teoremasi (parallel o'qlar teoremasi)** bilan ham ifodalasa bo'ladi. Unga ko'ra ixtoyoriy qo'zg'almas o'qqa nisbatan biron bir jismning inertsiya momenti ushbu jismning og'irlik markazidan o'tgan parallel o'qga nisbatan inertsiya momenti va massaning o'qlar orasidagi masofa kvadratini ko'paytmasining yig'indisiga teng (6.14-rasm)

$$M = M_{ichk} + md^2,$$

bu yerda d – parallel o'qlar orasidagi masofa, m – jismning massasi.

Shteyner teoremasi quyidagicha isbotlanadi:

$$M_{ichk} = \int (x^2 + y^2) dm$$

z' o'qida nisbatan inetsiya momenti umumiy holda quyidagicha yoziladi:

$$M = \int [(x + d)^2 + y^2] dm .$$

Qavslarni ochadigan bo'lsak:

$$M = \int (x^2 + y^2) dm + d^2 \int dm + 2d \int xdm .$$

Bu integralning birinchi hadi M_{ichk} ga teng, ikkinchisi md^2 ga aylanadi. Uchinchi haddagi integral massa markazining x koordinatasini beradi, u esa nolga teng. Shunday qilib, Steyner teoremasi isbotlandi.

6.7.-§. Ilgarilanma va aylanma harakat qilayotgan jismning kinetik energiyasi

Qattiq jismning kinetik energiyasi jism alohida zarralari kinetik energiyalarining yig'indisidan iborat bo'ladi. Jismning Δm_imassali zarrasining kinetik energiyasi quyidagiga teng:

$$\frac{\Delta m_i v_i^2}{2}$$

Zarraning v_i chiziqli tezligini hamma vaqt ikkita tezlikning: massalar markazining v_0 tezligi va massalar markazi bilan doimiy bog'langan va u bilan birga ilgarillanma harakat qiluvchi koordinatalar sistemasiga nisbatan u_i harakat tezligi yig'indisi ko'rinishda yozish mumkin:

$$v_i = v_0 + u_i \tag{6.27}$$

u holda butun jismning kinetik energiyasi

$$E_{kin} = \frac{1}{2}\sum_i \Delta m_i v_i^2$$

$$= \frac{1}{2}\sum \Delta m_i (v_0 + u_i)^2 = \frac{v_0^2}{2}\sum \Delta m_i + v_0 \sum \Delta m_i u_i +$$

$$+ \frac{1}{2}\sum \Delta m_i u_i^2$$

Yoki $\sum_i \Delta m_i u_i = 0$ bo'lganidan

$$E_{kin} = \frac{\Delta m v_0^2}{2} + \frac{1}{2}\sum_i \Delta m_i v_i^2 \tag{6.28}$$

Bu asosiy qoida qattiq jismning, faqat qattiq jismninggina ema, balki jismlarning istalgan sistemasining har qanday harakati uchun o'rinlidir.

Demak, jismning kinetik energiyasi ikki qismdan: ilgarilanma harakat kinetik energiyasi $\frac{\Delta m v_0^2}{2}$ dan va massalar markazi bilan harakatlanayotgan sanoq sistemasiga nisbatan harakatning kinetik energiyasi $\sum_i \Delta m_i v_i^2$ dan tashkil topadi.

Qattiq jismning har qanday yassi harakatini ikkita harakatdan: massalar markazi bilan ilgarilanma va massalar markazidan o'tuvchi hamda fazoda doimiy yo'nalishga ega bo'lgan o'q atrofidagi aylanma harakatdan iborat, deyish mumkin. Shu sababli massalar markaziga nisbatan harakatning kinetik energiyasi jismning o‘q atrofida aylanish energiyasidan iborat.

Ma’lumki ω burchak tezlik bilan aylanish kinetik energiyasi quydagiga teng bo‘ladi.

$$\frac{Iw^2}{2} \tag{6.29}$$

bunda $I = \sum_i \Delta m_i r_i^2$-jismning massalar markazidan o‘tuvchi o‘qqa nisbatan inertsiya momenti.

Xullas, to‘la kinetik energiya quyidagiga teng:

$$E_{kin} = \frac{\Delta m v_0^2}{2} + \frac{Iw^2}{2} \tag{6.30}$$

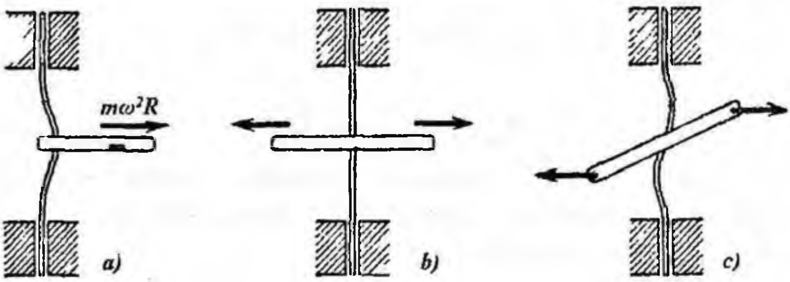
yoki istalgan harakat bajaruvchi jismning kinetik energiyasi ilgarillanma harakatdagi $mv_0^2/2$ va aylanma harakatdagi $Iw^2/2$ kinetik energiyalardan yig‘iladi.

6.8.-§. Erkin aylanish o‘qlari

Agar jismning aylanish o‘qi jismning massalari markazidan o‘tmasa, markazdan qochma enersiya kuchlari o‘qqa bosim beradilar. Masalan, agar tayoqchani uning uchi yaqinidan o‘tuvchi o‘q atrofida aylantirilsa (6.15-a rasm), u holda bo‘lgan markazdan qochma kuchlar (bunda m – tayoqcha massasi, R –tayoqcha massalari markazidan o‘qqacha masofa) o‘qni egadi. Agar aylanish o‘qi tayoqchaning massalar markazida o‘tsa bunday kuchlarning bo‘lmasligi tomomila ayondir (6.15-b rasm); bu holda tayoqchaning bir tomoniga ta’sir etuvchi markazda qochma kuchlar tayoqchaning ikkinchi yarmiga ta’sir etuvchi markazdan qochma kuch bilan muvozanatlanadi. Agar aylanish o‘qi massalar markazidan o‘tgan holda, tayoqcha o‘qqa shunday biriktirilgan bo‘lsaki, u aylanish o‘qi bilan o‘tkir burchak hosil qilsa (6.15-c rasm), bunda natijaviy inertsiya kuchlari juft kuchlar hosil qilib, u o‘qni egadi. U holda o‘qqa juft kuchlar moment ta’sir qiladi.

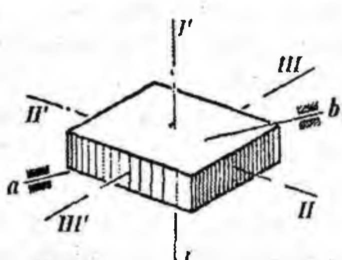
Demak, o‘q massalari markazidan o‘tib, inertsiya kuchlarining o‘qqa tik bo‘lgan istalgan yo‘nalishga nisbatan moment nolga teng bo‘lsagina, aylanayotgan jismning o‘qqa ta’siri nolga teng bo‘ladi.

Jism simmetriyaga ega bo'lgan hollarda bunday yo'nalishlarni ko'rsatib berish oson. Masalan, bir jinsli moddadan yasalgan, shakli gugurt qutisiga o'xshash to'g'ri burchakli parallelepiped uchta o'zaro tik o'qqa ega bo'lib, ular parallel tomonlarning mazrkazidan o'tadi (161-rasm). Agar jism shu ko'rsatilgan o'qlardan biri atrofida aylansa, u holda aylanish shu o'qqi tutib turuvchi tayanchlarga hech qanday ta'sir ko'rsatmaydi va shuning uchun bunday o'qlarni erkin o'qlar yoki *erkin aylanish o'qlari* deyiladi.



6.15-rasm

Haqiqatdan ham, erkin jismga shunday o'qlardan biri bo'yicha aylanish imkonini bersak u holda tashqi kuchlar bo'lmaganda, bu aylanish istalgancha uzoq davom etadi. Aksincha, jismning erkin o'qqa mos tushmaydi o'q atrofida aylantirib yuborsak, masalan, agar parallelepipedni 6.16-rasmda ko'rsatilgan *ab* qiya o'q atrofida aylantirib yuborsak, u holda o'z ixtiyoriga ko'yilgan jism bu o'q atrifida sof aylanish bajarmaydi, jismning harakati endi marakkab bo'ladi.

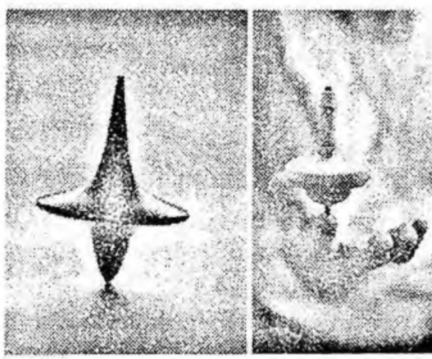


6.16-rasm

Parallelepipedning eng katta tomonidan o'tuvchi I-I' o'q (6.16-rasm) eng katta inertsiya momentiga, II-II' o'q esa eng kichigiga mos keladi. Har qanday jism uchun massalar markazidan o'tuvchi uchta erkin o'zaro tik erkin aylanish o'qi mavjud. Umumiy nazariyada inertsiya momentining kattaligi jihatdan o'rtachasiga mos keluvchi o'q atrofida aylanish noturg'un bo'lishi korsatiladi. Masalan, III-III' o'q atrofida aylanish noturg'undir.

6.9.-§. Giroskoplar

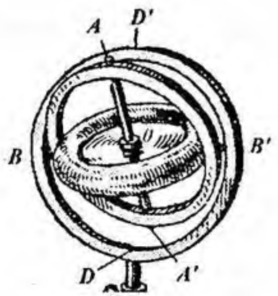
Jism bir o'qqa nisbatan tez aylanish, boshqalariga nisbatan sekin aylanish bajarayotgan hollarda harakat miqdori momentining yo'nalishini soddagina taqriban aniqlash mumkin. Bu holat jismning bu hollardagi harkat qonunlarining tahlilini ancha soddalashtiradi.



6.17-rasm

Pildiroq va giroskoplarning aylanishida yuz beruvchi fizikaviy hodisalar odatda yuqorifda ko'rsatilgan sharoitlarda sodir bo'ladi. Shuning uchun giroskop harakat qonunlarining elementar tahlilini o'tkazish nisbatan yengildir. Bolalar o'yinchog'i – pildiroq (yula) hammaga ma'lum. Pildiroqqa o'q atrofida tez aylanish berib har kim bolaligida o'z o'qining o'tkir uchida turgan pildiroqning ajoyib turg'unligini kuzatgan. Pildiroqni karton varaq ustida aylantirib yuborib, uni yuqoriga irg'itishimiz mumkin. Uchish paytida pildiroq o'z o'qining yo'nalishini saqlaydi va uchi bilan kartonga tushayotib, hali o'z o'qi atrofida yetarlicha aylanish tezligiga ega bo'lsa, barqaror turishda davom etadi (6.17-rasm).

Bu barcha hodisalar harakat miqdori momentining o‘zgarish qonunlari bilan tushuntirilib, ular haqida giroskoplarning harkat qonunlarini tahlil qilayotganda quyida gapiramiz. Aylanish o‘qqa nisbatan simmetrik bo‘lgan va o‘z o‘qi atrofida tez aylana oladigan jism (odatda disk) giroskop deb ataladi. Giroskop aylanishining asosiy qonuniyatlarini aniqlash uchun uni diskning massa markazida mahkamlab qo‘yish ma’quldir. Bunday biriktirishni, 6.18-rasmda ko‘rsatilganidek, diskni mahkamlash ikkita halqada “kardan” osmasi vositasida amalaga oshiriladi.



6.18-rasm

Disksimon jism – giroskop AA’ o‘qqa biriktirilgan bo‘lib, u ichki halqada mahkamlangan podshipniklarda mumkin qadar kichik ishqalanish bilan aylanadi. Ichki halqa o‘z navbatida tashqi halqada mahkamlangan podshipniklarga tayanuvchi BB’ o‘q atrofida aylana oladi. BB’ o‘qni shartli ravisgda gorizontal deb hisoblaymiz, gorizontal o‘q giroskop o‘qi bilan 90^0 burchak tashkil etadi. Tashqi halqa taglikning qo‘zg‘almas podshipniklaridan o‘tuvchi DD’ o‘q atrofida erkin aylana oladi. DD’ o‘q gorizontal o‘qqa tik bo‘lganidan uni ham shartli ravishda vertikal deb hisoblaymiz. Demak, AA', BB' va DD' barcha uchta o‘qning kesishish nuqtasi hamma vaqt guiroskopning massa markaziga mos tushadi.

Agar halqalar o‘z o‘qlariga nisbatan simmetrik bo‘lsa, u holda disk va halqalar, og‘irlik kuchlarining umumiy tashkil etuvchisi uchta o‘qning kesishish nuqtasiga qo‘yilganligi sababli har qanday holatda muvozanatda qoladi. Bunday biriktirishda giroskopni masalar markazida biriktirilgan simmetrik qattiq jism deb qarasa bo'ladi. Giroskopning o'qi gorizontal va vertikal o'qlar atrofida burilib fazoda istalgan yo'nalishi olishi mumkin. Bundan tashqari, disk o'z o'qiga nisbatan istalgan burchakka burilishi mumkinligi sababli, O nuqta qo'zg'almas qogan holda u istalgan holatni egallashi mumkin. Bunday giroskopni, agar albatta, barcha uchta o'qning podshipniklaridagi ishqalanish kuchlarini va halqalarining harakat miqdorlari momentlarini nazarga solmasli mumkin bo'lsa, erkin giroskop deb yuritiladi.

Disk o'z o'qida aylanmayotgan vaqtda, biz juda kichik ta'sir ko'rsatish bilan (chunki podshipniklardagi ishqalanish minimumga keltirilgan) diskni halqalar bilan birgalikda istalgan o'q atrofida osongina aylantira olamiz. Endi giroskop diskga tez aylanish beraylik. Giroskop muayyan harakat miqdori momentiga ega bo'ladi; giroskopning simmetriya o'qi fazoda harakatsiz qolganidan. ravshanki, harakat miqdori momenti N o'q yo'nalishiga mos tushadi va kattaligi jihatidan $N = I \cdot \omega$ – inetsiya momenti I ning burchak tezlik ω ga ko'paytmasiga teng.

Giroskop o'qining yo'nalishini bilib, butun asbobni tagligidan ushlab ko'taramiz hamda taglikni turli tarzda buramiz, butun asbobni ham ko'taramiz ha tushuramiz; barcha manipulyasiyalarda giroskop diskining o'qi o'z yo'nalishini o'zgartirmasligi, giroskop o'qi fazoda doimiy yo'nalishni saqlashi ko'zga tashlanadi. Endi tayoqcha bilan ichki halqani ursak, hatto nisbatan kuchli zarbalar ta'sirida ham giroskop o'qi harakatlanmasligini, o'z yo'nalishini o'zgartirmasligini, giroskop go'yoki qotib qolganday tuyulishini ko'ramiz. Agar giroskop aylanmayotganida shunday turtkilar berilsa, bu holda uning o'qi bunday turtkidan keyin halqa bilan birgalikda tez aylanishga kelgan bo'lardi.

Bu hodisalarni nuqtada biriktirilgan qattiq jismning harakati asosiy qonuni asosida oson tushuntirish mumkin. Podshipniklardagi ishqalanish kuchlari momentlari g'oyat kichikligi va og'irlik kuchining biriktirish nuqtasiga nisbatan momenti nolga tengligi sababli asbobning harakati vaqtida aylanuvchi diskka tashqi kuchlarning momentlari ta'sir qilmaydi; demak, harakat miqdori momenti vektori doimiy va fazoda doimiy yo'nalishni saqlaydi. Giroskopning o'qi boshda yo'nalishi jihatidan harakat miqdori momenti yo'nalishiga mos keladi hamda fazoda doimiy yo'nalishini saqlaydi. Xuddi shu sababli uchayotgan pildiroq ham (6.17-rasmga q.) o'z o'qi yo'nalishini saqalaydi. Uchish vaqtida pildiroq erkin bo'ladi, massalar markaziga nisbatan og'irlik kuchi momenti nolga teng, o'g'irlik kuchining bir o'zi jismning aylanishini o'zgartira olmaydi. Shu sababli pildiroq uchayotganda harakat miqdori momentini kattaligi va yo'nalishi bo'yicha doimiy saqlaydi.

Giroskop halqasiga berilgan zarba dt vaqt davomida biror *M* momentni yuzaga keltirib, shu vaqt ichida harakat miqdori momenti biror *dN* orttirma oladi, biroq giroskop tez aylanayotgani va kattagina harakat miqdori momentiga ega bo'lganidan harakat miqdorining orttirmasi moment yo'nalishini juda kichik $d\alpha$ burchakka o'zgartiradi. Qo'shimcha *dN* harakat miqdori momenti *N* ga nisbatan juda kichik hamda hatto *dN* o'zgarish N ga tik bo'lganida ham giroskopning o'qi harakat miqdori momentining yo'nalishidan chekli burchakka og'mas edi; binobarin amalda u qo'zg'almay qoladi.

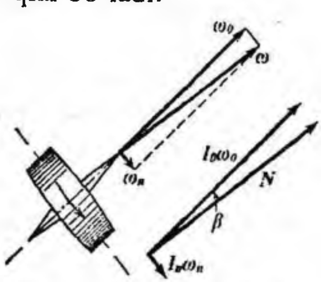
Nazariy jihatdan bunday erkin giroskopdan kompas sifatida foydalanish mumkin edi. Agar o'qning podshipniklarida va halqalarning o'qlarida ishqalanishni nolga teng qilish mumkin bo'lsa edi, u holda bunday giroskopning o'qi Yerning aylanishi va harakatiga qaramay, hamma vaqt muayyan yo'nalishni ko'rsatib turgan bo'lardi. U holda giroskopning o'qi Yerning haqakatida ishtirok etmaydi va hamma vaqt doimiy yo'nalishni, masalan, Qutb yulduzni ko'rsatib turgan bo'lardi. Biroq ishqalanishni to'la yo'qotib bo'lmaydi hamda kichik bo'lsa ham, ishqalanish kuchlari momentlarining mavjudligi uzoq muddat vaqt ichida harakat miqdori momentining yo'nalishini va giroskop o'qi yo'nalishini boshlang'ich vaziyatdan chetga "olib ketadi". Shuning uchun erkin giroskopdan yo'nalishni ko'rsatuvchi kompas sifatida faqat qisqa muddatgina foydalaniladi. Kompaslar sifatida boshqa tip giroskoplar ishlatiladi.

6.10.-§. Erkin giroskop o'qining harakati

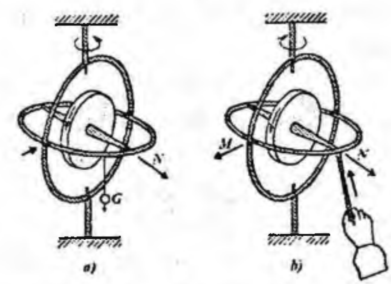
Bunda aylanayotgan giroskop o'qining harakati qaraladi. Giroskop diski bir nechta harakatda bo'la oladi, biri-o'z o'qi atrofida harakati bilan, qolganlari shu o'qning hakati bilan bog'liqdir. Bu harakat miqdori momenti giroskopning aylanish o'qiga mos tushmaydi. Lekin giroskop disk o'qi atrofida juda tez aylanish bilan bir qatorda disk o'qining juda sekin aylanishida ishtirok etayotgan bo'lsa, u holda harakat miqdori momenti tyaqriban hamma vaqt aylanayotgan diskning o'qiga mos tushadi deyish mumkin.

Masalan, giroskop bilan podatdagi tajribalarda disk sekundiga bir necha 10 (va undan ortiq) aylanishga teng burchak tezlik bilan aylanadi, o'qning o'zining aylanishi esa 10 sekunda 1 aylanishdan sekinroq yuz beradi. Bunday harakatlarda harakat miqdopri momenti vektorning yo'nalish o'qining yo'nalishidan 1/100 burchak o'lchovidan kamroqda yoki 1° dan kamga farq qiladi.

Haqiqatdan ham, harakat miqdori momentini hamma vaqt jismning bosh o'qlari yo'nalishlariga ajratib qarash mumkun va bu holda uning tashkil etuvchilarini jismning tegishli inersuya momentlarini burchak tezlikning tashkil etuvchilariga ko'paytmalari siftida oson hisoblash mumkin. Diskning aylanish o'qi va unga tik o'qlar bosh o'qlar bo'ladi.



6.19 – Rasm



6.20-rasm

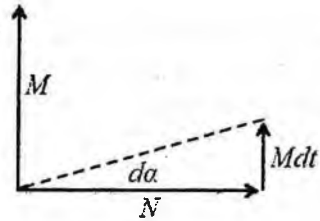
Oniy aylanish tezligi ω ni ω_0 va $\omega_п$tashkil etuvchilarga ajratamiz (6.19-rasm). U holda diskning o'qiga nisbatan va unga tik o'qqa nisbatan inertsiya momentlarini (I_0va I) bilgan holda N ning yo'nalishini hamda N bilan bilan aylanish o'qi yoki orasidagi β burchakni aniqlash mumkin. $I_0 > I$ ekanligi malum, u holda $\beta <$ arctan ω/ω_0 . Shuning uchun amalda harakat miqdori momenti vektori N bilan ω_0 orasidagi farq juda kichik va uni nazarga olmaslik asosiy xulosalarga ta'sir ko'rsatmaydi. Bundan buyon biz hamma joyda N amalda ω_0 ga mos tushadi deb hisoblaymiz.

Giroskop diski o'qining gorizontal joylashtiramiz va unga tez aylanish berib, disk o'qi yaqinida ichki halqaga kichik yukcha osamiz (6.20-a rasm). Yukchaning og'irlik kuchi G ta'sirida halqa pastlashmaydi, balki disk o'qi va tashqi halqa bilan birgalikda vertikal o'q atrofida soat strelkasi harakat yo'nalishiga teskari sekin aylana boshlaydi. Agar yukchani olsak, u holda aylanish darhol to'xtaydi. Agar yukchani ortirsak, halqaning vertikal o'q atrofida aylanish tezligi ortadi. Yukchani olamiz va yukcha osilgan joyda ichki halqani tayoqcha bn yengilgina bosamiz – halqa xuddi yukcha ta'sirida bo'lgandek, chetga keta boshlaydi. Tayoqcha bilan yuqoriga bosamiz, (6.20-b rasm) halqa yana chetga keta boshlaydi, lekin bunda u tayoqcha bilan pastga bosgandagi u teskari yo'nalishda harakatlanadi.

Birinchi qarashda giroskopning bunday tabiati juda g'alati tuyiladi. Haqiqatdan ham, jismga yuqori tomon bossak u gorizont bo'ylab, kuchning ta'sir chizi'giga tik yo'nalishda yuradi. So'ngra "inertsiya" ning yo'qligi alomatidir: biz tayoqcha bilan itarayotganimizda harakat bor edi, tayoqchani oldik-harakat shu zahoti to'xtadi.

Giroskop o'qining kuch ta'sirida, masala, yukchaning og'irlik kuchi ta'sirida harakatini presessiya deyiladi va qattiq jismning avval ta'riflangan harakat qonuni asosida oson tushintiriladi. O'qi gorizontal bo'lgan aylanayotgan diskka yukchaning og'irlik kuchi momenti ta'sir qiladi; shu sababli diskning harakat miqdori momenti o'zgarishi lozim. Qonuniga ko'ra harakat miqdori momentining dt vaqt ichidagi dN orttirmasi Mdt ga teng bo'ladi, diskning biriktirish nuqtasiga(3ta o'qning kesishish nuqtasiga) nisbatan og'irlik kuchining momenti gorizontal tekislikda yotuvchi M vector bilan ifodalanadi. Harakat miqdori momenti ham disk o'qi yo'nalishi bilan mos tushuvchi hamda gorizontal tekislikda yotuvchi vekrotdan iborat bo'ladi. $dN = Mdt$ orttirma harakat miqdori momenti N ga tik yo'nalgan (6.21-rasm). Demak, dt vaqt ichidagi harakat miqdori momenti vektori:

$$d\alpha = \frac{Mdt}{N} \qquad (6.33)$$

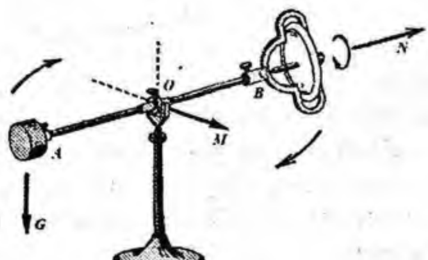


6.21-rasm

Burchakka buriladi va u bilan birga giroskop diski o'qi ham o'sha $d\alpha$ burchakka buriladi (67.1) formula N yo'nalishi burilish burchagining aniq qiymatini va giroskop o'qi burilishining taqribiy qiymatini beradi. Kuch momentining ta'siri doimiyligi va hamma vaqt harakat miqdori momentiga tik yo'nalganligi sababli diskning o'qi vertikal o'qi atrofida

$$\Omega = \frac{d\alpha}{dt} = \frac{M}{N} \tag{6.34}$$

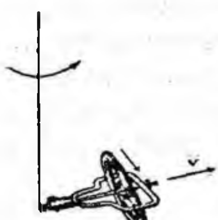
burchak tezlik bilan aylanma harakat qiladi. Bu hyerda kuch momenti giroskop disk o'qining, biz odatlanganimizdek, tezlanishini emas balki aylanish tezligini belgilaydi va shuning uchun kuchning ta'sirini to'xtatish o'q harakatining to'xtasgiga olib keladi. O'qning aylanish burchak tezligi Ω ni presessiya burchak tezligi deyilib u kuchlar momentining gidraskop harakat miqdori momentiga nisbatan teng.



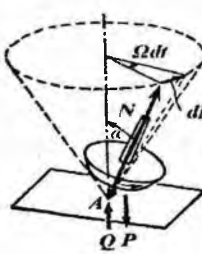
6.22-rasm

Agar kuch shunday qo'yilganki, uning momenti harakat miqdori momentiga tik bo'lmasa, masalan, yukcha ichki halqaga yondan osilgan bo'lsa, u holda pretsessiya tezligini aniqlash uchun G tashqi kuch momenti vektorining faqat harakat miqdori momentiga tik tashkil etuvchisini olish lozim, yani $dN = Mdt$. Moment M_0 ning disk o'qi bo'yicha yo'nalgan tashkil etuvchisi tashqi halqaning tayanchi ta'siri bilan muvozanatlashadi.

Giroskop o'qi uchining harakati kuchlar yo'nalishida emas balki kuchlar momenti yo'nalishida yuz berishi sababli giroskopning 6.22-rasmda ko'rsatilgan bir oz boshqacharoq, "kardan" osmasida ham xuddi shunday hodisalarni kuzatish mumkin. Giroskop diskining aylanish o'qi o'rnatilgan halqa AB sterjenda mahkamlangan bo'lib, u aylanish o'qining davomidan iborat. Sterjen gorizontal o'qda taglikli vertikal aylanish o'qining yarim halqasiga tayanuvchi O nuqtada o'rnatilgan. Barcha uchta aylanish o'qlari O nuqtada kesishadi, shu sababli, giroskopning diski agar uning o'qidagi O nuqta mahkamlangan deb hisoblansa, fazoda istalgan holatni olishi mumkin. Diskli halqani gorizontal o'q atrofida burashga intiluvchi og'irlik kuchi momenti AB sterjenning davomida joylashgan G posangi kuchining momenti bilan muvozanatlanadi.



6.23-rasm



6.24-rasm

Posangi balansining buzilishi disk o'qini gorizontal o'q atrofida aylantiruvchi va giroskop pretsessiyasini vujudga keltiruvchi momentni beradi. Agar richagning giroskop turgan tomoni bosib yutsa, aylanish bir tomonga bo'ladi; agar posangi bosib ketsa, aylanish yo'nalishi o'zgaradi.

Pretsessiya yana quyidagi tarzda namoyish qilish mumkin. Ipga aylanuvchi giroskopli halqani (6.23-rasm) yoki giroskopli halqa biriktirilgan sterjenni osib qo'yib, aylanayotgan diskning o'qini vertikalga burchak hosil qilib yo'naltiriladi. Aylanmayotgan disk holida bo'ladiganidek, giroskop pastga "tushib" ketishga intilmay, presession harakat qiladi.

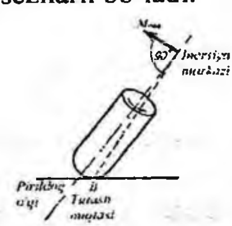
Pretsessiyani pildiroqda ham oson kuzatish mumkin. Aniqroq qilib aytganda, pretsessiya pildiroqda hamma vaqt mavjud, biroq kata aylanish tezliklarida, pretsessiya tezligi juda kichik bo‘ldi. Haqiqatdan ham, pildiroq *A* uchlikka tayanib, bu uchlik uning massa markazidan pasda joylashgan bo‘ladi, shuning uchun og‘ishda juft kuchlar: tayanch reaksiyasi kuchlari *Q* va og‘irlik kuchida *P*, ya’ni presessiyani yuzaga keltiruvchi moment vujudga keladi.

Pildiroq o‘qi shunday presession harakat qiladiki, u uchi A nuqtada bo‘lgan konusning sirtida joylashadi hamda u bilan birga harakat miqdori momenti vektori ham harakatlanadi. Agar h- uchlikdan pildirpoqning massalari markazigacha masofa, I- pildiqorning o‘qiga nisbatan inertsiya momenti, ω-aylanish burchak tezligi bo‘lsda, u holda juft kuchning momenti $M = Qhsin\alpha = Phsin\alpha$ bo‘ladi, harakat miqdori momentining orttirmasi $dN = Mdt = \Omega dtNsin\alpha$ bo‘ladi, bunda Ω-presissiya tezligi (6.24-rasmga qarang). N ni $I\omega$ ga almashtirsak, presessiya tezligini hosil qilamiz

$$\Omega = \frac{Ph\sin\alpha}{I\omega\sin\alpha} = \frac{Ph}{I\omega}. \qquad (6.35)$$

Pildiroqning aylanish tezligi ω juda katta bo‘lganda presessiya tezligi kichik bo‘ladi. Pildiroqning aylanishi susayganda hamma vaqt presessiya kuzatiladi.

Lekin, yuqorida ko‘rsatilgan juft kuchlar momentidan tashqari, pildiroqqa ya’ni ishqalanish kuchi momenti ham ta’sir qilib, uning ta’siri shundayki, pildiroqning o‘qi vertikal holatni olishga intiladi. Haqiqatdan ham pildiroqning gorizontga o‘tkir burchak hosil qildirib aylantirib yuborib, biroz vaqtdan keyin uning o‘qi vertikal bo‘lib qolganini ko‘ramiz. Pildiroq o‘qining uchi to‘mtoqroq bo‘lganda tiklanish effekti ayniqsa sezilarli bo‘ladi.



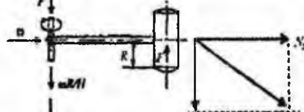
6.25-rasm

N vektori o‘q bo‘yicha yuqori yo‘nalgan pildiroqning uchligini kattalashtirilgan holda qaraylik (6.25-rasm). Uchlikning sirtga B tegishish nuqtasi pildiroq o‘qida joylashmaydi, shuning uchun uchlikka qo‘yilgan, chizma tekisligidan biz tomon yo‘nalgan ishqalanish kuchi pildiroqning massalar markaziga nisbatan M_{ishq} moment beradi. M_{ishq} momenti chizma tekisligida joylashgan va vertikalga tomon yo‘nalganligi sababli pildiriq harakat miqdori momentining orttirmasi $dN = M_{ishq}dt$ ham vertikal tomon yo‘nalgan hamda pildiroqning o‘qi tekislikka tik joylashishga intiladi.

Qiyalangan pildiroqqa ikkita moment: juft kuch (tayanch reaksiyasi va og‘irlik kuchi) momenti va ishqalanish kuchi momenti ta’sir qiladi; harakat hamma vaqt, agar havoning qarshilik kuchini nazarga olmasa, shu ikkita momentlarning mavjudligida sodir bo‘ladi.

6.11.-§. Giroskopik kuchlar

Giroskopning protsessiyasiga oid tajribalardan yana shunday xulosa chiqarish mumkin: agar biz giroskop o‘qi muayyan yo‘nalishda burilayotganini ko‘rsak, bu holda, demak, giroskopga momenti giroskop o‘qi musbat uchining harakati yo‘nalishida kuchlar ta’sir etayotgan ekan.



6.26-rasm

Masalan 6.3-rasmda ko‘rsatilgan tegirmon toshning harakati vaqtida silindrik katok (yugurik) “yugirayotgan” sirt tomonidan yuqoriga yuqoriga yo‘nalgan kuch ta’sir qilib, uning momenti yugurik o‘qining gorizontal tekislikda burilishini belgilaydi; yugurik tomonidan sirtga esa teng va qarama-qarshi kuch ta’sir qiladi. Bu giroskopik kuchning kattaligi protsessiya qonuni (6.34) bo'yicha aniqlanishi mumkin. Agar yugurikning o'z o'qi atrofida aylanish burchak tezligi ω ga teng bo'lsa, u holda yugurik o'qining aylanish tezligi $\omega\frac{R}{H}$ bo'ladi (6.26-rasm) (dumalanish sirpanishsiz yuz beradi, deb hisoblaymiz). Katokni vertikal o'qdan H masoada turgan R radiusli bir jinsli silindr deb qarash mumkin. Yugurikning sirtga bosim kuchi uning og'irligidan ancha katta bo'lishi mumkinligi kelgusi hisoblardan ko'riladi; shu sababli ham ushbu konstruksiyadan foydalaniladi.

Yugurikninig harakat miqdori momenti hamma vaqt aylanish o'qidan o'tuvch tekislikda yotadi hamda vertiklga biror burchak hosil qilib yo'nalgan (6.26-rasmga qarang). Bizga harakat miqdori momentining faqat gorizontal tashkil etuvchisini bilish lozim:

$$N_r = I\omega = \frac{1}{2}mR^2\omega \tag{6.36}$$

Bunda $m-$ katok massasi. Ravshanki, harakat miqdori momentining gorizontal tashkil etuvchisigina o'z yo'nalishini o'zgartira boradi; vertikal tashkil etuvchi N_B kattaligi va yo'nalishi bo'yicha o'zgartirishsiz qoladi. Shuning uchun dN yugurik aylanish o'qi yo'nalishining o'zgarishidan iborat bo'lgan gorizontal tashkil etuvchining orttirmasiga teng. Shu sababli

$$dN = N_r\omega\frac{R}{H}dt = FHdt \tag{6.37}$$

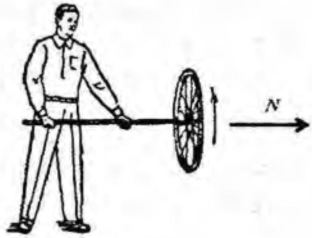
Bu yerga N_r ninig (68.1) dan qiymatini qo'ysak, ushbu hosil bo'ladi:

$$\frac{1}{2}mR^2\omega^2\frac{R}{H} = FH \tag{6.38}$$

bundan F kuch quyidagiga teng:

$$F = \frac{1}{2}m\frac{R^2}{H^2}\omega^2 \tag{6.39}$$

Demak, katokning sirtga bosim kuchi ("yanchuvchi" kuch) uning og'irligidan F kuch kattaligicha ortiq bo'ladi.



6.27-rasm

Giroskopning yoki tez aylanayotgan jismning o'qini burishda qo'yish zarur bo'lgan kuch momenti, qo'limizga aylanayotgan jismning o'qini, masalan, velosiped g'ildiragi aylanayotgan o'qni (6.27-rasm) olib, shu o'qni biror yo'nalishda burishga intilsak, juda oson sezish mumkin. Siz darxol g'ildirakning qo'lingizdan tik yo'nalishda "chiqib" ketayotganini payqaysiz; o'qni qo'lda tutib turish uchun anchagina zo'riqish zarur bo'ladi; burish qancha tez bo'lsa, bu zo'riqish shuncha ko'proq bo'ladi.

Mashina burilayotganda uning tez aylanyotgan qismlari o'qlaridagi podshipniklar xuddi shunday giroskopik zo'riqishlarni sezadi. Masalan, kemadagi trubina valining podshipniklari, samalyotdagi trubina valining yoki vintning podshipniklari, kema yoki samalyotning manyovralarida anchagina zo'riqish sezadi; shuning bilan birga, manyovrda burilish burchak tezligi qancha katta bo'lsa, bu zo'riqish shuncha katta bo'ladi.

VII BOB. JISMLARNING TORTISHI

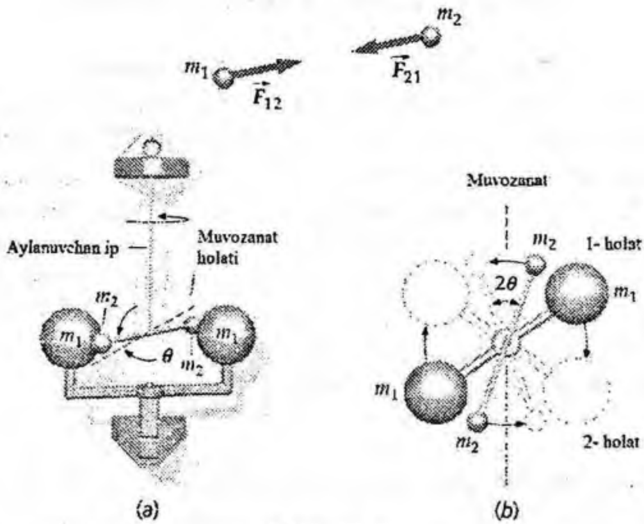
7.1.- §. Butun olam tortishish qonuni

Jismlar orasidagi o‘zaro tortishish kuchlarini belgilovchi qonun Nyuton tomonidan (1957-yilda) ta'riflangan bo‘lib, u Nyutonning tortishish qonuni yoki “Butun olam tortishish qonuni” nomi bilan yuritiladi. Ushbu qonun quyidagicha ta'riflanadi: Bir-biridan R masofada joylashgan m_1 va m_2 massali ikkita jism orasida bir jismdan ikkinchisiga yo‘nalgan F_{12} va F_{21} o‘zaro tortishish kuchlari mavjud bo‘lib, tortishish kuchining kattaligi har ikkala jism massalarining ko‘paytmasiga to‘g‘ri proportsional va ular orasidagi masofa kvadratiga teskari proportsionaldir, demak

$$F_{12} = F_{21} = G\frac{m_1 m_2}{R^2} \qquad (7.1)$$

bu yerda G – tortishish doimiysi yoki gravitatsion doimiylik bo‘lib, u massalari 1 kg dan bo‘lgan va oralaridagi masofa 1 m bo‘lgan ikki jism orasidagi tortishish kuchiga tengdir. Bundan tashqari ushbu ko‘rinishdagi tortishish qonuni jismlarning o‘lchovlari ular orasidagi masofaga nisbatan juda kichik bo‘lgandagina, ya’ni jismlarni moddiy nuqtalar deyish mumkin bo‘lgandagina o‘rinlidir.

Agar jismlarni moddiy nuqta deb qarash mumkin bo‘lmaydigan hollarda bunday jismni shunday mayda bo‘laklarga bo‘linadiki, ularni moddiy nuqta deyish mumkin bo‘lsin va ikkinchi jismda bitta zarrani tanlab olib, unga birinchi jismning barcha zarralari (bo‘lakchalari) tomonidan tortishish kuchlarining umumiy tashkil etuvchi topiladi. So‘ngra, shunday amalni ikkinchi jismning barcha qolgan zarralari uchun bajariladi va yig‘ib chiqiladi. Ushbu yig‘indi birinchi jismning ikkinchi jismga ta’sir kuchidan iborat bo‘ladi va dinamikaning 3-qonuniga asosan birinchi jismga ta’sir qiluvchi kuchni ham topiladi. Bir jinsli moddadan yasalgan sharlar uchun o‘tkazilgan hisoblashlar natijasida ular orasidagi tortishish kuchini topishda ular orasidagi masofa sifatida sharlar markazlari orasidagi masofa olinishi va bu kuch har bir sharning markaziga qo‘yilgan ekanligi topilgan. Shunday qilib, (7.1) formula moddiy nuqtalar uchun ham, bir jinsli moddadan yasalgan sharlar uchun ham o‘zaro tortishish kuchini topish imkonini beradi.



7.1-rasm

Jismlar orasidagi tortishish kuchini o‘lchash ilk bor Kavendish tomonidan 1798-yilda buralma tarozi yordamida amalga oshirilgan (7.1-rasm). Bunda nisbatan yengil A shayrnning uchlarida har biri **m** katalikdagi ikkita birday massali sharlar joylashtirilgan. Shayin o‘rtasidan yetarlicha uzun, ingichka chiyralmagan ipga osib qo‘yilgan. Shayinning o‘rtasiga **K** ko‘zgu joylashtirilgan va ko‘zgudan qaytgan yorug‘lik nurining burilishini **A** shayin osilgan ipning buralishi ko‘rsatadi. Sharlarga turli tomonlardan ikkita katta – 158 kg massali qo‘rg‘oshin sharlar ma'lum masofalarda yaqinlashtiriladi. Tortishish kuchi ta’sirida buralma tarozining **A** shayini sharlar orasidagi tortishish kuchining $M=2F\cdot\ell$ momenti ipning ko‘zgudan qaytgan shu'laning siljishi bo‘yicha aniqlanuvchi $M=\varphi\cdot\eta$ buralish momenti bilan muvozanatlashguncha buraladi. Buralish moduli η ni tebranish davri $T=2\pi\sqrt{\frac{J}{\eta}}=2\pi\sqrt{\frac{m\ell^2}{2\eta}}$ orqali topish mumkin. Natijada $F=\frac{\varphi\cdot\eta}{2\ell}$ formula yordamida kuchni aniqlash imkoni bo‘ladi. Kavendish massalarni turli masofalarga keltirib qo‘yib, tortishish kuchini masofaga bog‘liq tarzda aniqladi va

Nyuton qonunlari o‘rinli ekanini isbotladi. **F** kuchni bilgan holda, gravitatsiya doimiysini $G=\frac{Fr^2}{mM}$ hisoblash mumkin bo‘ladi. Ushbu tajribalar asosida SI sistemada gravitatsiya doimiysi uchun $G=6{,}65\cdot 10^{-11}м^3/(kg\cdot s^2)$ qiymat topilgan.

Endi biz tortishish qonunidan foydalangan holda quyidagi misollarni ko‘rib chiqamiz.

1) Yerning massasini aniqlash. Nyuton qonuniga asosan, Yer sirtidagi m massali jismning tortishish kuchi

$$F=G\frac{mM_{Yer}}{R_0^2}, \tag{7.2}$$

bu yerda R_0 – Yerning radiusi ($R_0 \approx$ 6400 км), ikkinchi tomondan,

$$P=mg. \tag{7.3}$$

Demak, quyidagiga ega bo‘lamiz

$$M_{Yer}=\frac{gR_0^2}{G}\approx 6\cdot 10^{24}\ kg. \tag{7.4}$$

2) Nyuton o‘z qonunini, avvalo, Oyning Yer atrofida harakatini tahlil qilish orqali tekshirib ko‘rdi. Oy faqat Yerning tortish kuchi ta’sirida aylana bo‘ylab tekis harakatlanadi deb qarab, markazga intilma tezlanishni Oyga Yer bergani tufayli dinamikaning ikkinchi qonuniga asosan

$$m_{oy}\cdot a_n=G\frac{m_{Oy}M_{Yer}}{r^2}. \tag{7.5}$$

Bundan

$$a_n=G\frac{M_{Yer}}{r^2}, \tag{7.6}$$

ikkinchi tomondan, Yer sirtidagi g tezlanish quyidagiga teng

$$g=G\frac{M_{Yer}}{R_0^2}, \tag{7.7}$$

(7.7) yordamida (7.6) formulani quyidagicha yozish mumkin

$$a_n=g\frac{R_0^2}{r^2}. \tag{7.8}$$

Bu yerda r – Yerdan Oygacha masofa (r = $3{,}844\cdot 10^8$ı), natijada

$$a_n=g\frac{R_0^2}{r^2}\approx 0{,}273\ sm/s^2. \tag{7.9}$$

7.2..-§. «Inert» massa va «tortishish» massasi

Jism m_{iner} – «inert» massa kattaligi bilan o'lchanuvchi inertlik xossasiga va m_{tor} – «gravitatsion» massa kattaligi bilan o'lchanadigan tortishish xossasiga ega. Shundan kelib chiqib, butun olam tortishish qonuniga asoslangan jism (tortshish yoki gravitatsion) massasini tortishish kuchi yordamida quyidagicha ifodalash mumkin:

$$P = F_{tor} = G\frac{m_{tor}M_{Yer}}{R_0^2} = k\cdot m_{tor}, \qquad (7.10)$$

bunda k – o'lchamlikka ega bo'lgan doimiy yoki Yerga tortishish kuchi shu jismning gravitatsion massasiga proportsionaldir.

Ikkinchi tomondan, jismning Yerga erkin tushishi – aynan jismning tortishish kuchi ta'siridagi harakati hisoblanadi. Demak, Nyuton ikkinchi qonuniga asosan quyidagini yozish mumkin:

$$P = m_{iner}\cdot g, \qquad (7.11)$$

bunda g – og'irlik kuchi tezlanishi. (7.10) va (7.11) lar yordamida quyidagini hosil qilamiz:

$$g = k\frac{m_{tor}}{m_{iner}}. \qquad (7.12)$$

Tezlanish g barcha jismlar uchun birdayligi va jism materialiga, uning o'lchamiga bog'liq emasligi sababli, m_{iner} «inert» massa m_{tor} «tortishish» massasiga proportsionaldir. Agar «inert» massa birligi uchun kilogramm (kg) qabul qilinsa, u holda «tortishish» massasi birligi k kattalik 9,81 m/s^2 ga teng bo'ladigan qilib tanlash mumkin. Birliklarni shunday tanlanganda gravitatsion massaning kattaligi o'sha jismning inert massasi kattaligiga aniq teng bo'ladi.

«Inert» massa bilan «tortishish» massasi orasidagi proportsionallikni tekshirish uchun Nyuton turli moddalardan yasalgan mayatniklar bilan tajribalar o'tkazdi. U birday uzunlikli, lekin turli materiallardan yasalgan mayatniklarning tebranish davrlarini aniqladi. Nazariyadan ma'lumki, matematik mayatnikning tebranish davri faqat uning ℓ uzunligiga, (7.10) formuladagi k doimiyga va $\frac{m_{iner}}{m_{tor}}$ nisbatga quyidagicha bog'langan:

$$T = 2\pi\sqrt{\frac{\ell}{k}\frac{m_{iner}}{m_{tor}}}. \qquad (7.13)$$

Ipga osilgan jismning chiziqli o‘lchamlari ipning uzunligiga nisbatan juda kichik, ipning massasi esa osilgan jismning massasiga nisbatan juda kichik bo‘lganda mayatnikni matematik mayatnik deyiladi. Tajribaning ko‘rsatishicha, har qanday matematik mayatnik uchun tebranish davri faqat uning uzunligidan olingan $\sqrt{\ell}$ kvadrat ildizga proportsional bo‘ladi. Demak, $\frac{m_{inr}}{m_{tor}}$ kattalik doimiy qoladi yoki $\frac{m_{inr}}{m_{tor}}$=const. Birliklarning oldin ko‘rsatilganidek tanlanishida kattalik k=g, nisbat $\frac{m_{inr}}{m_{tor}}$=1, shu sababli matematik mayatnik davri uchun (7.13) formula ham quyidagicha yozilishi mumkin:

$$T = 2\pi\sqrt{\frac{\ell}{g}}. \tag{7.14}$$

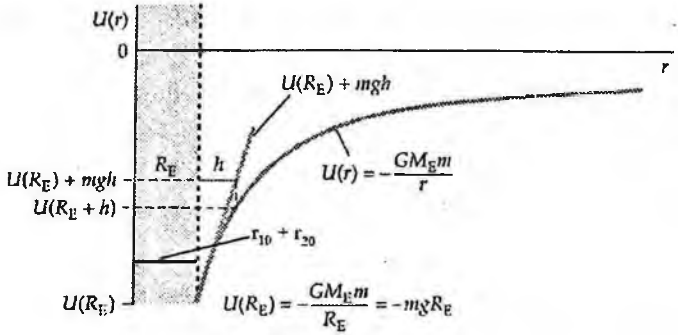
Bessel tomonidan katta aniqlikda Nyuton tajribalari takrorlandi. Akademik Krilov tomonidan ham Nyuton tajribalari aniqroq usullarni qo‘llab, ancha mukummal asboblardan foydalanib, yana bir necha bor tekshirib ko‘rildi.

Binobarin, muayyan uzunlikdagi mayatnikning tebranish davrini o‘lchash orqali erkin tushish tezlanishi kattaligini yoki muayyan joydagi tortishish kuchi kattaligini topish mumkin. Mayatnikning tebranish davrini o‘lchashdagi katta aniqlik muayyan joydagi tortishish kuchining ancha aniq o‘lchanishini ta'minlaydi.

Xulosa qilib aytish mumkinki, jismning massasi undagi modda miqdori, uning gravitatsion va inertlik xossasini xarakterlaydigan skalyar fizik kattalik hisoblanadi.

7.3..-§. Tortishishning potensial energiyasi

Jismlar orasidagi o‘zaro tortishish kuchi jismlarning (jismlarni tashkil qiluvchi zarralarning) bir-biriga nisbatan joylashishiga bog‘liq bo‘lgani sababli, o‘zaro muayyan tarzda joylashgan jismlarning har bir majmuasi tortishish potensial energiyasiga ega bo‘ladi, ya’ni jismlar orasidagi o‘zaro ta’sir natijasida ega bo‘lgan energiyasiga potensial energiya deyiladi.



Bizga, tortishish potensial energiyasining o‘zgarishi jismlar sistemasi konfiguratsiyasining o‘zgarishida tortishish kuchlari ishining teskari ishora bilan olinganiga teng edi. Umimiy holda o‘zaro ta’sir kuchlarining ishi sistemaning bir konfiguratsiyadan boshqasiga o‘tish usuliga bog‘liq bo‘lmaganida sistema potensial energiya zapasiga ega bo‘ladi.

m_1 va m_2 massali ikkita moddiy nuqtadan iborat sistema uchun r_1 va r_2 ikki

nuqtadagi potensial energiyalar farqi quyidagiga teng bo‘ladi:

$$U_2 - U_1 = G\int_1^2 \frac{m_1 m_2}{r^2} dr = -G m_1 m_2 \left.\frac{1}{r}\right|_1^2 = G m_1 m_2 \left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2}\right) = G\frac{m_1 m_2}{r_1} - G\frac{m_1 m_2}{r_2} \tag{7.15}$$

Umuman olganda, biz hamma vaqt ikki holatdagi potensial energiyalar farqini hisoblab olamiz. Qulaylik tariqasida, hisoblashlarda cheksiz uzoqlikdagi ($r \to \infty$) potensial energiyani nolga teng yoki $U(\infty)=0$ deb olinadi. Demak (7.15) formulani quyidagicha yozish mumkin:

$$U_1 = U(r_1) = -G\frac{m_1 m_2}{r_1}. \tag{7.16}$$

Tortishish potensial energiyasining nolinchi qiymati shunday tanlanganda ikkita sharning (yoki moddiy nuqtaning) potensial energiyasi har doim manfiy bo‘lishi bilan birga (rasm), oradagi masofaning ortishi bilan u ham orta boradi. Buning sababi shuki, jismlar orasida tortishish kuchlari mavjud bo‘ladi, demak, ularni bir-birlaridan uzoqlashtirish uchun ish bajarish zarur yoki, uzoqlashtirishda potensial energiya osha boradi. Potensial energiyaning maksimumi – jismlarni cheksiz uzoqlashtirilganda, minimumi – ular orasidagi masofa eng kichik bo'lganda erishiladi. Agar sharlar mos ravishda r_{10} va r_{20} radiuslarga ega bo'lsa, u holda ularning minimal o'zaro ta'sir potensial energiyasi quyidagi kattalikka ega:

$$U_{min} = -G\frac{m_1 m_2}{r_{10} + r_{20}}. \qquad (7.17)$$

Bir jinsli bo'lmagan jismlarning yoki moddiy nuqtalar sistemasining tortishish potensial energiyasini hisoblash murakkab bo'lsada, u printsipial shu yo'l bilan olib boriladi. Jismlar orasidagi masofa ortishi bilan tortishish potensial energiyasi ham osha boradi.

7.4.- §. Koinot mehanikasining asosiy qonunlari va uning isbotlari

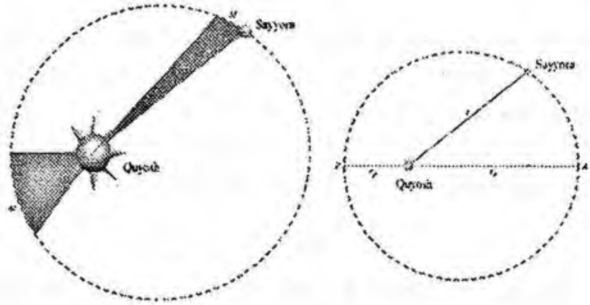
Osmon jismlarining harakat qonunlari, xususan, sayyoralarning Quyosh atrofida harakati qonunlari Nyuton qonunlari deb ataluvchi – dinamikaning uchta qonuni va butun olam tortishish qonunidan iborat.

Nyutondan oldin Tixo Bragening kuzatuvlari asosida Kepler sayyoralarning Quyosh atrofida harakati qonunlarini topdi. Bu qonunlar Kepler qonunlari deb yuritiladi va quyidagicha ta'riflanadi:

1. Barcha sayyoralarning orbitalari ellipslardan iborat bo'lib, uning fokuslaridan birida Quyosh joylashgan.

2. Har bir sayyoraning harakati shunday sodir bo'ladiki, Quyoshning markazidan sayyoraga o'tkazilgan radius – vektor teng vaqtlar oralig'ida teng yuzalarni o'tadi (7.2-rasm).

3. Turli sayyoralarning Quyosh atrofida aylanish davrlari kvadratlari nisbati orbita ellipslari katta yarim o'qlari kublari nisbati kabi bo'ladi.



7.2-rasm

Keplerning birinchi qonuni sayyoralar orbitalarini aniqlashga doir masalaning yechimidan va ularning orbita bo‘yicha harakati qonunidan kelib chiqadi. Buning uchun kattaligi markazdan boshlab hisoblangan masofaning kvadratiga teskari proporsional bo‘lgan markaziy kuch ta’siridagi moddiy nuqtaning harakat trayektoriyalari hisoblab topiladi. Bu masalani yechish natijalarining ko‘rsatishicha, osmon jismlarining trayektoriyalari tekislikda yotadi va ular ellips, parabola yoki giperboladan iborat bo‘ladi.

Sayyora orbitasi aylanadan iborat xususiy holda markaziy kuch ta’sirida bunday harakatning mumkinligi elementar yo‘l bilan isbotlanadi. Haqiqatdan ham, sayyoraning Quyosh tomonidan tortilish kuchi markazga intilma kuchga teng bo‘lgandagina, u aylana bo‘ylab harakatlana oladi. Sayyora Quyoshdan **R** uzoqlikda turgan nuqtadan o‘tib aylana bo‘ylab harakatlana olishi uchun u radius vektorga tik yo‘nalgan va $\frac{mv_0^2}{R}=\frac{\gamma Mm}{R^2}$ (bunda m – sayyora massasi) ga teng muayyan tezlikka ega bo‘lishi lozim:

$$v_0=\sqrt{\frac{\gamma M}{R}} \qquad (7.18)$$

bunda M – Quyosh massasi, γ – tortishish doimiysi. Shunday qilib, orbita bo‘yicha harakat tezligi va orbita radiusi bir-biri bilan bog‘langan bo‘lib, shu bilan birga bu tezlik sayyora massasiga bog‘liq emas.

Ancha murakkab hisoblashlarning ko‘rsatishi va kuzatuvlarning tasdiqlashicha, orbitaning shakli va ko‘rinishi boshlang‘ich tezlikka bog‘liq bo‘lar ekan. Masalan, agar **A** nuqtadagi (7.2-rasm) v_2 harakat tezligi (7.18) formuladagi v_0 dan kichik bo'lsa, u holda sayyora ellips bo'ylab shunday harakat qiladiki, Quyosh elliptik orbitaning uzoqdagi fokusida joylashadi (7.2-rasmdagi AA_2 orbita). Agar v_1 tezlik "aylana" tezlik v_0 dan katta bo'lsa u holda ham sayyora ellips bo'yicha harakatlansada, Quyosh orbitaning yaqinidagi fokusida joylashadi (7.2-rasmdagi AA_1 orbita). Biroq **A** nuqtadagi tezlik sayyora parabola bo'ylab harakatlanadigan va quyidagiga teng bo'lgan:

$$v_n = \sqrt{\frac{2\gamma M}{R}} \qquad (7.18')$$

Tezlikdan kichik bo'lgandagina harakat ellips bo'ylab yuz beradi. Agar katta A nuqtadagi harakat tezligi "parabolik" tezlikdan (7.18' formulaga qarang) katta bo'lsa, u holda sayyora deb atab bo'lmaydigan osmon jismi giperbola bo'yicha harakatlanadi va avvalgi nuqtaga hech qachon qaytib kelmaydi.

Orbita bo'ylab harakat vaqtida kinetik va potensial energiyalarning yig'indisi doimiy qoladi. Masalan, ellips bo'yicha harakat vaqtida Quyoshdan uzoqlik ortishi bilan potensial energiya o'sadi, kinetik energiya esa mos ravishda kamayadiki, uzoqdagi nuqtalarda Quyoshga yaqin joylardagiga nisbatan tezlik kichik bo'ladi. Agar **A** nuqtadagi boshlang'ich tezlik "aylana" tezlikdan ortib ketsa, orbita ellipsi faqat o'sib boradi va cho'ziladi. Orbitaning **A** nuqtaga qarama qarshi bo'lgan **A1** nuqtasi Quyoshdan uzoqlasha boradi. Agar biz A_1 nuqtaning Quyoshdan uzoqligini bilsak, u holda energiyaning saqlanish qonuniga ko'ra, bu nuqtadagi tezlikni **A** nuqtadagi boshlang'ich tezlik bilab bog'liq tarzda aniqlay olamiz. Haqiqatdan ham, **A** nuqtadagi

$$E = \frac{mv_1^2}{2} - \gamma\frac{mM}{R_1} \qquad (7.19)$$

energiya trayektoriyaning istalgan nuqtasidagi

$$E = \frac{mv_K^2}{2} - \gamma\frac{mM}{R_K} \qquad (7.20)$$

energiyaga teng, v_K va R_K – mos ravishda qaysidir nuqtadagi tezlik va o'sha nuqtaning Quyoshdan uzoqligi. (7.19) va (7.20) formulalarini taqqoslash bilan, agar bizga "boshlang'ich" **A** nuqtadagi **E** energiya kattaligi ma'lum bo'lsa, tezlik va masofa orasidagi bog‘lanishni topamiz. Elliptik orbitalarda **E** < **0**, potensial energiya (absolyut kattaligi jihatdan) kinetik energiyadan katta bo‘ladi.

Parabolic orbita holida cheksizlikda tezlik nolga teng bo‘ladi, shuning uchun u nolga teng bo‘lgan to‘la energiyaga, ya’ni **E** = **0** mos keladi; bundan (7.19) bo‘yicha, **A** nuqtadagi “parabolik” tezlik qiymatini topamiz, aynan

$$\frac{mv_p^2}{2} - \gamma\frac{mM}{R} = 0 \qquad (7.21)$$

O‘zgartirishlar o‘tkazib $\mathbf{v_0}$ uchun yuqorida yozilgan (7.18) formulani hosil qilamiz.

A nuqtadan boshlanuvchi giperbolik orbitalarda energiya **E** > **0**, ya’ni kinetik energiya potensial energiyaning absolyut kattaligidan katta bo‘ladi.

Shunday qilib, biror tanlangan **A** nuqtadan o‘tuvchi xilma – xil orbitalarning shakli orbitalar bo‘yicha harakatlanayotgan jism ega bo‘lgan energiya kattaligi bilan bir qiymatli bog‘langan.

Keplerning ikkinchi qonuni harakat miqdori momentining saqlanish qonuni natijasidir. Haqiqatdan ham, Quyosh atrofida aylanayotgan sayyoraga hamma vaqt Quyoshga tomon yo‘nalgan $\gamma\frac{Mm}{r^2}$ tortishish kuchi ta’sir qiladi, shuning uchun sayyoraning Quyosh markaziga nisbatan harakat miqdori moment doimiydir, ya’ni

$$[r \cdot mv] = const$$

yoki

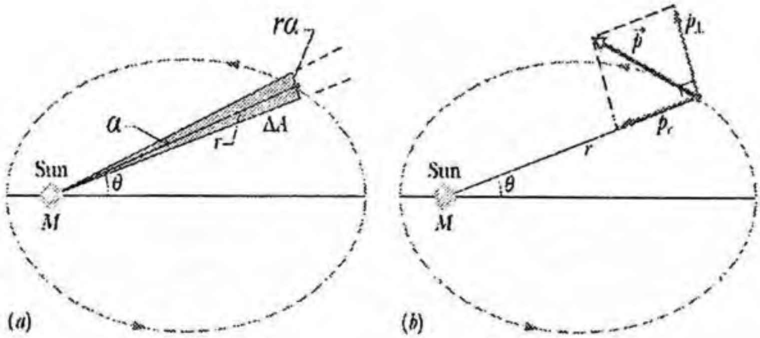
$$[r \cdot v] = const, \qquad (7.22)$$

Bunda 7.3-rasmda ko‘rsatilgandek, r – radius-vektor, v – sayyoraning tezlik vektori. Radius-vektor *dt* vaqt ichida bosib o‘tadigan yuza quyidagiga teng:

$$dS = \frac{1}{2} rv \sin\alpha \cdot dt,$$

bunda **α** kattalik **r** va v orasidagi burchak; (7.22) ifodani nazarga olib, shunday yozish mumkin:

$$2\frac{dS}{dt} = rv\sin\alpha = const \text{ yoki } \frac{dS}{dt} = const. \qquad (7.23)$$



7.3-rasm

Bu qonundan, sayyora o‘z orbitasi bo‘yicha harakatlanayotganda u Quyoshga eng yaqin (7.2-rasmda **A** nuqta) bo‘lgan paytlarida eng katta tezliklarga ega bo‘ladi, degan xulosa kelib chiqadi.

Keplerning uchinchi qonuni, sayyoralar orbitalari aylanalardan iborat deb hisoblansa, oson isbotlanadi. Haqiqatdan ham, orbitalar ellipslarining ekssentrisitetlari juda kichik, masalan, Yer orbitasi uchun $e_{Yer} \approx 0.017$. Merkuriy orbitasi uchun $e_{Merkuriy} \approx 0.205$. Elliptik orbitalarning ekssentrisitetlari hisobga olinadigan aniq hisoblashlarda ham o‘sha natijalar olinishini ta’kidlab o‘tamiz.

Aytaylik, bir sayyora $\mathbf{m_1}$ massaga, radiusi $\mathbf{r_1}$ bo‘lgan aylana orbita va orbita bo‘ylab $\mathbf{T_1}$ aylanish davriga, ikkinchi sayyora bo‘lsa, mos ravishda $\mathbf{m_2}$, $\mathbf{r_2}$, $\mathbf{T_2}$ ga teng bo‘lsin. U holda birinchi sayyoraning aylana bo‘yicha harakati chiziqli tezligining kvadrati quyidagiga teng:

$$v_1^2 = \gamma \frac{M}{r},$$

bunda **M** – Quyosh massasi. Sayyoraning orbita bo‘yicha harakat tezligi quyidagiga teng:

$$v_1 = \frac{2\pi r_1}{T_1}.$$

Bu ifodani oldingi formulaga qo‘ysak, quyidagini topamiz:

$$\frac{4\pi^2 r_1^2}{T_1^2} = \frac{\gamma M}{r_1} \text{ yoki } \frac{r_1^3}{T_1^2} = \frac{\gamma M}{4\pi^2} \qquad (7.24)$$

Ikkinchi sayyora uchun ham xuddi shunday ifodani yozish mumkin

$$\frac{r_2^3}{T_2^2} = \frac{\gamma M}{4\pi^2} \tag{7.25}$$

(7.24) va (7.25) ni taqqoslab, quyidagini hosil qilamiz:

$$\frac{T_1^2}{T_2^2} = \frac{r_1^3}{r_2^3},$$

bu Kepler uchinchi qonunining mazmunini tashkil qiladi.

Shunday qilib, Nyuton mexanikasi osmon jismlarining harakat qonunlarini to'la tushuntirib berdi. Hozirgacha astronomlar tomonidan osmon jismlari harakat trayektoriyalarining ajoyib nazariy tadqiqlari davom ettirilayotgan bo'lib, bu tadqiqotlar kosmik kemalar va yo'ldoshlar harakatlarini eksperimental o'lchashlar orqali tasdiqlamoqda.

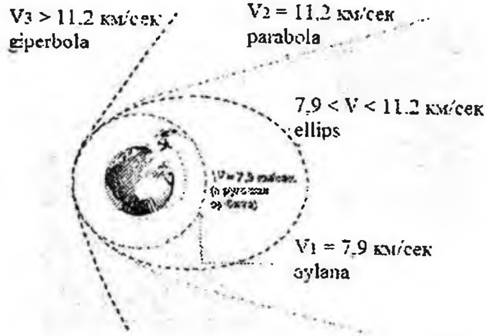
7.5.- §. Yer yo'ldoshi va kosmik snaryadlarning harakati: I, II, III- kosmik tezliklari

Hozirgi kunda Yer atrofida ko'plab sun'iy yo'ldoshlar aylanib yuribdi, inson uchirgan kosmik snaryadlarning bir qanchasi esa Quyosh yo'ldoshlariga aylandi. Yer yo'ldoshlarining uchish qonunlari planetalarning Quyosh atrofida aylanish qonunlariga o'xshashdir. Agar kosmik snaryadni biror **h** balandlikdan υ tezlik bilan gorizontal otilgan odatdagi snaryad yoki oddiy tosh deb tasavvur qilsak, u holda atmosferaning ta'siri bo'lmaganida, uning barcha mumkin bo'lgan traektoriyalari (rasm), ayonki, planetalarning mumkin bo'lgan harakatlariga o'xshash bo'ladi.

Boshlang'ich tezligi υ quyidagi

$$\upsilon_{kr} = r_0\sqrt{\frac{g_0}{r_0 + h}} \tag{7.26}$$

tezlikdan kichik bo'lganda snaryad traektoriyalari fokuslari Yerning markazi bilan mos tushuvchi ellips kesmalaridan iborat bo'ladi. Juda ham kichik boshlang'ich tezlikda bu kesmalarni katta aniqlikda parabola kesmalari deyish mumkin.



Taqriban 7,93 km/s ga teng bo‘lgan υ_{kr} tezlikda snaryad traektoriyasi aylana bo‘ladi va snaryad Yerning yo‘ldoshiga aylanadi. Snaryadning aylana orbita bo‘ylab harakati tezligini snaryadning markazga intilma tezlanishi

$$a_n = \frac{v_{kr}^2}{r_0 + h} = g \quad (7.27)$$

shartidan oson hisoblab topish mumkin. Haqiqatdan ham, h balandlikda erkin tushish tezlanishi

$$g = g_0 \frac{r_0^2}{(r_0 + h)^2} \quad (7.28)$$

bunda g_0 – Yer sirtida uning markazidan r_0 masofada tezlanish, u holda

$$\frac{\upsilon_{kr}^2}{r_0 + h} = g = \frac{g_0 r_0^2}{(r_0 + h)^2} \quad (7.29)$$

yoki υ_{kr} (7.26) formula yordamida aniqlanadi.

Agar $h << r_0$ bo‘lsa, u holda

$$\upsilon_{kr} \approx \sqrt{r_0 g_0} \approx 7{,}93 \text{ km/s} \quad (7.30)$$

yo‘ldoshning Yer radiusiga teng radiusli aylana orbita bo‘yicha harakat tezligi bo‘ladi, bu tezlikni birinchi kosmik tezlik deb atash qabul qilingan. Boshlang‘ich tezlik υ_{kr} dan katta, lekin

$$\upsilon_{\Pi} = r_0 \sqrt{\frac{2g}{r_0 + h}} \quad (7.31)$$

qiymatdan kichik bo‘lganda snaryad traektoriyasi ellipsdan iborat bo‘lib, ellipsning uchib chiqish nuqtasiga yaqin fokusida Yer markazi joylashgan. $\upsilon = \upsilon_п$ da snaryad traektoriyasi parabola ko‘rinishiga ega va u bo‘ylab harakatlanayotgan snaryad Yerga qaytmaydi. Yerga nisbatan «parabolik» tezlik ham

$$\frac{m\upsilon_п^2}{2} - G\frac{mM}{R} = 0 \tag{7.32}$$

formula bo‘yicha aniqlanib, faqat GM o‘rniga GM_{Yer} qo‘yilishi lozim. Tortishish kuchi tezlanishi kattaligi uchun yozilgan (7.28) formulani hisobga olsak, quyidagini yozish mumkin

$$\frac{GM_{Yer}}{(r_0 + h)^2} = \frac{g_0 r_0^2}{(r_0 + h)^2}, GM_{Yer} = g_0 r_0^2 \tag{7.33}$$

Buni (7.32) ga qo‘ysak, Yer uchun parabolik tezlikni topamiz:

$$\upsilon_п = r_0\sqrt{\frac{2g_0}{r_0 + h}}, \tag{7.34}$$

$h \ll r_0$ holda yoki snaryadni Yer sirtiga urinma bo‘yicha otilganda,

$$\upsilon_п \approx \sqrt{2g_0 r_0} \approx 11{,}2 \text{ km/s}. \tag{7.35}$$

Bu kattalikni ikkinchi kosmik tezlik deyiladi.

Binobarin, agar snaryad h balandlikdan gorizontal tarzda (7.32) dan katta tezlik bilan otilsa u giperbolik traektoriya bo‘yicha harakatlanib, Yerning tortish sohasidan chiqib ketadi yoki Quyoshning mustaqil yo‘ldoshi, ya’ni kichkina sun’iy planetaga aylanadi.

Bu barcha hisoblashlar kosmik snaryadning harakatiga Quyoshning va planetalarning ta’sirini hisobga olmasdan bajariladi. Boshqacha aytganda, Yer harakatsiz va yo‘ldosh unga nisbatan harakatlanadi, butun sistema (Yer-yo‘ldosh) Quyosh atrofida harakatini muttasil davom ettiradi deb hisoblanadi.

Yo‘ldoshning massasi Yerning massasiga nisbatan juda kichik, shuning uchun Yer-yo‘ldosh sistemaning inertsiya markazi amalda Yerning inertsiya markaziga mos tushadi. Bundan tashqari, yo‘ldosh va Yer markazi orasidagi masofa Yerdan Quyoshgacha masofaga nisbatan juda kichik bo‘lganidan Quyosh tortishi o‘zgarishining yo'ldosh orbitasiga ta'sirini nazarga olmasa ham bo'ladi. Yo'ldosh Yerdan katta masofalarga uzoqlashganda, albatta, hisoblashni olib borayotganda Quyoshning, Oyning va Quyosh sistemasining boshqa planetalarining tortishish kuchlarini hisobga olish lozim. Ikkinchi tomondan, Yer yo'ldoshlari aylana orbitalar bo'yicha uning atrofida harakatlanayotganida bu harakat Yerning tortish kuchi maydonining ham Yer sirtining sferadan chetlashishidan ham Yer zichligining (ayniqsa uning yuqori qatlamlarida) o'zgarishidan yuzaga keluvchi nobirjinsligiga bog'liq.

Murakkabroq hisoblashlarning ko'rsatishicha, uchinchi kosmik tezlik, ya'ni snaryad Quyosh sistemasini tashlab ketishi uchun unga Yerda berish zarur bo'lgan tezlik quyidagiga teng

$$\upsilon_{kosmik} \approx 16{,}7 \text{ km/s.} \qquad (7.36)$$

VIII BOB. SUYUQLIK VA GAZLAR HARAKATI

8.1.-§. Moddaning agregat holatlari

Hamma jismlar mayda zarralar – doimo va uzluksiz harakatda bo‘lgan *molekulalardan* iborat. Qattiq jismlarda molekulalar muvozanat holati atrifida kichik amplituda bilan tebranishadi va bu tebranishlar jismning umumiy xususiyatlariga ta’sir etmaydi. Molekulalar orasidagi o‘rtachha masofa o‘zgarmaydi. Har qanaqa qattiq jism o‘zining shqkliga ega, uni o‘zgartirish uchun unga quch va enegrgiya sarflash kerak.

Qattiq jismlarfdan farqli, suyuqlik va gazlar shunqa fizik jismlarki, ular tayin shakliga ega emas va ular o‘zi to‘ldirib turgan idishning shaklini oladi.

Gazda molekulaalr betartib, xaotik harakatlanib, bir biri bilan doimo to‘qnashishadi. Molekulaalr bir biri bilan bog‘lanmagan va ular hamma tomonga tarqalib ketishga intiladi va gaz bir tekis ravishda idish hajmini egallashda intiladi. Shuning uchun zag – tayin shakil va tayin hajmga ega bo‘lmagan fizik jismdir. Gazning hijmi u egallab turgan idishning hajmi bilan chegaralanadi. Mexanikada gaz – kengayishga va butun hajmni egallashga intiladigan uzluksiz, birtekis jism sifatida qaraladi. Gazda molekulalar soni juda ko‘p. Masalan, normal sharoitda $1mm^3$ hajmdagi havoda 10^{16} molekula bor.

Suyuqliglarda ham molekulalar bir biri bilan bog‘lanmagan. Ammo gazdan farqli, suyuqliklarda molekulalar orasidagi o‘rtacha masofa deyarli o‘zgarmas. Demak suyuqlik – tayin shakilga ega bo‘lamagan, ammo o‘zgarmas hajmdagi fizik jismdir. Unga faqat juda katta tashqi ta’sir ko‘rsatilsagina, uning shakli o‘zgarishi mumkin.

Suyuq jism hardoim qattiq jism yoki gazdan ajratib turadigan malum bir sirt bilan chegaralangan bo‘ladi. Shunda suyuqlikni ajralib turuvchi sirti *erkin sirt* deyiladi.

Gaz holatidagi jismlar odatda yoki suyuq sirti bilan, yoki qattiq jism sirti bilan chegaralanadi. Lekin ular malum bir chegaraviy sirtga ega bo‘lmasligi ham mumkin, maslan, Yer atmosferasining yuqorigi qatlamlari.

Mexanikada qattiq, suyuq va gaz holatidagi jismlar yetarlicha aniqlikda yaxlit va uzluksiz jismlar soifatida qaraladi. Bunda, tashqi sharoitlar o'zgarmas bo'lganda, qattiq jism o'ziga xos bo'lgan *shakli* va *hajmga*, suyuqlik esa faqat tayinli bir *hajmga* ega, gaz holatidagi jism esa o'ziga xos bo'lgan *shaklga ham, hajmga ham* ega bo'lmaydi deb faraz qilinadi.

Suyuqlik va gazlarni xarakterlovchi kattaliklar

Yuqorida aytganiumizdek, auyuq va gaz jismlarning shakli va hajmi o'zgarishi mumkin. Ularning unumiy fizik holatini va ularning har bir ichki nuqtasidagi holatini xarakterlash uchun *zichlik* va *bosim* kattaliklari ko'l keladi.

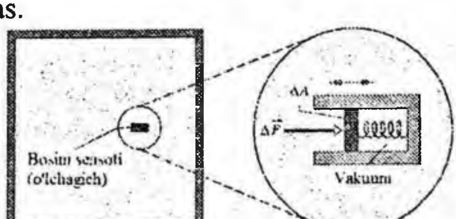
Ixtiyoriy nuqtada zichlik ρ ni toppish uchun uning atrofida elementar hajm ΔV ajratib olib, undagi Δm massani o'lchash kerak bo'ladi. Shunda zichlik quyidagicha bo'ladi:

$$\rho = \frac{\Delta m}{\Delta V} \qquad (8.1)$$

Nazariyada, ixtiyoriy suyuqlig yoki gazning nuqtadagi zichligi (8.1)ning limiti bilan belgilanadi. Amalda biz jismni juda ko'p sondagi molekulalar bilan bir tekis to'ldirilgan deb olib, uni bir tekis deb qarashimiz mumkin. Shunda, bir jinsli jism uchun zichlik bo'ladi:

$$\rho = \frac{m}{V} \qquad (8.2)$$

bu yerda m va V butun hajming massasi va hajmi. Zichlik skalyar kattalik. SI sistemasida uning o'lchash birligi $[\rho] = \frac{kg}{m^3}$. Yana shuni ta'kidlash kerakki, gazning zichligi bosimga bog'liq, suyuqlikniki esa bog'liq emas.



8.1-rasm

Gaz bilan to'ldirilgan idishga bosim datchigi o'rnatilgan. Bosim sensordagi pistonning nisbiy siljishi orqali o'lchanadi.

8.1-rasmda bosin o'lchovchi asbob gazga to'ldirilgan idishga bosim o'lchovchi asbob o'rnatilgan bo'lsin. Bu asbob ΔA yuzaga ega bo'lgan suruluvchan porshendan iborat, u yopiq silindrda harakatlanadi va prujinaga ulangan. Porshenga ΔF kuch ta'sir etadi, porshen bu kuch ta'sirida suriladi va prujina siqiladi. Prujinaning siqilishi kattaligi ta'sir etgan kuch moqdorini bildiradi. Shunda porshenga ta'sir etayotgan bosimni quyidagicha ta'ruflaymiz:

$$P = \frac{\Delta F}{\Delta A} \tag{8.3}$$

Nazariyada, ixtiyoriy nuqtadagi bosim birlik yuzaga ta'sir etayotgan kuchning nisbati limitidir. Amalda, porshenga ta'sir etayotgan kun bir tekis deb olinadi, shunda bosim bo'ladi:

$$P = \frac{F}{A} \tag{8.4}$$

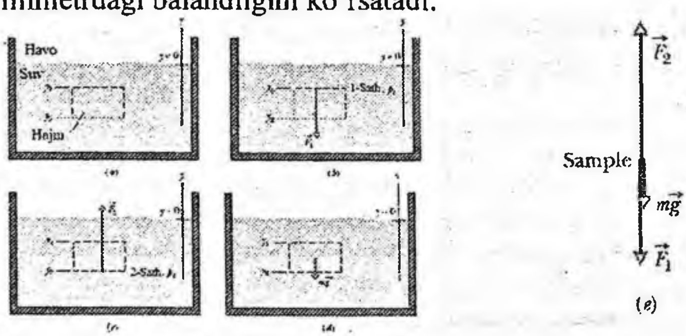
bu yerda F – yuza A ga ta'sir etayotgan kuchning miqdori. SI sistemasida bosim ***paskalda*** o'lchanadi:

$$[P] = 1\text{Pa} = \frac{1\text{N}}{1\text{m}^2}$$

Ayrim ***atmosfera*** va ***torrichelli*** kattaliklari ham ishlatiladi:

$$[P] = 1\,atm = 1.01 \times 10^5\text{Pa} = 760\,\text{torr}$$

1 atmosfera normal sharoitda dengiz sathidagi atmosfera bosimi, ***torr*** – Yevangelista Torricheli nomiga berilgan, u simob ustunining millimetrdagi balandligini ko'rsatadi.



8.2-rasm

a) Ixtoyoriy hajmga 3ta kuch ta'sir etadi; b) Suv bosimi kuchi F_1 hajmning tepa qismiga ta'sir etib, uni pastga yo'naltiradi; c) Suv bosimi kuchi F_2 hajmning pastki qismiga ta'sir etib, uni tepaga yo'naltiradi; d) Tortish kuchi hajmni pastga bosadi; e) Tinch holatda 3ta kuch o'zaro muvozanatda bo'ladi.

Muvozanat holatdagi gaz yoki suyuq jismlardagi bosim Paskal qonuniga bo'sinadi: *tinch holatdagi suyuqlik (yoki gaz)ning ixtiyoriy nuqtasidagi bosimi hamma tomonga bir xil bo'ladi va bosim g'alayonlanishi suyuqlik (yoki gaz)ning butun egllagan hajmi bo'yicha bir xil taqsimlanadi.*

Hajmga (8.2-rasm) ta'sir etaigan kuchlarning muvozanat holati:

$$F_2 = F_1 + mg \tag{8.5}$$

(8.4) dan

$$F_1 = p_1 A \text{ va } F_2 = p_2 A \tag{8.6}$$

kelib chiqadi. Hajmdagi massa $m = \rho V$. Bu yerda V hajmi A yuza va balandlik $(y_1 - y_2)$ ko'paytmasi. Demak massa $m = \rho A(y_1 - y_2)$. Bularni inobatga olsak, quyidagi formulaga kelamiz:

$$p_2 A = p_1 A + \rho A g(y_1 - y_2)$$

yoki

$$p_2 = p_1 + \rho g(y_1 - y_2) \tag{8.7}$$

Bu formula yordamida suyuqlik va gazlardagi bosim topiladi. Masalan, atmosfera uchun $y_1 = 0$, $p_1 = p_0$ (dengiz sathidagi bosim), $y_2 = -h$, $p_2 = p$ deb olsak,

$$p = p_0 + \rho g h \tag{8.8}$$

formulaga kelamiz va u bilan atmosferaning h balandlikdagi bosimini toppish mumkin bo'ladi.

8.2.-§. Suyuqlikning statsionar oqishi

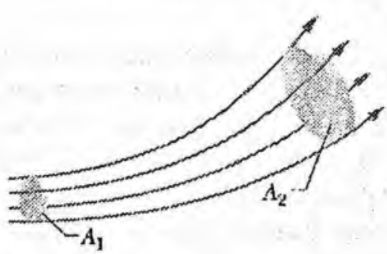
Suyuqlik yoki gaz harakat qilganda ayrim zarralar orasida ichki ishqalanish kuchlari, ya'ni qovushqoqlik kuchlari, paydo bo'ladi. Masalan, havo va suv kabi moddalarning qovushqoqlik koeffitsiyenti qiyosan uncha katta emas, shuning uchun ma'lum bir sharoitlarda (bularning qanday sharoit ekanini keyinroq batafsil aniqlaymiz) suyuqlik (yoki gaz) oqishini *"ideal" suyuqlikning*, ya'ni qovushqoqligi bo'lmagan suyuqlikning oqishi deb taxminan tasavvur etish mumkin. Ravshanki, bunday suyuqlik va bunday gaz yo‘q. Biroq amalda muhim bo‘lgan ko‘p hollarda suyuqlik va gazning oqishini taxminan ideal suyuqlikning oqishi deb qarashi mumkin.

Ideal suyuqlikning oqish qonunlarini bilgan holda, ularda qovushqoqlikni hisobga oluvchi tuzatmalar kiritish mumkin. Suyuqlik va gaz harakatining qonuniyatlarini izchil o‘rganishning bu yo‘li qovushoq suyuqlik harakatining murakkab qonunlarini qiyosan sodda usullar bilan aniqlashga imkon beradi.

Oqayotgan suyuqlik (gaz) manzarasini zarralar tezliklari vektorining *maydoni* yordamida tasavvur etish mumkin. Fazoning har bir $\boldsymbol{r}$ nuqtasiga t paytda $\boldsymbol{v}(\boldsymbol{r},\boldsymbol{t})$ vektor mos keladi, bu $v(r,t)$ – r nuqtadan o‘tayotgan zarraning tezligi vektori bo‘lib, u r nuqtaning vaziyatiga va t vaqtga bog‘liqdir.

Agar tezlik, bosim, zichlik, temperatura va boshqa miqdorlarning hammasi oqayotgan suyuqlik egallab turgan fazoning har bir joyida hamma vaqt *doimiy* bo‘lib qolaversa, suyuqlik (yoki gaz)ning oqishi *statsionar oqim* deyiladi. Aks holda harakat *beqaror (nostatsionar)* oqim deb ataladi, oqish qonunlari yanada murakkab bo‘ladi.

Gazning trubalarda statsionar oqishi yoki suvning truba, kanal va daryolarda statsionar oqishi hatto kinematika nuqtai nazaridan ham ancha murakkab manzaradir. Umuman aytganda oqayotgan suyuqlik egallab turgan fazoning hamma nuqtalarida zarralar tezligi kattalik va yo‘nalish jihatidan turlichadir. Harakatlanayotgan zarralarga ta’sir etayotgan bosim zarralar harakatiga qonuniy ravishda bog‘liq bo‘lsada, turlichadir. Harakatlanayotgan gazda joydan-joyga gazning zichligi o‘zgaradi. Chunki bosim va temperatura o‘zgaradi va hakozo.



8.3-rasm. Halqadan o‘tuvchi oqim

Agar biz oqayotgan suyuqlikni yetarlicha ingichka oqim naylariga ajratsak, statsionar oqim manzarasining analizi ancha soddalashadi. Suyuqlikning biror joyida juda ingichka ipdan yasalgan qattiq A halqa (8.3-rasm) oqimga ko'ndalang ravishda turibdi, deb tasavvur etaylik, halqaga tashqaridan tegib o'tgan hamma zarralarning trayektoriyalarini chizamiz. Bu trayektoriyalar to'plami nay hosil qiladi. Bu nayni oqim bo'ylab davom ettirish mumkin, bu nay devor halqa ipi yaqinidan oldinlari o'tgan zarralardan hosil bo'ladi; nayni oqim bo'ylab yuqoriga ham davom ettirsa bo'ladi, uning devori halqa ipi yaqinidan kelajakda o'tadigan zarralardan hosil bo'ladi.

Suyuqlik uzluksizdir, binobarin, nayning devorini hech narsa o'tkazmaydigan yaxlit deb tasvvur etish ham mumkin. Nay devoridagi zarralarning tezligi nay sirtiga urinma bo'lib yo'naladi. Oqayotgan suyuqlik egallab turgan butun fazoni bunday oqim naylariga ajratish mumkin. Oqish manzarasini kuzatish uchun ba'zi oqim naylarini ko'rinadigan qilish mumkin. Masalan, havo oqimiga tutun yoki rangli boshqa gaz jarayonini yuborish, suv oqimiga esa ma'lum bir joylarda bo'yoq solish mumkin; suyuqlikning jismni yalab o'tish manzarasi namoyish qilib ko'rsatiladigan asbobda ana shunday qilingan. Bo'yoq (yoki tutun) chiqarilgan teshik yaqinidan o'tgan suyuqlik zarralari oqimidagi

Oqim naylarini qayd qiladi, bularni ko'rish yoki rasmga olish mumkin. Ravshanki, bu holda oqim nayining devori zarralar trayektoriyasidan hosil bo'lgan. Suyuqlikning biror nay ichidagi zarrasi butun harakat davomida o'sha nay ichida qolaveradi. Nay kesimini biz istagancha kichik qilib olishimiz mumkin bo'lganidan, suyuqlik zarralarining tezligi hamisha nayning ko'ndalang kesimida bir xil bo'lib, nayning normal kesimiga perpendikulyar ravishda yo'nalgan deya olamiz.

Suyuqlikning oqim nayidagi harakati kesimi ancha tekis o'zgaradigan qattiq devorli naydagi ishqalanishsiz oqim bilan bir xil bo'ladi.

Beqaror oqimda ham oqim naylarini tasavvur etish mumkin, biroq ular zarralarning trayektoriyalaridan hosil bo'lgan emas. Darhaqiqat, zarralarning t paytdagi $v(r,t)$ tezliklarining vektor maydonini tasavvur etaylik. Bu maydonda fikran oqim chiziqlari o'tkazish mumkin; bu chiziqlarga o'tkazilgan urinmalar hamma joyda v tezlik vektori bilan bir xil yo'nalgan bo'ladi. "Halqadan" o'tuvchi bu egri chiziqlar oqim nayi hosil qiladi. Ravshanki, tayinli bir "halqadan" o'tgan chiziqlardan hosil bo'lgan oqim nayi vaqtga bog'liq bo'ladi. Undan tashqari yana shuni ma'lum qilamizki, oqim nayi umuman aytganda zarraning trayektoriyasi bilan bir xil bo'lmaydi, chunki zarra qo'shni $r + dr$ nuqtaga o'tganda uning bu nuqtadagi tezlik vektori dt vaqt ichida biror miqdorga o'zgarib qoladi va hokazo. Holbuki, oqim chiziqlarini yasashda esa fazoning hamma nuqtalarida tayinli bir paytdagi tezliklargina e'tiborga olinadi. Oqim chiziqlari turli zarralarning ko'chishlaridan, trayektoriya esa bitta zarraning harakatidan hosil bo'lgan.

Suyuqlik (yoki gaz) nayda oqqanda massa oqimining doimiy bo'lish sharti qanday ekanini ko'rib chiqamiz. Oqim statsionar bo'lganda nayning har qanday ko'ndalang kesimi orqali vaqt birligi ichida o'tgan suyuqlik yoki gaz massasi hamma kesimlar uchun *bir xil* bo'ladi.

Kesim yuzi S bo'lgan nayni tasavvur etaylik. Bu kesimda tezlik v ga teng; bu kesim orqali bir sekund ichida o'tgan suyuqlik massasi

$$Q = \rho v S \qquad (8.1)$$

bo'ladi, bu yerda ρ – suyuqlik yoki gazning bu kesimdagi zichligi. U holda nayning yuzi S_1 bo'lgan boshqa kesimidan bir sekundda o'tgan suyuqlik miqdori (massasi) ham Q ga teng bo'lishi kerak.

$$Q = \rho_1 v_1 S_1 \qquad (8.2)$$

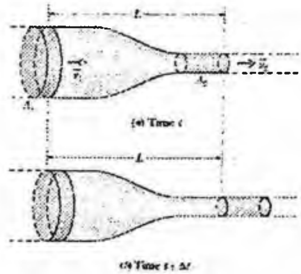
bu yerda v_1 va ρ_1 – suyuqliknig bu kesimdagi tezligi va zichligi. Aks holda bu ikki kesim orasidagi suyuqlik miqdori ortgan yoki kamaygan bo'lar va oqim statsionar oqim bo'lmay qolar edi.

Binobarin, *massa oqimining doimiylik qonuni* ixtiyoriy oqim nayi bo'ylab

$$Q = \rho v S = const \qquad (8.3)$$

ko'rinishda yozilishi mumkin.

Agar suyuqlik siqilmasa (masalan, odatdagi sharoitda suv shunday bo'ladi), suyuqlikning ρ zichligi doimiy bo'ladi va massa oqimining (8.3) doimiylik qonuniga asosan, nayning har qanday kesimida tezlik ko'ndalang kesim yuziga teskari proporsional bo'ladi. Shunday qilib, nayning shakli oqish tezligini ham belgilaydi: oqim naylari ingichka tortgan joylarda tezlik ortadi va aksincha ,oqim naylari yo‘g‘onlashgan joylarda tezlik kamayadi (8.4-rasm).



8.4-rasm

Chapdan o‘nga ketayotgan oqim L uzunlikdagi trubada o‘yapti. Chap tomonda tezlik v_1, o‘ng tomonga v_2. Kesim yuzalari A_1 va A_2.

Kesimi bir tekis o‘zgaradigan keng trubada oqishda ham manzara xuddi shunday bo‘ladi; trubaning diametriga taxminan teng bo‘lgan masofada bu trubani slindrik truba deb olsak xato bo‘lmaydi. Agar bunday trubada gaz yoki suyuqlik zichligi o‘zgarmasa, oqim statsionar bo‘lganda har bir ko‘ndalang kesimdagi tezlik bu kesim yuziga teskari proporsional bo‘ladi.

Oqim nayi bo‘ylab tezlikning o‘zgarishi bilan bosimning o‘zgarishi orasidagi munosabatni topamiz. Oqim nayining biror kesmasini egallab turgan suyuqlik zarrasini kuztib boraylik (8.4-rasmga qarang). Oqimni shunday tasavvur etish mumkinki, bu zarra deformatsiyalangan va nayning butun kesimini egallagan holda nay bo‘ylab harakat qiladi.

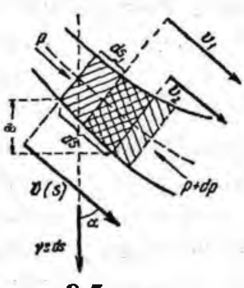
Agar biz zarraning harakatini kuzatsak, oqim nayi bo‘ylab bosim to‘g‘risida nima deyish mumkin? Agar oqim nayining ko‘ndalang kesimi mazkur qismda bir xil bo‘lsa, siqilmaydigan suyuqlik zarrasining tezligi ham doimiy bo‘lib qolaveradi. Binobarin, bu qismda zarra tezlanishga ega bo‘lmaydi. Agar nay oqim bo‘ylab ingichka tortsa, bu yerda suyuqlik zarrasi tezlashadi, tezligi ortadi. Agar nay kengaysa, suyuqlik zarrasi sekinlashadi, bu qismda tezligi kamayadi.

Agar nay gorizontal bo‘lsa, zarraga tezlanishni qanday kuchlar beradi? Tezlanishni qo‘shni zarralarning bosim kuchigina beradi; binobarin, ingichkalashib boradigan oqim nayida bosim oqim yo‘nalishida kamayishi kerak, ya’ni zarraga tezlanish berish va uning tezligini oshirish uchun zarraga orqadan bo‘layotgan bosim oldindan bo‘layotgan bosimdan ortiq bo‘lishi kerak. Kengaya boruvchi nayda zarraning tezligi oqim bo‘yicha kamayadi, bosim ortadi, zarra manfiy tezlanishga ega, shuning uchun har bir zarraga oldidan bo‘layotgan bosim orqadan bo‘layotgan bosimdan ortiq bo‘lishi kerak. Shunday qilib, siqilmaydigan suyuqlikning oqim nayi kesimi o‘zgarishini bilgan holda nay bo‘ylab bosimning qanday o‘zgarishini sifat tomonidan aniqlash mumkin.

8.3.-§. Ideal suyuqlik zarrasi uchun dinamikaning asosiy qonunini

Truba kesimi yuzasidan o‘tayotgan suyuqlik oqimining P bosimini tezlik v va yuza S – ga bog‘liqligini bilgan holda, uning bosimi bilan tezlik o‘rtasidagi bog‘lanishni topish mumkin, ya’ni $P = f(v)$?

Mas.: qandaydir vertikalga α – burchak hosil trubadan oqayotgan ideal suyuqlikni ko‘raylik.



8.5-rasm

Biror t – momentda

1) x koordinatada S – yuza bo‘yicha bosim P bo‘lsin, 2) $x = dx$ da esa bosim $P + dP$ bo‘lsin.

Shunda:

$$dP = \frac{dP}{dx} \cdot dx \qquad (8.4)$$

deb yozish mumkin.

Kuchlar farqi, ya'ni bosim kuchi

$$F_x = PS - \left(P + \frac{dP}{dx} \cdot dx\right) \cdot S = -S \cdot \frac{dP}{dx} \cdot dx \qquad (8.5)$$

Ikkinchidan og'irlik kuchining tashkil qiluvchisi F_x ta'sir qiladi.

1) Og'irlik kuchi

$$dP = dv \cdot \gamma = S \cdot dx \cdot \gamma$$

bu yerda solishtirma og'irlik

$$\gamma = p \cdot g \qquad (8.6)$$

ga teng $dv = S \cdot dx$ tashkil qiluvchisi:

$$F_0 = \gamma \cdot S \cdot dx \cdot \cos\alpha \qquad (8.7)$$

$$dma = dm \cdot \frac{dv}{dt}; \; dm = \rho \cdot S \cdot dx$$

Nyuton qonuniga asosan

$$\sum dF_i = dm_i \cdot a_i$$

yoki

$$dF_i = \Delta m \cdot \frac{dv}{dt} \qquad (8.8)$$

$$dm = PSdx - S\frac{dP}{dx}dx + \gamma Sdx\cos\alpha = PSdx\frac{dv}{dt} \; / \; (S \cdot dx)$$

ga tenglamani bo'lib yozamiz:

$$-\frac{dP}{dx} + \gamma\cos\alpha = P\frac{dv}{dt} \qquad (8.9)$$

Bu – suyuq yoki gaz zarrachalari harakati uchun qovushqoq bo'lmagan holdagi harakat qonuni ko'rinishining yozilishdir. Bu formula stasionar va stasionar bo'lmagan oqimlar uchun ham o'rinlidir. Agar truba gorizontal holatida bo'lsa $\cos\alpha = 0$, chunki $\alpha = 90°$ va

$$-\frac{dP}{dx} = P\frac{dv}{dt} \qquad (8.10)$$

bo'ladi.

a) $\frac{dP}{dx} < 0$ bo'lsa, $\frac{dv}{dt} > 0$ bo'ladi, u holda $r \leftarrow v \rightarrow$

b) $\frac{dP}{dx} > 0$ bo'lsa, $\frac{dv}{dt} < 0$ bo'ladi, u holda $r \rightarrow v \leftarrow$

Bu formulalarning fizik ma'nosi shuki, bosim agarda shu dx masofada kamaysa, umumiy zarrachalari musbat tezlanish oladi, yoki bosimning o'zgarishi jism zarrachalari oladigan tezlanishning teskari ishorali o'zgarishga proporsional,

a) $r \rightarrow v \leftarrow, r \leftarrow v \rightarrow$

b) agar $v = const$ bo'lsa, unda

$$\frac{dv}{dt} = 0, -\frac{dp}{dx} = 0, P = const \qquad (8.11)$$

bo'ladi.

Endi soddaroq holni ko'raylik:

$$V = v(x) \qquad (8.12)$$

bog'lanish, ya'ni tezlik formulasi bo'lib, faqat x ga bog'liq bo'lsin. dt vaqt ichida (t – momentda) $dx_1 = vdt$ ga siljiydi, undagi tezlik

$$v_1 = v(x) + \frac{dv}{dx}dx \qquad (8.13)$$

Unda t va $t + dt$ vaqt orasida tezlikning o'zgarishi:

$$dv = v_1 - v(x) = \frac{dv}{dx}dx \qquad (8.14)$$

Bunda

$$dx_1 = v(x)dt \qquad (8.15)$$

desak, u funksiya uchun $\Delta y = \frac{\partial y}{\partial x} \cdot dx$ kabi $dv = \frac{dv}{dx}dx, dv = \frac{dv}{dx}v(x) \cdot dt$ larni dt bo'yicha hosila olsak

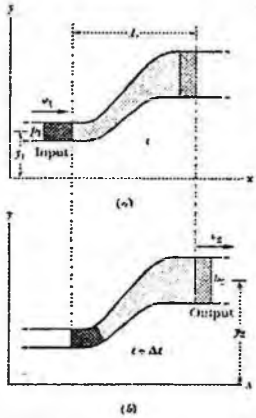
$$\frac{dv}{dt} = v\frac{dv}{dx} = \frac{d}{dx}\left(\frac{v^2}{2}\right) \qquad (8.16)$$

Demak, suyuqlik zarrachalari tezligining o'zgarishi uning tezlik kvadrati yarmisidan yo'l bo'yicha olingan hosilaga teng. Buni (8.9) ga qo'ysak

$$-\frac{dP}{dx} + \gamma \cos\alpha = \rho\frac{d}{dx}\left(\frac{v^2}{2}\right) \qquad (8.17)$$

Bu tenglama qovushqoq bo'lmagan suyuqlik yoki gazlarning stasionar oqimi uchun dinamika qonuni ko'rinishidir.

8.4.-§. Bernulli tenglamasi



8.6-rasm

Stasionar oqim uchun, qovushqoq bo'lmagan hamda siqiluvchan bo'lmagan suyuqlik zarrachasining harakati uchun dinamikaninng asosiy qonunini quyidagicha yozgan edik:

$$-\frac{dP}{dx}+\gamma\cos\alpha=\rho\frac{d}{dx}\left(\frac{v^2}{2}\right) \tag{8.18}$$

Bunda ρ – zichlik va γ – solishtirma og'irlik deb olgan edik va bular harakatga bog'liq bo'lmasin, ya'ni $\rho = const$

$$-dh=dx\cos\alpha \tag{8.19}$$

$\cos\alpha=-\frac{dh}{dx}$ va ρ – ni differensial ostiga kiritib, (8.18) tenglamani quyidagicha yozamiz:

$$-\frac{dP}{dx}-\gamma\frac{dh}{dx}=\frac{d}{dx}\left(\frac{\rho v^2}{2}\right) \tag{8.20}$$

$-\frac{dP}{dx}-\gamma\frac{dh}{dx}-\frac{d}{dx}\left(\frac{\rho v^2}{2}\right)=0$, bundan:

$$\frac{d}{dx}\left(P+\gamma h+\frac{\rho v^2}{2}\right)=0 \tag{8.21}$$

bo'ladi. Bundan

$$P + \gamma h + \frac{\rho v^2}{2} = const = E \qquad (8.22)$$

Bu siqilmaydigan suyuqlikning statsionar oqimi uchun yozilgan Bernulli tenglamasi. Bu tenglama gidrodinamikada katta ahamiyatga ega. Bu neglamada P – static bosim, ya'ni suyuqlik zarrachasini siqadigan bosim, γh – balandlik h ga o'zgargandagi bosim o'zgarishi, $\frac{\rho v^2}{2}$ – dinamik bosim.

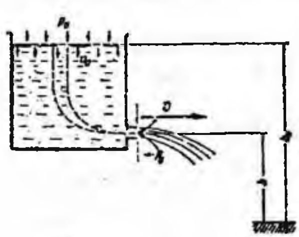
Gorizontal holatda trubadagi oqim uchun cha suyuqlik uchun $\gamma h = 0$ deyamiz. Shunda Bernulli tenglamasi quyidagicha soddalashadi:

$$P + \frac{\rho v^2}{2} = const \qquad (8.23)$$

Bernulli tenglamasi orqali suyuqlikninng oqishi, uning dinamikasi, ya'ni gidrodinamika masalalari hal qilinadi. Bernulli tenglamasi truba bo'ylab harakat qilayotgan suyuqlik zarrachalari energiyasi saqlanishi qonunidan kelib chiqadigan xususiy holdir: P – tashqi kuch ishi uning potensial energiyasi va kinetik energiyasining o'zgarishiga tengdir

Yana shuni takidlash lozimki, Bernulli tenglamasidan v katta bo'lgan sohada P – kichik, v – kichik bo'lgan sohada P – katta bo'lishini ko'rsatadi.

8.5.-§. Suyuqlikning idishdan oqishi – Torichelli formulasi



8.7-rasm

Bernulli tenglamasidan foydalanib ixtiyoriy balandlikdagi idishning ixtiyoriy sathidan oqib chiqayotgan suyuqlik tezligini aniqlash mumkin. Yuza bo'ylab bosim P_0 va tezlik v_0 bir xil bo'lsin (8.7-rasm). Yuza qatlamidagi suyuqlik uchun

$$\frac{\rho\upsilon^2}{2}+h_0\gamma+P_0=Э=const. \tag{8.24}$$

Demak, oqish uzuluksiz. U holda energiya'ning saqlanish qonuni va massa oqimining uzuluksizligi, ya'ni $\rho v S = const$ dan foydalanib

$$Э=\frac{\rho\upsilon_0^2}{2}+\gamma h_0+P_0=\frac{\rho\upsilon^2}{2}+\gamma h+P \tag{8.25}$$

tenglikni yozamiz. Suyuqlikni oqib chiqayotgan trubaning diametri idish deametridan va suyuqlik balandligidan juda kichik, u holda

$$P = const \tag{8.26}$$

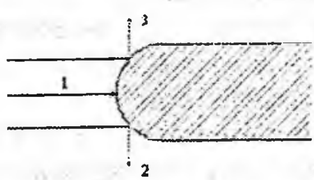
va idish ichida $P = P_0$ deb hisoblaymiz.

Bu holda tenglama $\frac{\rho}{2}(v^2 - v_0^2)$ ko'rinishiga keladi.

Agar $S_{id} \gg S_{Tr}$ ligini hisobga olsak, ya'ni idish yuzasi $s_{и}$ trubaning yuzasi $s_{т}$ dan cheksiz katta bo'lgani uchun ulardagi suv zarralarining tezliklari. $v_{Tr} \gg v_{id}$ munosabatda bo'ladi, ya'ni $v_0 \approx 0$ deb hisoblash mumkin. Trubadan oqib chiqayotgan suv oqimining tezligi $v = \sqrt{\frac{2\gamma}{\rho}(h_0 - h)} = \sqrt{2gh_0}$ ga teng bo'ladi. Bu Torlichelli formulasidir. Demak, ideal suyuqlikning trubadan oqish tezligi uni $h_0 - h$ balandlikdan uning erkin tushishidagi tezligiga teng tezlik bilan oqib chiqar ekan.

Bu ixtiyoriy burchak ostida oqib chiqayotgan suv oqimi uchun o'rinlidir.

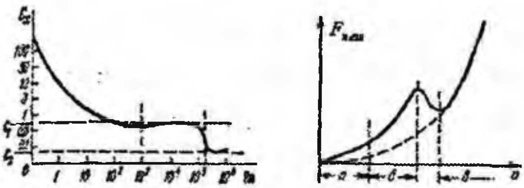
8.6.-§. Suyuqlik yoki gaz oqimining jismga ta'siri



Suyuqlik yoki gaz oqimi jismga ta'sir kuchlarini bitta natijaviy kuchga yoki juft kuch momentlariga tenglashtirish mumkin.

1-holda jism faqat 1 ta kuchlar ta'sir qilsin. Bu kuchni ikkita perpendikulyar kuchlarga ajratishimiz mumkin. 1- chisini oqim bo'ylab – markaziy qarshilik kuchi. 2-si unga perpendikulyar.

Agar jism simmetrik bo'lsa, va simmetriya o'qi oqim bo'ylab yo'nalgan bo'lsa, u holda faqat 1-kuch ahamiyatga ega. Peshona qarshilik kuchi – markaziy qarshilik kuchi yoki peshona kuchi deyiladi. Bu jismning shakliga, o'lchamiga va oqim tezligiga hamda suyuqlikning xossasiga bog'liq:



8.8-rasm

$$F_{pesh} = C_x S \cdot \frac{\rho \upsilon^2}{2}$$

Bu kuch $F_{pesh} \sim S, \frac{\rho \upsilon^2}{2}$ va c_x koeffisientlarga bog'liq ekan.

C_x- markaziy qarshilik kuchi koeffisienti doimiy bo'lmay, u Reynolds soniga bog'liq (2-rasmga qarang).

Reynolds soni $R_e = \frac{\upsilon l \rho}{\eta}$ ga teng bo'lib, u $R_e \sim \frac{1}{\eta}$.

$R \approx 100$ bo'lganda, shar uchun, $F \sim v$, ya'ni qarshilik kuchi tezlikka to'g'ri proporsinoal bo'ladi.

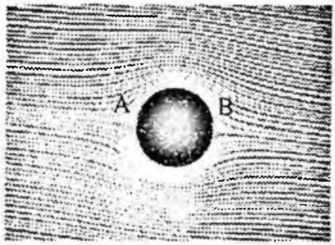
Agar $R \approx 1.5 \cdot 10^5$ bo'lsa, C_x – tez o'zgaradi: R_e – suyuqlik oqimining inersiyasi bilan qovushqoqlik oqimidagi nisbiy rolni aniqlaydi.

R_e – katta bo'lsa inersiya kuchlari, kichik bo'lsa qovushqoqlik qarshilik uchini v ga bog'liqligida asosiy rolni o'ynaydi.

Masalan: shar uchun

$$R_e \sim F \sim \frac{v_0^3}{gl}$$

Qarshilik kuchini tezlikka bog'liqligini tushuntirish uchun ideal suyuqlikdagi oqimga jismning qarshilik kuchini qaraylik. Agar jism sirti silliq shar yoki silindr shaklida deb olsak, jismga ishqalanish kuchlari ta'sir qilmaydi. Faqat statik bosim kuchi ta'sir qiladi deb faraz qilaylik.



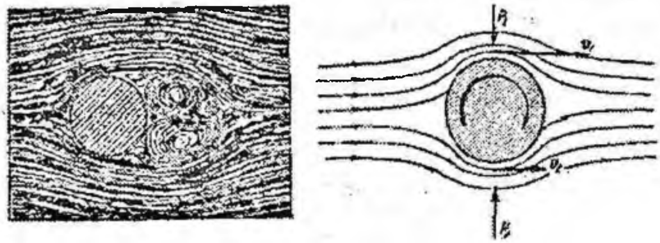
A va B nuqtalarda simmetriya nuqtai nazardan oqib o'tayotgan suyuqlik miqdori birday. Demak, unda tezlik ham bir xil: $v_A = v_B$.

Undan kelib chiqadiki, jismga ideal suyuqlikda ta'sir qiladigan kuch – $F = 0$. Nazariy tekshirishlar shuni ko'rsatadiki, uzlukli oqim ro'y berib, jismni aylanib, oqib o'tgan ideal suyuqlikda, jismning qarshilik kuchi nolga teng. Lekin biz bunday holatni kichik v larda kuzatamiz. Buni tajribada ko'rish mumkin. Katta tezlikda uyurma hosil bo'lib, suyuqlik oqimi o'zgarib oqadi! Bunda ta'sir etuvchi kuchlar nolga teng emas, sababi jismning orqasi va oldidan ta'sir etayotgan kuchlar teng emas, chunki

$$\upsilon_A \neq \upsilon_B \text{ va } p_A = p_B \sim \frac{\rho\upsilon^2}{2}\cdot S \Rightarrow F_n = F_{dn}$$

$p_A = p_B$ dan tahminan $\frac{\rho\upsilon^2}{2}$ – dinamik bosimga katta. Shuning uchun suyuqlik ideal bo'lishiga qaramay, uyurmani hosil qilib jismdan oqib o'tsa, u holda jismning suyuqlik oqimiga qarshilik kuchi nolga teng emas. Shu sababli suyuqlik jismga, u ideal bo'lganda ham, qandaydir kuch bilan ta'sir qiladi.

Yopishqoq suyuqliklarda esa, yana sirtga urinma kuchlar suyuqlik tomonidan ta'sir qilib, oqim bilan olib ketishga harakat qiladi. Agar oqim uyurmasiz-uzluksiz bo'lsa ham, agar jism yopishqoq bo'lsa markaziy qarshilik kuchi mavjud. Bu esa jism sirti bo'ylab urinma shaklida yo'nalgan kuchlar yig'indisidan iborat. Agar oqim uzlikli-uyurmali bo'lsa, yana oqimning uzilishi natijasida, bosimlar farqi vujudga kelishi natijasida natijaviy F_∂ kuch vujudga keladi.



8.9-rasm

Agar uyurmaga diqqat bilan qarasak, uyurma hosil qilgan suyuqlik oqib uning o‘rniga boshqa suyuqlik oqimi (qismi) kelib to‘ldiradi. Buning natijasida uyurma kamayib-ko‘payib, yo‘qolib-paydo bo‘lib turadi. Bu esa bosimlar farqini o‘zgartirib, uning kattaligini tebrantirib turadi. Buni taxminan o‘rtachasini hisoblash mumkin. Ana shu uyurmaning oqimi natijasida jismda paydo bo‘ladigan qarshilik, uyurmaviy qarshilik deyiladi (F_y). Shunday qilib, qarshilik kuchi

$$F = F_{din} + F_{ishq} + F_{uyurmaviy}$$

ga teng bo‘ladi.

Yuqoridagidan xulosa qilib quyidagilarni takidlaymiz. Agar suyuqlik tekis oqib jismni aylanib o‘tsa, uning orqasida qandaydir uyurmaviy – harakat qoladi va bu harakat kinetik energiya’ning kamayishi jismlarning qarshilik kuchini yengishga sarf qilingan ishga teng:

Xulosa qilib aytganda, jismning yopishqoq suyuqligi oqimdagi markaziy qarshiliklari sabablari uchta:

1. Yopishqoq urinma kuchlar
2. Oqim uzilishidan hosil bo‘ladigan bosimlar farqi tufayli
3. Bosim uyurma hosil qilishi natijasida tebranishi

Jismning suyuqlik oqimidagi qarshilik kuchi uning shakliga bog‘liq. Shuning asosida poyga avtomobili, samolyot va raketalar shakli tanlab olinadi. O‘tkir uchi esa suyuqlikning uyurma qilish ehtimolligini kamaytiradi.

Agar suyuqlik yoki gaz oqimiga aylanma harakat qiliyotgan silindrni qo‘ysak, unga ko‘tarish kuchiga o‘xshash oqimga perpendikulyar kuch ta’sir qiladi.

Silindrning chiziqli holati yuqori qismida oqim yo'nalishi bilan ustma-ust tushadi. Pastki qismda qarama-qarshi qismlar ham shunday $\upsilon_{\gamma_u} > \upsilon_n$. Demak, bosimlar har xil bo'ladi. Agar kuch oshsa $\upsilon \to$ va $\omega \to$ oshadi.

$p_2 - p_1 \sim \bar{F}$ ko'taruvchi kuch bo'ladi. Shu kuch Magnus kuchi deyiladi. Suyuqlik yoki gaz oqimidagi aylanma holat qilayotgan silindrda ko'ndalang kuchlar hosil bo'lishi Magnus effekti deyiladi.

Buni qog'ozdan qilingan silindrning stoldan aylanma harakat qilib tushishidan ko'rsa bo'ladi. Samolyot qanoti va parusni aylanma harakat qilayotgan silindr bilan almashtirish mumkin.

Kemaga qurilgan – Parus o'rniga aylantiruvchi silindrlar bilan almashtirilgan, bu Fletner rotari deb ataladi.

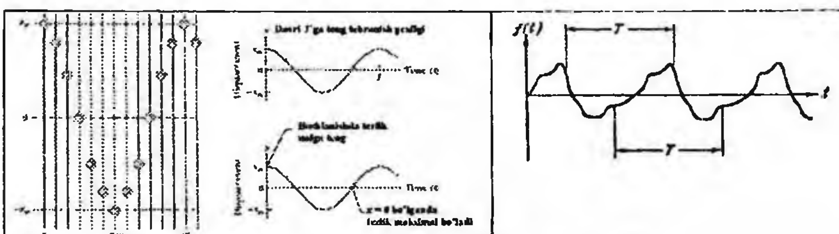
Jismning gaz oqimida harakati, unda ko'taruvchi kuchning vujudga kelishi, Jukovskiy – Kutta formulasini keltirib chiqarishni o'quvchilarga havola qilinadi.

IX BOB. TEBRANMA HARAKAT

9.1.-§. Davriy jarayon tushunchaasi

Tabiatda ro‘y beradigan hodisalarning davriy takrorlanishi, davriy ravishda ro‘y berishini kuzatamiz. Masalan: Oyning Yer atrofida aylanishi, kechasi bilan kunduzning almashinishi, soat mayatnigining tebranishi, aylanma harakat qiluvchi jismlar. Bular qandaydir davrdan so‘ng o‘z holatini takrorlaydi.

Demak, davriy jarayonlarda biron bir kattalikning o‘zgarishlari muayyan vaqt – yani davr dan keyin albatta takrorlanadi. Agar bu harakatlarning biror funksiya $-f(t)$ bilan ifodalasak va u T davr bilan o‘zgaradigan **davriy funksiya** bo‘lsa, unda har qanaqa t uchun $f(t) = f(t+T)$ sharti bajarilishi kerak, ya’ni T – vaqtdan keyin berilgan funksiya yana shu qiymatga teng bo‘ladi. Buning grafiklarini sinus yoki kosinus funksiyalari qonunlari bilan ifodalash mumkin. Tabiatda harakatlar murakkab harakatlardir. Qandaydir qisqa vaqt intervalida ularning harakatini davriy harakat deb qarash mumkin va unda, bu harakat davriy ravishda o‘zgarishi mumkin.



9.1-rasm. Tebranishlarning misollari

Agar bunday davriy harakatlarni biron bir funksiya $-f(t)$ bilan ifodalasak, unda:

$$f(t) = f(t+T) \tag{9.1}$$

ga teng bo‘ladi, ya’ni $T-$ vaqtdan keyin bu funksiya yana shu qiymatga teng bo‘ladi. Buning grafiklarini sinus yoki kosinus funksiyalari bilan ifodalash mumkin. Tabiatda davriy bo‘lmagan, ammo davriyga o‘hshagan hodisalar ham uchraydi. Masalan, mayatnik tebranishi, daraht shohining qimillashi, zilzilalar, g‘ildirakning aylanishi va boshqalar. Bularda tebranishlar asta sekin so‘nadi. Bu turdagi harakatlarni **tebranishlar** deyishadi. Davriy tebranishlar umumiy tebranishlarning xususiy holatidir.

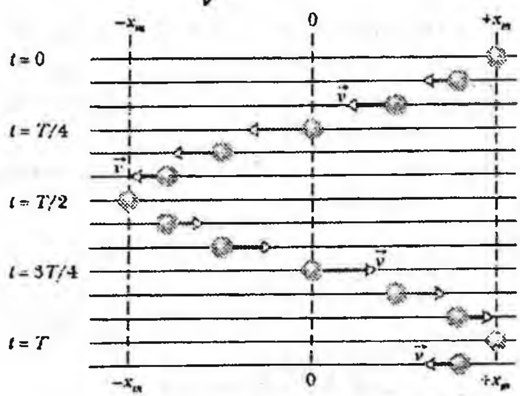
Turli tebranma jarayonlari orasida garmonik tebranishlar alohida o‘rin tutgan.

9.2.-§. Garmonik tebranma harakat. Uning parametrlari.

Garmonik tebranishlar davriy jarayon bo‘lib, undagi parametrlari sinus yoki kosinus funksiyalari bilan ifodalanadi. Masalan, aylanayotgan nuqtaning harakat tekisligida yotgan chiziqqa proyektsiyasi.

Tebranishning eng muhim xususiyati bu **chastota** – ν, yani bir sekund davomidagi tebranishlar soni. Uning o‘lchash birligi Gerts [Gts]. Shunda davr T unga teskari kattalik bo‘ladi:

$$T = \frac{1}{\nu}, [T] = \text{sekunda} \qquad (9.2)$$



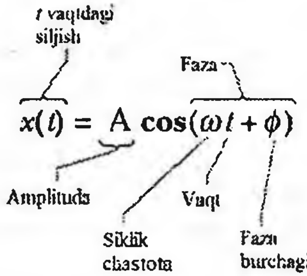
9.2-rasm.

Garmonik harakatning misoli. Bu yerda zarra muvozanat nuqtasi atrofida chapga va o‘ngga tebranai. Chetki nuqtalarda tezlik nolga teng bo‘ladi. O‘rta nuqtada (muvozanat holatida) tezlik maksimal qiymatiga ega. Bunday tebranayotgan zarraning siljishi x vaqtga bog‘langan funksiya bilan ifodalanadi:

$$x(t) = A\cos(\omega t + \varphi) \qquad (9.3)$$

Bu yerda A, ω va φ – doimiy kattaliklar. Bunday harakat **garmonik tebranish** deyiladi.

A kattaligi tebranish **amplitudasi** deyiladi (uni yana x_m deb belgilashadi, m indeksi maksimum so'zidan). U musbat kattalik bo'lib, tebranish qanday boshlanganligiga bog'liq. Bu kattalik tebranayotgan zarraning ikkita tomonga maksimal siljishini bildiradi. Cosinus funksiyasi ± 1 diapazonni egallaganligi sababli, $x(t)$ siljitishi $\pm A$ diapazonni egallaydi.



Vaqtga bogliq kattalik $(\omega t + \varphi)$ harakat **fazasi** deyiladi, φ esa faza burchagi deyiladi. φ ning qiymati $t = 0$ vaqtdagi siljishga va tezlikga bog'liq. Quyidagi 10.3-rasmda faza burchagi nolga teng.

Tebranishning **siklik chastotasi** ω ni tushuntirish uchun biz $x(t)$ funksiyasi bir davrdan keyin yana o'q qiymatiga qaytishi kerakligini qayd etishimiz kerak. Soddalik uchun $\varphi = 0$ deb turamiz. (10.3) tenglamani boshqacha yozamiz:

$$A\cos(wt) = A\cos\omega(t + T) \qquad (9.4)$$

Kosinus funksiyasi o'zining argumenti, ya'ni fazasi 2π radianga ortganda yana o'z qiymatiga qaytadi:

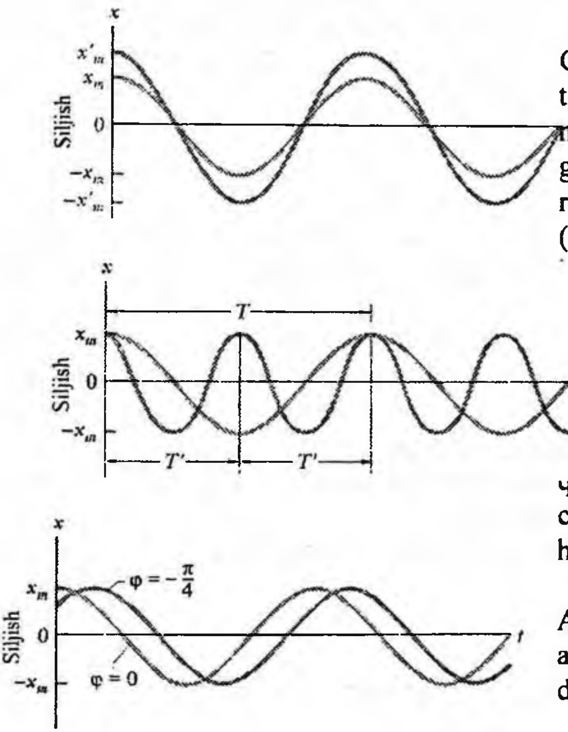
$$\omega(t + T) = \omega t + 2\pi$$

yoki

$$\omega T = 2\pi,$$

Demak

$$\omega = \frac{2\pi}{T} = 2\pi\nu. \qquad (9.5)$$



9.3-rasm. Garmonik tebranishlar misollari. Hamma grafiklarda ko‘k rangli egrichiziq (10.3) formulasi an olingan. Qizil dan biron bir rameter bilan farq adi.

Tepada: nplitudalar farq qudai, ammo chastota va davr bir hil.

O‘rtada: Amplituda bir hil, amoo chastota va davrlar farq qiladi.

Pastda: Manfiy faza burchagi egrichiziqni o‘ng tomomga siljitadi. $\varphi = 0$ da oddiy kosinus grafigi bo‘ladi.

(9.3) tenglamaning hosilasini olsak, tebranayotgan zarraning tezligiga ega bo‘lamiz:

$$v(t) = \frac{dx(t)}{dt} = \frac{d}{dt}[A\cos(\omega t + \varphi)]$$

yoki

$$v(t) = -\omega A\sin(\omega t + \varphi). \qquad (9.6)$$

Shunda $v_m = \omega a_m = \omega A$ kattaligi tezlik amplitudasi deyiladi.

Endi, oddiy garmonik tebranish tezligi $v(t)$ ni bilsak, uning tezlanishini ham topsak bo'ladi. Uning uchun tezlik funksiyasini yana bir marta vaqrt bo'yicha hosilasini olish kerak. Shunda:

$$a(t) = \frac{dv(t)}{dt}\frac{d}{dt}[-\omega A\sin(\omega t + \varphi)]$$

yoki

$$a(t) = -\omega^2 A\cos(\omega t + \varphi) \tag{9.7}$$

Musbat kattalik $\omega^2 A$ – tezlanish amplitudasi deyiladi. (9.3) va (9.7) tenglamalarni birlashtirsak, tezlanishning yangi shakliga kelamiz:

$$a(t) = -\omega^2 \cdot x(t). \tag{9.8}$$

Bu oddiy garmonik tebranishning alomatidir: bunda tezlanish siljishga proposional bo'lib uning teskari znakiga teng va ukkita kattalik siklik chastotasining kvadrati bilan bog'langan.

Tezlanish kattaligidan garmonik tebranishning kuchiga kelamiz. Nyutonning 2-qonuniga ko'ra:

$$F = ma = -(m\omega^2)x \tag{9.9}$$

Guk qonunida

$$F = kx \tag{9.10}$$

Demak

$$k = m\omega^2 \tag{9.11}$$

Bundan

$$\omega = \sqrt{\frac{k}{m}} \tag{9.12}$$

va

$$T = 2\pi\sqrt{\frac{m}{k}} \tag{9.13}$$

ekanligi kelib chiqadi.

Bularning hammasidan garmonik tebranish uchun umumiy xususiyatni xulosa qilishimiz mumkin: ***oddiy garmonik tebranayotgan zarraga berilgan kuch zarraning siljishiga proporsional bo'lib, belgiga teskaridir***.

Garmonik tebranishning potensial energiyasi:

$$U(t) = \frac{1}{2}kx^2 = \frac{1}{2}kA^2\cos^2(\omega t + \varphi), \tag{9.14}$$

Kinetik energiyasi esa

$$K(t) = \frac{1}{2}mv^2 = \frac{1}{2}m\omega^2 A^2 \sin^2(\omega t + \varphi), \qquad (9.15)$$

(9.12) ni inobatga olsak,

$$K(t) = \frac{1}{2}mv^2 = \frac{1}{2}kA^2 \sin^2(\omega t + \varphi) \qquad (9.16)$$

(9.14) va (9.16) larni birlashtirsak. Umimiy mexanik energiyaga ega bo'lamiz:

$$E = U + K =$$

$$= \frac{1}{2}kA^2 \cos^2(\omega t + \varphi) + \frac{1}{2}kA^2 \sin^2(\omega t + \varphi)$$

$$\frac{1}{2}kA^2[\cos^2(\omega t + \varphi) + \sin^2(\omega t + \varphi)]$$

Ixtiyoriy burcak α uchun $\cos^2\alpha + \sin^2\alpha = 1$ ligini inobatga olsak:

$$E = U + K = \frac{1}{2}kA^2. \qquad (9.17)$$

bo'lib chiqadi.

Garmonik tebranayotgan zarraning mexanik energiyasi doimiy bo'lib, vaqtga bog'liq emas.

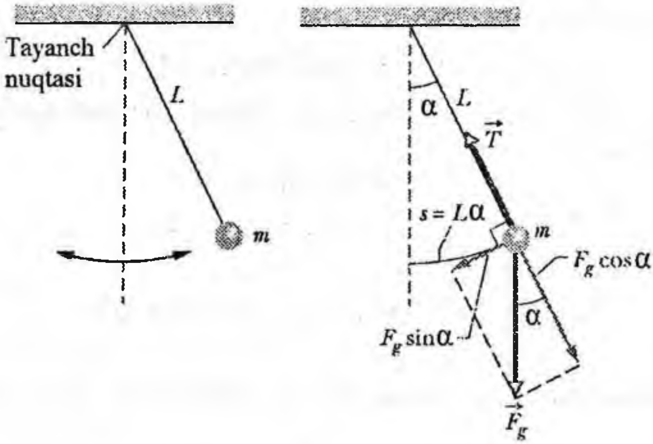
9.3.-§. Matematik mayatnik

Endi tebranishlar siqilgan yoki cho'zilgan prujina emas, balki tortishish kuchi bilan bog'liq bo'lgan garmonik tebranishlarga e'tibor qarataylik. Ulardan eng soddai bu matematik mayatnik. Bunday mayatnikda jism – material nuqta (ya'ni uning o'lchami va shaklini inobatga olmasa bo'ladi) deb qaraladi va u cho'zilmaydigan ipga yoki vaznsiz sterjenga osilgan bo'ladi (9.4-rasm). Demak matematik mayatnik – bu garmonik tebranishlarning ideallashtirilgan holatidir.

Matematik mayatnikning tebranma harakati tortishish kuchi bilan belgilanadi. Bu kuch ikkita tashkil etuvchiga yoyiladi:

$$T = P\cos\alpha$$
$$F = P\sin\alpha \qquad (9.20)$$

Muvozanat holatidan chiqqanda, muvozanatga qaytaruvchi F kuch shu yo‘nalishda mayatnikning harakatiga sabab bo‘ladi. Bu uning xususiy harakati deyiladi. Xususiy tebranma harakat deb shunday harakatga aytiladiki, bunda unga o‘zidagi ichki kuchlar ta’sir qilib, boshqa jismlar tomonidan hech qanday ta’sir qilmaydi.



9.4-rasm. Matematik mayatning tebranishi.

Agar ipning osilish nuqtasida ishqalanish sezilarli darajada bo‘lsa, bunda mayatnik harakati sekinlashib, asta-sekin to‘xtaydi.

Unda $E_k \to Q$, ya’ni uning kinetik energiyasi ishqalanish kuchlarini yengishga sarf bo‘ladi. Agar ishqalanish kuchlarini minimumga keltirsak, bunda uning harakati garmonik harakatga yaqinlashadi. Soddalik uchun $F_{ishq} = 0$ bo‘lsin.

Og‘ish burchagi nisbatan kichik bo‘lsa ($\alpha \leq 10^\circ$), jismning tebranish amplitudasi, ya’ni eng katta siljishi

$$A \approx L \cdot \alpha \tag{9.21}$$

Yoy bo‘yicha ta’sir qiluvchi kuch:

$$F = mg\sin\alpha \approx mg\alpha \tag{9.22}$$

Unda jism-sharchaning harakat tenglamasi quyidagicha bo‘ladi:

$$m\ddot{x} = -F \tag{9.23}$$

minus bo‘lishiga sabab F kuch harakatga qarama-qarshi yo‘nalganligidir. Harakat tenglamasining chap tomonini yoyamiz:

$$m\ddot{x} = -mgx/L \tag{9.24}$$

va massa m ga qisqartirib

$$\ddot{x} + \mathrm{g}x/L = 0 \qquad (9.25)$$

ko'rinishiga ega bo'ladi.

Matematik mayatnikka jismning tebranishlari $F = mg\frac{x}{L}$ kuchi ta'sirida ro'y beradi. Uning qiymati siljishga proporsional, ammo unga teskari qaralgan. Ya'ni bu kuch doimo muvozanat holatiga qaralgan bo'ladi. Shuining uchun u yana muvozanat holatiga qaytaruvchi kuch ham deyiladi.

(9.25) tenglamaning echimi

$$x = A\sin\left(\sqrt{\frac{\mathrm{g}}{L}}t + \varphi\right) \qquad (9.26)$$

bo'ladi. Tekshirish uchun uni yana 2-marta hosilasini olsak,

$$\ddot{x} = -\frac{\mathrm{g}}{L}A\sin\left(\sqrt{\frac{\mathrm{g}}{L}}t + \varphi\right) = -\frac{\mathrm{g}}{L}x \qquad (9.27)$$

ga kelamiz. (9.27) (9.25) bilan mutloq ustma-ust tushmoqda. Endi belgilash kiritamiz va uni siklik chastota deymiz:

$$\omega^2 = \mathrm{g}/L, \omega = \sqrt{\mathrm{g}/L} \qquad (9.28)$$

Buni inobathga olgan holda, harakat tenglamasi va uning yechimi boshqatdan yozamiz:

$$\ddot{x} + \omega_0^2 x = 0$$

$$x = A\sin\left(\sqrt{\frac{g}{L}}t + \varphi_0\right). \qquad (9.29)$$

Umumia olganda $\varphi = \omega_0 t + \varphi_0$ tebranish fazasi, φ_0 – boshlang'ich fazasidir, ya'ni $t = 0$ teng bo'lgandagi tebranish fazasi. Demak, mayatnikning tebranma tenglamasi

$$x = A\sin(\omega_0 t + \varphi_0) \qquad (9.30)$$

ko'rinishda bo'ladi.

Agar $\varphi_0 = 0$ bo'lsa, unda boshlang'ich fazasiz tebranma harakat bo'ladi. Tebranish davriydir, ya'ni T – davrda yana takrorlanishi kerak.

Buning uchun (9.29) – da faza 2π ga o'zgarishi kerak, *sinus* – davriy funksiyadir. Endi matematik mayatnikning tebranish davri T ning ifodasini keltirib chiqamiz. (9.25) dan

$$\omega_0 = \frac{\mathrm{g}}{l}, \omega_0 = \frac{2\pi}{T} \text{ va } \omega_0 = \sqrt{\frac{\mathrm{g}}{L}}$$

bo‘lgani uchun ulardan

$$T = 2\pi\sqrt{L/g} \tag{9.31}$$

ni hosil qilamiz.

Bu esa matematik mayatnikning tebranish davri formulasi, tebranish chastotasi esa

$$\nu = \frac{1}{2\pi}\sqrt{\frac{g}{L}} \tag{9.32}$$

formula bilan aniqlanadi. Shunday qilib, garmonik tebranma harakat qilayotgan matematik mayatnikning tebranish davri mayatnik uzuligining kvadarat ildiza proposional: $T \approx \sqrt{L}$ va erkin tushish tezlanishing kvadrat ildiziga teskari proposional $T \approx \frac{1}{\sqrt{g}}$, lekin mayatnik sharchasining mascasiga bog‘liq emas.

9.4.-§. Fizik mayatnik, uning harakat tenglamasi

Og‘irlik markazidan o‘tmagan har qanday nuqtasidan osilgan va muvozanat atrofida tebranma harakat qiladigan jism yoki jismlar sistemasiga **fizik mayatnik** deyiladi. Bunday mayatniklar real holatga yaqin bo‘lib, ihtiyiriy massa taqsimotiga ega bo‘lishi mumkin.

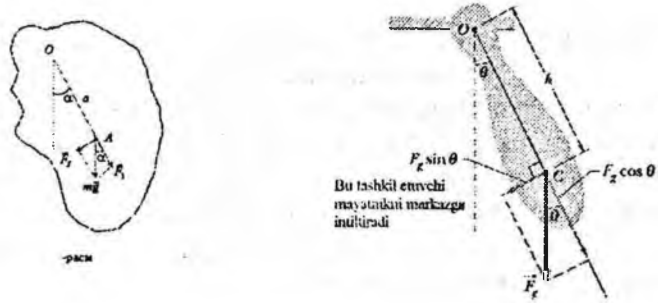
Ixtiyoriy massa taqsimotiga ega bo‘lgan fizik mayatnik *O* nuqtasida osilib, tebranma harakatga keltiraylik, lekin aylanma harakat qilmasin. Og‘irlik markazi nuqtasi *O* nuqtadan ma’lum masofada bo‘lsin. Uni kichik burchaga og‘dirib, tebranma harakatga keltirsak, u, umuy holda xuddi matematik mayatnikdek tebranadi. Tebranayotganda muvozanatga qaytaruvchi kuch momenti hosil bo‘ladi:

$$M = mgh\sin\theta \tag{9.33}$$

bu yerda m – jismning massasi. Tebranishda jismga faqat bu moment ta’sir qiladi. Dinamikaning 2-qonuniga ko‘ra:

$$I\ddot{\theta} = -mgh\sin\theta. \tag{9.34}$$

bu yerda I – inertsiya momenti, $\ddot{\theta} = \varepsilon$ – burchak tezlanishi. Demak $M = -I\ddot{\theta}$.



9.5-rasm. Fizik mayatning tebranishi chizmasi.
Chapda: Og‘irlik markazi A nuqtada, a – osilgan nuqta O dan og‘irlik markazigacha masofa, α – og‘ish burchagi.
O‘ngda: Og‘irlik markazi C nuqtada, h – osilgan nuqta O dan og‘irlik markazigacha masofa, θ – og‘ish burchagi.

Tebranish burchagi kichik bo‘lganda $\sin\theta \approx \theta$. Shunda

$$I\ddot{\theta} + mgh\theta = 0$$

yoki

$$\ddot{\theta} + \frac{mgh}{I}\theta = 0. \qquad (9.35)$$

Bu tenglama (9.25) tenglama bilan ustma-ust tushadi. Bundan θ garmonik ravishda o‘zgaraishi kelib chiqadi. Uning chastotasi:

$$\omega = \sqrt{\frac{mgh}{I}} \qquad (9.36)$$

Demak, uzunligi $l_0 = I/mh$ – keltirilgan masofaga teng bo‘lgan matematik mayatnikning tebranish chastotasi xuddi fizik mayatning tebranish chastotasiga teng bo‘ladi. Endi yuqoridagi ifodadan fizik mayatnikning tebranish davrini aniqlaymiz:

$$\omega = 2\pi\nu = \frac{2\pi}{T} \qquad (9.37)$$

bundan tebranish davrini topishimiz mumkin:

$$T = \frac{2\pi}{\omega} = 2\pi\sqrt{\frac{I}{mgh}} = 2\pi\sqrt{\frac{l_0}{g}} \qquad (9.38)$$

9.5.-§. Prujinali mayatnik, uning harakat tenglamasi, tebranish qonuniyatlari

Ideal elastik prujinaga osilgan yukning garmonik tebranma harakatini ko'ramiz. Garmonik tebranishlar bo'lishi uchun prujinanik deformatsiyasi uning siljishiga proporsional bo'lishi kerak. Yani yukning kuchi Guk qonuni bo'yicha aniqlanadi:

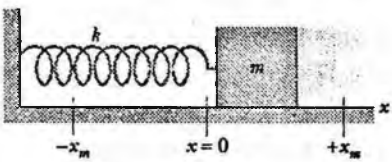
$$F_T = k\Delta l \text{ yoki } F_T = -kx \tag{9.39}$$

Shuning uchun tebranma harakat tenglamasi

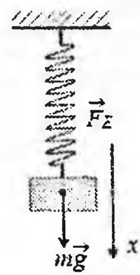
$$m\ddot{x} = F = -kx$$

yoki

$$m\ddot{x} + kx = 0 \tag{9.40}$$



9.6-rasm. Prujinali mayatnikning sxemasi.



Uning ko'rinishini bir jinsli diffenrensial tenglama ko'rinishiga keltiramiz:

$$\ddot{x} + \frac{k}{m}x = 0 \tag{9.41}$$

Uning yechimi *sin* va *cos* qonuniyati bo'yicha bo'ladi:

$$x = A\sin\sqrt{\frac{k}{m}t + \varphi_0} \tag{9.42}$$

Bu yerda $\omega = \sqrt{\frac{k}{m}}$ prujinali mayatning siklik chastotasi. Shunda mayatning tebranish davri:

$$T = 2\pi\sqrt{\frac{m}{k}} \tag{9.43}$$

Demak, $T \sim \sqrt{m}, T \sim \sqrt{\frac{1}{k}}$ bo'lib T – geografik kenglikka bog'liq emas. Prujinali mayatnikning tebranma harakat kinetik energiyasi:

$$E_K = \frac{mv^2}{2} = \frac{m}{2}\dot{x}^2 = \frac{m}{2}A^2\omega^2\cos^2(\omega t + \varphi_0) \quad (9.44)$$

va potensial energiyasi

$$E_P = \frac{mx^2}{2} = \frac{k}{2}A^2\sin^2(\omega t + \varphi_0) \quad (9.45)$$

ga teng.

To‘la energiyasi esa

$$E = E_K + E_P = \frac{k}{2}A^2 = const \quad (9.46)$$

ekan.

9.6.-§. Kyonig teoremasini tadbiqi

Endi tebranish davrini topishga **Kyonig teoremasini** tadbiq etamiz. Bu teorema mexanik sistemaninmg to‘liq energiyasini massa markazining harakat energiyasi hamda massa markaziga nisbatan harakat energiyasi orqali ifodalashga imkon beradi. Demak, mexanik sistemaning kinetik energiyasi massa markazi harakati energiyasi plyus massa markaziga nisbatan harakat energiyasiga teng:

$$E = E_K + E_P \quad (9.47)$$

bu yerda E – sistemaning to‘liq energiyasi, E_K – massa markazining kinetik energiyasi, E_P – sistemaning nisbiy kinetik energiyasi.

Tebranma harakat uchun

Umumlashgan koordinata q ni kiritib, kinetik va potensial energiyalar ifodalarini yozamiz:

$$E_K = \frac{\beta\dot{q}^2}{2} = \frac{m}{2}v^2 = \frac{m}{2}\dot{x}^2$$

va

$$E_P = \frac{\alpha}{2}q^2 = \frac{k}{2}x^2 \quad (9.48)$$

Bu yerda α va β – potensial va kinetik energiyalardagi koeffisientlari. Kyonig teoremasiga binoan:

$$\omega = \sqrt{\alpha/\beta} = \sqrt{k/m} = \frac{2\pi}{T} \quad (9.49)$$

Bu formuladan tebranish davri quyidagicha bo‘lib chiqadi:

$$T = 2\pi\sqrt{\frac{m}{k}} \quad (9.50)$$

Kyoning teoremasini matematik va fizik mayatniklarga tadbig'ini o'quvchilarning o'zlariga mustaqil tahlil qilishi tavsiya etiladi.

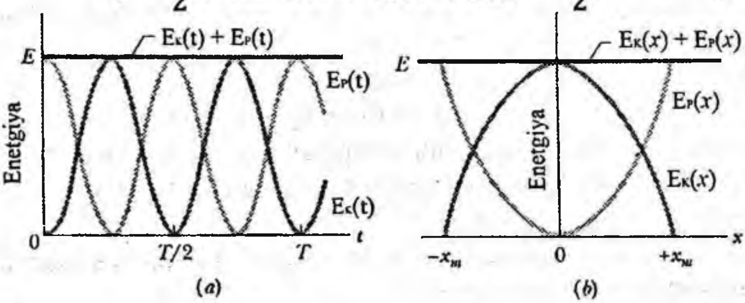
9.7.-§. Xususiy tebranishlarda energiyaning o'zgarishi

Xususiy erkin tebranishlarda ularga ta'sir etuvchi kuch $F \sim x$ dir va ular o'zining muvozanat holati atrofida shu kuch ta'sirida tebranadi. Masalan: plastinkaning tebranishini ko'raylik. Albatta muvozanat holati atrofida tebransin, u holda uning energiyalari

$$E_K = \frac{m}{2} A^2 \omega^2 \cos^2(\omega t + \varphi_0), E_{K\,max} = \frac{mA^2\omega^2}{2}$$

va potensial energiyasi

$$E_P = \frac{k}{2} A^2 \sin^2(\omega t + \varphi_0), E_{P\,max} = \frac{kA^2}{2} \qquad (9.51)$$



9.7-rasm. Tebranma harakatning rinetik va potensial energiyasi o'zgarishi.

Grafik va formulalardan ko'rinib turibdiki, kinetik va potensial energiyalarning absolyut qiymatlari bir biriga teng $E_{K\,max} = E_{P\,max}$. Ammo kinetik energiya maksimum qiymatiga intiganda $E_{K\,max} \rightarrow$ *maximum*, potensial energiya minimumiga intilar ekan: $E_{P\,max} \rightarrow$ *minimum.*

9.8.-§. So'nuvchan tebranma harakat. So'nish dekrementi

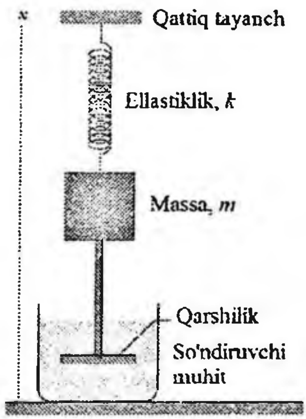
Tabiatda harakatlarning deyarli hammasi, shu jumladan tebranishkar, ishqalanish kuchlari tufayli so'nadi (agar unga davriy kuch ta'sir qilib turmasa). Ishqalanish kuchi murakkab ravishda tezlikga bog'liq bo'ladi. Shunda yuqorida ko'rilgan oddiy tebranma harakatlar misollarda $F_{ishq} \neq 0$ bo‘lsin. Tebranish tezligi juda kichik bo‘lganda, ishqalanish kuchi tezlikga chiziqli proporsional deb olishimiz mumkin:

$$F_{ishq} \sim v$$

yoki

$$F_{ishq} \approx h\dot{x} \quad (9.52)$$

bu yerda h – ishqalanish koeffisienti (qarshilik kuchining koeffissienti).



9.8-rasm. So‘nuvchi garmonik tebranishning misoli. So‘ndiruvchi muhitda qarshilik x o‘qi bo‘ylab so‘ndiruvchi (qarshilik) kuchini hosil qiladi.

Eng sodda tenglamani tebranma harakat, bu prujinali mayatnik harakatidir. Uning uchun harakat tenglamasi

$$m\ddot{x} = -kx - h\dot{x} \quad (9.53)$$

ko‘rinishda bo‘ladi. Tenglamani m ga bo‘lsak hamda

$$\omega_0^2 = k/m$$

va

$$\delta = \frac{h}{2m} \quad (9.54)$$

ligigni inobatga olsak (δ – so‘nish koeffisienti), harakat tenglamasi quyidagi shakilda yoziladi:

$$\ddot{x} + 2\delta\dot{x} + \omega_0^2 = 0 \qquad (9.55)$$

Bu tenglamaning yechimi quyidagicha bo'ladi:

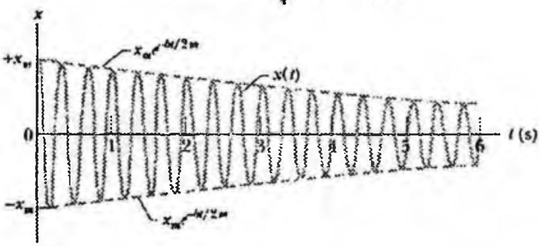
$$x = Ae^{-\delta t}\cos(\omega t + \varphi_0). \qquad (9.56)$$

Bu yerda ω – siklik chastota

$$\omega = \sqrt{\omega_0^2 - \delta^2}$$

yoki, (9.54) ni qo'ysak,

$$\omega_1 = \sqrt{\frac{k}{m} - \frac{h^2}{4m^2}}. \qquad (9.57)$$



9.9-rasm. So'nuvchi tebranishning grafigi. x_m – maksimal siljish, ya'ni tebranish amplitudasi.

(9.56) dagi harakat eksponensial (so'nuvchi) $e^{-\delta t}$ funksiyaning periodik bo'lgan $\cos(\omega t + \varphi_0)$ funksiyasiga ko'paytmasi ko'rinishida namoyon bo'ladi. Bunday tebranishning davri

$$T_1 = \frac{2\pi}{\omega_1} \qquad (9.58)$$

so'nuvchi tebranishlarning shartli tebranish davri deyiladi. Bu yerda δ – so'nishning tezligini bildiruvchi so'nish koeffisienti deyiladi. Demak, $\delta = h/2m$ bo'lgani uchun ishqalanish koeffisienti oshganda δ ham kattalashadi.

(9.9)-rasmda "so'nuvchan sinusoidal" tebranishlar misoli ko'rsatilgan. Vaqt o'tgan sari tebranishlar susayadi, amplitudasi kamayib boradi. Buni grafukga urunma egri chiziqg'i ko'rsatadi. So'nayotgan grafik $\pm Ae^{-\delta t}$ chegarasidan chiqmaydi. $\delta = h/2m$ kattaligi *so'nish koeffisienti* deyiladi, u vaqt davomida so'nish tezligini ko'rsatadi.

(9.56) ko'rinishidagi tebranishlar ma'lum vaqtda boshlanadi va umumiy holda sheksiz davom etishi mumkin. Shuning uchun bunday jarayonlarning davomiyligini baholash uchun *relaksatsiya vaqti* τ degan kattalik kiritilgan. Bu kattalik $\tau = 1/\delta$ vaqt birligiga ega. Ralaksatsiya vaqti davomida tebranishlar implitudasi $e \approx 2.73$ –marta kamayadi. Shartli ravishda relaksatsiya vaqti deb so'nuvchi jarayonning davomiyligini aytishadi.

Gap shunda-ki, na so'nish koeffitsienti na relaksatsiya vaqti tebranayotgan sistemani xarakterlamaydi. Davrga qarab bir hil τ vaqti davomida har hil sistemalar harxil son bilan tebranishi mumkin. Shuning uchun sistemaning so'nishini bildirish uchun so'nish koeffitsienti o'rniga o'lchamsiz *ϑ – logarifmik decrement* kattaligi ishlatiladi:

$$\vartheta = \frac{T}{\tau} = \delta T \qquad (9.59)$$

bu yerda T – so'nuvchi tebranishning shartli davri. Dekrementga teskari kattalik

$$\frac{1}{\vartheta} = \frac{\tau}{T} = N \qquad (9.60)$$

tebranishlar amplitudasi e marta kamayishi, yoki, sharli qilib aytganda, tebranishlar so'nib, sistema tinch holatiga kelishi davomida, u necha marta tebranishini ko'rsatadi. Masalan, agarda decrement 0.1 teng bo'lsa, 10 tebranishda so'ng ularning amplitudasi deyarli 3-marta kamayadi.

ϑ quyidagicha aniqlanadi. Agar biron bir momentda siljish x_1 bo'lsa, unda shartli davga teng T_1 vaqtdan keyin siljish quyidagicha bo'ladi:

$$x_2 = x_1 e^{-\delta T_1}$$

Haqiqatdan ham, $\omega_1(t_1 + T_1) = \omega_1 t_1 + \omega_1 T_1 = \omega_1 t_1 + 2\pi$ bo'lgani uchun

$$x_1 = Ae^{-\delta T_1}\cos(\omega_1 t_1 + \varphi)$$

$$x_2 = Ae^{-\delta T_1 - \delta T_1}\cos(\omega_1 t_1 + \varphi + 2\pi) = x_1 e^{-\delta T_1}.$$

$\vartheta = \delta T_1$ ekanligini inobatga olsak, siljishlarning nisbati quyidagicha bo'ladi:

$$\frac{x_2}{x_1} = e^{-\vartheta}$$

yoki

$$\ln\frac{x_1}{x_2} = \vartheta. \qquad (9.61)$$

Shuning uchun ϑ *logarifmik dekrement* deyiladi. Ko‘rib turganimizdek, dekrement ikkita ketma-ket keladigan amplitudalar nisbatining natural logarifmiga teng.

NT_1 vaqtdan keyin , ya’ni x_1 siljishdan keyin ro‘y bergan N tebranishdan keyingi siljishni x_N deylik. Yuqoridakka fikrlab, kelamiz:

$$\frac{x_N}{x_1} = e^{-N\vartheta}$$

va

$$\ln\frac{x_1}{x_N} = N\vartheta \text{ yoki } \vartheta = \frac{1}{N}\ln\frac{x_1}{x_N}. \qquad (9.62)$$

N marta tebrangandan keyingi siljish orqali ϑ ni shu (9.62) formula yordamida hisob topishimiz mumkin.

9.9.-§. Majburiy tebranish va rezonans

Majburiy tebranishlar tashqi davriy kuch ta’sirida ro‘y beradi. Majburiy tebranish doimo tashqi kuchning ta’sir etish chastotasi bilan ro‘y beradi. Agarda tachqi kuchning davri(chastotasi) o‘zgarda, unda majburiy o‘zgarishning chastotasi ham unga mos o‘zgaradi.

Bu tebranishni matematik mayatnik misolida ko‘ramiz. Unga gorizomtal yo‘nalishda tashqi kuch $F_{tashq} = F_0 \cos pt$ ta’sir etayotgan bo‘lsin, (F_0 – uning amplitudasi, p – siklik chastotasi). Shunda mayatnikdagi $F_{qayt} = -mg\frac{x}{l}$ qaytaruvchu kuch hamda $F_{ishq} = -k\dot{x}$ ishqalanish kuchiga hozir aytilgan F_{tashq} tashqi kuchu qo‘shiladi. Kichik tebranishlardagi harakat tenglamasi quyidagi ko‘rinishga keladi:

$$m\ddot{x} = -\frac{mg}{l}x - h\dot{x} + F_0 \cos pt \qquad (9.63)$$

So‘nish koeffitsientini $\delta = \frac{h}{2m}$ va $\omega = \sqrt{\frac{g}{l}}$ inobatga olsak, harakat tenglamasi quyidagi ko‘rinishga keladi:

$$\ddot{x} + 2\delta\dot{x} + \omega^2 x = \frac{F_0}{m}\cos pt \tag{9.64}$$

Bu tenglamaning yechimi

$$x = A_M \cos(pt + \varphi) \tag{9.65}$$

ko‘rinishida bo‘ladi. Bu yerda p – tashqi kuch chastotasi, A_M – majburiy tebranma harakatning amplitudasi bo‘lib,

$$A_M = \frac{F_0}{m\sqrt{(\omega^2 - p^2)^2 + 4\delta^2 p^2}} \tag{9.66}$$

ga teng.

Bu formuladan ko‘rishimiz mumkin-ki, majburiy tebranishlarning amplitudasi unga ta’sir etuvchi kuchning amplitudasiga to‘g‘ri proporsional. Bundan tashqari chastotaga murakkab bog‘lanish ham bor. Agarda so‘nish kichik bo‘lsa, unda mahrajdagi ildiz osti kattalik tahminan $p = \omega$ sohasida minimumga ega bo‘ladi. Shuning uchun tashqi chastota $p \approx \omega$ bo‘lganda majburiy tebranish amplitudasi A_M maksimal qiymatga ega bo‘ladi.

Boshqa tomondan bu holat **rezonans** deyiladi. Aniqroq qilib aytganda, $p = \omega$ bo‘lganda,ya’ni $\omega = \sqrt{\frac{g}{l}} = \sqrt{\frac{k}{m}} = p$ da, tebranish amplitudasi cheksizlikga intiladi. Aynan bu holat rezonans deb ataladi. Albatta, cheksiz amplituda fizik ma’noga ega emas, bunday bo‘lishi mumkin emas. Ammo, ishqalanish kuchi kichik bo‘lsa rezonans amplitudasi quyidagi ko‘rinishda yoziladi:

$$A_{rez} = \frac{F_0}{2\delta m\omega} = \frac{F_0}{h\omega}. \tag{9.67}$$

Demak, tashqi kuch ta’siri chastotasi sistemaning xususiy chastotasiga teng bo‘lganda sistemaning tebranish amplitudasini keskin oshishiga rezonans hodisasi deyiladi. Amplitudaning chastotaga bog‘liqligi, ya’ni $A_{rez} = f(\omega)$ egri chizig‘i – amplituda rezonans egri chizig‘i deyiladi.

(9.67) dan ko'rishimiz mumkin-ki, ishqalanish koeffitsiyenti kichik bo'lsa, rezonans amplitudasi juda katta bo'lishi mumkin. Katta amplitudali rezonans tebranishlari mexanizmlar, inshootlar uchun juda havflidir.

9.10.-§. Tebranishlarni qo'shish

Bitta X o'qi bo'ylab tarqalayotgan ikkita chastotalari bir xil bo'lgan tebranishlarni qo'shilishidagi natijaviy tebranishlarning tenglamasini keltirib chiqaramiz.

Faraz qilaylik, tebranishlar kosinus qonuni bo'yicha o'zgarsin va quyidagi ko'rinishga ega bo'lsin:

$$x_1 = A_1 \cos(\omega t + \varphi_{10})$$
$$x_2 = A_2 \cos(\omega t + \varphi_{20})$$

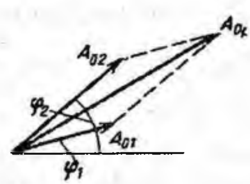
Buyerda A_1 va A_2 – tebranishlar amplitudasi, va φ_{10} va φ_{20} – boshlang'ich fazalari. Natijaviy tebranishni $x = x_1 + x_2 = A\cos(\omega t + y)$ ko'rinishida izlaymiz.

Ixtiyoriy vaqt momentida tebranishlar vaziyatlari rasmda ko'rsatilgan vaziyatlarda bo'lsin. U holda tebranishlarning fazalari φ_1 va φ_2 bo'lsin. U holda natijaviy tebranish amplitudasini kosinuslar teoremasidan foydalanib topamiz:

$$A = \sqrt{A_1^2 + A_2^2 + 2A_1A_2\cos(\varphi_2 - \varphi_1)}$$

Natijaviy tebranishning boshlang'ich fazasini ham chizmadan foydalanib topamiz:

$$\tan\varphi = \frac{\Delta y}{\Delta x} = \frac{y}{x} = \frac{A_1\sin\varphi_1 + A_2\sin\varphi_2}{A_1\cos\varphi_1 + A_2\cos\varphi_2}$$

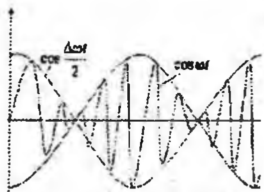


Chunki

$$y_1 = A_1\sin\varphi_1, y_2 = A_2\sin\varphi_2$$
$$x_1 = A_1\cos\varphi_1, x_2 = A_2\cos\varphi_2$$

Demak tebranishlarni qo'shishda $(\omega_1 = \omega_2 = \omega)$ avval natijaviy tebranish amplitudasi A ni so'ngra boshlang'ich faza φ ni hisoblab, uni $x = A\cos(\omega t + \varphi)$ ko'rinishida yozamiz. Demak, ikkita bir tomonga yo'nalgan bir xil chastotali tebranishlarning natijaviy tebranishi ham garmonik tebranish bo'lar ekan.

9.11.-§. Titrash. Tepkili tebranish



Faraz qilaylik, bitta yo'nalishdan ikkita chastotalari har xil, lekin bir – biriga juda yaqin bo'lgan tebranishlarni qo'shilishini ko'raylik. Tebranishlar

$x_1 = A_1\cos(\omega t + \varphi_{10})$

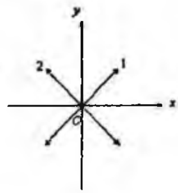
va $x_2 = A_2\cos(\omega t + \varphi_{20})$

ko'rinishida bo'lsin.

Natijaviy tebranish $x = x_1 + x_2 = A_1\cos(\omega t + \varphi_{10}) + A_2\cos(\omega t + \varphi_{20})$ ni umumiy ko'rinishini tahlil qilamiz. Soddalik uchun $A_1 = A_2 = A$ va $\varphi_{10} = \varphi_{20} = 0$, $\omega_1 = \omega$, $\omega_2 = \omega + \Delta\omega$ bo'lsin. Shartga ko'ra, chastotalar farqi $\Delta\omega \ll \omega$ bo'lsin. U holda $X = A\cos\omega t + A\cos(\omega + \Delta\omega)t = 2A\cos\frac{\Delta\omega}{2}t \cdot \cos\omega t$ bo'ladi. $\frac{2\omega+\Delta\omega}{2} \approx \omega$ deb hisoblaymiz.

Natijaviy tebranish amplitudasi $2A\cos\frac{\Delta\omega}{2}t$ qonuniyat bilan o'zgaradi, chastotasi ω ga teng bo'ladi va tebranish grafigi rasmda ko'rsatilgandek bo'ladi. bu ko'rinishdagi tebranishlar "titrash" yoki tepkili tebranish deb ataladi va texnikada, qurilishda qo'llaniladi.

9.12.-§. O'zaro perpendikulyar (tik) bo'lgan tebranishlarni qo'shish



O'zaro tik bo'lgan va chastotalari $(\omega_1 = \omega_2 = \omega)$ bo'lgan ikkita tebranishlarning qo'shilishi natijasida hosil bo'lgan tebranishlar tenglamasini keltirib chiqaramiz va uni tahlil qilamiz. Faraz qilaylik, tebranishlar

$$x = A\cos\omega t$$
$$y = B\cos(\omega t + \varphi)$$

ko'rinishlarda bo'lsin. Bunga misol, prujinali mayatnikni bir vaqtda ham bo'ylama, ham ko'ndalang tebranishini ko'rishimiz mumkin.

Natijaviy tebranish traektoriyasini topamiz. Uning uchun tenglamalardan t ni yo'qotamiz:

$$\cos\omega t = \frac{x}{A}; \ \sin\omega t = \sqrt{1 - \cos^2\omega t} = \sqrt{1 - \frac{x^2}{A^2}}$$

Bularni ikkinchi tenglamaga qo'ysak

$$y = B(\cos\omega t \cdot \cos\varphi - \sin\omega t \cdot \sin\varphi)$$

bundan

$$\frac{y}{B} = \frac{x}{A}\cos\varphi - \sin\varphi \cdot \sqrt{1 - \frac{x^2}{A^2}}$$

Boshqa tomondan

$$\sin\varphi \cdot \sqrt{1 - \frac{x^2}{A^2}} = \frac{x}{A}\cos\varphi - \frac{y}{B}$$

Bu tenglamani ikkala tomoni kvadratga ko'tarib, soddalashtirsak

$$\frac{x^2}{A^2}+\frac{y^2}{B^2}-2\frac{xy}{AB}\cos\varphi=\sin^2\varphi$$

hosil bo‘ladi.

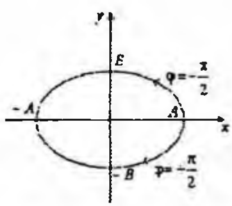
Bu ellips tenglamasidir. A va B lar esa ellipsning katta va kichik yarim o‘qlarining kattaligidir.

Endi xususiy hollarini ko‘ramiz.

1) Fazalar farqi $\varphi=0°$ bo‘lsin. U holda $\cos 0°=1$ va $\sin 0°=0$ bo‘lgani uchun

$$\frac{x^2}{A^2}+\frac{y^2}{B^2}-2\frac{xy}{AB}=0\Rightarrow\left(\frac{y}{B}-\frac{x}{A}\right)^2=0.$$

Bundan traektoriya tenglamasi $y=\frac{B}{A}x$. Bu esa to‘g‘ri chiziq tenglamasidir.



2) Fazalar farqi $\varphi=180°$ bo‘lsa, $\sin 180°=0$ va $\cos 180°=-1$ bo‘lgani uchun tebranish traektoriyasining tenglamasi $y=-\frac{B}{A}x$ ko‘rinishida bo‘ladi (grafikda ikkinchi to‘g‘ri chiziq).

3) $\varphi=\pm\frac{\pi}{2}$ bo‘lsa

a) $\varphi=\frac{\pi}{2}$ da $\left.\begin{array}{r}x=A\cos\omega t\\ y=-B\sin\omega t\end{array}\right\}$ va traektoriya tenglamasi

$$\frac{x^2}{A^2}+\frac{y^2}{B^2}=1$$

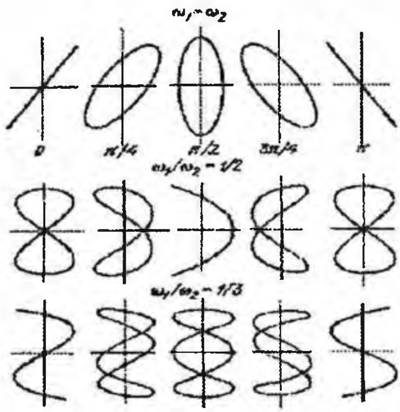
ko‘rinishda bo‘lib, traektoriya ellipsdan iborat bo‘ladi.

b) $\varphi=-\frac{\pi}{2}$ da $\left.\begin{array}{r}x=A\cos\omega t\\ y=B\sin\omega t\end{array}\right\}$

Bu holda ham traektoriya tenglamasi ellipsdan iborat bo‘ladi, lekin tebranish yo‘nalishi a holdagiga nisbatan teskari yo‘nalishda bo‘ladi.

c) Agar $A = B$ bo‘lsa, traektoriya aylanadan iborat bo‘ladi, ya’ni

$$x^2 + y^2 = A^2 = R^2 .$$



4) Agar chastotalari teng bo‘lmasa, bir-biriga karrali teng bo‘lsa, masalan $\omega_1 : \omega_2 = 1 : n$ va $\varphi = \frac{\pi}{2}$ bo‘lsa, traektoriya murakkab ko‘rinishlarda bo‘ladi. Bu traektoriyalar shakllari Lissaju shakllari deyiladi. Har xil chastotali o‘zaro tik tebranishlarning qo‘shilishi natijasida hosil bo‘lgan shakllar – Lissaju shakllaridan bir qatori rasmda ko‘rsatilgan.

X BOB. TO'LQINLAR

10.1..-§. To'lqin tushunchasi

To'lqinlar fizikaning asosiy obyektlaridan biridir. Bizga ma'lumki, uzliksiz muhitning bosimi yoki zichligining o'zgarishi ma'lum bir tezlik bilan yonidagi zarralarga uzatiladi va endi ularda shunday o'zgarishlar sodir etiladi. Shunda muhitda bosim, zichlik va shu kabi boshqa fizik kattaliklarning tebranishlar orqali tarqaladi. Demak, umumiy holda **to'lqin** – ma'lum bir fizik kattaliklarning tebranma o'zgarishlari.

To'lqinlarni turlicha sinflashtiriladi? Ular bir biridan fizik tabiati, tarqalish mexanizmlari, tarqalish muhiti va boshqalar bilan farq qiladi. To'lqinlar o'qlarining tasniflari bo'yicha quyidagicha bo'lishi mumkin:

- fazoda tarqalishi bo'yicha – *turg'un* va *yuguruvchan*
- to'lqin xarakteri bo'yicha – *tebranma* va *soliton* (уединенная)
- tebranishlarning yo'nalishi bo'yicha to'lqinlar – *ko'ndalang*, *bo'ylanma* bo'ladi
- to'lqin jarayonini ifodalash bo'yicha – *chiziqli* va *nochiziqli*
- geometriya bo'yicha – *sferik (fazoli), bir o'lchamli (yassi), spiralsimon*

To'lqinlarning eng soda misoli sifatida suv surtuda taqaladigan to'lqinlarni yoki tovush tarqalishini ko'rsatishimiz mumkin. Birinchisi bo'ylanma to'lqinlar, ikkinchisi ko'ndalang to'lqinlar misoli.

To'lqin tarqalayotgan muhit ham ushbu to'lqinlarning xarakteristikjalariga o'zining ta'sirini ko'rsatadi. Shuning uchun to'lqinlarning quyidagi asosiy turlari mavjud:

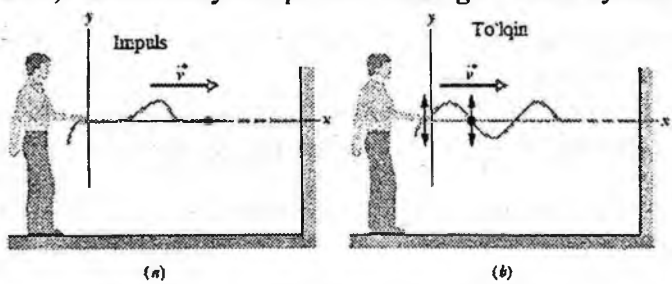
- qattiq, suyuq, gazsimon muhitda tarqaladigan *mexanik* to'lqinlar. Bu eng keng tarqalgan to'lqinlar, biz ular bilan doimo duch kelamiz, shuning uchun ular bizga eng tanish to'lqinlardir: suv, tovush, seysmik va xokazo to'lqinlar. Ular ikkita muhim xususiyatga ega – ular Nyuton qonunlari bilan boshqariladi va ular suv, havo, qattiq jismlar kabi muhitlarda bo'lishi mumkin
- *eliktromagnit to'lqinlar.* Bu turdagi to'lqinlar bizga kamroq tanish bo'lgani bilan, biz ular bilan keng tarzda duch kelamiz. Ular ko'rinma va ultrabinafsha, mikro, rentgen nurlarini, television, radio

va shu kabi boshqa to‘lqinlarni qamrab oladi. Bu turdagi to‘lqinlarning mavjud bo‘lishi moddiy muhit bo‘lishini talab etmaydi. Yulduzlardan kelayotgan yorug‘lik nurlari bizgacha vakkumdan o‘tib keladi. Barcha elektromagnit to‘lqinlarning vakuumdagi tezligi 299 792 458 m/s ga teng.

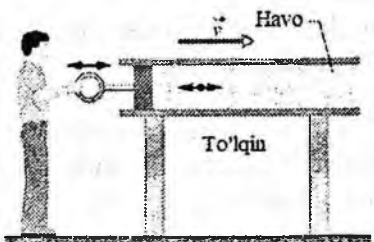
• *modda to‘qinlari.* Bu turdagi to‘qinlar zamonaviy texnologiyalarda keng qo‘llaniladi. Ular elektronlar, protonlar, boshqa turdagi elementar zarralar, atom va molerulalar bilan bog‘liq. Odatda biz bu zarralar moddani tashkil etadi deb tasavvur qilganligimiz uchun, ular shunday nomlanadi.

10.2.-§. Ko‘ndalang va bo‘ylanma to‘lqinlar

Agarda muhitning zarralari to‘lqin tarqalishi yo‘nalishida tebransa, bunday to‘lqinlar *bo‘ylanma to‘lqin* deyiladi. Zarralar tebranishi to‘lqin tarqalishi yo‘nalishiga ko‘ndalang (perpendekulyar) tebranishsa, unda bunday to‘lqin **ko‘ndalang to‘ldin** deyiladi.



10.1-rasm Ko‘ndalang to‘qinning misollarii. Tarang tortilgan qaroqon yoki torga impuls berilsa, uning zarralari perpendekulyar yo‘nalishda tebranishadi, natijada *ko‘ndalang to‘lqinlar* hosil bo‘ladi.

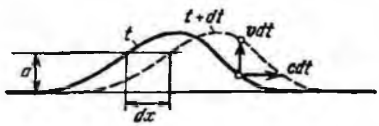


10.2-rasm Bo‘ylanma to‘lqinning misoli. Trubkadagi porshen ma’lum bir tezlik bilan oldinga yoki ortga surilsa, tovush paydo bo‘ladi. Havo zarralarining tebranishi to‘lqin tarqalishi yo‘nalishida sodir etadi. Natijada *bo‘ylanma to‘lqin* hosil bo‘ladi.

Bo‘ylanma to‘lqin tarang tortilgan arqon, rezina trubkasi, tor boshqa materiallarda tarqaladi. Agarda tarang tortilgan ipga yoki musiqa toriga impuls berilsa (urilsa), materialning uzunlamasi bo‘ylab “o‘rkach” yugirib ketganini ko‘rishimiz mumkin. O‘rkach torning biron-bir qismidan o‘tganda, torning o‘sha joydagi zarralari ko‘ndalang yo‘nalishda tebranishadi.

10.3.-§. Torning tebranishi

Torda tarqalayotdan to‘lqin endi soda to‘lqinlardan biridir. O‘rkach tor bo‘ylab c tezligi bilan tarqaladi. Bu tezlik torning tarangligi va tarkibiga bog‘liq. Tarqalish paytida to‘lqin o‘zining shaklini o‘zgartirmaydi.



10.3-rasm

Shunda c to‘lqin tarqalishi tezligi bo‘ladi. Shu bilan birgalikda tebranayotgan zarralarning harakat tezligi v deb beligilanadi. Shunda dt vaqt davomida torning elementi vertikal yo‘nalishda $v \cdot dt$ ga siljigan bo‘ladi, $c \cdot dt$ esa to‘lqinning o‘zi gorizontal yo‘nalishdagi siljishini ko‘rsatadi. Tor nuqtasining v tezligi vaqt davomida o‘zgaradi va to‘lqinning shakliga bog‘liq, to‘lqinning tezligi c bo‘lsa vaqt hamda torning barcha nuqtalari uchun o‘zgarmaydi. Agar dx masofa torning dt vaqt o‘tgandan so‘ng muvozanat vaziyatidan bir xil a og‘ishga ega bo‘lgan eng yaqin nuqtalari orasidagi masofa bo‘lsa, u holda $c = \frac{dx}{dt}$ bo‘ladi.

Endi T deb torning taranglik kuchuni, $\rho = m/l$ – torning birlik zichligini (birlik uzunligiga to‘g‘ri keladigan massa) belgilasak, unda to‘qin tarqalashi tezligini quyidagicha yozamiz:

$$c = \sqrt{T/\rho} \qquad (10.1)$$

Ko‘rib turganimizdek, to‘lqinning tarqalishi tezligi c torning tarangligi va birlik zichligi orasidagi nisbatidan chiqarilgan kvadrat ildiziga teng. Bu yerda ishlatilgan kattaliklarning birliklari:

$$[T] = \frac{kg \cdot м}{sek^2}, [\rho] = \frac{kg}{м}, \left[\frac{T}{\rho}\right] = \frac{м^2}{sek^2}.$$

10.4.-§. Yassi sinusoidal to'lqin

Bunday to'lqinlar misoli sifatida trubka ichidagi porshen tebranishi ta'sirida havoning tebranishini ko'rsatishimiz mumkin (uning chastotasi 10 dan 10000 Gerts gacha bo'ladi). Porshen ω chastota bilan garmonik tebransa, undan yassi sinusoidal to'lqin tarqaladi.

Porshenning tebranish tenglamasi $y_0 = A\cos\omega t$ (yoki $y_0 = A\sin\omega t$), shunda gazning porshenga yondashgan zarralar ham xuddi porshen kabi siljiydi. Porshendan x masofada joylashgan gaz zarralari $\tau = x/c$ vaqtga kechikib siljiydi. Shunda berilgan masofadagi zarralarning tebranishlari

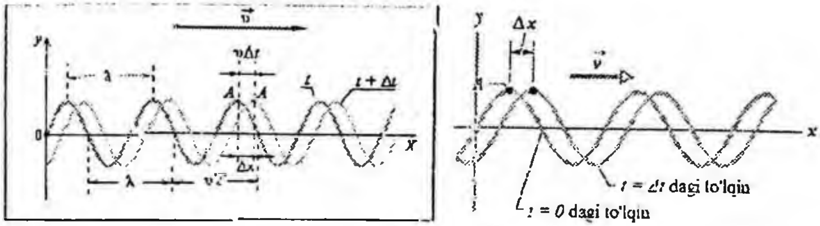
$$\begin{gathered} y(x,t) = A\cos\omega(t-\tau) = A\cos\left(\omega t - \frac{\omega x}{c}\right) \\ y(x,t) = A\sin\omega(t-\tau) = A\sin\left(\omega t - \frac{\omega x}{c}\right) \end{gathered} \qquad (10.2)$$

ko'rinishga ega. Bu tenglama harakatlanayotgan yassi sinusoidal to'qinning analitik ifodasidir. Bu tenglama t vaqtning ixtiyoriy qiymati uchun tinch holatda sanoq sistemasining boshlanishidan x masofasida joylashgan zarralarning muvozanat holatidan chetlanishini ko'rsatadi.

Barcha zarralar amplituda A va chastota ω bilan garmonik tebranishadi, ammo harxil x koordinatali zarralarning fazalari bir biridan farq qiladi. Shunda x koordinataga perpendekulyar tekislik *to'lqin fronti* bo'ladi. x koordinatasinig manfiy qiymatlari tomoniga tarqalayotgan to'qin funksiyasi

$$\begin{gathered} y = A\cos\omega\left(t + \frac{x}{c}\right) \\ y = A\sin\omega\left(t + \frac{x}{c}\right) \end{gathered} \qquad (10.3)$$

ko'rinishiga ega.



10.3-rasm. t va t + Δt vaqtlardagi sinusoidal to'lqinlarning namunasi.

(10.3) tenglamani vaqt bo'yicha hosilasini olsak, to'lqinning **tezligi** tenglamasiga kelamiz:

$$v(x,t) = \frac{dy}{dt} = -A\omega \sin\omega(t-\tau) = -A\omega \sin\left(\omega t - \frac{\omega x}{c}\right) = A\omega \cos\left(\omega t - \frac{\omega x}{c} + \frac{\pi}{2}\right)$$
$$v(x,t) = \frac{dy}{dt} = A\omega \cos\omega(t-\tau) = A\omega \cos\left(\omega t - \frac{\omega x}{c}\right) = A\omega \sin\left(\omega t - \frac{\omega x}{c} + \frac{\pi}{2}\right) \quad (10.4)$$

Ikkita yonma-yon turgan va bir biri bilab bitta **fazada** tebranayotgan nuqtalar orasidagi masofa **to'lqin uzunligi** λ deyiladi:

$$\lambda = c\,T = \frac{c}{\nu}, \quad (10.5)$$

bu yerda $T = 2\pi/\omega$ – sinusoidal to'lqindagi garmonik tebranishlar davri, ν – tebranish chastotasi. Yoki, boshqacha qilib aytganda, to'lqin uzunligi bu tebranish davri T davomida to'lqin bosib o'tgan yo'lga aytiladi.

Bir biridan s masofada joylashgan nuqtalar orasidagi fazalar farqi

$$\varphi_s = \frac{\omega\, s}{c} = \frac{2\pi s}{c\,T}. \quad (10.6)$$

Shunda, biron bir fazada tebranayotgan yonma yon ikkita nuqtalar orasidagi fazalar farqi 2π ga teng bo'ladi, ya'ni:

$$\varphi_\lambda = 2\pi = \frac{\omega\lambda}{c} = \frac{2\pi\lambda}{cT}. \quad (10.7)$$

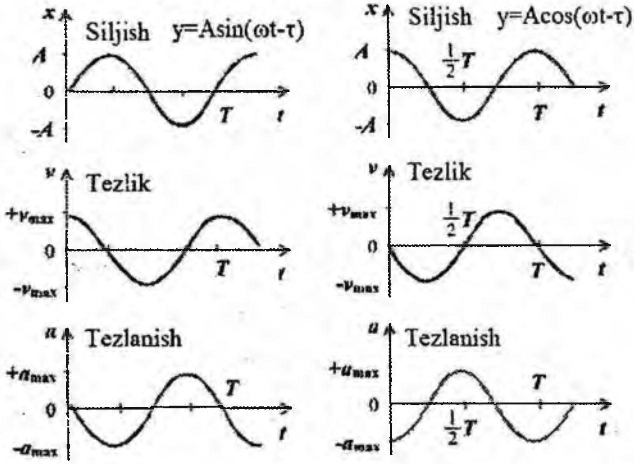
(10.2) tenglamani ikki marta hosilasini olsak, tebranayotgan zarrachaning tezlanishini qo'lga kiritamiz:

$$a(x,t) = \frac{d^2y}{dt^2} = -A\omega^2 \cos\left(\omega t - \frac{\omega x}{c}\right) = A\omega^2 \cos\left(\omega t - \frac{\omega x}{c} + \pi\right)$$
$$a(x,t) = \frac{d^2y}{dt^2} = -A\omega^2 \sin\left(\omega t - \frac{\omega x}{c}\right) = A\omega^2 \sin\left(\omega t - \frac{\omega x}{c} + \pi\right) \quad (10.8)$$

Tezlik va tezlanishning maksimal qiymatlari quydagicha bo'ladi:

$$v_{\max} = A\omega, a_{\max} = A\omega^2 \quad (10.9)$$

$$[v] = \frac{\text{м}}{s}, [a] = \frac{\text{м}}{s^2}, [A] = \text{м}, [\omega] = \frac{radian}{s}$$



10.4-rasm. Sinus va kosinus qonuniyat bilan o'zgaradigan siljis, tezlik va tezlanishlarning grafiklari.

(10.4), (10.8) formulalardan ko'rishimiz mumkinki, tezlik va tezlanish kattalikalari ham siljish kabi sinus (yoki kosinus) qonuni bo'yicha o'zgaradi, lekin tezlanishning fazasi qarama–qarshi, ya'ni fazalar farqi π ga farq qiladi. Boshqacha qilib aytganda, tezlanish yo'nalishi siljish yo'nalishiga qarama–qarshidir. Ularning grafiklari quyidagi 10.4-rasmda keltirilgan.

10.5.-§. To'lqin harakat energiyasi

To'lqinda tebranayotgan zarralar deformatsiyaning ham kinetik ham potensial energiyaga ega. Oniy vaqtda maksimal va minimal zichlashish sohalarida jpylashgan zarralar siqilish (yoki kengayishning) maksimal potensial energiyasiga hamda maksimal kinetik energiya ega bo'ladi. Bundan tashqari, bu sohalarda tebranish energiyasi ham maksimal bo'ladi. Zichlik o'zgarmaydigan sohalardagi zarralar na potensial na kinetik energiya ega emas.

Birlik hajmdagi zarralarning harati kinetik energiyasi

$$E_k = \frac{(\rho_0 - \rho)v^2}{2} \approx \frac{\rho_0 v^2}{2} \qquad (10.10)$$

ρ_0 – muhitning to'lqin ta'sirida g'alayonlanishidan oldingi zichligi, ρ – muhitning to'lqin ta'sirida qoshimcha zichlashishi, v – zarralarning tezligi. Odatda to'lqin ta'sirida muhitning zichligi juda kam o'zgaradi, shuning uchun (10.10) tenglamada ρ ni inobatga olinmaydi. Shunda (10.10) tenglamaga tezlik uchun ifodani (10.4) qo'ysak garmonik to'lqinning ixtoyoriy nuqtadagi *kinetik energiyani* quyidagicha yozishimiz mumkin:

$$E_k = \frac{1}{2}\rho_0 \omega^2 A^2 \sin^2\left(\omega t - \frac{\omega x}{c}\right) \qquad (10.11)$$

Zarralarning potensial energiyasi muhitdagi bosimni kichik p qiymatga oshirishga (yoki kamaytirishga) va boshlang'ich V_0 hajmni V qiymatga kamaytirishga (yoki ko'paytirishga) sarflangan ishga tengdir. Bosim va hajmning kichik o'zgarishlarida $\left(\frac{p}{p_0} \ll 1, \frac{V}{V_0} \ll 1\right)$ bosim p ning o'zgarishi V hajmning o'zgarishiga proportsional beb hisoblasak qilsak bo'ladi. Shunda hajm birligining *potensial energiyasi* quyidagiga teng:

$$E_n = -\frac{\rho V}{2V_0} = \frac{1}{2}\rho_0 c^2 \left(\frac{\partial y}{\partial x}\right)^2 . \qquad (10.12)$$

Demak, zichlik o'zgarishlarining potensial energiyasini quyidagicha yozamiz

$$\begin{aligned} E_n &= \frac{1}{2}\rho_0 c^2 \left[\frac{\partial}{\partial x} A \cos\left(\omega t - \frac{\omega x}{c}\right)\right]^2 = \\ &= \frac{1}{2}\rho_0 A^2 \omega^2 \sin^2\left(\omega t - \frac{\omega x}{c}\right) . \end{aligned} \qquad (10.13)$$

(10.11) va (10.13) tenglamalarni o‘zaro solishtirsak, ular bir biriga tengligini ko‘rishimiz mumkin. Shuning uchun tebranishlarning *to‘liq energiyasi* ularning xossiy yig‘indisiga teng:

$$E = E_k + E_n = \rho_0 \omega^2 A^2 \sin^2\left(\omega t - \frac{\omega x}{c}\right). \qquad (10.14)$$

Demak, to‘lqin ta’sirida tebranayotgan zarralarning to‘liq energiyasi zichlikka, amplituda va chastota kvadratlariga to‘g‘ri proporsional bo‘ladi.

To‘lqin energiyasi oqimi. Umov vektori.

Kichik Δt vaqt davomida to‘lqin $c\Delta t$ sohasiga tarqaladi. Demak, to‘lqin tarqalishi yo‘nalishiga perpendekulyar tekislikning birlik yuzasidan

$$\Delta U_e = Ec\Delta t \qquad (10.15)$$

miqdorda energiya o‘tadi.

Δt vaqt davomida yuza birligidan o‘tayotgan energiya miqdorining Δt vaqt oralig‘iga nisbati energiya *oqimi deyiladi*. Bu holda energiya oqimini quyidagiga teng:

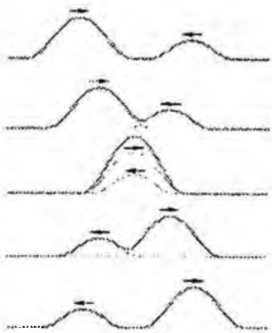
$$U_e = \frac{\Delta U_e}{\Delta t} = Ec = \rho_0 A^2 \omega^2 c \sin^2\left(\omega t - \frac{\omega x}{c}\right) \qquad (10.16)$$

Energiya oqimi vaqt birligida yuza birligidan o‘tayotgan energiyaning tarqalishi yo‘nalishini va qiymatini ko‘rsatadigan vektor shaklida yoziladi. Bu vector *Umov vektori* deyiladi. To‘liq energiyaning o‘rtacha zichligi maksimal energiya zichligining yarimiga teng:

$$E_{o\prime rt} = \frac{1}{2} \rho_0 A^2 \omega^2 \qquad (10.17)$$

Bundan, energiyaning o‘rtacha zichligi kinetik (yoki potetsial) energiyaning maksimal qiymatining yarimiga teng.

10.6.-§. To‘lqin interferensiyasi



10.5-rasm. Ikkita to‘lqinning uchrashishi va ajralishi

Agarda muhitda bir nechta to‘lqin tarqalayotgan bo‘lsa, unda muhitdagi zarralar bir vaqtning o‘zida bir nechta to‘lqinlar harakatida ishtirok etadi. Shunda tovush to‘lqinlari uchun *superpozitsiya qoidasi* ishlatiladi. Unga ko‘ra muhitdagi har qanaga to‘lqin shu muhitdagi boshqa to‘lqinlardan mustaqil ravishda tarqaladi. Ya’ni, har qanaqa to‘lqin jarayoni xuddi boshqa to‘lqinlar yo‘qdek yuz beradi (10.5-rasm). Ikkta (yoki bir nechta) to‘lqinlarning ustma-ust tushishi *interferensiya* deyiladi.

Ikkita to‘lqin bir biriga qarab tarqalayotgan bo‘lsin:

$$y_1 = A\cos\omega\left(t - \frac{x}{c}\right), y_2 = B\cos\omega\left(t + \frac{x}{c}\right)$$

Har bir nuqtaning muvozanat holatidan t vaqtdagi siljishi

$$y = y_1 + y_2$$

Ikkinchi to‘qinni ikkita to‘lqinlar yig‘indisi ko‘rinishida tasavvur qilishimiz mumkin:

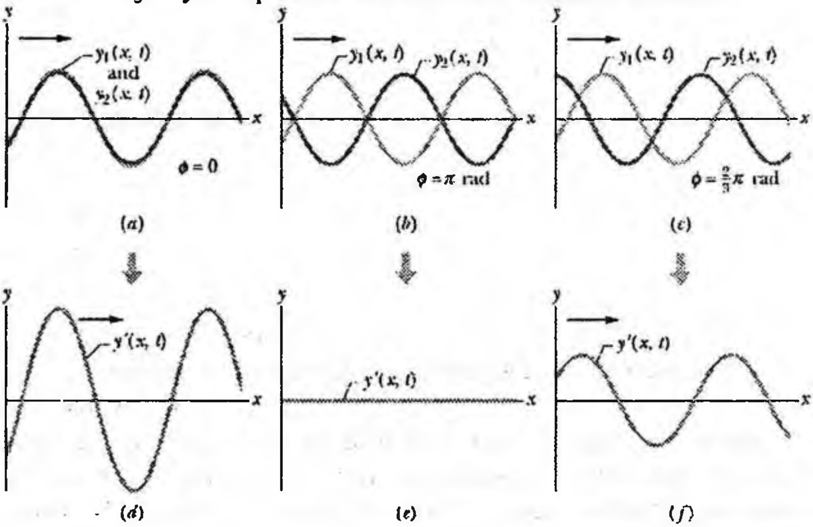
$$y_2 = A\cos\omega\left(t + \frac{x}{c}\right) + (B - A)\ \cos\omega\left(t + \frac{x}{c}\right) \tag{10.18}$$

Shunda natijaviy $y(x,t)$) tebranishni quyidagicha yozishimiz mumkin bo‘ladi:

$$y = y_1 + y_2 = A\cos\omega\left(t - \frac{x}{c}\right) + A\cos\omega\left(t + \frac{x}{c}\right) + (B - A)\ \cos\omega\left(t + \frac{x}{c}\right) =$$

$$= 2A\cos\frac{\omega x}{c}\cos\omega t + (B - A)\ \cos\omega\left(t + \frac{x}{c}\right) \ (10.19)$$

Natijaviy to‘lqinni 10.6-rasmda ko‘rishimiz mumkin.



10.6-rasm. *Birinchi ustunda* – ikkita to‘qin bitta fazada bo‘lib, interferntsiya natijasida qattaroq amplitudali to‘lqinni hosil qilishadi. *Ikkinchi ustunda* – qarama-qarshi fazalarda bo‘lgan to‘lqinlar tekis chiziqni beradilar. *Uchinchi ustunda* – oraliq holatdagi natijaviy to‘lqin.

Ushbu natijaviy to‘qin ikkita qismdan iborat bo‘ladi:

turg‘un to‘lqin

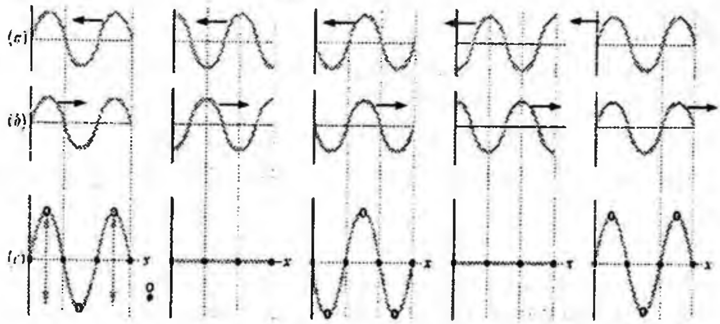
$$2A\cos\frac{\omega x}{c}\cos\omega t \tag{10.20}$$

va *yuguruvchi to‘lqin*

$$(B - A)\ \cos\omega\left(t + \frac{x}{c}\right) \tag{10.21}$$

10.7.-§. Turg‘un to‘lqin.

(10.20) formuladan ko‘rininadiki, turg‘un to‘lqinda barcha zarrachalar yoki bitta fazada, yoki qarama-qarshi fazada tebranishadi va ularning tebranish amplitudalari bir biridan farq qiladi (10.7-rasm). Qalin nuqtalar doimo tinch holadda bolishadi. Ular turg‘un to‘lqinning *bo‘g‘inlari* deyiladi. Bu nuqtalarning amplitudasi nolga teng. Bu bo‘qinlar bir biridan yarim to‘lqin uzunligi $\lambda/2$ masofada joylashgan.



10.7-rasm. $B = A$ bo'lganda, ya'ni qaramaqarshi yo'nalishda tarqalayotgan ikkita yuguruvchi to'lqinning amplitudalari bir biriga teng bo'lganda natijaviy to'lqin turg'un to'lqin bo'ladi

Agarda $\lambda = cT = \frac{2\pi c}{\omega}$ ligini inobatga olsak, turg'un to'lqin uchun (141.3) tenglamasini boshqacha yozishimiz mumkin:

$$2A\cos\frac{2\pi x}{c}\cos\omega t \qquad (10.22)$$

Bu formuladan ugunlarning joylashishini chiqarsa bo'ladi:

$$x = \frac{2n+1}{2}\frac{\lambda}{2}. \qquad (10.23)$$

Ochiq to'rtburchak bilan belgilangan nuqtalar maksimal amplituda bilan tebranishadi. Bu nuqtalar turg'un to'lqinningbo'g'ini deyiladi. Bu nuqtalarning koordinatalari $x_n = n \cdot \lambda/2$ ga teng (bu erda n – butun son). Ikkita yonmayon tugunlar orasidagi zarralar bitta *fazada* tebranishadi, ya'ni ular bir vaqtda maksimal holatga va bir vaqtda muvozanat nuqtasidan o'tishadi, ammo ularning amplitudalari doimo bir biridan farq qiladi.

Xulosa qilib aytganda, turg'un to'lqinlar to'g'ri chiziq bo'yicha qarama-qarshi yo'nalgan bir xil amplitudali va chastotali to'lqinlarning qo'shilishidan hosil bo'ladi. Bu to'lqinlarning olib o'tayotgan energiyalari teng bo'lganligidan ular hosil qilgan natijaviy turg'un to'lqinda energiya uzatilishi ro'y bermaydi. Demak, natijaviy energiya oqimi nolga teng bo'ladi. Turg'un to'lqin tugunlari orasiga to'g'ri keladigan to'la energiya o'zgarmas bo'ladi.

Turg'un to'lqin tugunlaridagi zarralar siljimagani uchun, ular orqali kinetik energiya uzatilmaydi. Turg'un to'lqin tugunlarida nisbiy deformatsiya vaqt bo'yicha o'zgarmas bo'lgani uchun ular orqali potensial energiya ham uzatilmaydi.

Faqat tugunlar orasidagi qismda kinetik energiyani potensial energiyaga va potensial energiyani kinetik energiyaga aylanishi kuzatiladi.

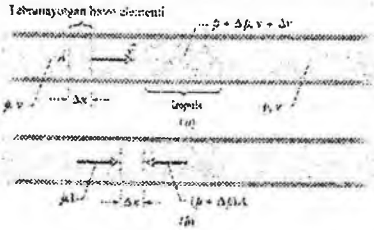
10.8..-§. Tovush va uning tabiati.

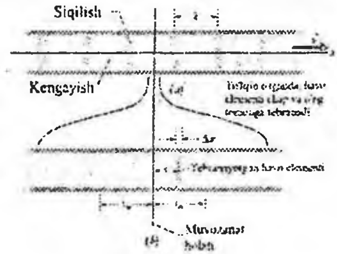
Havoning mexanik tebranishlarining odam qulog'ga ta'sirida tovush hissasi paydo bo'ladi. Odamning qulog'i chastotasi 16 Gts dan 20000 Gts bo'lgan tebranishlarni anlaydi, shunin uchun aynan shu to'lqinlar *tovush to'qinlar* deyiladi. Chastotasi shu diapazonda bo'lgan qhr qanaqa mexanik tebranayotgan jism tovush manbasi bo'ladi: tebranayotgan tor, plastinka, membrana va boshqalar. Bundan tashqari, gazsimon va suyuqliklar ham tovush manbasi bo'lishi mumkin: masalan, hushtak, odamning tovush apparati, suv krani va boshqalar. Bunda gaz yoki suyuqlik chegaralangan hajmda tebranishi tufayli tovush to'lqinlari hosil bo'ladi (10.8-rasm va 10.9-rasm).

Tovush manbasi yon atrofidagi hajmda zichlik(yoki bosim) o'zgarishlarni yuzaga keltirib, zarralarning tebranishlariga olib keladi. Ular, umumiy holda, hamma tomonga tarqalishi mumkin.

Tovushning tarqalishi manba hamda muhitning xususiyatlariga bog'liq. Agarda manbaning o'lchami chiqayotgan tovushning to'lqin uzunligi λ ga nisbanat kichik bo'lsa, unda bunday manbani nuqtasimon manba deyiladi ($\lambda = c \cdot T$, c – muhitdagi tovush tezligi, T – tebranish chastotasi). Bunaqa manba *sferik to'lqinlarni* tarqatadi. Agar manbaning o'lchami to'lqin uzunligiga nisbatan katta bo'lsa, tarqalayotgan tovush to'lqinning shakli murakkab bo'ladi.

Tovush to'lqinlari murakkab yollar bilan tarqaladi. Bu to'lqinlar to'siqqa duch kelganda uni oshib o'tishi yoki aytarilishi mumkin. Birinchi holda tovushning to'lqin uzunligi tusiqdan ancha katta bo'lishi kerak, ikkinchi holda esa, aksincha, to'lqin uzunligi to'siqdan ancha kichik bo'lishi kerak bo'ladi. Tovush qaytarilganda, tushish burchagi qaytish burchagiga teng.





10.8-rasm. Havo bilan to‘ldirilgan uzun trubkada siqilish impulsi yuborildi. Bu rasmda impuls tinch turibdi, havo esa chapda o‘nga siljimoqda. (a) havo elementi kengligi Δx tezligi v bilan impuls tomonga sulrilmoqda. (b) Elementning oldi tomoni impuls bilan to‘qnashadi. Bosim ta’sirida elementning oldi va ortdagi qismiga ta’sir etiladigan kuchlar ko‘rsatilgan.

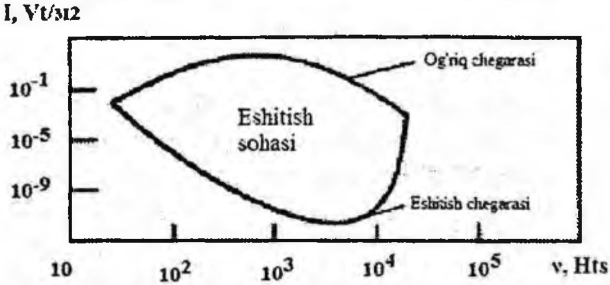
10.9-rasm. (a) Trubkadan v tezlik bilan o‘tayotgan havo to‘lqini havoning harakatlanayotgan davriy siqilayotgan va kengayotgan qismlaridan iborat. To‘lqin ixtoyoriy vaqt uchun ko‘rsatilgan. *(b)* Trubkada tebranayotgan havoning yaqinlashtirilgan elementi. Havo to‘lqini o‘tganda, Δx qalinlikdagi havo elementi oddiy garmonik harakat bilan muvozanat holati atrifida chaga va o‘ngga tebranadi. S_m – ularning maksimal chetlanishi.

To‘siqning o‘lchami to‘lqin uzunligiga yaqin bo‘lganda murakkab qonuniyatlar yuzaga keladi. Unda ham hisman qaytarilish ham qisman oshib o‘tish (diffraksiya) kuzatiladi.shuni aytish kerakki, har qanaqa muhit to‘siq bo‘lishi mumkin. Buning uchun $\rho \cdot c$ – to‘qinga qarshilik kattaligi o‘zgarishi kerak. Shu borada tovush havoning issiqroq qatlamlaridan, tuman yoki bulut sirtlaridan ham qaytishi mumkin.

10.9..-§. Akustika elementlari.

Tovushto‘lqini har qanaqa to‘lqin singari chastota, amplituda, tebranish fazasi, tarqalish tezligi, intensivlik kabi obyektiv kattaliklari bilan ifodalanadi. Ammo ulardan tashqari subyektiv kattaliklar ham bo‘ladi. Bular tovushning kattaligi, balandligi va tembri.

Odam qulog‘i turli chastotadagi tovushlarni turlicha qabul qiladi. Tuvish hissasi tug‘lishi uchun to‘lqin minimal intensivlikga ega bo‘lishi kerak. Ammo bu intensivlik ma'lum bir chegarani oshib ketsa, aksincha, tovush eshitilmaydi va ma'lum og‘riq hissalarini uyg‘otishi mumkin. Shunday qilib, harqaysi chastota uchun tuvush hissasini hosil qiluvchi minimal (eshituvchanlik chegarasi) va maksimal (og‘riq chegarasi) intensivliklari mavjud (10.10-rasm).



10.10-rasm

Chastotalarning 1000 – 5000 Gts sohasida (bu yerda quloq eng sezgir) ikkita egri chiziqlar orasida maksimal farqi mavjud.

10.10..-§. Tovush parametrlari: kuchi, balandligi, tembri

Tovush to‘lqinining intensivligi I obyektiv kattalik bo‘lib, birlik yuzadan o‘tayotgan energiya miqdorini bildiradi.

$$I = \frac{P}{A}, \qquad (10.24)$$

Bu yerda P – energiya o‘tish tezligi, A – to‘lqin o‘tayotgan yuzasi.

$$I = \frac{1}{2}\rho v \omega^2 s_m^2 \qquad (10.25)$$

Tovushning kattaligi esa subyektiv kattalik bo‘lib, uning intensivligiga bog‘liq. Ya’ni bu kattalik tebranish amplitudasi kavdati va quloqning sezgirligiga bog‘liq. $I = \sim A^2$ bo‘lganligi uchun, ampliyuda qancha katta bo‘lsa, tovushning balandligi ham katta bo‘ladi.

Tovushning balandligi subyektiv tarzda qabul qilinadi va u tovushning chastotasiga bog‘liq. Chastota katta bo‘lsa, balandlik ham katta bo‘ladi.

Bir hil balandlikdagi tovushlar bir biridan *tembr* bilan farqlanishi mumkin. Bu o'ta murakkab katalik bo'lib, tovushning chastotasi, amplitudasi, uning o'zgarishlarini va boshqa parametrlarini inobatga oladigan kattalik. Bir hil chastotada chaladigan musiqa asboblari, yoki ikkita odamning ovozlari bir biridan o'zlarining tembri (ohanglari) bilan farqlanadi.

Tovush bosimi. Tovush bosimi – muhitdan tovish to'qini o'tishi natijasida hosil bo'ladigan o'zgaruvchan bosim ortirmasi. SI sistemasida paskallarda o'lchanadi. Muhitning biron bir nuqtasidagi tovush bosimining qiymati vaqt bo'ylab hamda bir muhitdan ikkinchiga o'tganda 'zgaradi. Shuning uchun amalda bu kattalikning intensivlikga bog'liq bo'lgan o'rtacha qiymati qo'llaniladi:

$$I = \frac{\langle p^2 \rangle_t}{Z_S} \qquad (10.26)$$

bu yerda:

- I – tovush intensivligi, [Vt/м²];
- p – tovushning o'rtacha bosimi, [Па];
- Z_s – muhitning akustik qarshiligi;

Davriy tebranishlarda bosi o'zgarishining amplitudasi ishlatiladi

$$p = p_0 \sin(\omega t + \varphi), \langle p^2 \rangle_t = \frac{\pi p_0^2}{\omega}$$
$$I = \frac{\pi p_0^2}{\omega Z_s} \qquad (10.27)$$

bu yerda p_0 – tovush bosimi amplitudasi.

Tovush intensivlgi – tovush to'lqini tarqalish yo'nalishida o'tkazgan energiya quvvatini ko'rsatadigan skalyar kattalik. Tovush intensivligi qiymati to'lqin tatqalishi yo'nalishiga perpendekulyar tekisligidagi birlik yuzadan o'tuvchi tovush energiyasining o'rtachasiga teng.

$$I = \frac{1}{T}\int_t^{t+T} \frac{dP}{dS} dt, \qquad (10.28)$$

bu yerda T – o'rtachalashtirish vaqti, dP – dS yuzadan o'tayotgan tovush energiyasining oqimi. $[I] = \frac{Vt}{м^2}$.

Yassi to‘lqin uchun tovush intensivligi tovush bosimi va tebranish tezligi orqali yoziadi:

$$I = \frac{p_0 v}{2} = \frac{v^2 Z_s}{2} = \frac{p_0^2}{2Z_s} \qquad (10.29)$$

10.11.-§. Tovush kuchi birligi – detsibell

10.10-rasmdan ko‘rinib turibdigi, odam qulog‘i intensivlik o‘zgarishining juda katta intervalini qamrab oladi: 1 dan to 10^{-12} $Vt/м^2$ (diapazon 10^{12}). Amplituda birligida 10^{-5} metrdan to 10^{-11} metrgacha (diapazo 10^6. Shunday katta intervaldagi kattaliklar amalda to‘g‘ridan to‘g‘ri energiya birliklarida emas, balkim uning logarifmik shkalasida ifodalanadi:

$$\beta = (10\ \mathrm{dB})\log\frac{I}{I_0}. \qquad (10.30)$$

bu yerda dB – detsibell kattaligini bildiradi, I – tovush to‘lqinining intensivligi, I_0 – standart tayanch intensivlik ($I_0 = 10^{-12}\ Vt/м^2$).

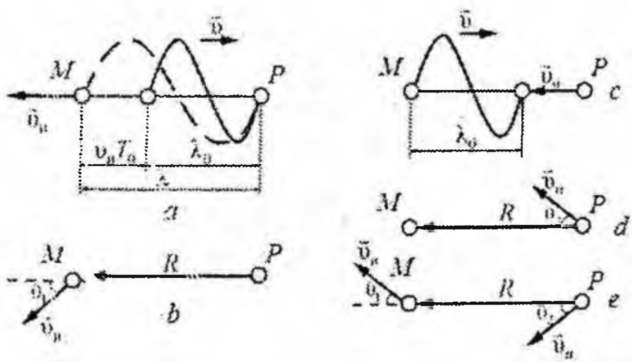
Shunda $I = I_0$ bo‘lsa, $\beta = 10\log 1 = 0$, demak, standart tayanch intensivlikgadi tovushning kuchi nolga teng. Intensivlik darajasi 10-martaga oshganda, tovush kuchi 1 ga ko‘payadi.

Tovushlarning kuchi			
Tovush	**Tovush kuchi, (dB)**	**Tovush**	**Tovush kuchi, (dB)**
Eshitish chegarasi	0	Barglar shitirlashi	10
Shivirlash	20	Soat yurishi	30
Tinch xona	40	Tinch ko‘cha	50
Suhbat	60	Shovqin ko‘cha	70
Sog‘liqqa xavfli tovush	75	Pnevmatik bolg‘a	90
Metro poyezdi	100	Shovqin musiqa	110
Og‘riq chegarasi	120	Sirena	130
Raketa starti	150	Hayotga xavfli tovush	180
Shovqin quroli	200		

10.12.-§. Dopler effekti

Agar tovush manbai va tovush qabul qiluvchi-priyomnik bir-biriga nisbatan harakatlansa, priyomnik qabul qilgan tovush chastotasi tovush manbai chastotasidan farq qiladi. Bu hodisa *Doppler effekti* deb ataladi.

Tovush priyomnigi *P* muhitga (gaz, suyuqlik) nisbatan qo'zg'almas bo'lsin, tovush manbasi esa *M* priyomnikdan ularni ulab turuvchi chiziq bo'ylab uzoqlashayotgan bo'lsin (10.11a-rasm). Manba tebranish davri T_0 davomida $v_м T_0 = \frac{v_м}{\nu_0}$ masofaga suriladi (bu yerda ν_0 – manbaning tebranish chastotasi).



10.11-rasm.

Shuning uchun manba harakatlanganda muhitdagi to'lqin uzunligi λ manbaning qo'zg'almas holatidagi to'lqin uzunligi λ_0 dadan farq qiladi:

$$\lambda = \lambda_0 + v_м T_0 = (v + v_м)T_0 = \frac{v + v_м}{\nu_0} \qquad (10.31)$$

bu yerda v – to'lqin tezligi.

Priyomnik qayd etadigan to'lqin uzunlik:

$$\nu = \frac{v}{\lambda} = \frac{\nu_0}{1 + \frac{v_м}{v}} \qquad (10.32)$$

Agarda manba tezligining priyomnik bilan ulab turuvchi radius–vector $\vec{R}$ ga nisbatan θ_1 burchakni tashkil qilsa (10.11b-rasm), unda:

$$\nu = \frac{\nu_0}{1 + \left(\frac{v_{\text{м}}}{v}\right)\cos\theta_1} \tag{10.33}$$

Agarda manba qo'zg'almas bo'lib, unga priyomnik v_P tezligi bilan yaqinlashayotgan bo'lsa (10.11 c-rasm), unda muhitdagi to'lqin uzunligi $\lambda = \lambda_0 = \nu/\nu_0$ bo'ladi. Shu bilan birga, priyomnikga nisbatan to'lqin tezligi $(v + v_P)$, shuning uchun priyomnik qayd etadigan to'lqin chastotasi:

$$\nu = \frac{(v + v_P)}{\lambda_0} = \nu_0\left(1 + \frac{v_P}{v}\right) \tag{10.34}$$

Priyomnik tezligi manba bilan ulab turuvchi radius–vector $\vec{R}$ ga nisbatan θ_2 burchakni tashkil qilsa (10.11 d-rasm), unda:

$$\nu = \frac{\nu_0}{1 + \left(\frac{v_P}{v}\right)\cos\theta_2} \tag{10.35}$$

Eng umumiy holda, ham manba ham priyomnik muhitga nusbatan ixtiyoriy tezliklar bilan harakatlanishsa (10.11 e-rasm):

$$\nu = \nu_0 \frac{1 + \left(\frac{v_P}{v}\right)\cos\theta_2}{1 + \left(\frac{v_{\text{M}}}{v}\right)\cos\theta_1} \tag{10.36}$$

Agarda $(v_{\text{M}} \ll v)$ yuqoridagi formulani quyidagicha yozsak bo'ladi:

$$v \approx v_0\left[1 - \frac{v'}{v}\cos\theta\right] \tag{1037}$$

bu yerda $v' = v_{\text{M}} - v_P$ – to'qin manbaning priyomniga nisbatan tezligi, θ – v' va v vektorlari orasidagi burchak. Shunda $v'\cos\theta$ – manbaning *nuriy tezligi* deyiladi.

Bulardan quyidagini xulosa qilishimiz mumkin

a) Tovush manbasi muhitda tinch turgan priyomnikka v tezlik bilan yaqinlashayotgan bo'lsa, priyomnikda qabul qilinayotgan chastota ortadi

b) Agar tovush manbasi priyomnikdan v tezlik bilan uzoqlashayotgan bo'lsa, priyomnikda qabul qilinayotgan chastota kamayadi:

c) Agar priyomnik tovush manbasiga υ tezlik bilan yaqinlashsa, priyomnik qabul qilgan tovush chastotasi ortgan bo'ladi.

d) Agar priyomnik tovush manbaidan v tezlik bilan uzoqlashayotgan bo'lsa, u qabul qilayotgan chastota kamayadi

10.13.-§. Ultra tovushlar

Bunday tovushlar chastotalari 20 kGs dan yuqori bo'lgan tovushlar ultratovush genratorlari yordamida hosil qilinadi. Ular ko'pincha pezoelektrik effekt asosida kristallar yordamida hosil qilinadi. Bunday kristallarga-kvars, turmalin, segnet tuzi, bariy titanat va boshqa jismlardan kesib olingan plastinkalar kiradi.

Magnitstriksion effekt asosida ishlaydigan kristall plastinkalarda hosil qilinadigan ultratovushlar intensivligi ancha katta bo'ladi va bunday asosdagi generatorlar qishloq xo'jaligida, meditsinada va ilmiy tekshirish ishlarida keng ishlatiladi.

Pezoeffekt asosida ishlaydigan generator plastinkasi muhitga tushirilib, u davriy ravishda o'z o'lchamini o'zgartirib (deformatsiyalanib) turadi. Bu esa o'z navbatida plastinkani o'rab turgan muhitga uzatiladi.

Plastinkaning xususiy chastotasi (kvars uchun) $\nu = \frac{284\cdot10^3}{d}\ Gts$ formula bilan topiladi.

Avvaldan hisoblangan qalinlikdagi plastinka yasalib, u yordamida kerakli chastotadagi ultra tovush hosil qilinadi.

Magnitostriksion effekt asosidagi sterjenning xususiy chastotasi $\nu = \frac{2{,}5\cdot10^5}{l}\ Gts$ formula bilan hisoblanadi. Bu yerda l – sterjenning sm dagi uzunligi. Ultratovushlar gidrolakasiyada, exolotlarda, texnikada metallardagi defektlarni aniqlashda, medisinada va farmkologiyada hamda vakuum texnologiyasida keng ishlatiladi.

XI BOB. MOLEKULYAR FIZIKA. STATISTIK USULLAR

11.1.-§. Kirish. Mooda haqidagi molekulyar kinetik tasavvurlarning rivojlanishi

Molekulyar-kinetik nazariyaning tajriba ma'lumotlaridan kelib chiqadigan asosiy tasavvurlari quyidagilardan iborat: barcha moddalar juda mayda zarrachalardan – **atom va molekulalardan** tashkil topgan bo'lib, ular bir-biri bilan o'zaro ta'sirda va uzluksiz tartibsiz harakatda (**issiqlik harakatida**) bo'ladilar.

Atom va molekulalarning o'lchamlari nihoyatda kichik bo'lib, taqriban 10^{-8}sm tartibidadir. Ayni vaqtda moddani tashkil qilgan zarralar soni haddan tashqari ko'p. Masalan, 1 g suvda 3,3 10^{22} ta molekula bor.

Eng birinchi atomistik gipoteza grek faylasufi Demokrit (eramizdan avvalgi IV asr) tomonidan o'rtaga tashlangan bo'lib, uning bu ta'limoti insoniyatning buyuk daholaridan biri Aristotelning ijodida yana ham rivojlantirilib, atomlarning ham bo'linishi mumkinligi haqidagi g'oya bilan takomillashdi. Demokrit va Aristotelning bu qarashlari O'rta Osiyo xalqlarining buyuk mutafakkirlaridan bo'lmish Ar-Roziy, Beruniy va Ibn Sinolarning (X–XI asr) ijodida ham o'zining haqiqiy ifodasini topdi.

Masalan Ar-Roziy atomning bo'linishi haqidagi Aristotel fikrini tasdiqlash bilan birga, atomni tashkil qilgan bo'lakchalar orasida bo'shliq mavjud bo'lib, bu bo'lakchalar doimo harakatda va ularning orasida o'zaro ta'sir kuchlari mavjud deb hisoblagan. Fizika asoslari yaratilgunga qadar Demokrit nazariyasiga ko'pchilik shubha bilan qarab kelgan – XVII asrda fizika asoslarining yaratilishi atomistik g'oya tarafdorlarining ko'payishiga olib keldi. I. Nyoton keyinchalik o'z tasdig'ini topgan molekulalararo kuchlar va kristall panjara haqidagi g'oyani ilgari surdi. M. Lomonosov (XVIII asr) molekulalarning aylanma harakati va eng past temperatura mavjudligi haqidagi fikrni ilgari surdi. Molekulyar-kinetik nazariyaning hozirgi manzarasi XIX asrda Klauzius, Maksvell, Boltsman va boshqalar tomonidan yaratildi. XVIII asr oxiri va XIX asr boshlarida Gey-Lyussak, Dalton, Avogadro tomonidan tajriba yo'li bilan gaz qonunlari ochildi.

Molekulyar harakatlar mavjudligini tasdiqlovchi ilk hodisalar Broun harakati va diffuziya hodisasidir. Hozirda elektron mikroskop yordamida yirik organik molekulalarning fotosuratlari olingan. Bundan tashqari molekulyar kinetik tasavvurlarni tasdiqlovchi yana boshqa ko'pdan-ko'p

Tajriba ma'lumotlarini ham keltirish mumkin. Masalan, rentgenostrukturaviy analiz usuli bilan deyarli barcha qattiq jismlarning tuzilishi va ularni tashkil qilgan zarrachalar orasidagi masofalar to'g'risidagi ma'lumotlar to'plangan.

Molekulyar fizika va termodinamikaning mavzui bir xil bo'lib, bu ikki fan jismlar tarkibidagi ulkan miqdordagi atomlar yoki molekulalar harakati bilan bog'liq bo'lgan hodisalarni o'rganadi. Biroq fizikaning bu bo'limlari bir-biridan o'rganilayotgan hodisalarga turlicha yon-doshishi bilan farq qiladi.

Molekulyar fizika tajriba va nazariyani doimiy birga olib boradi. Bunda u moddaning atom-molekulyar tuzilishi haqidagi tasavvurlarga tayanadi va issiqlikni atom va molekulalarning tartibsiz harakati deb qaraydi. Hodisalarni yoritib beruvchi qonuniyatlar tajribalarga asoslanib farazlar yordami bilan topiladi: bu qonuniyatlarni tushuntirishning oddiy modelli yo'llari o'ylab topildi; avval topilgan qonuniyatlarni oydinlashtirish va yangi ma'lumotlar olish uchun yangi tajribalar rejalashtiriladi.

Termodinamika XIX asrning birinchi yarmida issiqlik texnikasi tomonidan fizika oldiga talablar qo'yish natijasida issiqlik texnikasining nazariy asosi sifatida vujudga keldi. Termodinamika moddaning tuzilishi haqida hech qanday gipotezalar va konkret tasavvurlar kiritmaydi. U issiqlikni biror ichki harakat deb qaraydi, biroq uning tabiatini oydinlashtirishga urinmaydi. Uning xulosalari tajriba dalillaridan kelib chiqqan eng umumiy qonunlarga asoslangan. Bu qonunlar termodinamikaning bosh qonunlari deb ataladi. Bu qonunlarni turli jarayonlarga qo'llash va mantiqiy xulosalar chiqarish yo'li bilan moddalarning xossalarini oydinlashtirib beruvchi yangi qonuniyatlar topiladi.

Termodinamika sistemaning muvozanat holatini, birin-ketin keladigan muvozanatli jarayonlarni va sistemaning termodinamik muvozanat holatiga o'tishning umumiy qonuniyatlarini o'rganadi. Molekulyar fizika esa jismlarning muvozanat holatlarinigina emas, balki jismlarda chekli tezliklar bilan o'tadigan jarayonlarni ham o'rganadi.

11.2.-§. Modda tuzilishining mumtoz va kvant fizikasi modellari

Molekulyar fizikani o'rganishda qo'llaniladigan modellar haqida tegishli mavzularni bayon qilishda kengroq ma'lumot berib o'tilsada, biz quyida bu modellar ustida qisqacha to'xtalib o'tamiz.

Tabiatning to'la analiz qilib bo'lmaydigan murakkab hodisalarini o'rga- nishda, ularning xossalari tajribada kuzatiladigan faktlarga taxminan mos keladi- gan soddaroq obrazi yaratiladi. Bu obraz "model" deyiladi. Fizikada ana shunday modellarsiz ish ko'rib bo'lmaydi. Model hamma vaqt ham mukammal bo'laver- maydi, shuning uchun olingan natijalar va xulosalar ham to'la darajada aniq bo'lavermaydi. Modelni yaxshilash yo'li bilan olinadigan natijalar aniqligini oshirish mumkin. Modellardan foydalanish nazariyani matematik jihatdan soddalashtirishga imkon beradi.

Ko'rilishi kerak bo'lgan masalaga qarab molekulyar fizikada quyidagi modellar ishlatiladi: siyraklashgan gazlar holatini o'rganishda gaz molekulasi moddiy nuqta deb tassavvur qilinadi; ideal gazlarning issiqliq sig'imini hisoblashda gaz molekulasining modeli sifatida moddiy nuqta (bir atomli gaz uchun) yoki bir-biri bilan qattiq bog'langan moddiy nuqtalar olinadi (ikki va ko'p atomli gazlar uchun); gazlarning to'qnashuvlari bilan bog'liq masalalarni o'rganishda gaz molekulalari ideal qattiq sharlar sifatida tasavvur qilinadi va ular bir-biri bilan markaziy kuchlar orqali o'zaro ta'sir qiladi deb hisoblanadi.

Atom-yadro va uning atrofidagi elektron qobiqdan iborat bo'lgan murakkab sistemadir. Atom va molekulalar bo'ysunadigan qonunlar kvant mexanikasi qonunlaridir. Atom va molekula haqidagi tajriba ma'lumotlarida tasdiqlangan kvant mexanikasi tasavvurlari shundan iboratki, bu zarralarning ichki holatini xarakterlovchi kattaliklar (masalan, energiya va impuls) ixtiyoriy emas, faqat chekli ya'ni diskret qiymatlar qabul qiladi. Shu sababli klassik mexanika asosida qurilgan molekulyar fizika eksperimental dalillarning barchasini tushuntirib bera olmaydi. Chunki, atom va molekulalarning kvant tabiati ba'zi hollarda albatta namoyon bo'ladi, masalan, jismlarning issiqlik sig'imi masalalarida yoki absalyut nol temperatura yaqinidagi hodisalarda shunday bo'ladi.

Klassik fizika modellarini qo'llash sohalarining cheklangan bo'lishiga qaramay Nyuton mexanikasi asosida qurilgan molekulyar – kinetik nazariya katta yutuqlarga erishdi. Bunga sabab, birinchidan, nazariyaning Nyuton mexanikasining umumiy prinsiplari asosida yaratilganligi bo'lsa, (kvant sistemalar uchun ham o'rinli bo'lgan energiya va impulsning saqlanish qonuni), ikkinchidan, makroskopik hodisalarning keng doirasi atomlar tuzilishining detallari va ularni boshqaruvchi qonunlar bilan emas, balki makroskopik sistemalardagi atom va molekulalarning haddan tashqari ko'p ekanligi bilan xarakterlanadi. Bundan tashqari matematik usullar keng qo'llanildi. Yana shu narsa ham diqqatga sazovarki, nazariya hamma vaqt tajribalarning natijalari asosida rivojlantirib borildi.

11.3.-§. Modda hossalarini o'rganishdagi usullar

Hozirgi kunda jism xossalarining o'zgarishiga bog'liq bo'lgan hodisalarni o'rganishning ikki usuli mavjud: makroskopik va molekulyar kinetik.

Makroskopik usul yana fenomenologik ham deyilib, u makroskopik jismlarning xossalarini ularning ichki tuzilishini hisobga olmagan holda o'rganadi. Bunda energiyaning saqlanish qonuni (termodinamikaning 1-qonuni), doimiy kuzatish natijalari, yetarlicha katta (makroskopik) jismlar ustida olib borilgan eksperimentlar katta rol o'ynaydi. Bu borada qattiq jism bikrligining makroskopik nazariyasini misol qilishimiz mumkin.

XIX asrning birinchi yarmida issiqlik va ishning o'zaro bog'liqligini o'rganuvchi termodinamika yuzaga keldi. Shu asrning oxirlarida bu bo'lim kengayib, bunda bug', suyuqlik va qattiq jismlarning xossalarini o'rganish asosiy bo'lib qoldi.

Molekulyar kinetik yoki mikrofizik usulning maqsadi, moddaning ichki tuzilishiga qarab, modda xossalarini chuqurroq o'rganishdir. Moddalar molekulalardan tuzilganligi haqidagi fikr moddaning uch holati (bug', suyuqlik, qattiq jism) orasidagi farqni tushuntiradi.

Molekulyar kinetik nazariyada jismning makroskopik xossalari (bosim, hajm, harorat, bikrlik, qovushoqlik, issiqlik o'tkazuvchankik va h.k.) molekulalarning natijaviy ta'siri kabi qaraladi. Bu nazariyada statistik usul qo'llaniladi. Bu usul birgina molekulaning harakatini emas, ko'p sonli zarralar yig'indisining o'zaro ta'sirini va harakatini tavsiflovchi kattaliklarning qiymatini aniqlash imkonini beradi. Shuning uchun ham molekulyar kinetik nazariya statistik fizika deb ham yuritiladi. Statistik fizika ilmiy yo'nalish sifatida rivojlanishning uzoq tarixiga ega, lekin uning zamonaviy strukturasi XX asrning boshlarida Maksvell, Bolsman va Gibsning ishlari natijasida rivojlandi.

Fizik hodisalarni o'rganishning ikkala usuli (makroskopik va mikroskopik) bir-birini to'ldiradi. Molekulyar fizika savollariga termodinamika tushunchalariga yondjshmay turib javob berib bo'lmaydi, shu bilan birga, termodinamikada u yoki bu hodisalarning tabiatini molekulyar tasavvurlarsiz bayon etib bo'lmaydi.

Molekulyar fizika qonunlarining mexanika qonunlaridan farqi shundaki, ular statistik ma'noga ega bo'lgan qonunlardir. Shu sababli molekulyar fizika masalalarini hal qilishda asosan statistik fizika usullari qo'llaniladi.

Statistik fizikada aniq molekulyar model tasavvur qilinadi va unga mexanikaning aniq qonunlari hamda ehtimollik nazariyasi qo'llanilib, tizimning xossalarini tavsiflovchi u yoki bu ma'lumot olinadi. Masalan, gazlar nazariyasida har bir molekula harakati mexanika qonunlari asosida ro'y beradi deb hisoblab, ehtimolliklar nazariyasi asosida gaz holati va ko'chish hodisalarining qonuniyatlari keltirib chiqariladi.

Molekulyar tizimga kiruvchi har bir zarrachaning harakati turli sabablarga bog'liq bo'lib, bu harakatlar mexanika qonunlari asosida ro'y beradi. Ammo, zarraning harakat yo'nalishi uning boshqa molekulalar va idish devorlari bilan to'qnashuvi natijasida qisqa vaqt ichida shunchalik ko'p o'zgaradiki, natijada uning oniy holati boshlang'ich shartlarga bog'liq bo'lmay qoladi. Bundan shu narsa kelib chiqadiki, statistik qonuniyatlar dinamik qonuniyatlar kabi boshlang'ich shartlarga bog'liq emas. Agar idishga biror miqdor gaz kiritsak, u holda muvozanat qaror topgandan keyin idishdagi gazning bosimi gaz molekulalarining boshlang'ich tezliklari va harakat yo'nalishlariga bog'liq bo'lmaydi. Ko'p sonli zarrachalar ichidan bittasini tanlab olib, uning harakatini kuzatib bo'lmaydi. Biz faqat moddani tashkil qilgan zarralarning kollektiv harakati bilan bog'liq bo'lgan hodisalarnigina kuzata olamiz.

Shunday qilib, *statistik usul* juda ko'p alohida (individual), bir-biriga o'xshash va bir-biridan mustaqil bo'lgan hodisalar to'plamiga tegishli bo'lgan, umumiy hodisalarni o'rganish uchun qo'llaniladi. Masalan, umumiy hodisaga misol qilib gazning bosimini olishimiz mumkin; har bir molekulaning idish devorlariga ko'rsatadigan ta'sirini esa, individual hodisa deb qarasa bo'ladi.

Statistik fizika va termodinamikaning usullarini birlashtirish moddalar tuzilishini, gaz, suyuqlik va qattiq jismlarda boradigan jarayonlarni o'rganishda keng imkon yaratadi.

Molekulyar fizika va termodinamika issiqlik hodisalari qonuniyatlarini yoki materiya harakatining issiqlik shaklini o'rganadi. Bu bo'limlar issiqlik hodisalar tabiatini va makroskopik jism fizik xossalarini o'rganishda turli usullarni qo'llash bilan farq'lanadi.

Molekulyar fizika issiqlik hodisalar, modda yoki jismning fizik xossalarini ularning molekulyar tuzilishi, o'zaro ta'siri va zarralarining harakati asosida o'rganadi.

Moddalarning ko'pgina fizik xossalari *termodinamik* (fenomenologik) usul bilan ham o'rganiladi. Bu usul makroskopik jismlar xossalarini ularning ichki tuzilishiga bog'liq bo'lmagan holda o'rganadi. Termodinamikaning asosida tajriba faktlariga tayanib o'rnatilgan prinsiplar yoki fundamental qonunlar yotadi. Birinchi qonun energiyaning bir turdan ikkinchisiga miqdoriy o'tishini o'rgatsa, ikkinchi qonun bu o'tishning sharoitlarini aniqlaydi. Bu qonunlar yordamida issiqlik hodisalarning mohiyatlari va turlari, agregat holatlardagi makroskopik jismlarning xossalari o'rganiladi.

Termodinamikada o'rganish obyekti bo'lib, fizik jism xizmat qiladi va unga sistema deyiladi. Termodinamik sistemaning ko'pincha issiqlik deb ataladigan holatini muvozanatli bosim tavsiflaydi. Bu P bosim atrof muhitdagi jismlar ta'siriga, sistema massasiga, uning hajmiga va haroratiga bog'liqdir. P, V, T kattaliklar sistema parametrlari deyiladi. Shunday qilib, temperatura jism issiqlik holatini aniqlovchi parametrlardan biridir.

Tajribada Xalqaro amaliy temperatura shkalasidan foydalanilib, unda temperatura Selsiy graduslarida yoki Kelvinda belgilanadi. Bu shkala bo'yicha muzning erish temperaturasi (suvning muzlash temperaturasi) $0°C$, suvning qaynash temperaturasi esa $100°C$ dir.

XB sistemasida bosim H/m^2 (Paskal) larda aniqlanib, SGS sistemasida din/sm^2 da hisoblanadi $(1\ Pa=10\ din/sm^2)$. Ko'pincha bosim normal atmosferalarda *(atm)* va *1mm.sim.ust.* da o'lchanadi:

$$1atm=101325\ Pa,\ 1mm.sim.ust=133,322\ Pa$$

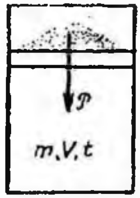
Hamma qismlari bir xil xossalarga ega sistema *bir jinsli* deyiladi.

Termodinamik sistemaning bir jinsli qismi *faza* deyiladi. Moddalar agregat holatlarining turli ko'rinishlariga qarab gaz holat, suyuq va qattiq fazalari mavjuddir.

Atrof jismlarning sistemaga ta'sirini sxematik bayon etish uchun vertikal holatdagi silindrni olamiz. Silindrning devorlari silliq va u vaznsiz qo'zg'aluvchan porshen bilan yopilgan. Porshen ustiga po'kakchalar yuklangan. Po'kakchalarning og'irligini P, silindrning ko'ndalang kesim yuzasini S desak, tashqi jism (po'kakchalar) yuzaga keltirgan bosim: $p = P/S$ gat eng bo'ladi.

Muvozanat holatda sistema ham tashqi jismga xuddi shunday bosim bilan ta'sir etadi.Tashqi mexanik ta'sirning o'zgarishini bu misolda bosimni o'zgartirib, yani po'kaklarni kamaytirib, yoki ko'paytirib yuzaga keltirish mumkin. Bunda yangi mexanik muvozanat yuzaga kelmaguncha sistema hajmining o'zgarishi yuzaga keladi.

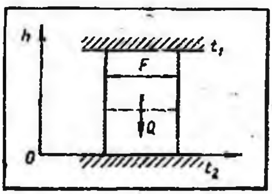
Agar sistema turgan idish devorlari issiqlik o'tkazuvchan bo'lsa (11.1- rasm), atrof muhit temperaturasini o'zgartirib turib (idish ichidagi temperaturadan yuqori yoki pastroq qilib) sistema va o'rab turgan muhit o'rtasida issiqlik almashinuvini yuzaga keltirish, shu bilan birga uning parametrlarini o'zgartirish mumkin (hajm va massa o'zgarishsiz bo'lganda, bosim va temperatura o'zgarishi sodir bo'ladi).



11.1.-rasm

Agar termodinamik sistema boshqa jismlar bilan issiqlik almashinmasa, u *adiabatik izolyasiyalangan* sistema deyiladi. O‘zaro issiqlik ta’sirida bo‘la olmaydigan qobiq *adiabatik* deyiladi. Qattiq qobiqlar sistemaning mexanik izolyasiyasini yuzaga keltiradi.

Agar vaqt o‘tishi bilan termodinamik sistemaning butun qismlari bo‘yicha holati o‘zgarmasa sistema muvozanat holatda yoki termodinamik muvozanatda deyiladi. Muvozanat holatda massa va energiya ko‘chishi jarayonlari sodir bo‘lmaydi.



11.2.-rasm

Muvozanat holatdan ayrim parametrlari vaqt bo‘yicha o‘zgarmas bo‘lgan stasionar holatni farqlash kerak.

Masalan, gaz bilan to‘ldirilgan silindrni yuqori va pastki tomonidan thermostat bilan kontaktga keltiramiz (11.2-rasm). Yuqori termostat temperaturasi t_1 va pastki termostat temperaturasi t_2 bo‘lib, $t_1>t_2$ bo‘lsa, vaqt o‘tishi bilan h bo‘yicha temperatura tushishi sodir bo‘ladi.

Rasmda keltirilgan sistema mexanik muvozanat holatida (unda massalar aralashuvi yo‘q) bo‘lib, issiqlik muvozanati holatida emas.

Tashqi jismlar bilan energiya almashmaydigan sistema izolyasiyalangan deyiladi. Bunda izolyasiya ham mexanik, ham issiqlik izolyasiyadir.

Har kungi kuzatishlardan ko‘rinib turibdiki, ixtiyoriy sistemani olib, uning ustida tajriba olib borilsa, uni tashqi ta’sirlardan izolyasiya qilinsa, vaqt o‘tishi bilan unda termodinamik muvozanat o‘rnatiladi. Issiqlik xossalari haqidagi bilimlarni birlashtirish asosida birinchi aksioma – termodinamikaning nolinchi asosi yuzaga keldi. Vaqt o‘tishi bilan izolyasiyalangan sistema muvozanat holatga keladi. Bunda uning hamma yerida bir xil temperatura bo‘lib, bu holatdan sistema o‘z holicha chiqib keta olmaydi.

Termodinamik muvozanat tushunchasi molekulalar soni kam bo‘lgan mikroskopik sistemalar uchun qo‘llab bo‘lmaydi. Bunday obyektlarda molekulalarning issiqlik harakati fluktuasiyaga – ayrim o‘rtacha taqsimotdan chekinishlarga olib keladi.

Termodinamik muvozanat tushunchasini o‘ta katta sistemalarga (astronomik) qo‘llab bo‘lmaydi. Gravitasion kuchlar ta’sirida bunday sistemalar muvozanatga kelishi ham, undan chiqib ketishi ham mumkin.

Termodinamikada termostat tushunchasi bilan to‘qnashiladi. Termostat – katta issiqlik sig‘imiga ega bo‘lgan jism bo‘lib, uning temperaturasi boshqa jismlar bilan issiqlik kontaktida bo‘lganda ham o‘zgarmaydi. Agar sistema termostat bilan issiqlik kontaktiga keltirilib, u bilan birga yagona izolyasion sistemani tashkil qilsa, termodinamikaning nolinchi prinsipiga asosan sistemaning temperaturasi vaqt o‘tishi bilan termostat temperaturasiga teng bo‘lib qoladi.

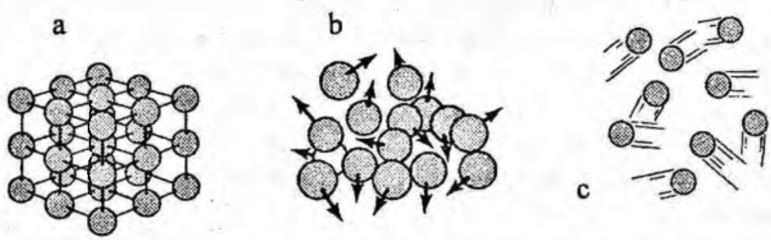
Termodinamikaning nolinchi qonuniga asosan A va B sistemalar C sistema bilan issiqlik muvozanatda bo‘lsa, A va B sistemalar bir xil temperaturaga egadir. Shunga asosan temperatura o‘lchanadi. Uchinchi C sistema termometrning termometrik jismi bo‘lib xizmat qiladi va ikkinchi sistemaning biri, masalan, A yordamida graduirlanadi. Graduirlangan termometr B sistema yoki boshqa jismlarning temperaturasini o‘lchash uchun qo‘llaniladi.

11.4.-§. Atomlar

Moddalar atomlardan tuzilgan, degan tasavvur qadimgi greklarga tegishlidir. Qadimgi grek faylasufi Demokrit aytishicha, agar moddani mayda bo‘laklarga bo‘lish natijasida moddaning juda kichik zarralariga ega bo‘lishimiz mumkin-ki, uni boshqa bo‘lib bo‘lmaydi. Bu kichik zarra atom deb atalgan bo‘lib, grekchadan “atomos” bo‘linmas ma’noni bildiradi. Moddaning alternative atom nazariyasiga ko‘ra moddani istalgancha mayda bo‘laklarga bo‘lish mumkin va bu jarayin cheksiz davom etadi. Biroq bu nazaruyaning eksperimental isbiti kimyoviy reaksiyalarni analiz qilish orqali o‘n sakkizinchi va o‘n to‘qqizinchi asrlardagina paydo bo‘ldi. Isbotning asosiy elementi modda tarkibining doimiyligi bo‘lib, u o‘zida 188 yil boshigacha bo‘lgan yarim asrlik eksperimental natijalarni umumlashtiradi. Bu qonunga muvofiq, agar ikki va undan ortiq elementlar bog‘ hosil qilsa, ular albatta bog‘ga bir hil og‘irlik proporsiyasida kiradilar. Masalan, osh tuzi doimo 23 ulush natriy va 35 ulush xlorda iborat bo‘lib, suv vodorodning bir ulushi va kislorodning sakkiz ulushidan tarkib topgandir. Moddaning uzluksiz bo‘linishi nazariyasi tarkibning doimiyligi qonuni bilan qiyin mos keladi, Jon Daltonning (1766–1844) ko‘rsatishicha atom nazariya bu qonunni to‘liq tushuntira oladi: bog‘ hosil qilish uchun zarur bo‘lgan har bir element og‘irligining nisbati bog‘lanayotgan atomlarning nisbiy og‘irligiga mos keladi. Masalan, natriy (Na) ning bitta atomi xlor (Cl) ning bitta atomi bilan qo‘shilib osh tuzi (NaCl) ning bitta molekulasini hosil qiladi, bunda natriyning bitta atomining og‘irligi xlor atomi og‘irligining 23/35 ni tashkil etadi. Katta sondagi bog‘lanishni olish uchun zarur bo‘lgan har bir elementning nisbiy miqdorini o‘lchab, eksperimentatorlar atomlarning nisbiy og‘irligini topdilar. Eng engil vodorod atomiga ixtiyoriy tarzda birga teng bo‘lgan nisbiy og‘irlik berildi; bu shkalada uglerod atomi og‘irligi 12 ga, kislorodniki 16 ga, natriyniki 23 ga va h.k. yaqin. Hozirgi vaqtda nisbiy og‘irlik haqida emas, atomlar va molekulalarning nisbiy massalari haqida gapirish qabul qilingan bo‘lib, biz mos holda atom massa va molekulyar massa deb ataymiz. Bu kattaliklar shunday topiladiki, oddiy uglerod C12 atomiga massaning 12,0000 atom birligi qiymqti to‘g‘ri keladi. U holda vodorodning atom massasi 1,0078 ga teng. Atom nazariyani tasdiqlovchi boshqa eksperimental isbot biology Robert Broun sharafiga atalgan1827-yilda ochilgan Broun harakatidir. Atom nazariya Broun harakatini oson tushintiradi; buning uchun modda atomlari uzluksiz harakatda ekanligi haqida yana bir marotaba mantiqiy tasavvur qilish yetarlidir. U holda Broun changining mayda zarralari atrofdagi cuvning tez harakatlanayotgan molekulalari tomonidan tez turtilishi tufayli tartibsiz harakatlanishi ma’lum bo‘ladi.

1905-yilda Albert Eynshteyn broun harakatini nazariya nuqtai nazardan tekshirdi va eksperimental natijalar asosida atom va molekulalarning tahminiy o‘lchamlari va massalarini hisoblay oldi. Hiso,kashlar atomning diametric 10^{-10} m ekanligini ko‘rsatdi.

Qattiq, suyuq va gaz holatlar atom yoki mikroskopik nuqtai nazardan bir-biridan nimasi bilan farq qilishini ko‘rib chiqamiz. Ma’lumki atomlar bir-biriga tortiladilar. Aks holda alyuminiy bo‘lagi monolit bo‘lak ko‘rinishida saqlana olarmidi? Bu kuchlar elektr tabiatga ega. Biroq, molekulalar bir-biriga juda yaqin kelsalarularning o‘zaro ta’sir kuchi tashqi atom elektronlarini itarishga asoslangan itarishish kuchiga aylanadi.



11.3-rasm. Moddalarning turli holatlari

Shunday qilib, molekulalar bir-biridan qandaydir masofaga uzoqlashadilar. Qattiq jismlarda tortishish kuchkari juda katta bo‘lib, atom va molekulalar u yoki bu belgilangan holatda, odatda struktura ko‘rinishida Kristal panjara kabi ko‘rinishda bo‘ladilar.

Qattiq jism atom va molekulalari harakatdadirlar-ular kristal panjarada o‘zlarining muvozanat holati atrofida tebranma harakat qiladilar (11.3-rasm, a). Suyuqliklarda atom va molekulalar tezroq harakat qiladilar, yani ular orasidagi o‘zaro ta’sir kuchi kuchzizroq bo‘lib, zarralar suyuqlikda erkinroq bo‘ladi va biri ikkinchisining atrofida harakatlanishi mumkin (11.3-rasm, b). Gazlarda atom va molekulalar o‘zaro ta’sir kuchlari juda kuchsiz, ularning tezliklari esa juda katta bo‘lib. Molekulalar umuman bir-biriga yaqin tura olmaydi. Ularning har biri o‘zining traektoriyasi bo‘yicha tez harakatlanib, bir-biri bilan to‘qnashib, ixtiyoriy idishni to‘ldiradi (rasm, c). Gazlarda molekulalarning o‘rtacha tezligi shunchalik kattaki, molekulalar to‘qnashganida ularni birga ushlab turish uchun tortishish kuchlari yetarli bo'lmaydi, natijada ular to'qnashishgacha bo'lgan yo'nalishdan farqli tomonga uchib ketadilar.

11.5.-§. Temperatura

Hattoki kichkina bolalar ham temperaturaga bog'liq bo'lmagan issiqlik va sovuqlik haqida dastlabki tushunchalarga egalar. O'lchashning o'zi nima?

Issiq havo suzgichi piloti va akvalangist xavoda uchish va suvda suzishni rejalashdan oldin havo va suv temperaturasi haqida yaxshi tushunchalarga ega bo'lishi kerak. Uchuvchi va havoda suzuvchilar havo temperaturasining o'zgarishi havoning zichligiga va shamolning yo'nalishiga qanday ta'sir etishi haqida ma'lumotga ega bo'lishlari kerak. Akvalangistlar organizmda temperaturaning o'zgarishi suzish davomida foydalaniladigan havoning miqdoriga ta'sir etishini biladilar. SHuning bilan birga ular tanaga ta'sir etayotgan bosim bilan ular tanasining berayoigan bosimining tengligining muhimligini yaxshi tushunadilar. Gazlarning temperaturaga nisbatan xossalarining o'zgarishi uchuvchi va suzuvchilar uchun hayotiy muhim ahamiyatga egadir. SHunday qilib temperatura va ideal gaz qonunlarini muhokama qilish bilan termodinamikani o'rganishni boshlaymiz.

Bu bobda temperaturalar shkalasi ketma-ketligi kichik zichlikka ega bo'lgan gaz xossalari bilan aniqlanib, temperatura obyektning o'rtacha ichki molekulyar kinetik energiyasining o'lchami ekanligini ko'rsatamiz.

Temperatura tushunchasi jismlarning qay darajada qiziganligini xarakterlash uchun kiritilgan kattalikdir. Temperaturani miqdoriy aniqlash va aniq temperatura shkalasini tuzishda obyektiv fizik hodisalar va dalillar asos qilib olinadi.

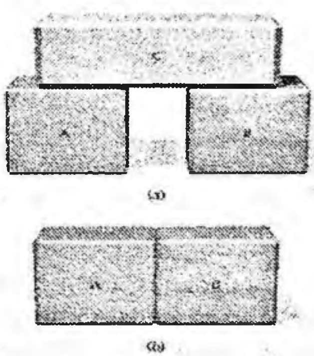
Issiqlik haqidagi ta'limotda temperatura issiqlik yoki termodinamik muvozanat tushunchasi orqali kiritiladi. Issiqlik muvozanati holatida bo'lgan jismlarning temperaturasi bir xil bo'ladi. Agar jism yoki jismlar sistemasi issiqlik muvozanati holatida bo'lmasa va sistema izolyasiyalangan bo'lsa, u holda biror vaqtdan keyin issiqlik muvozanati qaror topadi. Bu holatga erishilgandan keyin sistemada hech qanday makroskopik o'zgarishlar sodir bo'lmaydi. Muvozanat holat belgilaridan biri jism yoki sistema barcha qismlari temperaturalarning tengligidir. Issiqlik muvozanati qaror topish jarayonida, ya'ni ikki jism temperaturasining tenglashish jarayonida issiqlik (energiya) bir jismdan ikkinchisiga uzatiladi. Demak, eksperimental nuqtai nazardan jismning temperaturasi uning boshqa temperaturali ikkinchi bir jismga issiqlik beradimi yoki undan issiqlik oladimi, ana shuni aniqlovchi kattalikdir.

Temperatura jism holatining makroskopik xarakteristikalaridan biridir. Bu tushuncha bir yoki kam sondagi atomlar va molekulalardan tashkil topgan sitemalar uchun ma'noga ega bo'lmaydi. Garchi bu tushuncha, faqat termodinamik muvozanatda bo'lgan sistemalar uchun qo'llanilsada, biroq undan hali to'la ravishda muvozanat qaror topmagan sistemalarda ham foydalanish mumkin. Buning uchun sistemani fikran yetarlicha kichik makroskopik qismlarga bo'linadi. Bunday qismlarning relaksasiya vaqti kichik bo'lganligi tufayli ularning har biri amalda tez termodinamik muvozanatga keladi va shu sababli bunday kichik qismlarning temperaturasi haqida gapirish mumkin. Lekin, shunday kuchli (tez o'tadigan) muvozanatsiz holatlar ham bo'ladiki, ularni amalda muvozanatda bo'lgan kichik qismlarga bo'lib bo'lmaydi. Bunday holatlar uchun temperatura tushunchasini qo'llash mumkin emas.

11.6.-§. Temperatura va issiqlik muvozanati

Biz o'z hissiyotlarimiz bilan jismga tekkanimizda uning sovuq yoki issiq ekanligini sezamiz. Biz sovuq jismni isitish va issiq jismni sosutish yo'lini yaxshi bilamiz, buning uchun uning issiqroq jism yoki sovuqroq jism bilan kontaktga keltiramiz. Jism isitilganda, yoki sovutilganda uning ayrim fizik xossalari o'zgaradi. Agar qattiq jism yoki suyuqlik isitilsa, qoidaga ko'ra uning hajmi oshadi. Agar gaz isitilsa, bunda uning bosimi o'zgarmas saqlansa, uning hajmi oshadi. Shuningdek, agar gaz hajmi o'zgarmagan holda isistilsa, u holda uning bosimi oshadi. Agar elektr o'tkazgich qizdirilsa, uning elektr qarshiligi o'zgaradi. Temperatura o'zgarishi bilan o'zgargan fizik xossalar termodinamik xossalar deyiladi. Termodinamik xossalarning o'zgarishi jism temperaturasining o'zgarishini ko'rsatadi. Issiq mis sterjenni sovuq temir bo'lagi bilan shunday kontaktga keltiraylik, bunda mis sovub, temir bo'lagi isiydi. Biz bunda ikkita sistema issiqlik muvozanatida bo'ladi. Issiqroq bo'lgan mis sterjenning temperaturasi pasayib, sovuqroq bo'lgan temir bo'lagining temperaturasi oshadi va u kengayadi. Bu jarayon ular temperaturalarining tenglashgunigacha davom etadi, sterjenlar uzunligi o'zgarmay qoladi. Endi issiq mis sterjenni sovuqroq suvga solamiz, bunda mis sterjenning temperaturasi suv temperaturasiga tenglashgunigacha soviydi. Issiqlik muvozanati qaror topadi. Endi sovuq temir trubkani mis sterjenga tekkazmagan holda suvga solamiz. Bunda temir trubka temperaturasi mis sterjen va suvning temperaturasiga tenglashgunigacha oshadi va u ham issiqlik muvozanatiga erishadi. Agar panjara olib tashlanib, issiqlik kontaktga keltirilsa, ularning uzunliklari o'zgarmaganini ko'ramiz. Ular bir-birlari bilan issiqlik muvozanatidadirlar. Bu dalillar termodinamikaning nolinchi qoidasining mantiqiy ma'nosini anglashga olib keladi (11.4-rasm):

Agar ikkita obyekt uchinchisi bilan issiqlik muvozanatida bo'lsa, uchchala obyekt ham bir-biri bilan issiqlik muvozanatida bo'ladi. Termodinamikaning nolinchi qonuni



11.4-rasm. Termodinamikaning nolinchi qonuni. a) Agar A va V sistemalar S sistema bilan issiqlik kontaktida bo'lib, o'zaro kontakda bo'lmasin. A va V sistemaning har biri S sistema bilan issiqlik muvozanatida bo'lsa, ularning hammasi bir-biri bilan issiqlik muvozanatida bo'ladilar, buni har birini ikkinchisi bilan almashtirib kontaktga keltirib tekshirish mumkin (b).

Agar ikkita sistema issiqlik muvozanatida bo'lsa, u holda ularning temperaturalari bir xil bo'ladi. Shunday qilib, termodinamikaning nolinchi qonuninig muxim ahamiyati shundan iboratki, u temperaturani qulay aniqlash imkonini beradi.

11.7.-§. Yuz gradusli va Farengeyt temperaturalar shkalasi

Ixtiyoriy termometrik xossa temperaturaviy shkalani o'rnatish uchun qo'llanilishi mumkin. Umumuy simobli termometr shisha kolba va belgilangan miqdordagi simobga ega bo'lgan probirkadan tashkil topgan. Bu termometr issiqroq bo'lgan jism bilan kontaktga keltirilsa, simob kengayadi, bunda simob ustunining uzunligi oshadi (bunda shisha devorlar ham e'tiborga olmas darajada kengayadi). Biz quyidagi holda shisha trubka bo'ylab masshtab xosil qilishimiz mumkin. Birinchidan, termometrni muvozanat holatdagi suv va muzga joylashtiriladi. Bunda bosim 1 atm bo'lsin. Termometr ustuni muzli suv bilan muvozanatda bo'lganida trubka devorida ko'rinayotgan simob ustunining yuqori qismi muzlash nuqtasi temperaturasini bildiradi (bu yana suvning normal erish nuqtasi ham deyiladi). Endi termometrni 1atm bosimdagi qaynayotgan suvga tushiramiz. Termometr ustuni qaynayotgan suv bilan issiqlik muvozanatida bo'lganida simob ustunining yuqori qismi temreraturaning bug' xosil bo'lish nuqtasini ko'rsatadi (bu yana suvning normal qaynash temperaturasi ham deyiladi). sel siy shkalasida suvning muzlash nuqtasi qilib 0°C (Selsiyning nul gradusi), qaynash temperaturasi qilib esa 100°C tanlab olingan. sel siy shkalasida ikkala belgi orasidagi masofa 100 ta teng intervallarga bo'linib, u 0 va 100°C orasidagi sel siy graduslariga mos keluvchi kichik bo'laklar bilan ajratilgandir (shuning uchun "yuz gradusli shkala" "yuz qadamni" bildiradi. Agar simob ustuni uzunligi L_t bo'lsa, u holda yuz gradusli temperatura quyidagicha aniqlanadi

$$t_c = \frac{L_t - L_0}{L_{100} - L_0} \times 100^0 \qquad (11.1)$$

Bu yerda L_0 – termometr muzli vannada bo'lgandagi simob ustuni uzunligi va L_{100} – termometr bug' xammomida bo'lgandagi simob ustuni uzunligidir. Insonning selsiy shkalasida o'lchangan normal temperaturasi 37°C atrofida bo'ladi. Yuz gradusli shkalaning kamchiligi, uning simob kabi ayrim materiallarning termometrik xossalariga bog'liqligidir. sel siy shkalasi bo'yicha hisoblashlarning qulayligi yuz gradusli shkala bilan bog'liq bo'lgan 2 bo'limda muhokama etiladi (yuz gradusli shkalaning xossalari ko'p jihatdan selsiy shkalasiga taalluqli ekanligidan bu ikkala shkala o‘rtasida yaqin muvofiqlik mavjud). Farengeytning (AQSH keng qo‘llaniladigan) temperaturalar shkalasida muzning erish temperaturasiga 32°F mos kelib, suvning bug‘lanish temperaturasi 112°F ga tengdir. Selsiy shkalasining temperaturasidan Farengeyt shkalasining temperaturasiga o‘tish uchun 0°C temsperatura 32 °F ga mos kelishini va selsiy shkalasidagi 100 gradus Farengeyt shkalasining 180 gradusiga mos kelishini esda saqlash kerak. Shunday qilib, Farengeytning bir gradusi selsiyning 100/180 = 5/9 gradusiga mos kelar ekan. Demak, 1°F = (5/9)°C. Farengeyt va selsiy shkalalari orasidagi temperaturaning o‘zgarishi

$$t_c = \frac{5}{9}(t_F - 32^0) \text{ yoki } t_F = \frac{9}{5}t_c + 32^0 \qquad (11.2)$$

11.8.-§. Gazli termometrlarva absolyut temperaturalar shkalasi

Turli xildagi yuz gradusli termometrlar muzli suv va bug‘da kolibrlanganida, ular (aniqlanishicha) 0°C va 100°C larni to‘g‘ri ko‘rsatsada, biroq oraliq temperaturalarda ular ko‘rsatkichlari turlicha bo‘lishi mumkin. Chetlashish bug‘lanish nuqtasidan yuqorida va muzlash nuqtasidan pastda ancha sezilarli bo‘ladi. Shuning bilan birga gazli termometrlar guruxi mavjudki, ularda o‘lchangan temperaturalar xattoki kalibrovka nuqtasidan yiroqda ham bir-biriga mos keladi. Doimiy hajmli gaz termometrlarida gaz hajmi saqlanadi va gaz bosimining o‘zgarishi temperaturaning o‘zgarishini o‘lchashda qo‘llaniladi (11.5-rasm).

11.5-rasm.

Doimiy hajmli gaz termometri. U siyraklashtirilgan gaz bilan to'ldirilgan kolbadan iborat bo'lib, simobli manometr bilan ingichka trubka orqali ulangan. O'ng tomondagi manometr trubkasini ko'tarib, yoki tushirib chap trubkadagi simob tayanch belgi bilan mos tushishi uchun gaz hajmini doimiy saqlab turish mumkin.

Muzlash nuqtasi va bug'lanish nuqtasi bosimlari termometrni muzli suvga va bug'li suv vannasiga kiritish yo'li bilan aniqlanadi. Ikkala nuqta orasidagi interval aniq 100 gradusga (yuz gradusli shkala uchun) bo'linadi. Agar temperaturasi aniqlanishi kerak bo'lgan vannadagi bosim R_t bo'lsa, temperatura sel siy gradusi bo'yicha

$$t_c = \frac{R_t - R_0}{R_{100} - R_0} \times 100°C \qquad (11.3)$$

kabi aniqlanadi.

XII BOB. IDEAL GAZLARNING KINETIK NAZARIYASI

12.1.-§. Termodinamik holat tenglamasi. Muvozanatli jarayonlar

O'zgarmas massada P, V, T lar tashqi ta'sirlar (mexanik, issiqlik) natijasida o'zgarishi mumkin. Agar fizik holatlari bo'yicha bir jinsli bo'lib, unda hech qanday kimyoviy reaksiyalar bormayotgan bo'lsa, parametrlaridan birining o'zgarishi natijasida boshqa parametrlarining o'zgarishi sodir bo'ladi. Bir jinsli sistemaning parametrlari (massa doimiy bo'lganda) bir-biriga funksional bog'liq bo'ladi:

$$f(p, v, t) = 0 \tag{12.1}$$

Bu (12.1) tenglama sistemaning *termodinamik holat tenglamasi* yoki, sodda qilib, *holat tenglamasi* deb ataladi. Bu tenglamani topish molekulyar fizikaning asosiy masalalaridan biridir.

Molekulyar fizikada (12.1) tenglamani topishning molekulalararo o'zaro ta'sirni hisobga olgan holda, yagona usuli ishlab chiqilgan bo'lib, ma'lum sistemalar ko'rilayotganda ko'pgina matematik qiyinchiliklarga duch kelinadi.

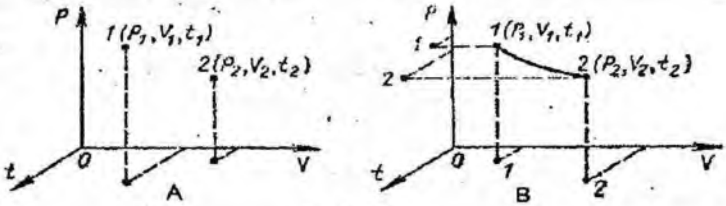
Molekulyar kinetik usul yordamida molekulalararo ta'sirni hisobga olmasa bo'ladigan kichik bo'lgan siyraklashtirilgan (ideal) gaz uchun holat tenglamasi topiladi.

Molekulyar fizika yana uncha ko'p siqilmagan gazlarning xossalarini bayon etish imkonini beradi. Zichligi katta bo'lgan gazlar va suyuqliklar uchun holat tenglamasining nazariy hisoblash haqidagi savolga hali hamon olimlar tomonidan javob yo'q.

Parametrlarining o'zgarishiga bog'liq bo'lgan sistema holatining o'zgarishiga *termodinamik jarayon* deyiladi.

(12.1) tenglamaga muvofiq jism holatini t, V va P koordinatalar sistemasida nuqta bilan belgilash mumkin.

(12.1-rasm) da sistemaning ikki holati $1(P_1, V_1, t_1)$ va $2(P_2, V_2, t_2)$ nuqtalar bilan belgilangan. *1* holatdan *2* holatga o'tish, bir qator bir-biriga ketma-ket almashinuvchi oraliq holatlar orqali amalga oshiriluvchi termodinamik jarayon bilan amalga oshiriladi.

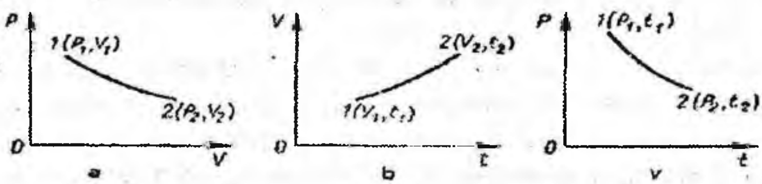


12.1-rasm

Har qaysi oraliq holatlari muvozanatli bo'lgan *1* holatdan *2* holatga bunday o'tishni tasavvur etish mumkin. Bunday jarayonlar P, V, t koordinatalar sistemasida muvozanatli hisoblanadi va uzluksiz chiziq bilan belgilanadi (12.1.b-rasm). Laboratoriya masshtabida muvozanatli jarayonlar cheksiz sekin boradi va bu holda bosim va temperaturani vaqtning har qaysi momentida o'zgarmas deb hisoblanadi.

Muvozanatli jarayonlar – ideallashtirilgan jarayonlardir. Bunday jarayonlarni o'rganish juda muhimdir, chunki ularning ko'p tavsiflari real jarayonlar uchun chegaraviy hisoblanadi.

(12.1.b- rasm) dagi egri chiziqni P, V; t, V yoki t, P tekisliklarda proyeksiyalash mumkin. Shuning uchun amalda ko'pincha muvozanatli jarayonlarni ikki o'lchamli tasviridan foydalaniladi (12.2-rasm).



12.2-rasm

12.2.-§. Ideal gaz xossalari. Izojarayonlar

Gaz holatidagi moddaning xossalari, ayniqsa juda katta bosim va uncha kichik bo'lmagan temperaturalarda ancha oddiydir. Masalan, bir xil boshlang'ich bosim va temperaturalarda olingan O_2, N_2 va H_2 kabi gazlar katta bosim (*100 atm* dan katta) larda siqiluvchanligi va issiqlikdan kengayishi bo'yicha bir-biridan farq qiladilar. Atmosfera *1 atm* ga yaqinlashganda gazlardagi bu farq kamayib ketadi. Shuning uchun real gazlarning chegaraviy holati kabi ideal gaz tushunchasi kiritiladi.

Atmosfera bosimidan deyarli farq qilmaydigan bosimlarda ayniqsa vodorod va geliy ideal gazga yaqindir.

Ideal gaz xossalarining umumiyligi shu bilan tushuntiriladiki, o‘lchamlari va o‘zaro ta’sir kuchlariga bog‘liq bo‘lgan turli modda molekulalarining individual xususiyatlari gaz kuchli siyraklashtirilganda moddaning termik xossalariga bog‘liq bo‘lmay qoladi.

Holat tenglamasi $f(p,V,t)=0$ dagi har bir parametrni boshqa ikki parametr funksiyasi kabi qarash mumkin: $V=V(p,t)$, $p=p(V, t)$ va $t=t(V,p)$.

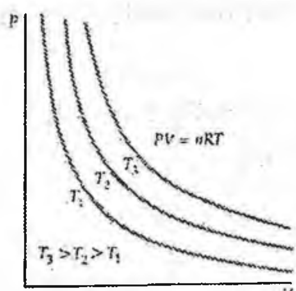
Parametrlaridan biri o‘zgarmas bo‘lganda boradigan jarayonlar *izojarayonlar* deyiladi: izobarik $p=const$, izoxorik $V=const$ va izotermik $t=const$.

IZOTERMIK JARAYON. BOYL-MARIOTT QONUNI. O‘zgarmas temperaturada boradigan jarayon *izotermik jarayon* deyiladi.

Gaz hajmining bosimga bog‘liqligini angliyalik olim R. Boyl (1627–1691) va fransiyalik olim E.Mariott (1620–1684), bir-biriga bog‘liq bo‘lmagan holda, 1667-yilda eksperimental tarzda topdilar.

Boyl-Mariott qonuni: temperatura o‘zgarmas bo‘lganda berilgan massali gaz uchun gaz hajmining bosimga ko‘paytmasi doimiy kattalikdir:

$$PV = const \ (m = const; \ T = const \text{ da}).$$



12.3-rasm

Gazning ixtiyoriy ikki holati uchun Boyl-Mariott qonunini $P_1V_1 = P_2V_2$ yoki $PV = P_0V_0$ ko'rinishda yozish mumkin. Bu yerda V_0 – normal bosim ($P_0 = 1.01 \cdot 10^5\, Pa$) da berilgan gaz massasining hajmi. R, V koordinatalarda izotermik jarayon grafigi egri chiziqdan iboratdir. Bu egri chiziq *izoterma* deb ataladi.

Temperatura oshishi $T_2 > T_1$, $T_3 > T_2$ bilan izoterma yuqoriga ko'tariladi.

IZOBARIK JARAYON. GEY-LYUSSAK QONUNI. Doimiy bosimda gaz holatining o'zgarishiga *izobarik jarayon* deyiladi. Agar gaz hajmi $T_0 = 273\, K$ temperaturada V_0, T temperaturada esa V bo'lsa, u holda gazlarning hajmiy kengayish koeffitsiyenti

$$\beta = \frac{V - V_0}{V_0 \Delta T}$$

formula bilan aniqlanadi.

Gazlarning issiqlikdan kengayishini o'rganaturib, fransiyalik olim Gey-Lyussak (1778–1850) 1802-yilda doimiy bosimda gazlarning issiqlikdan kengayish koeffitsiyenti hamma gazlar uchun bir xil va u

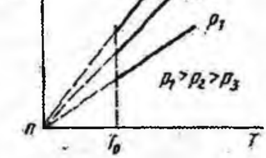
$$\beta = \frac{1}{273} K^{-1}$$

ga tengligini aniqladi.

Bu Gey-Lyussak qonunini ta'riflash imkonini beradi: doimiy bosimda gazlarning ayrim massasini $1\, K \cdot$ ga qizdirishda bu gazning hajmi $T_0 = 273\, K$ dagi gazning hajmidan $1/273$ ga oshadi.

Qonundan ko'rinib turibdiki, T_0 temperaturadagi gazning hajmi V_0ni bilgan holda, T temperaturadagi gazning hajmi V ni aniqlash mumkin:

$$V = V_0(1 + \beta \Delta T).$$



12.4-rasm

$T_0 = 273\,K$, $\beta = (1/273)K^{-1}$ ekanligini hisobga olgan holda, ixtiyoriy temperaturadagi gazning hajmi

$$V = V_0\beta T \qquad (12.2)$$

ga tengligi topiladi va bu tenglamani quyidagicha yozish mumkin:

$$V/V_0 = T/T_0$$

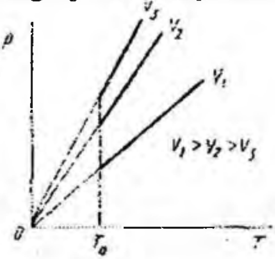
Doimiy bosimda gaz hajmining temperaturaga bog'liqlik grafigi 6-rasmda berilgan.

IZOXORIK JARAYON. SHARL QONUNI. O'zgarmas hajmda gaz holatining o'zgarishi jarayoniga *izoxorik jarayon* deyiladi. Tajribalar shuni ko'rsatadiki, izoxorik jarayonda gaz bosimi temperatura ortishi bilan oshar ekan. Turli gazlarning bosimlarini isitilganda o'lchab, fransuz olimi J. Sharl (1746–1823) 1787-yilda quyidagi qonuniyatni o'rnatdi: o'zgarmas hajmda gaz bosimi 1 K ga isitilganda $T_0 = 273\,K$ temperaturadagi bosimdan $1/273$ qiymatga ortadi.

Gaz 1 K ga isitilganda bosim qanchaga kattalashishini ko'rsatuvchi γkoeffisient *bosimning termik koeffitsiyenti* deyiladi:

$$\gamma = \frac{p - p_0}{p_0 \Delta T}$$

bu yerda p_0 , p lar gazning T_0 va T temperaturalardagi bosimlaridir.



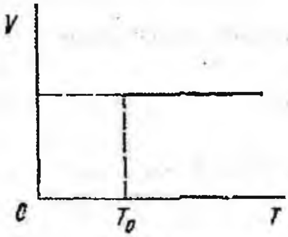
12.5-rasm

Bosimning termik koeffitsiyenti γ barcha gazlar uchu bir xil va $(1/273)K^{-1}$ ga teng. Gazlarning T temperaturadagi P bosimini ularning T_0 temperaturadagi P_0 bosimini bilgan holda topish mumkin:

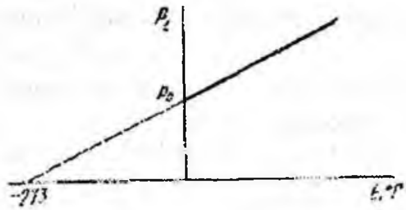
$$P = P_0(1 + \gamma\Delta T).$$

$T_0 = 273\,K$ va $\gamma = (1/273)K^{-1}$ ligini hisobga olgan holda, ixtiyoriy temperaturadagi gazning bosimi $P = P_0\gamma T$ yoki $P/P_0 = T/T_0$ deyish mumkin.

Doimiy hajmda gaz bosimining temperaturaga bog'liqlik grafigi 12.5-rasmda keltirilgan.



12.6-rasm



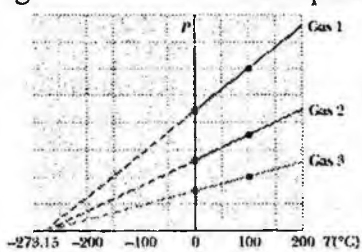
12.7-rasm

12.6-rasmda V, T koordinatada izoxorik jarayon grafigi T o'qqa parallel to'g'ri chiziq orqali keltirilgan.

Selsiy shkalasidagi gaz bosimining temperaturaga bog'liqligi quyidagi ko'rinishda bo'ladi:

$$P = P_0(1 + \gamma t).$$

bu yerda P_0 – gazning $t = 0°C = 273\ K$ temperaturadagi bosimi.



Agar izoxorani davom ettirsak, u temperatura o'qi bilan $t = -273°C$ nuqtada kesishadi va gaz bosimi bu nuqtada nolga teng bo'ladi.

$$P = 0, 0 = P_0(1 + \gamma t).$$

Lekin $P_0 = 0$ emas ($P_0 \neq 0$). Demak, $1 + \gamma t = 0$. Bundan $t = -1/\gamma = -273°C, 15°C \approx -273°C$ ekanligi kelib chiqadi.

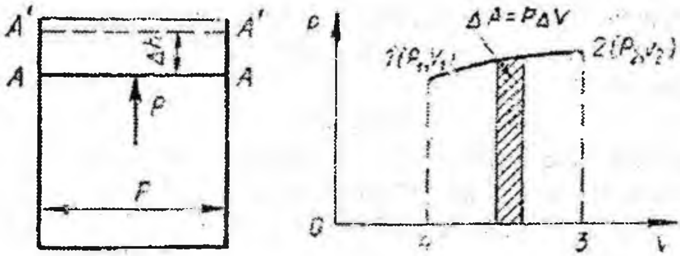
Shunda $t = -273°C$ termodinamik shkalaning, yoki Kelvin shkalasining hisob boshi (noli) deb qabul qilingan. Bu shkala bilan hisoblanadigan temperatura termodinamik deyiladi. Bu shkalaning noli nol Kelvin deyiladi: $0\ K = 273°C$.

Amalda 0 K ga erishib bo‘lmaydi, bu temperaturaga juda yaqin erishish mumkin. Hozirgi vaqtda $10^{-7}\,K$ ga teng temperaturaga erishilgan.

Hamma gaz qonunlari bu eksperimental qonunlardir. Bu yerda ilmiy bilimlar manbai kuzatish va eksperimental amaliyotdir. Hamma gaz qonunlari ma’lum sharoitlarda bajariladi, ya’ni ular qo‘llanishning ma’lum chegaralariga ega.

Ixtiyoriy izojarayon diagrammada chiziq bilan belgilanadi. Bir xil izochiziqlar hech kesishmaydilar.

12.3.-§. Sistema kengayishida bajarilgan ish va universal gaz doimiysining fizik ma’nosi



12.8-rasm

12.8-rasmda devorlar va vaznsiz qo‘zg‘aluvchan AA porshenga ega bo‘lgan silindr va uning ichidagi sistema tasvirlangan.

Tashqi jismlar porshenga P bosim bilan ta’sir qilsin, bu rasmda ko‘rsatilmagan. Bunda, albatta, sistema ham porshenga xuddi shunday bosim bilan ta’sir ko‘rsatadi. Endi sistema kengayishi ro‘y berib, buning natijasida porshen kichik Δh masofaga ko‘tarilsinki, bunda bosim o‘zgarmas bo‘lib qolsin. (Kengayish isitish hisobiga ham, porshen ustidagi yukning o‘zgarishi hisobiga ham o‘zgarishi mumkin). Bunda sistema tashqi jismlar qarshiligini yengishda ish bajaradi:

$$\Delta A = f\Delta h\,,$$

bunda $f = F \cdot R$ – porshenga ta’sir etayotgan sistema kuchi (F – porshen yuzasi). U holda:

$$\Delta A = pF\Delta h$$

Lekin $F\Delta h$ kattalik ΔV hajmga teng. Kengayishda bajarilgan elementar ishni quyidagicha yozamiz:

$$\Delta A = p\Delta V \tag{12.3}$$

Yoki cheksiz kichik kattaliklarga o'tib,

$$dA = pdV \tag{12.4}$$

ko'rinishda yozishimiz mumkin.

Umumiy holda hajmning V_1 dan V_2 gacha muvozanatli o'zgarishida ish quyidagi integral orqali aniqlanadi:

$$A_{1,2} = \int_{V_1}^{V_2} pdV \tag{12.5}$$

$r = const$ bo'lganda $A = r(V_2 - V_1)$ bo'ladi.

4-rasmda P, V koordinatalar sistemasida jismning $1\,(r_1, V_1)$ holatdan $2\,(r_2, V_2)$ holatga muvozanatli o'tishi keltirilgan. Unda elementar ish

$$\Delta A = p\Delta V$$

ga taalluqli yuza shtrixlab ko'rsatilgan. Ko'rinib turibdiki, kengayishda bajarilgan ish (12.5) grafik tarzda P, V diagrammadagi shakl yuzasi kabi tasvirlanadi. Bu *1 2 3 4* bilan chegaralangan yuzaga tengdir.

Ko'p amaliy masalalarni yechishda gazlarning molekulyar soni birday bo'lgan porsiyalari olinadi. Shuning uchun turli hisoblashlarda mol tushunchasidan foydalaniladi. Grammlar hisobida olingan massasi nisbiy molekulyar massasiga (m_{nis}) teng bo'lgan modda miqdori mol deyiladi.

Bu tarifdan ko'rinadnki, ixtiyoriy moddaning bir mol massasi (molyar massa)

$$\mu = m_{nis}[gr/mol] = m_{nis}10^{-3}[kg/mol]$$

bo'ladi.

XBS da mol asosiy birliklardan biridir. Ko'pincha, moddaning kilomol tushunchasidan ham foydalaniladi: 1kmol = 1000 mol.

1811-yilda italiya kimyogari A. Avogadro shunday tasavvurni aytgan: bir xil bosim va bir xil temperaturalarda olingan bir xil hajmli turli gazlar bir xil molekula soniga teng (Avogadro qonuni). Bu qonun kinetik nazariya natijasidir. Bir xil molekulalar soniga ega bo'lgan modda miqdori kabi, Avogadro qonuniga muvofiq, turli gazlar moli bir xil sharoitda bir xil hajmga egadir. Bundan ixtiyoriy ideal gazning bir moli uchun yozilgan doimiy C kattalik barcha gazlar uchun universal ekanligi kelib chiqadi:

$$\frac{PV}{T} = C \tag{12.6}$$

bu yerda $C = cosnt$. Uni universal gaz doimiysi deb ataymiz va R bilan belgilaymiz. Mos holda bir mol ideal gaz uchun holat tenglamasi quyidagi ko'rinishda yoziladi:

$$PV = RT \tag{12.7}$$

Agar gaz massasi m, uning molyar massasi μ bo'lsa, ixtiyoriy gaz massasi uchun holat tenglamasi

$$PV = \frac{m}{\mu} RT \tag{12.8}$$

ko'rinishni oladi. Bu yerda $m = \mu$ – gazdagi mollar soni. (12.8) tenglama fanga XIX asrning ikkinchi yarmida fransuz olimi B. Klapeyron va rus olimi D.N. Mendeleyev ishlari natijasida kirib keldi. Ideal gazlar Klapeyron – Mendeleyev tenglamasi orqali tasvirlash mumkin bo'lgan gazlardir.

1 mol gaz uchun Klapeyron Mendeleyev tenglamasini yozamiz:

$$PV = RT$$

Doimiy bosimda bu tenglamani differensiallab:

$$PdV = RdT \tag{12.9}$$

ga ega bo'lamiz. Biroq (12.4) ga muvofiq $PdV = dA$ ga teng. Shuning uchun

$$R = (dA/dT)_p \tag{12.10}$$

Shunday qilib, universal gaz doimiysi son qiymat jihatidan bir mol gazni bir gradus Kelvinga qizdirganda izobarik kengayishda bajarilgan ishga teng. Bu kattalik $J/(mol \cdot K)$ larda o'lchanadi. R kattalikni normal sharoit uchun yozilgan (12.7) tenglama bo'yicha hisoblash qulay:

$$R = \frac{p_0 V_0}{T_0} \tag{12.11}$$

Normal sharoitda 1 mol gazning bosimi, temperaturasi va hajmi quyudagi qiymatlarga teng:

$p = 101325\, Pa, T_0 = 273.15\, K$ va $V = 0.022414\, m^3/mol$.

R ning qiymati XBS va SGS sistemasida:

$R = 8.314 \frac{J}{mol \cdot K}, R = 8.314 \cdot 10^7 \frac{erg}{mol \cdot K}$ ga teng.

$(1\ kal = 4.1868\, J)$ ligidan

$$R = 1.987 \approx 2 \frac{kal}{(mol \cdot K)} \tag{12.12}$$

deb yoza olamiz.

12.4.-§ Xalqaro amaliy temperatura shkalasi

Izobarik jarayonda hajm va temperatura funksional bog'liqdir: $t=t(V)$. Shuningdek, izoxorik jarayonda $t=t(P)$. Izojarayonlarda V va P larning o'zgarishi bo'yicha temperaturaning o'zgarishini aniqlash mumkin.

Temperaturani o'lchash uchun ishlatiladigan asboblar termometrlar deyiladi. Ixtiyoriy termometrda xossalaridan birining temperaturaga bog'liqligini oson belgilash mumkin bo'lgan jism (termometrik jism) bor. Temperatura shkalasini aniqlash uchun hajmni, bosimni, uzunlikni (qattiq jismlar uchun), elektr tokiga qarshilikni, termoelektr yurituvchi kuchni va boshqa kattaliklarning temperaturaga bog'liqligidan foydalanish mumkin. Temperaturani o'lchashda qulaylik uchun termometrik jism shunday tanlanadiki, bunda temperaturani o'lchashda tanlangan usul uchun xos bo'lgan yuqoridagi parametrlardan biri yetarlicha aniqlikda quyidagi ko'rinishdagi funksiya bilan aniqlansin:

$$x=a+bt \tag{12.13}$$

Agar ikki xil temperaturada x ning qiymatini aniqlash mumkin bo'lsa, (12.13) tenglamadagi a va b o'zgarmaslarni topish mumkin. Xalqaro birliklar sistemasida muzning erish temperaturasi $t=0°C$, suvning qaynash temperaturasi esa $t=100^0C$ (tashqi bosim bir atmosferaga teng bo'lganda) ga teng. Xossalari (12.13) tenglama bilan aniqlanadigan termometr eriyotgan muz bilan, so'ngra qaynayotgan suv bug'i bilan uzoqroq kontaktda ushlab turilsin. Uning temperaturasi shu muzning yoki bug'ning temperaturasiga teng bo'lib qoladi. Bunda (12.13) ga muvofiq,

$$x_{муз} = a+b \cdot 0,$$

$$x_{бүг} = a + b \cdot 100 \qquad (12.14)$$

bu yerda x_{muz} va x_{bug}–termometrning fiksirlangan parametrlarining keltirilgan ikki temperaturadagi qiymatlari. (12.13) va (12.14) lardan

$$t = \frac{x - x_{muz}}{x_{bug} - x_{muz}} \cdot 100 \qquad (12.15)$$

Bunda 1^0C x ning xossalarining

$$(x_{bug} - x_{muz}) / 100$$

qiymatga o'zgarishiga mos keladi.

Vodorod termometri bo'yicha belgilangan harorat shkalasida 0^0- muzning erish haroratiga, 100^0C- suvning qaynash haroratiga mos kelib, bu shkala Selsiy shkalasi deb ataladi.

Selsiy shkalasining noli shartli qabul qilingan. Gradus o'lchami ham ixtiyoriy olingan. Bundan, ilmiy asosda qaraganimizda harorat shkalasini boshqacha tuzish mumkinligi ko'rinadi.

Harorat shkalasining maqsadga muvofiq tanlab olinishi formulalarni soddalashtirishga va kuzatilayotgan qonuniyatlarning fizik ma'nosini chuqurroq o'rganishga imkon beradi. Shu maqsadda hozirgi vaqtda haroratning termodinamik shkalasi deb ataluvchi Kelvin tomonidan tavsiya etilgan harorat shkalasidan foydakaniladi. U Kelvin shkalasi deb ataladi. Bu shkala bo'yicha haroratning hisob boshi absolyut noldan boshlanadi va gradus o'lchami Selsiy gradusi bilan mos keladigan qilib aniqlanadi.

Haroratning XBS dagi o'lchov birligi Kelvin (K) deb ataladi.

Termodinamik harorat absolyut harorat ham deb atalib, T bilan belgilanadi. Absolyut harorat yuz gradus shkalali harorat bilan quyidagicha ifodalanab:

$$T = 273{,}15^0C + t$$

Odatda, taqribiy formuladan foydalaniladi:

$$T = 273^0C + t$$

Quyida turli moddalarning bir atmosfera bosimdagi qaynash va qotish temperaturalari keltirilgan:

Muvozanat holati	°C
Vodorodning uchtalik nuqtasi	-259,34
Vodorodning qaynash nuqtasi	- 252,87
Neonning qaynash nuqtasi	- 246,048
Kislorodning uchtalik nuqtasi	-218.789
Kislorodning qaynash nuqtasi	- 182,962
Suvning uchtalik nuqtasi	0,01
Suvning qaynash nuqtasi	100
Sinkning qotish nuqtasi	419,53
Kumushning qotish nuqtasi	961,93
Oltinning qotish nuqtasi	1064,43

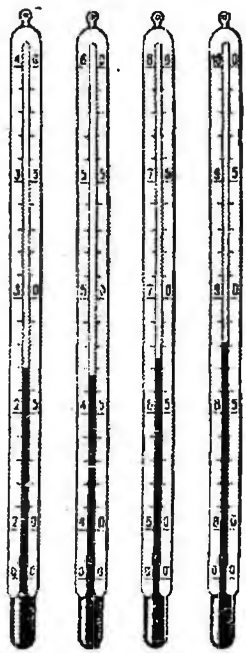
Turli moddalarning uchtalik nuqtalari ularning turli, qattiq, suyuq va gaz holatlariga mos keladi.

12.5.-§Temperaturani o'chash usullari

1. *Suyuqlikli termometrlar.* Bunday tur termometrlarda termometrik jism sifatida suyuqlik xizmat qiladi, temperatura parametri esa, uning hajmidir. Ularning tuzilishi hammaga ma'lum: suyuqlik shisha rezervuarning va shisha yoki kvars trubkaning bir qismini to'ldiradi (12-rasm).

Ularni qo'llash sohasi *-200* dan *+600°C* gachadir. Bunday termometrlarda ko'pincha pentan *(-200* dan *+20°* gacha), etil spiri (*-80* dan *+80°C* gacha), toluol *(-80* dan *+100°C* gacha) va simob (*-30* dan *+600°C* gacha) ishlatiladi. Suyuqliklarni tanlash ularning ishlatilish joylariga bog'liq. Shunday, simob *-38°C* da qotadi va *557°C* dagi normal atmosfera bosimida qaynaydi. (Yuqoriroq temperaturalarni o'lchash uchun simobli termometrlarda simob ustida *70 atm* bosimda inert gaz bo'lishi kerak). Yuqori temperaturalarni o'lchashga mo'ljallangan suyuqlikli termometrlar qalin devorli rezervuar va kapillyarga ega (yuqoti temperaturalarda suyuqlik bug'larining katta bosimi yuzaga keladi). Bunday termometrlarning kamchiligi ular shkalasining teng o'lchamli emasligidir. Bu suyuqlikni va u joylashgan rezervuar va kapillyar materialining issiqlikdan kengayishi xususiyatlari bilan bog'langan.

Temperaturani o'lchash aniqligini oshirish uchun kaltalashtirilgan suyuqlikli termometrlar qo'llanilib, ularning shkalasi gradusning kichik sonlari uchun mo'ljallangan (12-rasm). Bunday termometrlar shkalalarining eng kichik bo'limi gradusning yuzdan bir bo'lagiga teng bo'lishi mumkin.



12.9-rasm

2. *Gazli termometrlar.* Termometrlarda qo'llaniladigan termometrik modda o'zining xossalari bo'yicha ideal gazga yaqin bo'lgan gazlardir. Bunday termometrlarda ko'pincha H_2, N_2, He ishlatiladi. Temperaturaning o'zgarishi haqida yoki doimiy bosimda hajmning o'zgarishiga qarab (doimiy bosim termometrlari), yoki doimiy hajmda bosimning o'zgarishiga qarab (doimiy hajm termometrlari) xulosa chiqariladi. Gazli termometrlarda *2* dan *1300 K* gacha temperaturalar o'lchanadi. Xalqaro amaliy temperatura shkalasining doimiy nuqtalari gazli termometrlar bilan aniqlangan.

3. *Qarshilik termomertlari.* Ularda termometrik jism tok

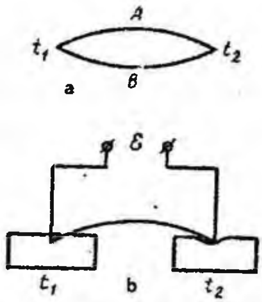
o'tkazuvchi sim bo'lib, termometrik parametr-elektrik qarshilikdir. Bunda sim materiali shunday tanlanadiki, solishtirma qarshilik (ρ_e) o'lchanayotgan temperatura intervalida bir gradusga qizdirilganda $d\rho_e/dt$ juda kichik o'zgarishga uchraydi (Metallar uchun $(d\rho_e/dt)>0$).

Toza platina va mis qarshilik termometrlari uchun eng ko'p qo'llaniladigan materiallardir. Platinali termometr temperatura intervali *-259,34* dan *+630,74°C* gacha bo'lganda etalon bo'ladi, biroq uni yuqoriroq temperatura intervalida (*-263* dan *+1063°C* gacha) ham qo'llash mumkin, misli termometrlar esa *-50* dan *+150°C* gacha temperaturalarda qo'llaniladi.

Qarshilik termomertlarining asosiy xillari termorezistorlar (termistorlar) dir. Ularda termometrik jism ayrim yarimo'tkazgichlar bo'lishi mumkin (TiO_2 ning MgO bilan aralashmasi, *Mn, Cu, Co, Ni* oksidlari va boshqalar). Yarimo'tkazgichlar uchun $(d\rho_e/dt)<0$. Yarimo'tkazgichlarning solishtirma qarshiligi metallarga qaraganda yuqoridir, $|d\rho_e/dt|$ ning qiymati metallarnikiga nisbatan bir tartibga kattadir. Termorezistorlarni, odatda, sezgirligi 10^{-3} °C dan past bo'lmagan kichik o'lchamli qilib yasaydilar.

4. *Termojuftlar.* Agar ikkita o'tkazgich *A* va *B* larning kavsharlangan joylari temperaturalari turlicha t_1 va t_2 bo'lsa (13,a-rasm), bu o'tkazgichlar hosil qilgan elektr zanjirda payvand temperaturasi farqiga bog'liq bo'lmagan termo elektr yurituvchi kuch (termoeyuk) ta'sir ko'rsatadi. Agar kavsharlarning biri temperaturasini doimiy, masalan, t_1 da saqlansa, termoEYuK faqatgina boshqa kavshar temperaturasi – t_2 ga bog'liq bo'ladi.

Bunday qurilma (termoelement yoki termojuftlik) ning chizmasi 13,b-rasmda ko'rsatilgan. Kavsharlardan biri temperaturasining doimiyligi uni eriyotgan muzga solishturish bilan amalga oshiriladi va bunda ikkinchi kavshar esa tekshirilayotgan jism bilan kontaktga keltiriladi.



12.10-rasm

Termoeyukni aniq o'lchash uchun ko'prik chizma qo'llaniladi. Termojuftlik materiali shunday tanlanadiki, bunda termoeyuk tekshirilayotgan temperatura intervalida yetarlicha aniq holda kavsharlar temperaturasi farqiga proporsional bo'lsin. Ularning qo'llanish sohasi xuddi qarshilik termometrlariniki kabidir.

5. Yuqori va past temperaturalarni o'lchash. Termojuftlik va termoqarshiliklar yordamida *1000°C* dan yuqori temperaturalarni o'lchashda asbob xossalarining tez o'zgarishi sababli qiyinchiliklarga duch kelinadi. Bunday sharoitlarda temperatura pirometrlarni qo'llash bilan tekshirilayotgan jism nurlanish intensivligi bo'yicha aniqlanadi.

Juda past (*-270°C* dan kichik) temperaturalarda temperatura o'lchashning o'ziga xos qiyinchiliklari yuzaga keladi. Bu esa shuning bilan bog'liqki, bunday sharoitda ixtiyoriy turdagi termojuftliklar issiqlik o'tkazuvchanlik evaziga tekshirilayotgan jism temperaturasini o'zgartiradi. Juda yuqori temperatura kabi past temperaturalar ham tekshirilayotgan obyekt xossalari bo'yicha aniqlanadi. Juda past temperaturalarni jismning magnit xossalari bo'yicha aniqlash usuli shunday ishlab chiqilgan.

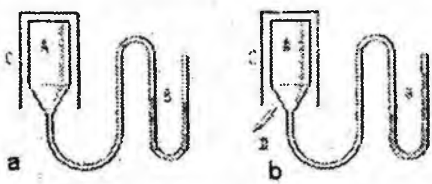
12.6.-§ Ideal gaz aralashmalari holat tenglamasi

Ideal gaz aralashmalari uchun J. Daltonning (Angliya, 1801) qonuni o'rinlidir: kimyoviy reaksiyaga kirishmaydigan gazlarning umumiy bosimi ular parsial bosimlari yig'indisiga teng. Parsial bosim – bu gaz aralashmasining har bir komponentasining bu aralashma boshqa komponentalari ishtirok etmagandagi hosil qilgan bosimidir. Komponentalar soni z bo'lganda Dalton qonuniga asosan aralashma bosimi quyidagi yig'indi bilan aniqlanadi:

$$P = \sum_{i=1}^{i=z} P_i \qquad (12.16)$$

bu yerda P_i – aralashmaning i-nchi tartib raqamli komponentasi bosimi. (12.16) tenglamani real gaz aralashmalari past bosimlarda ko'rilayotgan hol uchun qollasa bo'ladi. Biroq bosim yuqori bo'lsa, yuqori bosimlardagi toza gazlar holi kabi, ideal gaz holat qonunlaridan sezilarli chetlashish kuzatiladi.

(12.16) qonuniyatning yuzaga kelishini to'nkarilgan *C* idish ichiga kiritilgan kuydirilmagan sopoldan yasalgan *A* g'ovak idish va unga ulangan ochiq manometr *B* orqali namoyish etishimiz mumkin (12.11-a-rasm).



12.11-rasm

Tajriba o'tkazilguncha manometrda suyuqlik sathlari bir xil bo'ladi (g'ovak idish ichidagi bosim tashqi bosimga teng). Agar *C* idishga *D* trubka orqali yengil gaz kiritsak (metan, vodorod yoki geliy), u holda *A* idishda (12.11,b-rasm) juda tez yuqori bosim vujudga keladi va bu manometrda suyuqliklar sathi farqini yuzaga keltiradi. Asbobda qo'shimcha bosim yengil gaz komponentasini kiritish bilan hosil qilinadi. Bu gazning *A* idishga g'ovak devorlar orqali kirish (diffuziya) tezligi *A* idishdan tashqariga chiqayotgan havo molekulalari tezligidan katta.

(12.16) qonuniyatning yuzaga kelishi shu bilan tushuntiriladiki, siyraklashtirilgan gazda molekulalarning o'lchamlari ular orasidagi masofadan ancha kichik va aralashmaning ixtiyoriy komponentasi molekulasi boshqa komponentaning mavjudligiga bog'liq bo'lmagan holda harakatlanadi. Aynan shuning uchun qaysidir komponentaning idish devorlariga beradigan bosimi, xuddi birgina komponentadan boshqa gazlar bo'lmay, shu komponenta butun idish hajmini egallab olganida hosil qiladigan bosimi kabi bo'ladi.

Agar idish hajmi V bo'lsa, u holda (12.16) bilan ifodalanuvchi aralashmaning har bir komponentasi uchun

$$P_i V = \frac{m_i}{\mu_i} RT \tag{12.17}$$

o'rinlidir va bu yerda m_i va μ_i – i-nchi komponentaning massasi va molyar massasi. (12.17) turdagi munosabatni barcha komponentalar uchun yozib va uning chap va o'ng tomonlarini yig'ib:

$$V\sum_{i=1}^{z} P_i = \left(\sum_{i=1}^{z} \frac{m_i}{\mu_i}\right) RT \tag{12.18}$$

ni yozamiz.

(12.16) ni qo'llab, (12.18) ni qayta yozamiz:

$$PV = \left(\frac{m_1}{\mu_1} + \frac{m_2}{\mu_2} + \ldots\ldots + \frac{m_z}{\mu_z}\right) RT \tag{12.19}$$

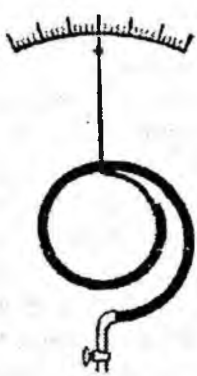
Hosil bo'lgan tenglama ideal gaz aralashmalari uchun holat tenglamasini ifoda etadi. Yig'indi $\sum \frac{m_i}{\mu_i}$ – gaz aralashmalarining molar sonini aniqlaydi.

12.7.-§Bosimni o'lchash

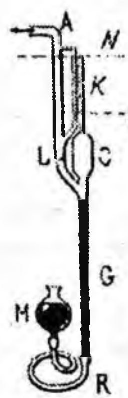
Amalda fizik hodisalarni o'rganuvchi bosim diapazoni juda keng. Bunda katta bo'lmagan bosimlar *~10^7 atm (~10^{12} Pa)*, kichiklari *10^{-16} mm. sim. ust. (1,3 $\cdot 10^{-14}$ Pa)* qiymatga yetadi. Ham yuqori, ham past bosimlarni bir xil aniq o'lchay oladigan asbob mavjid emas. Ta'sir prinsipi bo'yicha, ham konstruktiv xususiyatlari bo'yicha bosim o'lchagichlarning juda katta turlari mavjud (manometrlar, barometrlar, maxsus bosim datchiklari). Odatda bosim o'lchagichlar vakuummetrlar *760 mm.sim.ust.* bosimidan past bosimlarni o'lchashga mo'ljallangan asboblar, yuqori bosimlarni (*100 atm.* gacha) o'lchashga mo'ljallangan manometrlar, o'ta yuqori bosimlarni (*1000 atm.* dan yuqori) o'lchashga mo'ljallangan manometrlar va atmosfera bosimiga yaqin bosimlarni o'lchashga mo'ljallangan manometrlar (barometrlar) ga ajratiladi.

Ham kichik, ham katta atmosfera bosimlarini o'lchashga mo'ljallangan eng sodda manometrlar ochiq simobli manometrlar bo'lib, ularning bukilgan shisha trubkalari yarmigacha simob bilan to'ldirilgan bo'ladi (12.11-rasm). Trubkaning bitta tirsagi o'lchanishi kerak bo'lgan hajm bilan ulangan. Agar manometrda simob sathlari farqi Δh ga teng bo'lsa, idishdagi bosim $p=p_0+\Delta h\rho g$ munosabat bilan aniqlanadi, bu yerda p –atmosfera bosimi (barometr bilan o'lchanadi), ρ – simob zichligi, g – erkin tushish tezlanishi. Agar $\Delta h > 0$ (12.11,b-rasmda tasvirlangandek) bo'lsa, u holda asbobdagi bosim atmosfera bosimidan katta bo'ladi va aksincha.

Agar U-simon manometr simob bilan emas, yengil suyuqlik bilan to'ldirilgan bo'lsa, u holda uning yordamida juda kichik bo'lgan (*0,1 mm.sim.ust.* gacha) bosimlar farqini o'lchash mumkin. 10^9 N/m^2 gacha bosimni o'lchash uchun oldindan graduirlangan qattiq elementli mexanik manometrlar qo'llaniladi. Bunday manometerlardan birining asosiy qismi uning o'ram shakliga ega bo'lgan trubkasidir (12.12-rasm). Trubkaning bir uchi asbobning korpusiga va bosimi o'lchanishi kerak bo'lgan idish bilan ulangan. Boshqa uchi esa yopiq bo'lib, strelkaga ulangan.



12.12- rasm



12.13-rasm

Bosim oshishi bilan o'ram buralib, strelkani asbob shkalasi bo'yicha siljitadi. Kichik *0,1* dan 10^{-6} *mm.sim.ust.* gacha bosimlarni o'lchash uchun ko'pincha Mak-Leod (12.13- rasm) manometrlari qo'llaniladi. Uning ishlash prinsipi Boyl-Mariott qonuniga asoslangan.

Yuqorida keltirilgan kichik bosimlarni U-simon ochiq manometrlar bilan o'lchab bo'lmaydi. Mak-Leod manometrida o'lchash oldidan tekshirilayotgan gazning bir qismi yetarlicha bosim hosil qilingunga qadar siqiladi, so'ngra esa oddiy usul bilan o'lchanadi. Mak-Leod manometrining *A* trubkasi (12.13-rasm) kichik bosimni o'lchash kerak bo'lgan rezervuar bilan ulangandir.

Natijada rezervuar *M* ni ko'tarish bilan simob rezina trubka *R* orqali shisha trubka *G* ga o'tib, ballon *C* gacha ko'tariladi.

Simobni ko'tarishni davom ettirsak uning bir qismi trubka *L* orqali o'tadi, bir qismi esa tepasiga kavsharlangan kapillyar *K* bilan tugovchi ballon *C* ga kiradi. Natijada ballon *C* dagi gaz tekshirilayotgan rezervuardan ajraydi va u trubka *L* ga kavsharlangan kapillyarda *N* sathga yetguncha simob bilan kuchli siqiladi. Agar simob asbobning chap qismidagi qandaydir *N* sathgacha yetsa, o'ng kapillyar *K* da esa *H* sathda to'xtasa, u holda ballonni to'ldiruvchi gaz *H* va *N* kapillyarlar orasidagi hajm ballon hajmidan qancha kichik bo'lsa shuncha marta siqiladi. Bunda bosim simoblar farqi $h=N-H$ bo'yicha o'lchanadi. Ballon hajmi V bo'lsin. U holda, tekshirilayotgan p_0 bosim, h singari millimetrlarda (*sim.ust.*) o'lchansa, u holda $p_0V=\pi r^2h^2$ bo'ladi.

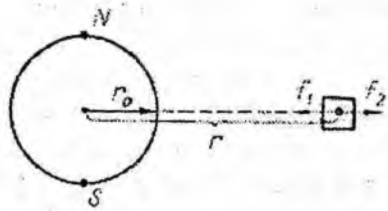
Shunday qilib,

$$p_0=\pi r^2h^2/V, \tag{12.20}$$

bu yerda r –kapillyar radiusi (mm). $\pi r^2/V=C$ kattalik asbob doimiysi bo'lib, uni ballon hajmi va kapillyar radiusini oldindan o'lchash bilan topish mumkin.

12.8.-§ Barometrik formula

Yer atmosferasini o'rganish-muhim ilmiy muammodir. Uni analiz qilishning qiyinchiligi shundan iboratki, armosferada havo massalarining uzluksiz harakati kuzatiladi. Real atmosferaning ayrim xossalari bilan yaqindan tanishish maqsadida, avvalo, ideallashtirilgan sistema mexanik muvozanat sharoitidagi izotermik atmos-fera bilan tanishish foydali bo'ladi. 17-rasmda radiusi $r_0 \approx 6400$ *km* bo'lgan shar shaklidagi Yer va sayyora markazidan r masofada birlik hajmdagi atmosfera (ekvatorial tekislik yaqinida) keltirilgan.



12.14-rasm

Atmosfera bosimi *P* yer tortishishining (tortishish kuchining) atmosfera gazlariga ta'siri natijasida yuzaga keluvchi gidrostatik bosimni namoyon etadi, u suyuqlik bosimi kabi Yerdan uzoqlashgan sari kamayadi. Shunday qilib, $p=p(r)$ va $dp/dr<0$. Ajratilgan birlik hajmga dp/dr gradiyent hosil qilgan va Yer markazidan radius bo'yicha yo'nalgan f_2 kuch ta'sir etadi (12.14-rasm). dp/dr kattalik radius bo'yicha birlik uzunlikga siljishda bosimning o'zgarishi ekanligiga e'tiborni qaratib $f_2 = -dp/dr$ ekanligi oson tushuniladi. Boshqa tomondan, ajratilgan hajmga $f_1 = \rho g$ (g – erkin tushish tezlanishi) ga teng bo'lgan kuch ta'sir etadi.

Tinch atmosfera uchun $f_1 = f_2$ shart bajarilishi kerak, yoki

$$\rho g = -dp/dt \qquad (12.21)$$

Atmosfera havosi Klapeyron-Mendeleyev tenglamasi orqali yetarlicha aniqlikda topiladi. Bu tenglamani $\rho = \frac{m}{V}$ ga nisbatan yechib, zichlikni topamiz:

$$\rho = \mu \frac{p}{RT} \qquad (12.22)$$

(12.21) va (12.22) dan zichlikni qisqartirib:

$$\frac{dp}{p} = -\frac{\mu}{RT} g dr \qquad (12.23)$$

ga ega bo'lamiz.

(12.23) tenglama temperatura *T* ayrim *r* ning funksiyasi bo'lganda yuzaga keluvchi mexanik muvozanatni ifodalaydi. Atmosfera izotermik *(T=const)* va *g= const* deb, va (12.23) dan integrallash orqali

$$p = Ce^{-\frac{\mu g}{RT} r} \qquad (12.24)$$

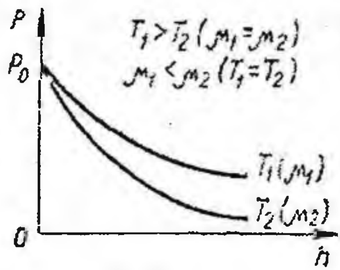
ni keltirib chiqaramiz. Bu yerda C – integrallash doimiysi (aniqrog'i, integrallash doimiysi $\ln C$ dir). Boshlang'ich $r = r_0$ va $p = p_0$ shartlarda

$$C = p_0 e^{\frac{\mu g}{RT} r_0}$$

bo'ladi. Shunday qilib $p = p_0 e^{-\frac{\mu g(r-r_0)}{RT}}$. Agar $r - r_0 = h$ almashtirishlar bajarilsa (h – yerdan ko'tarilish balandligi),

$$p = p_0 e^{-\frac{\mu g h}{RT}} \tag{12.25}$$

(12.25) formula bilan izotermik atmosferada Yerdan uncha katta bo'lmagan balandlikda bosimning balandlikga bog'liqligi ifodalanadi. Bu formula *barometrik* deyiladi. Bundan atmosferada bosim gaz qanchalik og'ir va temperatura qanchalik past bo'lsa, eksponensial qonun bo'yicha, shunchalik kamayishi kelib chaqadi.



12.15-rasm

12.15-rasmda ikkita temperatura uchun (12.25) ko'rinishdagi ikkita bog'liqlik ko'rsatilgan: $T_1 > T_2$. (Ularni bir xil temperaturada turli gazlar $(\mu_1 < \mu_2)$ ga mos keluvchi egri chiziqlar namoyish etishi mumkin). (12.25) formulani keltirib chiqarishda *g=const* deb olingan. Agar *g=g(r)* bog'liqlikni e'tiborga olsak, aniqroq barometrik formulaga ega bo'lamiz. Ekvatorial tekislik uchun:

$$g = \gamma_0 \frac{M}{r^2} - \omega^2 r \tag{12.26}$$

deb yozish mumkin.

(12.26) munosabatda tortishish ta'siri (γ_0 – gravitasion doimiy, M- Yer massasi) va markazdan qochma kuch (ω –Yerning burchak tezligi) hisobga olingan. (12.23) va (12.26) dan:

$$\frac{dP}{P}=\frac{\mu}{RT}\left(\omega^2 r-\gamma_0\frac{M}{r^2}\right)dr \tag{12.27}$$

T = *const*, hamda ω = *const* bo'lganda (12.27) ni integrallash quyidagi munosabatga olib keladi:

$$P=P_0 e^{-\frac{\mu}{RT}\left[\frac{\omega^2}{2}\left(r_0^2-r^2\right)+\gamma_0 M\left(\frac{1}{r_0}-\frac{1}{r}\right)\right]} \tag{12.28}$$

(12.28) dan Yer markazidan cheksiz masofadagi atmosfera bosimi uchun aniq paradoksial natija kelib chiqadi: $p(r\to\infty)=\infty$. Bu aylanuvchi astronomic jism gravitasion maydonida ularning gaz holat atmosferasi muvozanat holatda bo'la olmasligi va u fazoda uzluksiz sochilishi kerakligini bildiradi.

Shunday qilib, tabiatda termodinamik muvozanat tushunchasi qo'llanib bo'lmaydigan sistema (sayyoralar, yulduzlar atmosferasi) mavjuddir. Chunki ular uchun har qanday termodinamik muvozanat uchun zarur bo'lgan mexanik muvozanat sharti bajarilmaydi.

XIII BOB. IDEAL GAZLARNING KINETIK NAZARIYASI

13.1.-§. Energiyaning saqlanish va aylanish qonuni

Termodinamikaning asosiy tushunchalari. Termodinamika materiya harakati issiqlik shaklining energiyaning boshqa turlariga aylanishi asosida gazlar, suyuqliklar va qattiq jismlardagi issiqlik hodisalarni o'rganadigan fizikaning bo'limidir.

Termodinamikada maxsus terminologiyalar qo'llaniladi: jismning ichki energiyasi, termodinamik tizim, izolyasiyalangan (yopiq) tizim, termodinamik muvozanat, termodinamik jarayon, qaytuvchi (qaytmas) jarayon.

Jismning ichki energiyasi deb, zarralar issiqlik harakati kinetik energiyasi va ular o'zaro ta'sir potensial energiyasi yig'indisiga aytiladi:

$$U = \sum_{N} E_{kN} + \sum_{N} E_{nN}$$

bu yerda N- zarralar soni.

Termodinamik tizim deb, ichki energiyaning o'zgarishi bilan bog'liq bo'lgan jarayonlar boradigan jism yoki jismlar yig'indisiga aytiladi. Termodinamik tizimga gaz, suyuqlik, qattiq jism, odam organizmi va h.k.lar misol bo'la oladi.

Izolyasiyalangan (yopiq) termodinamik tizim deb, tashqi muhit bilan hech qanday energiya almashmaydigan tizimga aytiladi. Termodinamik muvozanat deb, tizimning shunday holatiga aytiladiki, bu holatga izolyasiyalangan tizim vaqt o'tishi bilan erishadi. Termodinamik muvozanat holatda tizimning makroskopik parametrlari doimiy qoladi. Termodinamik jarayon deb, tizimning bir termodinamik holatdan ikkinchisiga o'tishiga aytiladi.

Qaytuvchi termodinamik jarayon deb, shunday jarayonga aytiladiki, bu jarayon natijasida sistema barcha oraliq holatlar orqali, to'g'ri jarayon kabi, dastlabki holatiga qaytadi. Barcha real termodinamik jarayonlar qaytmasdir. Masalan, ikki xil gaz aralashmasi termodinamik muvozanat holatida o'z holicha (tashqi ta'sirsiz) ikkita gazga ajrala olmaydi. Qaytar jarayon tushunchasi – ideallashtirilgandir.

13.2.-§. Ideal gazning ichki energiyasi

Ideal gaz termodinamik tizim bo‘la oladi.

Ideal gazning ichki energiyasi molekulalar issiqlik harakati kinetik energiyalari yig‘indisiga teng:

$$U = E_{k1} + E_{k2} + E_{k3} + \cdots + E_{kN}$$

bu yerda N – molekulalar soni.

Ideal gaz molekulalari o‘rtacha kinetik energiyasi

$$\langle E_k \rangle = \frac{3}{2} kT$$

munosabat bilan aniqlanadi. Agar gazdagi molekulalar soni N bo‘lsa, ularning umumiy energiyasi

$$U = \frac{3}{2} kTN$$

bo‘ladi.

Formuladan ko‘rinib turibdiki, ideal gazning ichki energiyasi faqatgina temperatura va molekulalar soniga bog‘liq bo‘lib, hajm va bosimga bog‘liq emas.

Termodinamik jarayonda ideal gaz ichki energiyasining o‘zgarishi faqat uning temperaturasi o‘zgarishi bilan aniqlanib, jarayonning xususiyatiga bog‘liq emas:

$$\Delta U = U_2 - U_1 = \frac{3}{2} Nk(T_2 - T_1)$$

Gazning ichki energiyasining o‘zgarishini ikki usul bilan amalga oshirish mumkin:

1) ish bajarish bilan (gazni siqish yoki kengaytirish bilan);

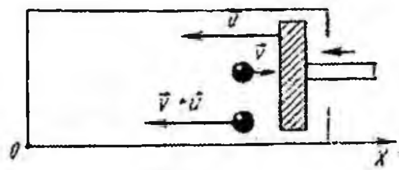
2) issiqlik almashinishda (gazni qizdirish yoki sovutish bilan).

Agar jism tashqi jismlarga nisbatan ish bajarsa, jismning ichki energiyasi kamayadi. Agar ish tashqi kuchlar tomonidan jism ustida bajarilsa, jismning ichki energiyasi oshadi. Barcha hollarda izolyasiyalangan tizimda uning boshlang‘ich holatdan oxirgiholatga o‘tishida tashqi kuchlarning tizim ustidan bajargan ishi jismning ichki energiyasining oshishi bilan boradi. Agar U_1 va U_2 orqali ichki energiyaning boshlang‘ich va oxirgi holatlarini belgilasak, tashqi kuchlar ishi:

$$A_{ichki} = U_2 - U_1$$

ga teng bo‘ladi.

Tizim ichki energiyasining o'zgarishi hech qanday issiqlik almashinuvisiz borsa, bunday jarayon *adiabatik* deyiladi.



13.1-rasm

Agar tashqi kuch jismga ta'sir etsa, masalan, uni siqsa, u holda u uning ustidan ish bajaradi. Qo'zg'aluvchan porshenli silindrda gazni tez siqamiz (13.1-rasm).

Porshen harakatlanganda molekulalarning porshen bilan to'qnashishlari sodir bo'ladi. Porshen tezligi $\vec{u}$ bo'lsin, molekulaning tezligi esa $\vec{v}$. To'qnashgunga qadar molekulaning porshenga nisbatan tezligi $\vec{v}' = \vec{v} - \vec{u}$ uning moduli esa $\vec{v}' = \vec{v} + \vec{u}$ bo'ladi.

Porshen bilan to'qnashgandan so'ng porshenga nisbatan molekula tezligi faqat yo'nalishi bo'yicha o'zgaradi va $\vec{v}'' = -\vec{v}'$ ga teng bo'lib qoladi. Silindr devorlariga nisbatan uning tezligi$-(\vec{v}' + \vec{u})$ ga teng bo'lib, moduli

$$\vec{v}' + \vec{u} = \vec{v} + \vec{u} + \vec{u} = \vec{v} + 2\vec{u}$$

To'qnashgunga qadar molekulaning kinetik energiyasi $mv^2/2$ ga teng, to'qnashgandan keyin uning kinetik energiyasi to'qnashgunga qadar qiymatidan katta $[m(v + 2u)^2/2]$ bo'ladi.

Berilgan misolda mexanik energiyaning uzatilishi – bu porshenning ilgarilanma harakat kinetik energiyasining gaz molekulasi xaotik harakati kinetik energiyasiga o'tishidir. Agar molekulaning potensial energiyasini hisobga olmasak, gazning ichki energiyasi oshadi. Bu misolda ichki energiyaning o'zgarish o'lchami mexanik ishdir.

Jismlar hech qanday ish bajarmasdan turib o'zaro kontaktga kelganda ham ichki energiyaning o'zgarishi sodir bo'ladi, masalan turli temperaturali ikkita jism kontaktga kelganda. Birinchi jism temperaturasi ikkinchisidan yuqori bo'lsin.

Bu jarayonda birinchi jism molekulalari xaotik harakati kinetik energiyasi ikkinchi jism molekulalari xaotik harakati kinetik energiyasiga o‘tadi. Bu jarayon issiqlik almashinish deyiladi. Issiqlik almashinish jarayonida jismlar ichki energiyalarining o‘zgarishi sodir bo‘ladi.

Issiqlik almashinishda ichki energiyaning o'zgarishi o'lchoviga issiqlik miqdori deyilib, Q xarfi bilan belgilanadi.

Issiqlik miqdori energiya birliklarida ifodalanadi (Joullarda). Jism ichki energiyasining o‘zgarishi jismning issiqlik almashinuvida olgan yoki bergan issiqlik miqdori bilan ifodalanadi:

$$Q = \Delta U = U_2 - U_1$$

bu yerda U_1 va U_2 – ichki energiyaning dastlabki va oxirgi qiymatlari.

Shunday qilib, jism qandaydir issiqlik miqdorini olganda, mexanik ish bajarilganda bir xil kattalik – jismning ichki energiyasi o‘zgaradi.

13.3.-§. Solishtirma issiqlik sig’imi

Agar termodinamik sistemaga qandaydir miqdorda issiqlik berilsa, u holda uning holati, yoki sistemaning ichki energiyasi o‘zgaradi. Bunday o‘zgarishlarning tavsiflari turli solishtirma issiqlik sig‘imlaridir.

Solishtirma issiqlik sig‘imi deb, 1 kg moddaning temperaturesini $1K$ ga oshirganda, uning ichki energiyasining o‘zgarishini ko‘rsatuvchi fizik kattalikka aytiladi.

$$c = Q/(m\Delta T)$$

bu yerda c – solishtirma issiqlik sig‘imi.

Solishtirma issiqlik sig‘imining o‘lchov birligi: $[J/(kg \cdot K)]$.

Jismni ma’lum Kelvin soniga qizdirish uchun, jismni doimiy hajmda yoki doimiy bosimda qizdirilayotganiga qarab, turli miqdorda issiqlik sarflash kerak. Shuning uchun solishtirma issiqlik sig‘imi qizdirishda bosim va hajm qanday o‘zgarishiga bog‘liq. $P = const$ dagi c_P issiqlik sig‘imiga doimiy bosimdagi issiqlik sig‘imi, $V = const$ dagi c_V issiqlik sig‘imiga esa doimiy hajmdagi issiqlik sig‘imi deyiladi.

Agar jism doimiy hajmda qizdirilsa, barcha issiqlik uning ichki energiyasining o'zgarishiga sarflanadi, agar qizdirish doimiy bosimda olib borilsa, u holda issiqlik miqdori ish bajarish uchun sarflanadi va shuning uchun $c_P > c_V$ bo'ladi. Qattiq jism va suyuqliklar uchun deyarli doimo doimiy bosimdagi issiqlik sig'imi ko'rib chiqiladi.

M massali jismni T_1 temperaturadan T_2 temperaturagacha qizdirish uchun zarur bo'lgan issiqlik miqdorini:

$$Q = c \cdot m \cdot (T_2 - T_1)$$

formula bilan aniqlash mumkin.

Agar jism sovutilayotgan bo'lsa, u holda $T_1 > T_2$, shuning uchun jismni sovutishda ajralgan issiqlik miqdori

$$Q = c \cdot m \cdot (T_1 - T_2)$$

ga teng.

13.4.-§. Termodinamikaning birinchi qonuni

Termodinamikaning birinchi qonuni – issiqlik harakati katta rol o'ynaydigan tizimlarda energiyaning saqlanish va aylanish qonunining xususiy holidir. Energiya u yoki bu shaklda barcha moddiy obyektlarga taaluqli bo'lgan harakatning o'lchamlaridan biridir. Materiya harakatining mexanik, ichki (issiqlik), elektromagnit, yadroviy va boshqa shakllarga mos keladigan energiyaning turlari mavjuddir.

Materiya saqlanish qonunlarining va harakatning mavjudligini M.V. Lomonosov (XVIII asr) aytib o'tgan. Energiyaning saqlanish qonunining o'rnatilishi yirik olimlar D.Joul (Angliya), R.Mayer (Germaniya) va E.X.Lens (Rossiya) ishlari bilan bog'liq.

Agar izolyasiyalangan tizim z sonli energiya tashkil etuvchilaridan iborat bo'lsa, uning uchun energiyaning saqlanish qonuni o'rinlidir:

$$\sum_{i=1}^{z} W_i = const \qquad (13.1)$$

bu yerda W_i– energiyaning i-nchi tashkil etuvchisi.

(13.1) ni differensiallab:

$$\sum_{i=1}^{z} \Delta W_i = 0 \qquad (13.2)$$

ni hosil qilamiz. (ΔW_i – energiyaning i-nchi tashkil etuvchisining o‘zgarishi).

(13.1) va (13.2) formulalar bilan energiyaning saqlanish va aylanish qonunining umumiy shakli ifodalanadi. (13.1) ga muvofiq: izolasiyalangan tizimning barcha ko‘rinishdagi energiyalari yig‘indisi doimiy kattalikdir, (13.2) ga muvofiq: izolasiyalangan tizimning barcha ko‘rinishdagi energiyalari o‘zgarishlarining algebraik yig‘indisi nolga teng.

XIX asrning o‘rtalarida olimlar R. Mayer (1814–1878), G. Gelmgols (1821–1894), J. Joul (1818–1889) ishlarida eksperimental tarzda mexanik ish miqdori bilan unga ekvivalent bo‘lgan issiqlik orasida munosabat o‘rnatilgan. Tajribalar shini ko‘rsatdiki, tizim ichki energiyasining bir xil o‘zgarishiga ish bajarishda va unga ekvivalent bo‘lgan issiqlik miqdorini uzatishda erishish mumkin. Masalan, tizim ustidan $4186J$ ish bajarganda, tizimning ichki energiyasi unga $4186J$ issiqlik uzatilgandagi kabi o‘zgaradi.Ish bilan issiqlik miqdori orasidagi ekvivalentlik issiqlik va mexanik hodisalar o‘rinli bo‘lgan energiyaning saqlanish qonuninini ta’riflash imkononi beradi.

Termodinamik jarayonda gaz ustidan ish bajarilganda va bunda gaz ayrim issiqlik miqdorini olganda, uning ichki energiyasining o‘zgarishini ko‘rib chiqamiz. Buning uchun termodinamik jarayonni ikki bosqichga ajratamiz.

Birinchi boshqichda doimiy hajmda gaz issiqlik miqdori Q ni oladi. Uning ichki energiyasining o‘zgarishi $\Delta U_1 = Q$.

Ikkinchi bosqichda adiabatik jarayonni ($Q = 0$) ko‘rib chiqamiz. Gaz ustidan ish bajaramiz. Adiabatik jarayonda tashqi kuchlar ishi uning ichki energiyasining oshishi hisobiga bajariladi:

$$\Delta U_2 = A_{tash}.$$

Issiqlik jarayonida ichki energiyaning to‘liq o‘zgarishi ΔU har bir bosqichdagi ichki energiyalar o‘zgarishi yig‘indisiga teng:

$$\Delta U = \Delta U_1 + \Delta U_2 = Q + A_{tash}. \qquad (13.3)$$

Tizim ichki energiyasining o'zgarishi olingan($Q > 0$) yoki berilgan($Q < 0$) issiqlik miqdori bilan va tashqi kuchlar ishi (A_{tash}) bilan aniqlanadi. Bu ish siqishda musbat va kengayishda manfiydir. Termodinamikada (1) tenglamani yozishning boshqa shakli qo'llaniladi:

$$Q = \Delta U + A \tag{13.4}$$

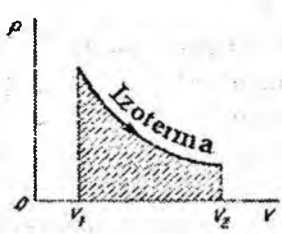
bu yerda $A-$ tashqi kuchlarga qarshi tizim bajargan ishi (kengayishda $A > 0$, siqilishda $A < 0$).

$Q = \Delta U + A$ munosabat energiyaning saqlanish qonunini ifodalaydi va termodinamikaning birinchi qonuni deyiladi: *tizimga berilgan issiqlik miqdori uning ichki energiyasining o'zgarishi bilan ish bajarishga sarflanadi.*

ΔU kattalik tizim holati o'zgarishini bu o'zgarish usuliga bog'liq bo'lmagan holda tavsiflaydi. Q va A kattaliklar aynan holat o'zgarish jarayonini tavsiflaydi. Tizim holatining bir xil o'zgarishida bu kattaliklar tizim bir holatdan ikkinchi holatga o'tishi usuliga bog'liq holda turlicha bo'ladi:

1. Izotermik kengayishda ($T = const, \Delta U = 0$) issiqlik miqdori Q gazning kengayish ishiga teng: $Q = A$. Izotermik kengayishda gazning ishi P, V diagrammada izoterma va izoxora bilan chegaralangan shakl yuzasi bilan tasvirlanadi (13.2-rasm).

2. Izobarik kengayishda $Q = \Delta U + A$ issiqlik miqdori gazning ichki energiyasining o'zgarishi va ular tomonidan ish bajarilishiga sarflanadi



13.2-rasm

3. Izoxorik isitishda *V=const* ligidan *A=0*. Shuning uchun *Q=ΔU*. Tizim tomonidan olingan issiqlik miqdori tizimning ichki energiyasining oshishiga sarflanadi.

Q va A kattaliklarning ekvivalentligidan termodinamikaning birinchi qonunini quyidagicha ta'riflash mumkin: energiya paydo ham bo'lmayda va yo'qolmaydi ham, u faqat bir turdan ikkinchisiga aylanadi.

Termodinamikaning birinchi qonuni – energiyaning saqlanish va aylanish qonuni tabiatningumumiy qonunlaridan biridir.

13.5.-§. Issiqlik balans tenglamasi

Jism ichki energiyasining o'zgarishi faqat issiqlik almashinuvi $\Delta U = Q$ jarayonida ro'y beradigan izolyasiyalangan termodinamik tizimni ko'rib chiqamiz.

Bunday termodinamik tizimda ayrim jismlarning ichki energiyasi oshsa, boshqalariniki kamayadi. Tizimda energiyaning saqlanish va aylanish qonunini issiqlik balans teglamasi ko'rinishida yozish mumkin:

$$\sum_{i=1}^{n} Q_{i,ber} = \sum_{j=1}^{m} Q_{j,olin}$$

bu yerda n – issiqlik beruvchi jismlar soni; m – issiqlik oluvchi jismlar soni.

Issiqlik balans tenglamasi: ichki energiyasi kamayuvchi jismlar bergan issiqlik miqdori ichki energiyasi oshuvchi jismlar olgan issiqlik miqdoriga teng. Q_{ber} vaQ_{olin} kattaliklar (13.1) va (13.2) tenglamalardan topiladi.Issiqlik almashinishdagi issiqlik balans tenglamasi izolyasiyalangan termodinamik tizimda bajariladi.

13.6.-§. Jism solishtirma issiqlik sig'imini aniqlash

Issiqlik balans tenglamasidan jismning solishtirma issiqlik sig'imini aniqlash mumkin. Issiqlik miqdorini o'lchashga mo'ljallangan asbob kalorimetr deyiladi (Kalorimetr metal stakandan iborat bo'lib, bu stakan boshqa stakan ichiga shunday joylashtiriladiki, ular bir-biriga tegmasin. Ichki stakan issiqlikdan izolyasiyalovchi jism ustida turadi, bunday qurilma issiqlikning kamroq sarf bo'lishi uchun zarur, ya'ni izolyasiyalangan tizim hosil qilish uchun). Qattiq jismlarning solishtirma issiqlik sig'imini aniqlash usuli quyidagichadir: jism, masalan, metal bo'lagini ma'lum temperaturagacha qizdiriladi, so'ngra sovuq suvli kalorimetrga solinadi. Issiqlik muvozanatidan so'ng kalorimetrdagi umumiy temperature o'lchanadi.

Issiqlik balans tenglamasiga binoan jism sovushida ajragan issiqlik miqdori kalorimetr va suv olgan issiqlik miqdoriga tengdir, agar m_1– kalorimetr massasi, c_1 – uning solishtirma issiqlik sig'imi, m_2– suv massasi,c_2– suvning solishtirma issiqlik sig'imi,t_1– suv va kalorimetrning boshlang'ich temperaturasi, m– jism massasi,t vaθ – jismning boshlang'ich temperaturasi va kalorimetrdagi umumiy temperatura bo'lsa,

$$C_x m(t-\theta) = c_1 m_1(\theta - t_1) + c_2 m_2(\theta - t_1)$$

tenglamadan issiqlik sig'imini topish mumkin:

$$C_x = (c_1 m_1 + c_2 m_2)\frac{(\theta - t_1)}{m(t-\theta)}$$

13.7.-§. Yonishning solishtirma issiqligi

Jismni turli usullar bilan qizdirish mumkin: ishqalishda, kimyoviy reaksiyada va h.k. Kimyoviy reaksiyalar ichida issiqlik manbai sifatida ko'pincha yonish reaksiyasi qo'llaniladi. Yoqilg'i sifatida ko'pgina moddalar xizmat qiladi: ko'mir, neft, o'tin, yonuvchi gazlar.

Turli xil yoqilg'ilar yonganda turlicha issiqlik miqdori ajraladi.

$1kg$ yoqilg'i to'liq yonganda ajraladigan issiqlik miqdori yoqilg'i yonishining solishtirma issiqligi deyiladi:

$$q = Q/m$$

bu yerda q– yoqilg'i yonishining solishtirma issiqligi, yoki yoqilg'ining issiqlik ajratishi deyiladi.

Yoqilg'i yonishining solishtirma issiqligini o'lchov birligi: (*J/kg*).

Yoqilg'i yonishining issiqligini kalorimetrga joylashtirilgan yopiq idishda yoqilg'ining kichik porsiyasini yondirishda aniqlanadi.Doimiy yoqilg'i yonishida tizimda foydali maqsadlarda ishlatiladiganga qaraganda ko'proq issiqlik ajraladi.

Foydali issiqlikningQ_n yoqilg'ining to'liq yonishida ajragan issiqlik miqdori Q ga nisbati isitgichning foydali ish koeffisirnti deyiladi:

$$\eta = Q_n/Q = c \cdot m_1 \cdot \Delta T/(mq)$$

bu yerda: η – foydaliish koeffitsiyenti; c – isitilayotgan jism solishtirma issiqlik sig'imi; m_1 – uning massasi; ΔT – isitishda temperaturaning o'zgarishi; q – yoqilg'ining issiqlik ajratishi; m – yoqilg'i massasi.

Odatda, foydali ish koeffitsiyenti foizlarda ifodalanadi:

$$\eta = \frac{Q_n}{Q} 100\%$$

13.8.-§. Ideal gazlar uchun termodinamikaning birinchi qonuni

Umumiy holda differensiali termodinamikaning birinchi asosi:

$$dQ = dU + pdV \qquad (13.5)$$

ga kiruvchi ichki energiya temperatura va hajmning funksiyasidir $U=U(T, V)$ va taxminan biri faqat temperaturaga, ikkinchisi faqat hajmga bog'liq bo'lgan ikkita qo'shiluvchining yig'indisi kabi ifodalanadi:

$$U = U(T) + W(V) \qquad (13.6)$$

Ichki energiya zarralar issiqlik harakati va ular o'zaro ta'sir potensialining mavjudligiga asoslangan. Energiyaning potensial tashkil etuvchisi o'z navbatida tizim hajmiga bog'liq bo'lgan zarralar orasidagi o'rtacha masofaga bog'liq (hajm oshishi bilan zarralar orasidagi masofa oshadi va aksincha). (13.6) dagi $W(V)$ kattalik ichki energiyaning potensial tashkil etuvchisini aniqlaydi. Shuni qayd etish kerakki, molekulalar kinetik va potensial energiyalari bir-biri bilan bog'liqligidan, ichki energiyaning tashkil etuvchilarga ajratilishi shartlidir.

Molekulyar nazariyada zarralar issiqlik harakati energiyasi temperatura orqali aniqlanishini ko'rsatadi va bu (13.6) tenglamaning o'ng tomonidagi birinchi qo'shiluvchi orqali hisobga olingan.

Ideal gazda molekulalar o'lchami ular orasidagi o'rtacha masofadan ancha kichik, buning natijasida ularning o'zaro ta'sir energiyasini hisobga olmasa bo'ladi. $W(V) = 0$ deb, ideal gazlar uchun to'g'ri bo'lgan (13.6) ni:

$$U=U(T) \qquad (13.7)$$

ko'rinishda qayta yozamiz. (13.7) ning temperaturaga bog'liqligini molekulyar nazariya doirasida olish mumkin, bunda $U \sim T$ ekanligi kelib chiqadi (ichki energiya temperaturaga proporsionaldir). Proporsionallik koeffitsiyentini kiritib:

$$U=C_vT \qquad (13.8)$$

bu yerda

$$C_v=dU/dT \qquad (13.9)$$

ni hosil qilamiz va buning o'lchov birligi issiqlik sig'imi birligi bilan o'lchanadigan doimiydir (J/K).

$dU=C_vdT$ munosabatni qo'llab, (13.5) ni qayta yozamiz:

$$dQ=C_vdT+pdV \qquad (13.10)$$

(13.10) tenglama ideal gazlar uchun termodinamikaning birinchi qonunini ifoda etadi.

Izoxorik jarayonni ko'rib chiqamiz ($V=const$, $dV=0$). (13.5) ga muvofiq, izoxorik jarayonda issiqlik faqat ichki energiyaning oshishiga sarflanadi (ish nolga teng): $dQ=U$. Mos holda doimiy hajmda issiqlik sig'imi tushunchasini kiritish mumkin:

$$C_v=(dQ/dT)_v \qquad (13.11)$$

Yozilgan munosabatdagi dQ/dT kattalik jism yutgan cheksiz kichik issiqlik miqdorining issiqlik yutilishi jarayoni kuzatiladigan temperaturaning cheksiz kichik o'zgarishiga nisbatidir. ΔT differensial bo'lsada, umumiy holda dQ qandaydir funksiyaning to'liq differensiali emasligidan, dQ/dT nisbatni hosila deb hisoblab bo'lmaydi.

(13.11) va $dQ=dU$ dan (doimiy hajmda):

$$C_v=(dU/dT)_v \qquad (13.12)$$

ega bo'lamiz.

(13.9) dagi dU/dT munosabat cheksiz kichik kattaliklar nisbatidir, lekin umumiy holda $U=U(T, V)$ ligidan, (13.9) issiqlik sig'imini doimiy hajmda ichki energiyaning temperatura bo'yicha xususiy hosilasi kabi aniqlaydi.

(13.9) munosabat $V=const$ da ixtiyoriy sistemaning issiqlik sig'imini aniqlaydi. Ideal gaz uchun ichki energiya faqat temperaturaga bog'liq $U=U(T)$, shuning uchun

$$C_v=(dU/dT)_v = dU/dT$$

Shunday qilib, avval kiritilgan (13.9) kattalik doimiy hajmda ideal gaz issiqlik sig'imi ma'nosiga ega.

(13.10) tenglama, odatda, ixtiyoriy massali gaz uchun yoziladi. Agar molyar issiqlik sig'imini kiritsak:

$$dQ = \frac{m}{\mu} C_v dT + pdV \qquad (13.13)$$

deb yozish mumkin.

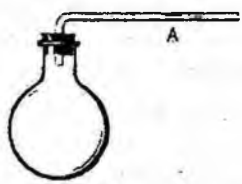
13.9.-§. Ideal gazda izobarik jarayonlar

Izobarik jarayonni 13.3-rasmda ko'rsatilgan qurilma yordamida namoyish etamiz. Bunday asbobda (termoskopda) gazni qizdirganimizda uning hajmi oshadi (suyuqlik *A* gorizontal trubkada o'ng tomonga siljiydi), tashqi bosim esa o'zgarishsiz qoladi.

Ideal gaz uchun termodinamikaning birinchi asosini yozamiz:

$$dQ=C_v dT+pdV \qquad (13.14)$$

Agar massa bir molga teng bo'lsa, ideal gaz moli uchun holat tenglamasi $pV=RT$ ni differrentsiallab, $pdV=RdT$ ni hosil qilamiz, bu ko'rilayotgan holda termodinamikaning birinchi qonunini $dQ=C_v dT+RdT$ shaklda yozishga imkon beradi.



13.3-rasm

Buni dT ga bo'lib:

$$(dQ/dT)_p= C_v + R \qquad (13.15)$$

ni hosil qilamiz.

$(dQ/dT)_p$ kattalik doimiy bosimda gazning issiqlik sig'imini tavsiflaydi va shartga binoan bir mol gaz olingani uchun, ko'rilayotgan holda $(dQ/dT)_p$ kattalik doimiy bosimdagi molyar issiqlik sig'imidir. Bu kattalikni C_P orqali belgilab, (13.15) ni quyidagi ko'rinishda yozamiz:

$$C_P=C_V+R \qquad (13.16)$$

(13.16) munosabat siyraklashtirilgan (ideal) gazlar nazariyasining muhim natijalaridan biri bo'lib, uni kiritilishi shu qonun asosida energiyaning saqlanish qonunini o'rnatishda issiqlikning mexanik ekvivalentini hisoblagan nemis olimi Robert Mayer (1842) nomi bilan bog'liq.

Aytilganlar asosida ideal gazlarda izoxorik va izobarik jarayonlarda molyar issiqlik sig'imi qo'llanilganda issiqlik samaralari ushbu formulalar bilan aniqlanishi kelib chiqadi:

$$\begin{aligned} &\text{agar } V = const \text{ bo'lsa, u holda } \Delta Q = \frac{m}{\mu} C_V \Delta T \\ &\text{agar } P = const \text{ bo'lsa, u holda } \Delta Q = \frac{m}{\mu} C_P \Delta T \end{aligned} \qquad (13.7)$$

bo'ladi.

13.4-rasm

Termodinamikada shu bilan birga ideal gazlarning kalorik xossalarini tekshirish nihoyasiga yetadi. Olingan natija juda muhim, biroq u unchalik to'liq emasligi bilan ma'lum: termodinamika usullari bilan C_V ning qiymatini hisoblab bo'lmaydi. Bunda molekulyar-kinetik nazariya termodinamik nazariyani to'ldiradi, u doimiy hajmda issiqlik sig'imining molekulaning ichki tuzilishi bilan bog'liqligini ochib beradi.

Izobarik jarayonda gaz ishini ko'rib chiqamiz. Hajmning V_1 dan V_2 gacha bir tekis o'zgarishida ish:

$$A_{1,2} = \int_{V_1}^{V_2} P dV$$

integral bilan aniqlanadi.Shunga muvofiq, doimiy bosimda

$$A_{1,2} = P(V_2 - V_1) \qquad (13.18)$$

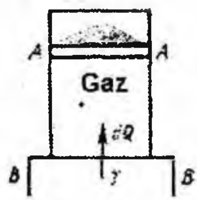
bu yerda V_2 va V_1 – tizimning oxirgi va boshlang'ich hajmlari. 13.4-rasmda P, V koordinatalar tizimda izobara va bajarilgan $A_{1,2}$ ishni tasvirlovchi to'g'ri burchak yuzasi berilgan. Ideal gaz holat tenglamasini qo'llab, (13.18) munosabatni

$$A_{1,2} = \frac{m}{\mu} R(T_2 - T) \tag{13.19}$$

shaklda yozish mumkin.

13.10.-§. Ideal gazda izotermik jarayon

Izotermik jarayonni 13.5-rasm orqali ko‘rsatish qulaydir. Tasvirlangan ideallashtirilgan qurilmada gaz ishqalishsiz qo‘zg‘aluvchan *AA* porshenli silindrda joylashgan. Silindrning tubi issiqlik o‘tkazuvchan bo‘lib, *BB* termostat bilan issiqlik kontaktidadir.



13.5-rasm

Stasionar holatda ko‘rsatilgan sharoitda gaz va termostat temperaturalari teng, gazga yukli porshenning ko‘rsatayotgan bosimi gaz bosimi bilan tenglashadi.

Agar, porshendagi yuklarni kamaytirsak, mexanik muvozanat buziladi-yukli porshen bosimi kichik qiymatga kamayadi. Natijada bosimlar tenglashguncha gazning cheksiz kichik kengayishi sodir bo‘ladi.

Ideal gaz uchun $dQ=C_v dT+dA$ shaklda yozilgan termodinamikaning birinchi qonunidan ($dA=pdV$ – elementar ish) izotermik jarayonda ($dT=0$):

$$\begin{aligned} &a)\ dQ = dA, \\ &b)\ \Delta Q = \Delta A \end{aligned} \tag{13.20}$$

ekanligi kelib chiqadi. (13.20, a) tenglik porshenning cheksiz kichik siljishiga taaluqlidir, (13.20, б) ga kiruvchi kattaliklar esa porshenning chekli siljishlaridagi izotermik jarayonni tavsiflaydi (gaz holatining chekli o‘zgarishlarida).

Gazlarda izotermik jarayon termostat bilan issiqlik almashinishi bilan boradi, bunda gaz termostatdan olingan issiqlik hisobiga ish bajaradi (13.20-rasmda gaz kengayishida issiqlik uzatilishi yo‘nalishi ko‘rsatilgan).

(13.20) dan issiqlik ishorasi ish ishorasi bilan mos kelishi ko‘rinib turibdi. Kengayishda $\Delta A > 0$ issiqlik termostatdan yutiladi ($\Delta Q > 0$). Gazning siqilishda esa, $\Delta A < 0$ va $\Delta Q < 0$ tashqi kuchlar ishi evaziga termostatda issiqlik ajraydi. Shuni aytish kerakki, izotermik o‘zgarishlarda ideal gazning ichki energiyasi o‘zgarishsiz qoladi.

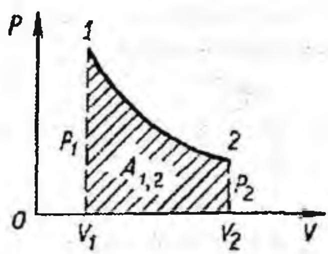
Ideal gazning izotermik muvozanatli kengayishida issiqlikning ishga o‘tishi sodir bo‘ladi, bunda jarayonlar teskari yo‘nalishda ham bajarilishi mumkin (ishning issiqlikka aylanishi). Issiqlikning ishga aylanishi mexanizmi faqatgina kinetik nazariya doirasida tushuntirilishi mumkin. Agar 13.5-rasmda tasvirlangan chizmada silindr tubini adiabatik (issiqlik o‘tkazmaydigan) deb qabul qilsak, u holda kengayishda gaz molekulalarining harakat energiyasi (ichki energiya) evaziga yukli porshenni ko‘tarib ish bajarar edi, bunda molekulalar energiyasi kamayar (gaz temperaturasi tushar) edi. Izotermik kengayganda molekulalarning harakatlari (urilishlari) ta’sirida porshen ko‘tariladi, bunda molekulalar energiyasini yo‘qotadi, biroq bu yo‘qotish termostatdan kelayotgan termostat va gaz orasida hosil bo‘ladigan cheksiz kichik temperaturalar farqi evaziga yuzaga keladigan issiqlik oqimi bilan uzluksiz to‘lib boradi.

Izotermik jarayonda ish umumiy munosabat bilan aniqlanishi mumkin:

$$A_{1,2} = \int_{V_1}^{V_2} PdV \qquad (13.21)$$

$PV = \frac{m}{\mu} RT$munosabatni qo‘llab:$A_{1,2} = \frac{m}{\mu} RT \int_{V_1}^{V_2} \frac{dV}{V}$ ni yozamiz.

Integrallab: $A_{1,2} = \frac{m}{\mu} RT \ln\frac{V_2}{V_1}$ ni hosil qilamiz.



13.6-rasm

$p_1V_1=p_2V_2$ ligidan gazning izotermik kengayishdagi ishining ikki ko'rinishini yozish mumkin:

$$A_{1,2} = \frac{m}{\mu} RT \ln\frac{V_2}{V_1}$$
$$A_{1,2} = \frac{m}{\mu} R \ln\frac{P_1}{P_2} \qquad (13.22)$$

(13.22) formulaning ixtiyoriy bittasi bilan hisoblangan ish son qiymat jihatidan 13.6-rasmdagi p_1 va p_2 koordinatalar, hamda hajmlar o'qi bilan jarayonni ifoda etuvchi, izoterma bilan chegaralangan shtrihlangan yuzaga teng.

Izotermik jarayonda issiqlik almashinuvi gaz va termostat orasida hosil bo'ladigan cheksiz kichik temperaturalar farqi evaziga yuzaga kelganligidan, tizim issiqlik sig'imi $\Delta Q \neq 0$ bo'lganda $\Delta Q/\Delta T$ nisbat bilan aniqlanadi:

$$C = \lim_{\Delta T \to 0} \frac{\Delta Q}{\Delta T} = \pm\infty \qquad (13.22)$$

Izotermik jarayonda issiqlik almashinuvi tekshirilayotgan tizim temperaturasining o'zgarishi bilan bormaydi, aynan shuning uchun uning issiqlik sig'imi cheksizlikka tenglashtiriladi (kengayganda $C = +\infty$, siqilganda $C = -\infty$).

13.11.-§. Ideal gazda adiabatik jarayon

Adiabatik jarayon deb, tizim tashqaridan issiqlik olmaydigan va uni tashqariga bermaydigan jarayonga aytiladi. Adiabatik jarayonda ish ichki energiyaning kamayishi hisobiga boradi. Ideal gazlar uchun $dQ=0$ da (adiabatiklik sharti)

$$dQ=C_V dT+pdV$$

dan, $pdV=-C_V dT$ ligi kelib chiqadi. Gaz adiabatik kengayganda dV va dT orttirmalar ishorasi qarama-qarshidir.

13.7- rasm

Shunday, adiabatik kengayganda $dV>0$, temperaturaning o'zgarishi $dT<0$ (kengayishda gaz soviydi). Siqilganda teskari temperaturaviy samara ro'y beradi (adiabatik qizish). Havoning adiabatik sovushi 13.7-rasmda ko'rsatilgan qurilma yordamida oson namoyish etiladi. Tagida kam miqdorda suv va spirt aralashmasi bo'lgan shisha idishga rezina probka orqali o'rnatilgan trubkadan havo kiritiladi.

Idish og'zidagi rezina probka sug'urilsa, idishda bug'ning sovutilishida kondensasiyalanishi natijasida tuman hosil bo'ladi. Muvozanatli adiabatik jarayonni 23-rasmda keltirilgan ideallashtirilgan qurilma yordamida amalga oshirsa bo'ladi. Bu qurilmada adiabatiklik uchun gazli silindr termostatdan uzilgan bo'lishi kerak (Silindr tagi adiabatik bo'lishi kerak). Agar bunday qurilmada porshen ustidagi yukni olib tashlansa, molekulalarning porshenga urilishi tufayli porshen siljiydi va bunda molekulalar ulardan uzoqlashayotgan porshenga urilishida kinetik energiyasining bir qismini yo'qotadi. Gazning siqilishda (porshendagi yuklarni oshirganda), aksincha, gaz molekulalari, ularga yaqinlashayotgan porshenga urilib, qo'shimcha energiya oladilar.

Adiabatik jarayon, ideal gazdagi ixtiyoriy jarayon kabi Klapeyron-Mendeleyev tenglamasi bilan ifodalanadi, u gazning temperaturasi, hajmi va bosimining o'zgarishi bilan tavsiflanadi. Adiabatik jarayonda termodinamikaning birinchi qonunining qo'llanilishi faqat ikkita termik parametrni bog'lovchi funksiyani topishga imkon beradi:

$$f(p,V)=0,\ f(V,T)=0 \text{ yoki } f(p,T)=0.$$

Funksional bog'lanishning uchchala turi *Puasson tenglamasi* deb ataladi. (p, V), (V, T), (p, T) koordinatalarda ko'rsatilgan funksiyani tasvirlovchi chiziqlarga *adiabatalar* deyiladi. Puasson tenglamasini keltirib chiqaramiz.

$dQ=0$ bo'lganda ideal gazlar uchun termodinamikaning birinchi qonuni

$$C_V dT+pdV=0 \qquad (13.24)$$

ko'rinishni oladi.

Holat tenglamasi

$$pV=RT \tag{13.25}$$

ga va (13.24) tenglamaga uchta o'zgaruvchan kattaliklar kiradi. Bu munosabatlardan bitta o'zgaruvchini qisqartirib, ikkita o'zgaruvchini bog'lovchi tenglamani hosil qilamiz. Shunday, (2) ni differensiallab:

$$Vdp+pdV=RdT \tag{13.26}$$

va (13.24) da $dT = -\frac{1}{C_V}PdV$ kabi o'zgartirish kiritib:

$$\frac{C_V+R}{C_V}pdV+Vdp=0 \tag{13.27}$$

ni topamiz.

Hosil qilingan tenglamaga issiqlik sig'imlari nisbati

$$\gamma=\frac{C_V+R}{C_V}=\frac{C_p}{C_V}>1 \tag{13.28}$$

kirib, u gaz, suyuqlik va qattiq jismlarning termodinamik xossalarini ifodalashda juda katta rol o'ynaydi. (13.27) ni pV ko'paytmaga bo'lib

$$d(\ln PV\gamma)=0$$

munosabatga kelamiz. Bu munosabatdan

$$PV\gamma=const. \quad (13.29$$

ekanligi kelib chiqadi. (13.29) tenglamaga p va Vo'zgaruvchilarda *ideal gaz adiabatasi tenglamasi deyiladi (Puasson tenglamasi).*

Adiabata tenglamasi (13.29) ni izoterma tenglamasi $pV=const$ bilan solishtiramiz. Izoterma tenglamasini differensiallash

$$Vdp+pdV=RdT=0$$

ni beradi yoki

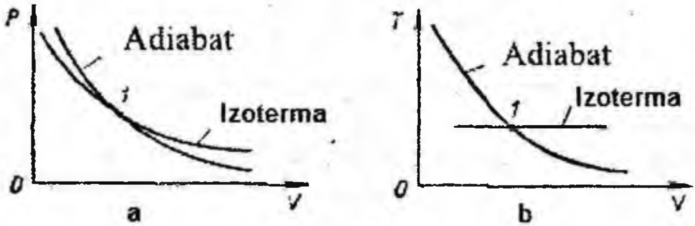
$$dP/dV=-p/V \tag{13.30}$$

(13.29) ni differensiallasak:

$$dP/dV=-\gamma p/V \tag{13.31}$$

ga ega bo'lamiz.

P,V parametrli fiksirlangan holatlar natijalari bo'yicha ham izoterma, ham adiabatani o'tkazish mumkin (13.8,a-rasm). Bunda (13.30) va (13.31) larni taqqoslashdan shu ko'rinib turibdiki, ko'rilayotgan egri chiziqlarning kesishish nuqtasida adiabata egriligi tangens burchagi izotermanikiga qaraganda γ marotaba katta (absolyut qiymati bo'yicha).



13.8-rasm

Hajmning oshishi bilan bosimning izotermaga nisbatan adiabata bo'yicha sezilarli tushishi shuning bilan tushuntiriladiki, adiaba tik o'zgarishlarda bosimga hajmning oshishi bilan birga temperaturaning kamayishi ham ta'sir qiladi. Izotermik o'zgarishlarda esa, bosim faqat hajmga bog'liq.

Puassonning ikkita boshqa tenglamasini bir necha usul bilan olish mumkin. Shunday, (13.25) va (13.29) dan parametr p ni qisqartirib:

$$PV\gamma^{-1} = const \tag{13.32}$$

ni olamiz. 13.8,b-rasmda adiabata (13.32) ni izoterma bilan taqqoslash keltirilgan. Shunday yo'l bilan parametr V ni qisqartirib:

$$\frac{P^{\frac{\gamma-1}{\gamma}}}{T} = const \tag{13.33}$$

ni topamiz.

Gazning adiabatik kengayishdagi ishini ko'rib chiqamiz. Buning uchun (13.24) ni

$$dA = -C_V\, dT \tag{13.34}$$

shaklda yozamiz, bu yerda $dA = pdV$. Chekli adiabatik o'zgarishlar uchun integral olish kerak:

$$A_{1,2} = -C_V\int_1^2 dT$$

natijada

$$A_{1,2} = C_V(T_1 - T_2) \tag{13.35}$$

ga ega bo'lamiz.

(13.35) ni gazning ixtiyoriy massasi uchun taaluqli deb, va molyar issiqlik sig'imini kiritib, (13.35) ni quyidagi ko'rinishda yozamiz:

$$A_{1,2} = \frac{m}{\mu} C_V (T_1 - T_2) \tag{13.36}$$

(13.36) formula adiabatik jarayondagi ishni hisoblashda asosiy hisoblanadi. (13.32) va (13.33) ni qo'llab va T_1 ni qavsdan tashqariga chiqarib, gazning adiabatik kengayishi uchun xususiy hollarni ko'rishda foydali bo'lgan boshqa ikki formulani hosil qilish mumkin:

$$a)\ A_{1,2} = \frac{m}{\mu} C_V T_1 \left[1 - \left(\frac{V_1}{V_2}\right)^{\gamma-1}\right],$$
$$b)\ A_{1,2} = \frac{m}{\mu} C_V T_1 \left[1 - \left(\frac{P_2}{P_1}\right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}}\right] \tag{13.37}$$

Avval aytib o'tilganidek, issiqlik sig'imi jarayon turiga bog'liq. Ideal gazning xossalarini tahlil qilishda doimiy hajmdagi C_V va doimiy bosimdagi issiqlik sig'imlari kiritilgan edi. Izotermik jarayondagi issiqlik sig'imi $\pm\infty$ qiymatlarni qabul qiladi. Bu masalani yaxshilab tahlil qilish shuni ko'rsatadiki, ixtiyoriy tizim issiqlik sig'imi jarayonga bog'liq holda nol orqali o'tib, $+\infty$ dan $-\infty$ gacha qiymatlarni qabul qiladi. Nol issiqlik sig'imi adiabatik o'zgarishlar yuz berayotgan barcha jismlar uchun taaluqlidir. Haqiqatda, $\Delta Q=0$ da (adiabatiklik sharti):

$$C = \Delta Q / \Delta T = 0$$

13.12.-§. Ideal gazda politropik jarayonlar

Politropik jarayonlar–bu tizim issiqlik sig'imi doimiy qolgan jarayondir. Bunday jarayonlarning xususiy holi, ma'lumki, avval o'rganilgan izojarayonlardir. Ideal gazlar uchun politropa tenglamasini keltirib chiqarish adiabata tenglamasini keltirib chiqarish kabidir. Politropik jarayonlar uchun $dQ=CdT$ bo'lib, bu yerda issiqlik sig'imi $C=const$. Ideal gazlar uchun termodinamikaning birinchi qonunini quyidagi ko'rinishda yozish mumkin:

$$CdT=C_VdT+pdV \tag{13.38}$$

Holat tenglamasini differensial shaklda qo'llaymiz:

$$Vdp+pdV=RdT \tag{13.39}$$

Yozilgan tenglamadan dT ni qisqartirib:

$$\frac{C-C_p}{C-C_V}pdV+VdP=0 \tag{13.40}$$

ni topamiz, bu yerda $C_P=C_V+R$.

Hosil qilingan tenglamaga quyidagi kattalik kiradi:

$$n=\frac{C-C_p}{C-C_V} \tag{13.41}$$

va unga politropa ko'rsatgichi deyiladi. (13.40) tenglama C=const (n=const) shartida $d\,(\ln pV^n)=0$ ko'rinishga keladi va bundan

$$pV^n=const \tag{13.42}$$

ekanligi kelib chiqadi.

(13.42) ni (13.41) ni qo'llagan holda qayta yozamiz:

$$pV^{\frac{C-C_p}{C-C_V}}=const \tag{13.43}$$

Avval o'rganilgan jarayonlar (13.43) tenglama bilan ifodalanuvchi politropik jarayonlarning xususiy holi ekanligini ko'rsatamiz. Shunday, $C=C_P$ bo'lganida izobara uchun tenglama hosil bo'ladi: p=const. $C=\pm\infty$ bo'lganida (13.43) tenglama izotermalar oilasini ifoda etadi: $pV=const$. Adiabatik jarayonlar nolinchi issiqlik sig'imiga mos keladi: $C=0$ ($n=Cp/C_V=\gamma$). (13.43) tenglamadan izoxorik jarayon tenglamasini $C\text{-}C_p/C\text{-}C_V$ darajadan ildiz chiqarib hosil qilish mumkin:

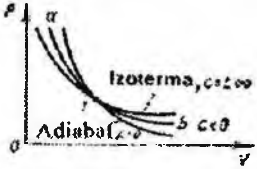
$$Vp^{\frac{C-C_V}{C-C_p}}-const$$

Bu tenglamaga muvofiq, $C=C_V$ bo'lganda $V=const$ bo'ladi.

Umumiy holda manfiy issiqlik sig'imli jarayonlar bo'lishi mumkin:

$$C=dQ/dT<0.$$

Bunday jarayonlarda issiqlik yutilishi temperaturaning pasayishi bilan kuzatiladi. Bunday jarayonlarning bo'lishi mumkinligi termodinamikaning birinchi qonuni bilan oson tushuntiriladi: $dQ=C_VdT+pdV$. Haqiqatda, agar $dQ>0$ va $dV>0$ bo'lsa yutilayotgan issiqlik pdV ishdan kichik bo'ladi, u holda $dT<0$ va $C=dQ/dT<0$. Boshqacha aytganda, manfiy issiqlik sig'imli jarayonlarda jism issiqlikning kelishi va uning ichki energiyasining kamayishi hisobiga ish bajaradi.



13.9-rasm

P va *V* koordinatalar tizimda manfiy issiqlik sig'imli politropik o'zgarishlar egri chizig'i kesishuvchi izoterma va adiabata orasida joylashgan (13.9-rasm). *1* nuqtadan *b* nuqtaga o'tishda jarayonni ifodalovchi egri chiziq adiabatadan yuqorida yotadi, bunday o'tishlarda issiqlik yutiladi $(dQ > 0)$. Biroq ko'rilayotgan soha izotermadan pastda yotganligi uchun jarayon temperaturaning pasayishi bilan boradi:

$$dT < 0 \text{ va } C = dQ/dT < 0.$$

13.13.-§. Issiqlik sig'imlari nisbatlari C_P/C_V ni eksperimental aniqlash

Doimiy bosimdagi issiqlik sig'imini doimiy hajmdagi issiqlik sig'imiga nisbati gaz, suyuqlik va qattiq jismlarning xossalarini termodinamik ifodalashda katta rol o'ynaydi. Misol uchun bunday issiqlik sig'imlari nisbati gazlarda tovushning tarqalish tezligiga va bikrlik moduliga bog'liqligini, quvurlarda gazlarning oqish tezligi ham shu nisbatga bog'liqligini ko'rsatamiz.

$$\gamma = C_P/C_V \qquad (13.44)$$

kattalikning qiymati ham C_p issiqlik sig'imi (suyuqlik va qattiq jismlar uchun uni o'lchash qulay) bo'yicha C_V aniqlanadi. Yyetarlicha siyraklashgan gazlar uchun (13.43) va Mayer tenglamasi

$$C_P = C_V + R \qquad (13.45)$$

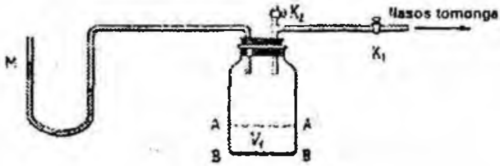
bo'yicha doimiy hajmdagi issiqlik sig'imini topish oson:

$$C_V = R/\gamma\text{-}1 \qquad (13.46)$$

(13.46) tenglama xususan, adiabatik jarayondagi $A_{1,2} = \frac{m}{\mu} C_V(T_1 - T_2)$ ishni quyidagi ko'rinishda yozishga imkon beradi:

$$A_{1,2} = \frac{m}{\mu}\frac{R}{\gamma - 1}(T_1 - T_2)$$

Gazlarda C_P/C_V nisbatni tajribaviy aniqlash uchun 13.10-rasmda ko‘rsatilgan asbobdan foydalanish mumkin.



13.10-rasm

Bu rasmda manometr M bilan ulangan shisha idish tasvirlangan. Idish havo nasosi bilan K_1 kran orqali va atmosfera havosi bilan K_2 kran orqali ulanadi. Ishni K_1 ochiqligida idishga havoni damlash bilan boshlanadi, bunda K_2 kran yopiq turadi (Damlab bo‘lingach K_1 kran ham yopib qo‘yiladi). Idishdagi tekshirilayotgan gazning dastlabki holati –bu havo temperaturasiga teng bo‘lgan yuqori bosim (atmosferaga nisbatan) va temperaturadagi holatdir. Siqilganida idishdagi havo qiziganligi tufayli, damlashdan keyin siqilgan havo temperaturasi issiqlik almashinuvi tufayli yana xona temperaturasiga tenglashishi uchun bir oz vaqt kutiladi. Shundan keyin idishdagi boshlang‘ich bosim o‘lchanadi. U P_1 ga teng bo‘lsin.

Tajribaning birinchi qismi quyidagidan iborat: K_2 kran ochilib, undagi bosim atmosfera bosimi P bilan tehglashgunga qadar, havoning idishdan chiqib ketishi (kengayishi) uchun imkon yaratiladi, so‘ngra K_2 kran yana yopiladi.

Gazning kengayish jarayonini adiabatik deb hisoblash mumkin, chunki u juda tez boradi va devorlar orqali tashqi muhit bilan issiqlik almashinuvini hisobga olmasa ham bo‘ladi.

K_2 kranning yopilishi bosimlar tenglashgan momentda olib boriladi. Adiabatik kengayish tufayli kranni yopish momentida idishdagi gaz sovugan bo‘ladi.

Jarayonning ikkinchi qismi quyidagicha: issiqlik almashinuvi tufayli idishdagi gazning temperaturasi dastlabki xona temperaturasiga tenglashgunga qadar kutiladi. Bunda idishdagi bosim qandaydir P_2 kattalikgacha oshadi va buni manometrdan ko‘rish mumkin.

Tajribaning birinchi qismi oxirida xayolan idishda aynan kengayishdan keyin idishning barcha V qismini egallaydigan gazning V_1hajmini ajratamiz (13.10-rasmda bu qism AAvaBBtekisliklar bilan ajratilgan). U holda tajribaning birinchi qismidagi havoning ajratilgan qismidagi holatning o'zgarishi (K_2 kran yopilgunicha) Puasson tenglamasi bilan aniqlanadi:

$$P_1 V_1^{\gamma} = PV^{\gamma} \tag{13.47}$$

Idishda qolgan gazning oxirgi holatini uning dastlabki holati bilan solishtirib (K_2 kran ochilishidan oldin), bu ikkala holat birgina temperaturaga taaluqli ekanligini ko'rish mumkin va bu holatlar Boyl-Mariott qonuni bilan ifodalanadi:

$$P_1 V_1 = P_2 V_2 \tag{13.48}$$

(13.47) va (13.48) dan o'lchashning iloji bo'lmagan V_1niqisqartiramiz. Buning uchun (13.48) tenglamani γ darajaga ko'tarib, so'ngra (13.47) ga bo'lish kerak.

Natijada:$\left(\frac{P_1}{P_2}\right)^{\gamma} = \frac{P_1}{P_2}$ ga ega bo'lamiz, logarifmlab:

$$\gamma = \frac{\log \frac{P_1}{P}}{\log \frac{P_1}{P_2}} \tag{13.49}$$

ni hosil qilamiz. Bu tajribada γ ni aniqlash P_1, P_2va P larni o'lchashga olb keladi.

γ ni aniqlashning boshqa usuli asosida qattiq muhitlarda ultratovushning tarqalishini tekshirish yotadi. Ultratovush deb, chastotasi $2 \cdot 10^4$Gers dan oshadigan mexanik tebranishlar yuzaga keltirgan to'lqinlarga aytiladi.

Muhitda ultratovush tarqalayotganida muhitdagi o'zgarishlarni ifodalash uchun nuqtaviy usuldan foydalaniladi: muhit elementar hajmlarga bo'linib chiqiladi va bu hajmlarda bosim va temperaturaga ega bo'lgan yetarlicha miqdorda molekulalar mavjud. Muhitning ultratovush o'tadigan har bir elementar hajmida zichlik, bosim va temperatura davriy ravishda o'zgarib turadi. Parametrlarning tez o'zgarishi tufayli ultratovushning tarqalishini adiabatik deb hisoblash mumkin. Bundan tashqari, o'lchamlarning kichikligidan elementar hajmlar ichidagi temperatura va bosimlar farqi haqida gapirib bo‘lmaydi. Shuning uchun, tez o‘zgarishlarda muhitning ixtiyoriy hajmi muvozanatli o‘zgarish singari o‘zgarishni boshdan o‘tkazadi (kvazimuvozanatli jarayon). Tovush kvazimuvozanatli tarqalishida gaz va suyuqliklarda uning tezligi v_0:

$$v_0 = \sqrt{\gamma \frac{1}{\rho_0 \alpha_t}} \qquad (13.50)$$

Formula bilan aniqlanadi va bu yerda ρ_0 – g‘alayonlanmagan muhit zichligi, $\alpha_t = -\frac{1}{V}\left(\frac{\partial V}{\partial P}\right)_t$ – siqilishning izotermik koeffitsiyenti. (13.50) dahv_0, P_0 va α_t larni bilgan holda γ ni aniqlash mumkin.

Ideal gazlar uchun $\alpha_t = 1/P$ bolib, bu (13.50) ni quyidagi ko‘rinishda yozishga imkon beradi: $a_0 = \sqrt{\gamma \frac{RT}{\mu}}$

Holat tenglamasidan zichlik $\rho = \frac{\mu P}{RT}$ ni topib:

$$a_0 = \sqrt{\gamma \frac{RT}{\mu}} \qquad (13.51)$$

ko‘rinishga kelamiz.

Bu formula ultratovush tarqalishidagi ultratovushning tezligi, molyar massasi, va temperatura bo‘yicha gazlar uchun γ kattalikni aniqlashga imkon beradi.

Quyidagi jadvalda *20°C* temperaturada ayrim gazlar uchun ultraakustik usul bilan aniqlangan γ ning qiymatlari berilgan:

	γ	Gazlar	γ
He	1,630	O_2	1,410
Ar	1,667	H_2	1,408
Ne	1,642	CH_4	1,32
Xe	1,666	H_2O	1,33

Tajriba natijalariga binoan bir atomli gazlar uchun γ ning qiymati 1.6 ga, ikki atomli gazlar uchun – 1.4 ga va ayrim ko‘patomli gazlar uchun –1.3 ga yaqin. Bu farqning sababini molekulyar-kinetik nazariya tushuntiradi.

13.14.-§. Gaz aralashmalari issiqlik sig'imi

Gaz aralashmalari issiqlik sig'imi uning komponentalari issiqlik sig'imlari yig'indisi bilan aniqlanadi. Agar aralashma komponentalari soni Z, ular massalari $m_1, m_2, \ldots, m_z$, komponentalar solishtirma issiqlik sig'mlari mos holda $C_1, C_2, \ldots, C_z$ bo'lsa, u holda tizim issiqlik sig'imi:

$$m_1 C_1 + m_2 C_2 + \cdots + m_z C_z = \sum_{i=1}^{z} m_i C_i \tag{13.52}$$

yig'indi bilan aniqlanadi.

$$\sum_{i=1}^{z} m_i C_i = \overline{C} \sum_{i=1}^{z} m_i \tag{13.53}$$

bo'yicha gaz aralashmasi effektiv solishtirma issiqlik sig'imi $\overline{C}$:

$$\overline{C} = \frac{\sum_{i=1}^{z} m_i C_i}{\sum_{i=1}^{z} m_i} \tag{13.54}$$

ga teng. (13.53) va (13.54) dan ko'rinib turibdiki, solishtirma effektiv issiqlik sig'imini, issiqlik xossalari bo'yicha gaz aralashmalari xossalariga ekvivalent bo'lgan ayrim bir jinsli gazlar solishtirma issiqlik sig'imi kabi qarash mumkin.

Aynan shunday holda effektiv molyar issiqlik sig'imi tushunchasini kiritish mumkin. Agar komponentalar massasi $m_1, m_2, \ldots, m_z$, ularning molyar massalari $\mu_1, \mu_2, \ldots, \mu_z$ va ular molyar issiqlik sig'imlari qiymatlari $C_1, C_2, \ldots, C_z$ bo'lsa, u holda tizimning issiqlik sig'imi:

$$\frac{m_1}{\mu_1} C_1 + \frac{m_2}{\mu_2} C_2 + \ldots\ldots + \frac{m_z}{\mu_z} C_z = \sum_{i=1}^{z} \frac{m_i}{\mu_i} C_i \tag{13.55}$$

yig'indi bilan aniqlanadi.

$$\sum_i \frac{m_i}{\mu_i} C_i = \overline{C} \sum_i \frac{m_i}{\mu_i} \tag{13.56}$$

ga muvofiq molyar issiqlik sig'imi $\overline{C}$:

$$\overline{C} = \frac{\sum_i \frac{m_i}{\mu_i} C_i}{\sum_i \frac{m_i}{\mu_i}} \tag{13.57}$$

ga teng bo'ladi.

Shunday qilib, effektiv molyar issiqlik sig'imi, issiqlik xossalari bo'yicha gaz aralashmalari xossalariga ekvivalent bo'lgan ayrim bir jinsli gazlar molyar issiqlik sig'imidir.

Effektiv molyar massa tyshunchasi qo'llanilganda (13.55) munosabatni quyidagicha yozish mumkin:

$$\sum_i \frac{m_i}{\mu_i} C_i = \overline{C} \frac{\sum_i m_i}{\overline{\mu}} \tag{13.58}$$

Suyuq aralashmalar uchun gazlar singari effektiv molyar massani kiritish mumkin, biroq ular uchun aralashma komponentalari issiqlik sig'imlari additivligidan kelib chiqib, effektiv issiqlik sig'imini aniqlash mumkin emas. Bunday aralashmalarda kuchli molekulalararo o'zaro ta'sir tufayli bir komponenta molekulalari harakatini boshqa komponenta molekulalari harakatiga bog'liq emas deb bo'lmaydi.

13.15.-§. Entalpiya tizim holat funksiyasidir

Avval ichki energiya tizim holat tenglamasi ekanligi ko'rib chiqilgan edi. Yana bir gaz va suyuqliklar oqimi termodinamikasida holat funksiyasini kiritamiz. Bu funksiya entalpiya deb atalib, H bilan belgilanadi va

$$H=U+PV \tag{13.59}$$

munosabat bilan aniqlanadi.

Gohida entalpiyani issiqlik funksiyasi yoki issiqlik miqdori ham deyiladi. Biroq bu terminlardan hozirda foydalanilmaydi. $dH=dU+PdV+VdP$ ligidan, termodinamikaning birinchi qonunini hisobga olgan holda entalpiya differensialini quyudagicha yozish mumkin:

$$dH = dQ + VdP \tag{13.60}$$

Shunday qilib, doimiy bosimda ($dP=0$) dH orttirma sistemaga berilgan issiqlik miqdoriga teng, shundan "issiqlik funksiyasi" nomi kelib chiqadi. (13.60) dan:

$$\left(\frac{\partial H}{\partial T}\right)_P = \left(\frac{\partial Q}{\partial T}\right)_P = C_P \tag{13.61}$$

kelib chiqadi.

Bu tenglik $C_V = (\partial U/\partial T)_V$ ga analogikdir, yani: $\left(\frac{\partial U}{\partial T}\right)_V = C_V$.

Ideal gazlar uchun ichki energiya temperatura funksiyasidir:

$$U=C_VT, \tag{13.62}$$

va ular uchun $PV=RT$ bo'lib, (13.59) ni $H=C_VT+RT$ ko'rinishda yozish imkonini beradi. $C_P=C_V+R$ ekanligini hisobga olgan holda ideal gaz entalpiyasi uchun munosabatni oxirgi ko'rinishda yozamiz:

$$H=C_PT. \tag{13.63}$$

Ideal gaz entalpiyasi ichki energiya kabi faqat temperatura funksiyasidir. (13.63) dan ideal gaz uchun doimiy bosimdagi issiqlik sig'imi temperatura bo'yicha entalpiyadan olingan to'liq hosila bilan aniqlanadi:

$$C_P=dH/dT \tag{13.64}$$

Xuddi shunday tarzda doimiy hajmda gazlar issiqlik sig'imi ichki energiyadan olingan hosila kabi aniqlanadi:

$$C_V=dU/dT$$

tenglama bir mol gaz uchun o'rinli bo'lgan $PV=RT$ munosabatni qo'llab hosil qilingan. Ixtiyoriy massadagi gaz uchun entalpiya ayni shunday tarzda aniqlanadi.

13.16.-§. Molekulyar-kinetik nazariyaning dastlabki holatlari

Fizik hodisalar o'rganilayotganda ular orasidagi o'zaro ta'sirnigina emas, balki bu bog'liqlikni yuzaga keltiruvchi sabablarni o'rganish muhimdir. Shu maqsadda fanga ilmiy tasavvur yoki gipoteza kiritiladi. Gipotezalar ko'p sonli yangi tajribalar bilan tekshiriladi. Agar tajribalar gipotezalarni tasdiqlasa, ular ilmiy nazariya bo'lib qoladi.

Moddalarning atom tuzilishi haqidagi tasavvurlar qadimdan yuzaga kelgan. Ikki ming yillar oldin qadimgi grek (yunon) faylasuflari dunyodagi hamma narsalar atomlardan tuzilgan deganlar. Bu fikr asrlar davomida ko'pgina tadqiqotchilar tomonidan har xil shakllarda tasdiqlangan va rivojlangan.

Atom tuzilishi haqidagi tasavvurlar ulug' rus olimi M.V.Lomonosov (1711–1765) tomonidan ta'riflangan.

XIX asrning oxiri va XX asrning boshlarida D.Dalton (1766–1844), A.Avogadro (1776–1856), P.Klauzius (1822–1888), J.Maksvell (1831–1879), L.Bolsman (1844–1906) kabi olimlarning ishlari natijasida molekulyar kinetik nazariya yaratildi.

Molekulyar kinetik nazariya – issiqlik hodisalarni, jismlarning va turli agregat holatdagi moddalarning fizik xossalarini, ularning molekulyar tuzilishiga, o'zaro ta'siriga va zarralarning harakatiga asosan, tushuntirib beruvshi ilmiy nazariyadir.

Asosiy holatlar

1. Fizik jismlar diskret tuzilishga ega. Ular zarralardan (molekula, atom, ionlardan) tuzilgan.

Zarralarning real mavjudligi ko'p sonli tajribalarda aniqlangan omillar: moddalarning erishi, suyuqlik va qattiq jismlarning bug'lanishi, modda hidining tarqalishi bilan tasdiqlanadi. Bularning hammasi fizik jism va moddalarning diskret tuzilishga ega ekanligidan dalolat beradi. Zamonaviy usullar yordamida olimlar ko'pgina moddalarning molekulalarini suratga olishga muvaffaq bo'ldilar.

Makroskopik jismda molekulalar (atomlar) soni qanchalik ko'p bo'lsa, bu jismda shunchalik ko'p modda jamlangan bo'ladi. Modda miqdorini o'lchash uchun *mol* birligi kiritilgan.

Mol grammlar hisobida olingan, massasi nisbiy molekulyar massaga teng bo'lgan modda miqdoridir.

Har qanday moddaning bir molidagi molekulalar soni bir xildir.

Bir mol moddalar soniga Avogadro soni deyiladi va N_A bilan belgilanadi: $N_A=6,02 \times 10^{23}$ *molekula/mol* ga teng. Normal sharoitda har qanday gazning bir moli $22,4 \times 10^{-3} m^3$ yoki $22,4$ litrga teng hajmni egallagan. Demak, Avogadro qonuni bo'yicha birday bosim, birday haroratda teng hajmda olingan turli gaz molekulalarining soni bir xildir.

Normal sharoitda birlik hajmdagi gaz molekulalarining soniga Loshmidt soni deyiladi va n_L bilan belgilanadi:

$n_L=(6,02 \times 10^{23}$ *molekula/mol*$)$ $/(22,4 \times 10^{-3}$ $m^3/$ *mol*$)$ $=2,7 \times 10^{25}$ *molekula/* m^3.

Bir mol moddaning massasi molyar massa deyiladi va M bilan belgilanadi. U molekula massasining Avogadro soniga ko'paytmasiga teng:

$$M=m_m \cdot N_A$$

U holda molekula massasi $m_m=M/ N_A$ bo'ladi. Bu formuladan, masalan vodorod molekulasi massasi $m_{H2}=3,34 \times 10^{-27}$ *kg,* suv molekulasi massasi

$m_{H2O}=30 \times 10^{-27}$ *kg* ekanligi kelib chiqadi.

Jismning ixtiyoriy miqdordagi modda massasi:

$$m_m = NM/ N_A = nM$$

bu erda: *N*- berilgan moddadagi molekulalar soni, n- mollar soni.

Atom va molekulalar murakkab tuzilishga egadir. Har qaysi molekula intensivligi masofa oshishi bilan kamayadigan elektromagnit maydon bilan o'ralgan. Qandaydir $r=10^{-10}m$ masofada maydon juda kichik bo'lib qoladi. Bu masofa molekula radiusi deb atalib, molekula shar shaklida deb tavsiflanadi.

Modda zichligini bilgan holda bitta molekula yoki bitta atomning hajmini topish mumkin. Masalan: bir mol suv $18 \cdot 10^{-6}m^3$ hajmga ega ekanligidan suvning bitta molekulasi

$(18 \cdot 10^{-6}m^3/mol)$ / $(6,02 \cdot 10^{23}$ $molekula/mol)=30 \cdot 10^{-30}m^3$ ga tengdir.

Bir mol moddaning hajmi *molyar hajm* (V_m) deyiladi.

Jism hajmi: $V= V_m\, n$

bu yerda $n=m/M$ ga tengdir.

Har qanday fizik jism ko'p sonli zarralardan iboratdir. Masalan, bir tomchi suvda $3 \cdot 10^{21}$ ta molekula, normal sharoitda 1 sm^3 gazda $3 \cdot 10^{19}$ ta molekula bor.

2. Zarralar tartibsiz (xaotik) va to'xtovsiz (uzluksiz) harakatdadirlar

Qattiq jism, suyuqlik va gazlar qizdirilganda hajmini o'zgartiradi. Bu hodisa zarralar orasidagi zarralararo masofa mavjudligidan dalolat beradi. Shu narsa aniqlandiki, normal sharoitda havo molekulalari orasidagi masofa $10^{-7}m$ dan $10^{-8}m$ gacha va qattiq jismlarda $10^{-10}m$ ekan. Jismlar to'qnashganda ularning birining zarralari ikkinchisining zarralari orasiga kiradi. Bu hodisa *diffuziya* deb ataladi. Diffuziya qattiq jismlarda ham, suyuqliklarda ham, gazlarda ham kuzatiladi. Diffuziya hodisasi zarralarning tartibsiz harakatiga bog'liq. Moddalarning tuzilishini o'rganishda broun harakatini o'rganish katta ahamiyatga egadir.

Broun harakati – suyuqlik va gazlarda kichik $(10^{-6}m)$ o'lchamdagi qattiq jismning shu suyuqlik yoki gaz molekulalarining urilishidan yuzaga keladigan tartibsiz harakatidir. Molekulalarning tartibsiz harakati ta'sirida broun zarrasiga bir tomondan beriladigan impuls boshqa tomondan beriladigan impulsdan katta bo'lishi mumkin. Zarra olgan natijaviy impuls nolga teng bo'lmasligi mumkin. Shuning uchun zarra harakat yo'nalishiga ega bo'ladi. Broun harakati hech qachon to'xtamaydi, u molekulalarning tartibsiz harakati natijasidir.

Diffuziya hodisasi, broun harakati jism va modda zarralari to'xtovsiz va tartibsiz harakatda ekanligini isbotlaydi.

3. Zarralar orasida tortishish va itarishish kuchlari bilan tavsiflanuvchi o'zaro ta'sir sodir bo'lib turadi.

Qattiq jismlarning cho'zilishga qarshiligi, suyuqliklarning sirt taranglik kuchlarining mavjudligi, qattiq jismlarning suyuqlik bilan ho'llanishi kabi hodisalar turli agregat holatdagi moddalarning molekulalari orasida o'zaro ta'sir kuchlari mavjudligidan dalolat beradi.

Zarralar orasida tortishish kuchlari bilan bir vaqtda itarishish kuchlari mavjuddir. Bunga qattiq jism, suyuqlik va gazlarning siqilishga qarshiligi isbot bo'la oladi. Agar bu kuchlar bir vaqtda ta'sirlashmasalar, jismni tashkil etayotgan zarralar yoki uchib ketar edilar, yoki biri ikkinchisiga qo'shilib ketar edi.

1. Molekula, atom va ionlarning real mavjudligi ko'p sonli tajribalar natijasida aniqlangan dalillar orqali tasdiqlanadi.
2. Moddalarning erishi, suyuqlik va qattiq jismlarning bug'lanishi fizik jismlarning diskretligi haqida guvohlik beradi.
3. Diffuziya hodisasi, broun harakati zarralar to'xtovsiz va tartibsiz harakatda ekanligini bildiradi.

13.17.-§. Molekulalararo o'zaro ta'sir kuchi

Modda va jism molekulalari orasida, ularning qanday agregat holatda bo'lishlaridan qat'iy nazar tortishish va itarishish kuchlari kombinatsiyasidan iborat bo'lgan o'zaro ta'sir kuchlari mavjuddir.

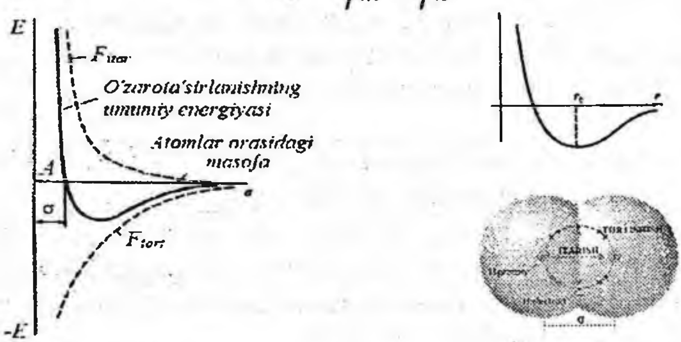
Zarralar tortishishisiz jism butun bo'lmaydi, itarishisiz esa ular diskret strukturaga ega bo'lmaydilar.

Nazariy va eksperimental tekshirishlar natijalari shuni ko'rsatdiki, molekulalararo o'zaro ta'sir kuchi zarralar orasidagi masofaga teskari proporsional.

Tortishish kuchlari $F_{tort} = -\frac{b}{r^n}$, itarishish kuchlari $F = \frac{a}{r^m}$, bu erda r–zarralar orasidagi masofa, a, b, m, n – berilgan modda uchun doimiylar, $m>n$. Bunda n ko‘pgina hollarda *6,7,8* qiymatlarga, m esa *9* dan *15* gacha qiymatlarga teng bo‘ladi. Shunday qilib, zarra molekulalari orasidagi o‘zaro ta’sir kuchi molekulalar orasidagi masofa o‘sishi bilan kamayar ekan, ayniqsa, itarishish kuchlari tez kamayadi.

Tortishish va itarishish kuchlarining mavjudligi moddaga teng ta’sir etuvchi molekulalararo o‘zaro ta’sir kuchi (F_R) mavjudligini bildiradi. Agar itarishish kuchlarini musbat deb, tortishish kuchlarini manfiy deb olsak, teng ta’sir etuvchi molekulalararo o‘zaro ta’sir kuchi $F_R=F_{itar}-F_{tort}$ ga teng bo‘ladi:

$$F_R = \frac{a}{r^m} - \frac{b}{r^n}.$$



13.11-rasm

13.11,a- rasmda tortishish va itarishish kuchlarining zarralar orasidagi masofaga bog‘liqligi keltirilgan. Ko‘rinib turibdiki, $m \neq n$ ligidan F_R simmetrik emas. $r=r_e$ masofada molekulalar orasidagi teng ta’sir etuvchi kuch 0 ga teng. $F_{itar}=F_{tort}$ ga teng bo‘lgan r_e masofa *muvozanat masofasi* deyiladi.

Molekulalar orasidagi muvozanatli bu masofa $3 \cdot 10^{-10}$ m ga teng. Agar $r<r_e$ bo‘lsa, itarishish kuchlari ustun keladi ($F_R>0$), agar $r>r_e$ bo‘lsa, tortishish kuchlari ustun bo‘ladi ($F_R<0$). $r = 1,5 \cdot 10^{-9} m$ bo‘lganda molekulalararo o‘zaro ta’sir yo‘qoladi ($F_R \rightarrow 0$). Bu masofa *molekulalararo ta’sir sferasi radiusi* deyiladi. Shunday ekan, molekulalararo o‘zaro ta’sir molekulaning o‘zini o‘lchamiga teng bo‘lgan masofada yuzaga kelar ekan.

	1. Molekulalarning o‘zaro ta’siri tortishish va itarishishdan iborat.
	2. Molekulalar orasidagi masofaning kamayishi itarishish kuchlarining oshishiga olib keladi.
	3. O‘zaro ta’sirlashuvchi molekulalarning joylashuvi, tortishish va itarishish kuchlarining tengligiga mos keladi.
	4. Itarishish va tortishish kuchlari bir vaqtda ta’sir etadi, masofaning ortishi bilan juda tez kamayadi va 10^{-9} m masofada deyarli yoqoladi.

13.18.-§. Zarralar o‘zaro ta’sir potensial energiyasi

Markazlari orasidagi masofaga bog‘liq bo‘lgan ikki molekula tizimi energiyasi *o‘zaro ta’sir potensial energiyasi* deyiladi. Molekulalar bir-biridan cheksiz uzoqlashganda ular orasidagi o‘zaro ta’sir yoqoladi. Shuning uchun molekulalar potensial energiyasi cheksizlikda *0* ga teng. Potensial energiya molekulalar orasidagi masofa r dan ∞ gacha o‘zgarishida F kuch bajargan ish bilan o‘lchanadi.

13.11-rasmda ikki molekulaning potensial energiyasining bog‘liqligi keltirilgan. Molekulalarning biri *0* nuqtada joylashgan bo‘lib, harakatsizdir. Ikkinchisi *0r* o‘qi bo‘ylab harakatlanadi.

Agar molekula $r>r_e$ masofada bo‘lsa, ular tortishish kuchlari ishi evaziga yaqinlashadilar. Molekulalarning potensial energiyasi kamayib, $r=r_e$ da minimal qiymatga (E_m) ega bo‘ladi. Bu nuqtada molekulalar orasidagi teng ta’sir etuvchi kuch 0 ga teng. Bu tizim muvozanat holatida ekanligini bildiradi va ikkala molekula tizimi potensial energiyasi minimumga teng. Eng kichik potensial energiya molekulalarning bog‘lanish energiyasi (ε) deyiladi: $E_m = \varepsilon$.

Bog‘lanish energiyasi (ε) tashqi kuchlar ta’sirida molekulalar orasidagi bog‘lanishni buzish kerak bo‘lgan ishga teng. Molekulalar orasidagi o‘zaro ta’sir qanchalik kichik bo‘lsa, bog‘lanish energiyasi shunchalik katta bo‘ladi. Shuning uchun bog‘lanish energiyasi qattiq jismlarda juda katta, suyuqliklarda unchalik sezilarli emas, gazlarda esa kichik bo‘ladi.

Molekulalarning eng katta yaqinlashishi $r=\sigma$ masofada sodir bo'lib, bu masofa molekulalar to'qnashishining effektiv diametri deyiladi. Bu masofa molekulalarning haqiqiy o'lchamini aniqlamasa-da, boshqa molekula kira olmaydigan $(\sigma/2)$ sohaning chiziqiy o'lchamini aniqlaydi.

	$F(r)$ va $E_p(r)$ egri chiziqlari simmetrik emas.
	$r=r_e$ da molekulalararo o'zaro ta'sir kuchi nolga teng, molekulalar o'zaro ta'sir potensial energiyasi minimumga ega.

13.19-§ Molekulyar tizimlarni ifodalashda o'rtacha qiymatlar

Molekulyar-kinetik nazariyaning asosiy masalasi fizik tizimlarning makroskopik xossalari (siqiluvchanligi, bosimi, temperaturasi va h.k.) va tizimni hosil qiluvchi molekulalar issiqlik harakatining xususiyatlari orasida miqdoriy bog'liqlikni o'rnatishdan iborandir.

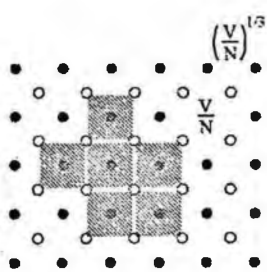
Ayrim olingan jismni mexanik ifodalash, uning harakatining tashqi kuchlar ta'siriga bog'liqligini o'rnatishga olib keladi. Molekulyar fizikada ko'p sonli zarralarning harakati va o'zaro ta'siriga bog'liq hodisalar ko'rib chiqiladi. Shunday normal sharoitda $1\ sm^3$ gazda taxminan $2{,}7\cdot 10^{19}$ ta molekula mavjuddir. Ularning har biri bir sekundda boshqa molekulalar bilan milliard marotaba to'qnashadi. To'qnashishda molekulalar tezligi o'zgaradi (kattaligi va yo'nalishi bo'yicha), molekulalar traektoriyasi murakkab siniq chiziqdan iboratdir. Barcha ayrim olingan molekulalar traektoriyalari va tezliklarini oldindan aytib bo'lmaydi va buning uchun zaruriyat ham yo'q. Gap shundaki, ulkan sonli zarralar o'zaro ta'siri va harakatiga bog'liq bo'lgan tizimning xossasini mexanik ifodalab bo'lmaydi: ko'p sonli zarrali tizimda mexanikaga yot bo'lgan yangi xislat va xossalar yuzaga keladi. Masalan, fazodagi bitta molekulaning harakati to'liq mexanika termini va tushunchasi bilan ifodalanadi. Agar ko'p sonli zarralardan tashkil topgan tizimni olsak, uni ifodalash uchun endi ayrim molekula uchun ma'noga ega bo'lmagan temperatura va holat tenglamasi kabi tushuncha va tasavvurlar talab etiladi.

Molekulyar fizika masalalarini yechish uchun statistik fizika usullaridan foydalanamiz. Statistik fizika ayrim molekulalar xossalarini tavsiflovchi kattaliklarning o‘rtacha qiymatlari bilan ish ko‘radi: molekulalarning o‘rtacha o‘lchami, ular orasidagi o‘rtacha masofa va molekulalarning o‘rtacha tezligi.

Zarralar to‘qnashishining o‘rtacha manzarasini ifodalash uchun murakkab molekulalarni (benzol, geksan molekulalari kabi) diametri d bo‘lgan sferik deb tasavvur etiladi. Molekulalar, ikki atomlidan boshlab, ilgarilanma harakatdan tashqari yana aylanma harakat (molekulalarning ular massalari markazi orqali o‘tuvchi o‘q atrofida aylanishi) ham qiladilar. Aylanishning mavjudligi molekulalarga to‘qnashishda orientirlanishga umkon bermaydi: to‘qnashishda bir molekulaning boshqasiga nisbatan turlicha orientasiyalari yuzaga keladi. Molekulalar diametri – bu ularning to‘qnashishlaridagi eng yaqinlashgan o‘rtacha masofasidir.

Agar tizim hajmi V va undagi zarralar soni N ma’lum bo‘lsa, ular orasidagi o‘rtacha masofani topish oson. V/N nisbat bitta zarrachaga to‘g‘ri keladigan hajmni bildiradi. Bu V/N elementar hajmlar ichida bittadan molekulasi bo‘lgan kubchalar deb hisoblab, zarralar orasidagi o‘rtacha masofani topamiz:

$$\bar{l} = \left(\frac{V}{N}\right)^{\frac{1}{3}} \tag{13.65}$$



13.12-rasm

(13.65) bo‘yicha molekulalararo masofani topishni namoyish etuvchi yassi model 13.12-rasmda tasvirlangan. Bu rasmda katta kvadrat V hajmni, kichik kvadratchalar – elementar V/N hajmlarni bildiradi. Elementar kubchalarning qirralari, agar molekulalar kubchalar markazida joylashgan bo‘lsalar, ular orasidagi masofani

(13.65) aniqlaydi. Shuni aytish kerakki, (13.65) ixtiyoriy ikkita fiksirlangan zarrachalar orasidagi haqiqiy masofani aniqlamaydi. Shunday, agar gazni olib, uni n ta elementar hajmlarga V/N bo'lib chiqsak, ko'p elementar hajmlar bo'sh bo'lishi (ushbu momentda), boshqa hajmlarda ikkita, uchta va undan ko'proq molekulalar bo'lishi mumkin.

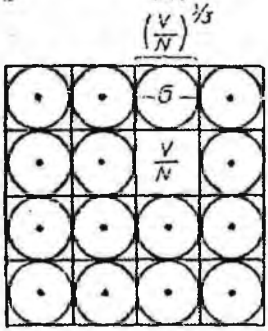
Bunda vaqt o'tishi bilan elementar hajmlarning egallanish manzarasi o'zgaradi. Shuning bilan birga (13.65) kattalik molekulalarning fazoda taqsimlanishining o'rtachalashgan tavsif bo'ladi. Murakkabroq – bo'sh yoki ikkita va undan ortiq molekulalar bilan egallangan elementar hajmni izlash masalasini qo'yish mumkin.

Gaz va suyuqliklar xossalarini taqqoslash shuni ko'rsatdiki, gazlarda molekulalararo o'rtacha masofa suyuqliklardagiga qaraganda ancha katta, aynan shuning uchun gazlar suyuqliklarga qaraganda oson siqiladi. Birinchi yaqinlashishda suyuqliklarda molekulalar bir-biriga shunday zich joylashgan, ular orasida bo'sh oraliqlar e'tiborga olmasa bo'ladigan darajada kichik, deb tasavvur etamiz (haqiqatda ham shunday).

Suyuqlikni N ta V/N hajmli elementar kublarga bo'lganimizda, har bir kubda bittadan molekula joylashgan bo'ladi va bunda uning diametrik taxminan kub qirrasiga (13.65) teng bo'ladi.

Shunday qilib, suyuqlik hajmi bo'yicha molekulalar o'lchami haqida hukm chiqarish mumkin:

$$d = \left(\frac{V}{N}\right)^{\frac{1}{3}} \qquad (13.66)$$



13.13-rasm

13.13-rasm (13.66) munosabatning ma'nosini ochib beradi. Qo'pol o'rtachalashtirishlarga qaramay, bu rasm molekulalarning o'lchamlarini to'g'ri baholashga imkon beradi.

Xona temperaturasida suvning zichligi $1\ g/sm^3$ ga yaqin, mos holda suv massasi bir mol bo'lganda uning molyar hajmi: $V=18\ sm^3/mol$ ga teng. Moddaning bir molida $N_0=6{,}022\cdot10^{23}$ ta molekula borligidan, (13.66) ga binoan suv molekulasining diametri taxminan

$$d=\left(\frac{18}{6\cdot10^{23}}\right)^{\frac{1}{3}}\approx3\cdot10^{-8}\,см$$

ga teng bo'lib, bu qiymat shu kattalikning boshqa usullar bilan aniqlangan qiymatiga teng.

Odatdagi moddalar molekulasi $10^{-8}\ sm$ tartibidagi o'lchamga ega va moddalar gaz holatdan suyuq holatga o'tishida ularning o'lchamlari deyarli o'zgarishsiz qoladi.

Normal sharoitda ($p=101325\ Pa$, $T_0=273{,}15K$) ixtiyoriy gazning moli $V_0=22\,414\ sm^3$ hajmni egallaydi. Bunday sharoitda molekulalar orasidagi masofa (13.65) ga muvofiq:

$$l\approx\left(\frac{22400}{6\cdot10^{23}}\right)^{\frac{1}{3}}\approx3{,}3\cdot10^{-7}\,см$$

ga teng bo'ladi.

Olingan natijalar asosida gazlarda molekulalar orasidagi masofa molekulalar o'lchamidan katta deb xulosa chiqarishga imkon beradi.

Molekula tezliklari kattaligi va yo'nalishi jihatidan tez o'zgarishi mumkin, bunda belgilangan molekulaning tezliklar bo'yicha taqsimoti vaqt o'tishi bilan to'qnashishlar evaziga o'zgaradi. Muvozanatli holatda o'zgarishsiz qoladigan, molekulalar issiqlik harakatining o'rtacha tezligini kiritish mumkin.

Berilgan vaqt momentida barcha molekulalar tezliklari ma'lum bo'lsa, tezlikning o'rtacha arifmetik qiymati yoki oddiy o'rtacha tezligi

$$C_a=(\upsilon_1+\upsilon_2+\upsilon_3.\,.\,.\,.\,.+\upsilon_N)/N, \text{ yoki}$$

$$C_a=\frac{1}{N}\sum_i\upsilon_i \qquad (13.67)$$

bo'ladi, bu yerda υ_i – i-tartib raqamli molekula tezligi.

O‘rtacha tezlikdan tashqari, issiqlik harakatni tavsiflash uchun yana molekulaning o‘rtacha kvadratik tezligi kiritilib, kvadrati:

$$C^2=(\upsilon_1^2+\upsilon_2^2+\upsilon_3^2.\;.\;.\;.\;.+\upsilon_N^2)/N, \text{ yoki}$$

$$C^2=\frac{1}{N}\sum_i \upsilon_i^2 \qquad (13.68)$$

bilan aniqlanadi.

(13.68) munosabatning ma’nosini tushuntitish uchun barcha molekulalarning ilgarilanma harakat energiyasini topamiz. Bu kattalik tizim ayrim molekulalarining kinetik energiyalari yig‘indisiga teng:

$$W_k=\frac{m}{2}\left(\upsilon_1^2+\upsilon_2^2+\cdots\cdots+\upsilon_N^2\right)$$

bu yerda m–bitta molekula massasi,yoki

$$W_k=\frac{m}{2}\sum_i \upsilon_i^2 \qquad (13.69)$$

(13.68) ni qo‘llab, (13.69) ni qayta yozamiz:

$$W_k=N\frac{mc^2}{2} \qquad (13.70)$$

Shunday qilib, barcha molekulalar ilgarilanma harakati yig‘indi energiyasi ular issiqlik harakati o‘rtacha kvadratik tezligi orqali ifodalanadi. (13.70) dan:

$$\frac{mc^2}{2}=\frac{W_k}{N} \qquad (13.71)$$

ekanligi kelib chiqadi, yani molekulalarning ilgarilanma harakat o‘rtacha kinetik energiyasi W_k/N molekulalarning o‘rtacha kvadratik tezligi orqali aniqlanadi.

Zarralar ansamblining issiqlik harakatini o‘rtacha ifodalash uchun har bir molekula tezligining uchta o‘zaro perpendikulyar o‘q X, Y, Z lar bo‘yicha uchta tashkil etuvchisi ko‘rib chiqiladi. Unda i-nchi tartib raqamli molekula uchun:

$$\upsilon^2=\upsilon^2_{ix}+\upsilon^2_{iy}+\upsilon^2_{iz} \qquad (13.72)$$

deb yozish mumkin, bu yerda υ_x, υ_y, υ_z – tanlangan molekulaning tashkil etuvchi tezliklari. (13.72) ni qo‘llab, (13.68) ni qayta yozamiz:

$$C^2=\frac{\left(\upsilon^2{}_{1x}+\upsilon^2{}_{1y}+\upsilon^2{}_{1z}\right)+\left(\upsilon^2{}_{2x}+\upsilon^2{}_{2y}+\upsilon^2{}_{2z}\right)+\cdots\cdots+\left(\upsilon^2{}_{Nx}+\upsilon^2{}_{Ny}+\upsilon^2{}_{Nz}\right)}{N}$$

Bu munosabat quyidagi ko'rinishdagi yig'indini namoyish etadi:

$$C^2=\frac{1}{N}\sum_i\upsilon^2{}_{ix}+\frac{1}{N}\sum_i\upsilon^2{}_{iy}+\frac{1}{N}\sum_i\upsilon^2{}_{iz} \qquad (13.73)$$

Quyidagicha belgilashlar kiritamiz:

$$C_x^2=\frac{1}{N}\sum_i v_{ix}^2$$

$$C_y^2=\frac{1}{N}\sum_i v_{iy}^2 \qquad (13.74)$$

$$C_z^2=\frac{1}{N}\sum_i v_{iz}^2$$

c_x, c_y, c_z kattaliklar molekulalarning *X, Y, Z* o'qlar bo'yicha harakatining o'rtacha kvadratik tezligi. Shunday qilib,

$$C^2=C^2{}_x+C^2{}_y+C^2{}_z \qquad (13.75)$$

(13.75) ning o'ng tomonidagi kattaliklar qandaydir tezlik komponentalari emas, ular molekulalarni *X, Y, Z* o'qlar bo'yicha o'rtachalashgan harakatini tavsiflaydi.

Issiqlik harakati uchun hech bir yo'nalish alohida afzallikka ega emas, shuning uchun ixtiyoriy o'q bo'yicha molekulalar harakatining o'rtacha kvadratik tezligi bir xil bo'ladi. Mos holda (13.75) ni quyidagi shaklda yozish mumkin:

$$C^2=3C^2{}_x=3C^2{}_y=3C^2{}_z. \qquad (13.76)$$

Olingan natijalar murakkab issiqlik harakatini tartibli tasavvur etish mumkinligini isbotlash imkonini beradi va bu molekulyar fizikaning ko'pgina aniq masalalarini ko'rib chiqishni osonlashtiradi. (13.76) va (13.70) dan:

$$N\frac{mC_x^2}{2}=\frac{N}{3}\frac{mC^2}{2} \qquad (13.77)$$

hosil qilinadi.

(13.77) ning chap qismi to'g'ri burchakli koordinatalar tizimi o'qlaridan biriga nisbatan issiqlik harakatni tavsiflaydi. Bu munosabatga binoan, muvozanat holatida molekulalarning murakkab issiqlik harakatini tartibli deb qarash mumkin, bunda molekulalar o'rtacha kvadratik tezlikga teng bo'lgan tezlikga ega deyiladi va ular hammasi uchta o'zaro perpendikulyar yo'nalish bo'yicha shunday harakatlanadiki, bunda o'qlarning biri bo'yicha (ikkala yo'nalishda) barcha zarralarning uchdan bir qismi harakat qiladi.

Tadqiqotlar diffuziya, broun harakati va molekulalar harakatining o'rtacha tezligi temperaturaga bog'liq ekanligini ko'rsatadi. Bu bog'liqliklarni faqat statistik fizikaning murakkab usullarini qo'llab o'rganish mumkin.

13.20.-§. Ehtimolliklar nazariyasining asosiy tushunchalari

Kelgusida biz asosan statistik xususiyatga ega bo'lgan qonuniyatlar va kattaliklar bilan ish ko'ramiz. Statistik qonuniyatlar tasodifiy voqealar va hodisalar to'plamiga tegishli qonuniyatlar bo'lganligi uchun, bu qonuniyatlarni sof matematik jihatdan ehtimolliklar nazariyasi o'rganadi. Shu sabali biz quyida kelgusi bayonimiz uchun zarur bo'lgan darajada ehtimolliklar nazariyasidan elementar ma'lumotlar berib o'tamiz.

Ehtimolliklar nazariyasida amalga oshishi haqida oldindan aniq bir fikr aytib bo'lmaydigan hodisalarga *tasodifiy hodisalar* deb ataladi. Biror bir hodisaning ro'y berishiga sabab bo'ladigan tajriba yoki shart – sharoitlar to'plamiga ehtimolliklar nazariyasida *sinash* deb ataladi.

Tasodifiy hodisaning *ehtimolligi* uning ro'y berish imkoniyatining miqdoriy o'lchovidir. Tasodifiy hodisaning ehtimolligi shu hodisani amalga oshirish bilan bog'liq bo'lgan sinashlar yordamida topilishi mumkin.

Avval ehtimollikni teng imkoniyatli hodisalar uchun kiritaylik. Xo'sh, qanday voqealar teng imkoniyatli voqealar bo'la oladi. Agar sinashlarda tasodifiy hodisalardan birining boshqalaridan ko'proq ro'y berishiga hech qanday asos bo'lmasa, bu hodisalar teng imkoniyatli yoki teng ehtimolli voqealar deb ataladi. Masalan, tanga tashlashda gerbli yoki raqamli tomonning tushishi teng ehtimolli hodisadir.

Teng imkoniyatli biror hodisaning ehtimolligi, shu voqea uchun qulay bo'lgan teng imkoniyatli voqealar sonining sinashlarda uchrashi mumkin bo'lgan barcha teng imkoniyatli hollar soniga nisbatiga teng. Masalan, yuqoridagi tanga tashlash misolidagi tanganing gerbli yoki raqamli tomonining tushish ehtimolligi *1/2* ga teng. Chunki, teng imkonli hollar soni *2* ta, har bir voqea amalga oshishi mumkin bo'lgan hollar soni esa bittadan.

Umumiy holda ehtimollik quyidagicha ta'riflanadi: Biror hodisaning ro'y berish ehtimolligi sinashlarda shu voqea amalga oshadigan hollar soni N_1 ning sinashlar soni N ga nisbatining sinashlar soni cheksizlikka intilgandagi limitiga teng bo'ladi:

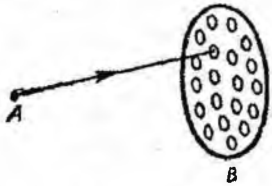
$$P = \lim_{N\to\infty} \frac{N_1}{N} \tag{13.78}$$

Yana tanga tashlash bilan bog'liq misolga qaytadigan bo'lsak, tangani juda ko'p marta tashlab, uning deyarli yarmiga teng bo'lgan hollarda gerbli tomoni bilan tushishiga, ya'ni $P=1/2$ bo'lishiga ishonch hosil qilish mumkin.

Yana misol uchun gorizontal tekislikda tomonlari *1, 2, 3, 4, 5* va *6* sonlari bilan belgilangan kubni tashlash misolini ko'rib chiqamiz. Bu yerda hodisa deganda u yoki bu raqamlangan tomonning tushishi tushuniladi. Tashlash boshlanishidan toki biror raqamli tomonning tushishigacha hodisaning borishi deyarli ma'lum: u tashlashda tomonlarning holatiga, boshlang'ich impulsning yo'nalishiga va boshqalarga bog'liq. Bu kattaliklar turlicha bo'lishi va uni nazorat qilib bo'lmasligidan oldindan tashlash natijasini (u yoki bu nomerli tomonining tushishi) aytib bo'lmaydi. Shu bilan birga ko'p sonli tashlashlar bajarilsa, u holda tahminan barcha tashlashlarning 1/6 qismida olti tomonining bittasi tushadi. Tashlashlar soni N qanchalik ko'p bo'lsa, ixtiyoriy fiksirlangan tomonining tushish soni $N_1=N/6$ ga yaqin bo'ladi.

U yoki bu tasodifiy hodisalarning yuzaga kelish chastotasi ular ehtimolligi bilan tavsiflanadi. Demak: kutilayotgan hodisa ehtimolligi shu hodisaning yuzaga kelish sonining barcha umumiy hodisalar soniga nisbati (umumiy hodisalar soni cheksizlikka intilganda) bilan aniqlanadi $P = \lim_{N\to\infty} \frac{N_1}{N}$.

Keltirilgan misolda olti tomondan ixtiyoriy bir tomonining tushish ehtimolligi $^1/_6$. ga teng.



13.14-rasm

Boshqa bir misol keltiraylik: *A* nuqtadan turib teshiklari bor bo'lgan *B* diskka o'q otilsin (13.14-rasm). Bunda otilgan o'qlarning har biri diskka tegadi, lekin boshlang'ich shartlarning turlichaligidan har bir ayrim tajribadagi otilgan o'q teshikka tegish yoki tegmasligini avvaldan aytib bo'lmaydi.

Teshikka tegish yoki tegmasligi (13.78) ga muvofiq deyarli to'liq aniqlanadi (ko'rilayotgan misolda N_l-teshikka tegishlar soni) va barcha teshiklar yuzining disk yuziga nisbatiga teng: $P=S_{tesh}/S$.

Ikkala keltirilgan misollarda ko'rilgan hodisa ehtimolligini tajribalarning sonini ko'p marotaba o'tkazmay turib ham aniqlash mumkin. Haqiqatda kubni tashlash misolida shuni ta'kidlash mumkinki, biror bir raqamli tomonining tushishi uchun hech qanday ustunlik yaratilmagan va shuning uchun har bir tomonining tushish ehtimolligi $^1/_6$ ga teng. Ikkinchi hodisada, o'qning diskning u yoki bu qismiga tushishi uchun hech qanday ustunlik bo'lmaganligidan, diskning barcha qismlari bir xil imkoniyatga ega, shuning uchun o'qning teshikga tegish ehtimolligi yuqorida keltirilgan yuzalar nisbati bilan aniqlanadi.

Yana bir misol keltiramiz (gaz holatdagi moddalar uchun juda muhim bo'lgan). Yetarlicha katta V hajmdagi idishda bittagina molekula harakatlansin va uni V hajmning qismi bo'lgan v hajmda bo'lish ehtimolligini topish kerak bo'lsin. Agar barcha V hajmni teng $y=V/v$ bo'laklarga bo'lsak, yetarlicha katta vaqtdan keyin (bu vaqt molekulaning idish devorlaridan bir necha marotaba qaytishi uchun yetarli bo'lishi kerak) molekula bir xil ehtimollikda ixtiyoriy qismda bo'lishi mumkin, chunki uning V hajmning qandaydir qismida bo'lishi uchun hech qanday ustunlik mavjud emas. Aytilganlar asosida shuni ta'kidlash mumkinki, molekulaning ajratilgan hajmda bo'lish ehtimolligi $P= \upsilon /V$ bo'ladi.

Ehtimolliklarni aniqlash (13.78) dan ma'lumki, $0 \le N_i \le N$ ligidan, $0 \le P \le 1$ bo'ladi. Shunday qilib, ehtimollik o'lchovsiz kattalik bo'lib, u manfiy ham bo'lmaydi va birdan ham katta bo'lmaydi. Agar $P=1$ bo'lsa, ixtiyoriy hodisa kutilgan natijani beradi (ishonarli hodisa). Agar $P=0$ bo'lsa, kutilgan hodisa yuzaga kelmaydi.

Agar bizni qiziqtirayotgan hodisa ehtimolligi P bo'lsa, u holda N ta hodisa yuz berganda, kutilayotgan hodisalar soni NP ga teng bo'ladi. Bunda kutilayotgan belgilangan hodisalar soni N ning qiymati qancha ko'p bo'lsa, shunchalik NP ga yaqin bo'ladi. Shunday, kub tashlangan holda ham N marotaba tashlashda NP oltita tomondan bittasining tushishining kutilgan sonidir. O'q otish misolida N marotaba o'q otishda NP disk B ning teshigiga kutilayotgan tushish sonini beradi. Oxirgi misolda N molekulaning idish hajmining turli qismlarida bo'lish sonini bildiradi va bunda NP molekulaning idish hajmining belgilangan qismida bo'lishi sonini bildiradi.

Ehtimolliklarni qo'shish teoremasi. Agar P_1, P_2, P_3, va h. k. bir – birini istisno qiluvchi bir necha voqealarning ehtimolliklari bo'lsa, u holda bu voqealardan birortasining (qaysi biri bo'lishi farqsiz) amalga oshish ehtimolligi bu voqealarning ehtimolliklari yig'indisiga teng bo'ladi:

$$P = P_1 + P_2 + ... + P_n \tag{13.79}$$

Misol. Yashikda bir-biridan faqat rangi bilan farq qiluvchi *100* ta shar yaxshilab aralashtirilgan: ulardan *30* tasi oq, *25* tasi qizil va *45* tasi ko'k rangda bo'lsin. Yashikdan qo'l tiqib rangli sharni olish ehtimolligi qanday? Qizil sharni olish ehtimoligi $P_1=25/100$, ko'k sharni olish ehtimolligi $P_2=45/100$, rangli sharni olish ehtimolligi $P=P_1+P_2=7/10$.

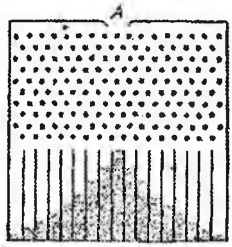
Xuddi shunday, kubni tashlashda *1* yoki *2* raqamli tomonining tushish ehtimolligi ularning har birining tushish ehtimolliklarining yig'indisiga teng:

$$\frac{1}{6}+\frac{1}{6}=\frac{1}{3}$$

Ehtimolliklarni qo'shish qoidasi bir-birini inkor etuvchi hodisalar soni ixtiyoriy bo'lganda ham qo'llaniladi va umumiy holda X ta bir-birini inkor etuvchi hodisalardan birining yuzaga kelish ehtimolligini

$$P(1+2+3+.....+X)=\sum_{i=1}^{x} P_i \qquad (13.80)$$

deb yozish mumkin. Buni Galton doskasi deb ataluvchi qurilma orqali namoyish etish mumkin (13.15-rasm). Qurilma ikkita yassi va shaffof devorli bo'lib, uning yuqori qismiga mixchalar o'rnatilgan. Galton doskasining pastki qismida tepasi ochiq, bir xil, vertikal kameralar o'rnatilgandir.



13.15-rasm

Qurilmaning A tirqishidan po'kakchalar tashlansa, ular mixlar bilan to'qnashishi sababli avvaldan qaysi kameraga tushishini aytib bo'lmaydi. Ketma-ket tashlanayotgan po'kaklarning soni qanchalik ko'p bo'lsa, ularning kameralar bo'yicha taqsimlanishi ma'lum qonuniyatga bo'ysunadi: A tirqishning ostidagi kameralarda po'kaklarning soni ko'p bo'ladi (bu kameralarga tushish ehtimolligi ko'proq). Agar N-po'kaklar soni bo'lsa, u holda

$$N = n_1 + n_2 + \ldots\ldots + n_k$$

bo'ladi. Bu yerda n_1 – birinchi kameradagi po'kaklar soni (masalan, chapdan birinchi kamera, n_2 – ikkinchi kameradagi po'kaklar soni va xuddi shunday k-nchi kameragacha. Bu tenglamani N ga bo'lib:

$$\frac{n_1}{N}+\frac{n_2}{N}+......+\frac{n_k}{N}=1 \qquad (13.81)$$

ni hosil qilamiz.

N lar soni katta bo'lganda n_1/N nisbat (13.78) ga muvofiq po'kakchalarning birinchi kameraga tushish ehtimolligini aniqlaydi,

n_2/N esa ikkinchi kameraga va h.k. (4) munosabat bilan po‘kakchalarning kameralar bo‘yicha ma’lum taqsimlanishiga olib keluvchi tasodifiy hodisalarning to‘liq tizimini ifodalaydi.

Ehtimolliklarni ko‘paytirish teoremasi. Tasodifiy hodisalar orasida statistik mustaqil hodisalar muhim o‘rin tutadi. Tabiatda hodisalar o‘zaro bog‘liq, biroq hodisalar orasidagi bog‘liqlik shunchalik uzoqlashgan va shunchalik zaiflashtirilganki, bir hodisaning ro‘y berishi ikkinchisidan deyarli mustaqil tarzda ro‘y beradi.

Statistik bir-biriga bog‘liq bo‘lmagan hodisalar vaqt bo‘yicha mos tushishi mumkin. Murakkab hodisalar-bu bir necha sodda (statistik bog‘liq bo‘lmagan) hodisalarning yuz berishiga asoslangan. Murakkab hodisalarning yuz berish ehtimolligi u yuz berishi mumkin bo‘lgan mustaqil hodisalar ehtimolliklarining ko‘paytmasiga tengdir (ehtimolliklarni ko‘paytirish qonuni).

Masalan, ikkita sodda A va B hodisalarning mos tushishiga asoslangan murakkab hodisa uchun

$$P(A,B)=P(A)\cdot P(B) \qquad (13.82)$$

tenglama o‘rinlidir.

Xuddi shunday, shoshqol toshning 1 raqamli tomonining tushish ehtimolligi har bir kub uchun 1/6 ga teng. Ikkala kublarda bu tomonlarning bir vaqtda tushish ehtimolligi $\frac{1}{6}\cdot\frac{1}{6}=\frac{1}{36}$ ga teng. Agar turli raqamli, masalan *1* va *2* tomonlarning bir vaqtda tushish ehtimolligini kuzatsak, va bunda qaysi kubda qaysi raqam tushishi biz uchun farqsiz bo‘lsa, bunday turdagi kutilayotgan hodisalar ehtimolligi bir xil raqamli tomonlarning tushish ehtimolligidan ikki marotaba katta bo‘ladi.

(13.82) ni namoyish etish uchun ikkita a va b molekulalarning bir vaqtda V hajmning qismi bo‘lgan v hajmda bo‘lish ehtimolini ko‘rib chiqamiz. Tahlil qilinadigan murakkab hodisa yuz berishi mumkin bo‘lgan sodda hodisalar ehtimolliklari bir xil va ular bir-biriga teng: $P(b)=v/V$, $P(a)=v/V$. U holda

$$P(a,b) = P(a)\cdot P(b)=(^{v}/_{V})^2 \qquad (13.83)$$

bo‘ladi.

Termodinamik tizimlarda doimo ko‘p sonli (10^{20} va undan ko‘p) molekulalar bilan ish ko‘rishga to‘g‘ri kelib, ularning koordinatalari va tezliklari zarralarning nazorat qilib bo‘lmaydigan ko‘p sonli o‘zaro ta’sirlar e’vaziga o‘zgaradi. Mos holda ixtiyoriy belgilangan vaqt momentida ayrim olingan zarracha tezligi qiymati tasodifiy kattalik bo‘ladi. Statistik fizikaning vazifasi – molekulyar parametrlar (tizimning mikroskopik holatlari) tasodifiy qiymatlari yig‘indisini tavsiflovchi statistik qonuniyatlarni ochishdan va tizimning mikro holatlari va macro holatlari o‘rtasida bog‘liqlikni o‘rnatishdan iboratdir.

Ehtimollilik va kattaliklarning o‘rtacha qiymati ehtimolliklar nazariyasining tadbiqlaridan biri bu o‘zgarib turuvchi kattaliklarning o‘rtacha qiymatlarini hisoblashdir (masalan, bitta molekulaning ilgarilanma harakati o‘rtacha energiyasini va o‘rtacha tezligini hisoblash). O‘rtacha qiymat tushunchasi bilan ehtimollik orasida bog‘lanishni konkret misolda tushuntiraylik. Tizimga tegishli biror a kattalik N marta o‘lchandi, deylik. Bunda N ta o‘lchashdan N_I tasida a kattalikning o‘lchangan qiymati a_1, N_2 holda esa, a_2 qiymatga teng va hakozo. O‘lchangan kattalikning o‘rtacha arifmetik qiymati quyidagiga teng bo‘ladi:

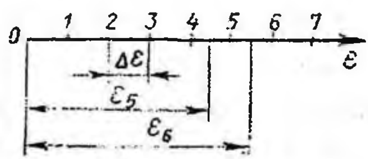
$$\bar{a} = \frac{N_1 a_1 + N_2 a_2 + \cdots + N_n a_n}{N} = \sum_{i=1}^{n} \frac{N_i}{N} a_i \qquad (13.84)$$

O‘lchashlar soni N yetarli darajada ko‘p bo‘lsa, N_i/N deyarli a qiymatning a_i ga teng bo‘lish ehtimolligiga teng bo‘ladi. Demak, a kattalikning o‘rtacha qiymati uning alohida qiymatlari a_1, a_2, a_3, $\cdots$, a_n larning tegishli ehtimolliklariga ko‘paytmasining yig‘indisiga teng:

$$a = \sum_{i=1}^{n} P_i a_i \qquad (13.85)$$

13.21.-§. Zarralarning energiya bo‘yicha taqsimoti (Bolsman taqsimoti)

Bir xil N ta zarralardan tashkil topgan va termodinamik muvozanatda bo‘lgan tizimni ko‘rib chiqamiz. Issiqlik harakati va molekulalararo o‘zaro ta’sir tufayli har bir zarrachaning energiyasi (tizimning umumiy energiyasi o‘zgarmas bo‘lganda) vaqt o‘tishi bilan o‘zgaradi, molekula energiyasi o‘zgarishining ayrim aktlari–bu tasodifiy hodisadir. Tizim xossalarini ifodalash uchun har bir zarraning energiyasi tasodifiy to'qnashuvlardan keyin 0 dan ∞ gacha o'zgaradi, deb faraz qilinadi. Zarralarning energiya bo'yicha taqsimotini ifodalash uchun koordinatalar o'qini ko'rib chiqamiz va unga zarralar energiyasini qo'yib chiqib uni $\Delta\varepsilon$ intervallarga bo'lib chiqamiz (34-rasm). Bu o'qning nuqtalari molekulalarning mumkin bo'lgan turli qiymatlariga mos keladi. Har qaysi interval atrofida energiya ε dan $\varepsilon + \Delta\varepsilon$ gacha o'zgaradi. Vaqtning berilgan momenti uchun fikran barcha N zarrachalarning taqsimlanishini belgilab chiqamiz. Tizimning belgilangan holati energiya o'qida N nuqtalarning ma'lum joylashuvi bilan tavsiflanadi. Bu nuqtalar nimasi bilandir ajralib tursin, masalan, yorishib tursin. U holda soni ko'pchilikni tashkil etgan qorong'u nuqtalarning yig'indisi bilan energiya o'qida molekulalarning yuzaga kelgan energetik holatlarini emas, faqat yuzaga kelishi mumkinlarini aniqlaydi. Belgilangan vaqt momenti natijasida molekula energiyasi tasodifiy o'zaro ta'sirlar tufayli o'zgaradi: nuqtalar soni o'zgarmas qoladi, lekin ularning o'qdagi holati o'zgaradi.



13.16-rasm

Bunday fikran tajribada energiya o'qida nuqtalar sakrab va juda tez o'z o'rnini o'zgartiradi. Ma'lum vaqtlar oraliqlarida ularning o'rnini belgilab ushbu xulosaga kelinadi: termodinamik muvozanatda energiyaning ajratilgan har bir qismida nuqtalar soni yetarlicha aniqlikda bir xil qoladi.

Energetik intervallarning to'ldirilish soni tanlangan o'qda ularning holatlariga bog'liq.

Barcha ajratilgan energetik intervallar raqamlangan bo'lsin. U holda energiyasi ε dan $\varepsilon + \Delta\varepsilon$ gacha bo'lgan i-intervalga o'rtacha ΔN_i ta zarra to'g'ri keladi. U holda tizim zarralar soni N va ularning umumiy energiyasi U barcha energetik intervallar bo'yicha yig'ish orqali aniqlanadi:

$$a)\ N = \sum_i \Delta N_i \qquad\qquad (13.86)$$
$$b)\ U = \sum_i \varepsilon_i \Delta N_i$$

$\Delta N_i/N$ nisbat – bu energiyaning *i*-intervalining ehtimolli tavsifidir. Tabiiyki, berilgan temperaturada $\Delta N_i/N$ ehtimollik molekulalar energiyasi funksiyasidir ($\Delta\varepsilon$ intervalning energiya o'qidagi holatiga bog'liq). Umumiy holda ko'rsatilgan ehtimollik faqat temperaturaga bog'liqdir. $\Delta N_i/N = f(\varepsilon_i, T)$ bog'liqlikni topish statistik fizikaning asosiy masalalaridan biridir.

$\Delta N_i/N = f(\varepsilon_i, T)$ funksiya zarralarning energiya bo'yicha taqsimot funksiyasi deyiladi. Statistik fizika usullari bilan ma'lum tasavvurlarni kiritish orqali

$$\Delta N_i = Ae^{-\frac{\varepsilon_i}{kT}} \qquad\qquad (13.87)$$

ekanligi topilgan va bu yerda *A*-doimiy kattalik, $k=R/N_0$- Bolsman doimiysi (*R*-universal gaz doimiysi, N_0 - Avogadro soni), $k=1,38.10^{-23}$ *J/K*.

(13.87) ga muvofiq, muvozanatda bo'lgan va klassik statistika qonunlariga bo'ysinuvchi ixtiyoriy tizim uchun $\varepsilon + \Delta\varepsilon$ energiyaga ega bo'lgan molekulalar soni eksponensial $e^{-\frac{\varepsilon}{kT}}$ ko'paytmaga proporsionaldir.

(13.87) tenglamaning chap va o'ng tomonlarini barcha energetik intervallar bo'yicha yig'ib, $A = N/\sum_i e^{-\frac{\varepsilon_i}{kT}}$ ni topamiz va bu (13.87) munosabatni quyidagi ko'rinishda yozish imkonini beradi:

$$\frac{\Delta N_i}{N} = \frac{e^{-\frac{\varepsilon_i}{kT}}}{\sum\limits_i e^{-\frac{\varepsilon_i}{kT}}} \qquad\qquad (13.88)$$

$\sum_i e^{-\frac{\varepsilon_i}{kT}}$ kattalik statistik yig'indi deyiladi. (13.87) kabi (13.88) ham statistik fizika usullati bilan fizik masalalarni yechish uchun fundamental qiymatga egadir. Agar (13.87) munosabat orqali berilgan temperaturada termodinamik muvozanat holatidagi tizimda energetik intervallarning molekulalar bilan to'ldirilishi aniqlansa, (13.88) munosabat orqali bunday to'ldirishlar haqida ma'lumot olinadi. Har ikkala munosabatga Bolsman formulasi deyiladi.

(13.88) ni $\Delta\varepsilon /kT$ ga bo'lib:

$$\frac{\Delta N_i}{N\frac{\Delta\varepsilon}{kT}}=\frac{e^{-\frac{\varepsilon_i}{kT}}}{\sum e^{-\frac{\varepsilon}{kT}}\frac{\Delta\varepsilon}{kT}} \tag{13.89}$$

ni hosil qilamiz.

Agar $\Delta\varepsilon$ energiyaning tanlangan sohasi bo'lsa, u holda $\Delta\varepsilon /kT$ – kT birlikdagi energiya intervali, ya'ni energiyaning o'lchamsiz intervali. Yuqorida qayd etilganidek, $\Delta N_i/N$ – ehtimollikdir, $\Delta N_i / N\frac{\Delta\varepsilon}{kT}$ kattalik esa ehtimollik zichligi deb ta'riflanadi, yani molekulalarning birlik o'lchamsiz energetik interval $(\varepsilon_i/kT\,, \varepsilon_i/kT+1)$ da bo'lish ehtimolligidir. Chegaraviy $\frac{\Delta\varepsilon}{kT}\to d\frac{\varepsilon}{kT}$ holatga o'tib ($T=const$):

$$\frac{dN}{Nd\frac{\varepsilon}{kT}}=\frac{e^{-\frac{\varepsilon}{kT}}}{\int_0^\infty e^{-\frac{\varepsilon}{kT}}d\frac{\varepsilon}{kT}} \tag{13.90}$$

ni hosil qilamiz. (13.90) ga kiruvchi integral birga teng, shuning uchun

$$W=e^{-\frac{\varepsilon}{kT}}, \tag{13.91}$$

bu yerda W – ehtimollik $\frac{dN}{Nd\frac{\varepsilon}{kT}}$ zichligining belgilanishi $W=e^{-\frac{\Sigma\varepsilon_i}{kT}}$ bo'lib qoladi yoki

$$W=e^{-\frac{\varepsilon_1}{kT}}\cdot e^{-\frac{\varepsilon_2}{kT}}\cdot\ldots\cdot e^{-\frac{\varepsilon_z}{kT}} \tag{13.92}$$

Shunday qilib, zarralarning ularning to'liq energiyalari bo'yicha taqsimoti $W_x=e^{-\frac{\varepsilon_x}{kT}}$ kattalikning ko'paytmasi orqali aniqlanib, ularning har birini ehtimolliklarni ko'paytirish qonuniga muvofiq energiya yig'indilaridan biri bo'yicha ($x=1,2,3,\ldots..,z$) taqsimot funksiyasi sifatida ta'kidlash mumkin. Xulosa quyidagicha ta'riflanadi: termodinamik muvozanat holatida zarralarning energiyalar yig'indisi bo'yicha taqsimoti statistik mustaqil bo'lib Bolsman formulasi bilan ifodalanadi.

Qilingan xulosa asosida molekulalar harakati va o'zaro ta'sirinining murakkab tasvirini qismlarga ajratish va energiyaning ayrim tashkil etuvchilarini ajratib ularni qismlar bo'yicha ko'rib chiqish mumkin. Xuddi shuningdek, gravitasion maydon ishtirokida bu maydonda zarralar taqsimotini ularning kinetik energiya bo'yicha taqsimotiga bog'liq bo'lmagan holda ko'rish mumkin. Shuningdek, mustaqil holda murakkab atomlarning aylanma harakatlari va ular atomlarining tebranma harakatlarini ko'rsatsa bo'ladi.

Bolsman formulasi (13.87) zarralar energiyasi cheksiz qiymatlar qatorini qabul qiladi deb hisoblaydigan klassik statistik fizikaning asosidir. Gaz va suyuqliklar (suyuq geliydan tashqari) molekulalarining ilgarilanma harakatlari klassik statistika orqali $1K$ ga yaqin temperatura aniqligigacha ifodalanar ekan. Qattiq jismlarning ayrim xossalari ham yetarlicha yuqori temperaturalarda Bolsman formulasi yordamida aniqlanadi. Klassik taqsimot umumiyroq kvant statistik qonuniyatlarning xususiy holidir. Bolsman formulasining qo'llanilishi xuddi klassik mexanikaning mikrodunyo hodisalarida qo'llanilishi kabi kvant hodisalar bilan shundek o'lchamda chegaralangandir.

Bolsman statistikasi asosida molekula energiyasining o'zgarishi tasodifiy hodisa ekanligi va molekulaning u yoki bu energetik intervalga tushish ehtimolligi intervalning boshqa zarralar bilan to'ldirilishiga bog'liq emasligi haqidagi tasavvurlar yotadi. Shunga mos holda Bolsman formulalarini keltirilgan shartlar bajariladigan masalalarni yechish uchun qo'llash mumkin.

(13.90) munosabatni energiyasi ε/kT ga teng yoki undan katta molekulalarning sonini aniqlash uchun qo'llaymiz. Buning uchun quyidagi integralni aniqlash kerak:

$$\frac{\Delta N}{N} = \int_{\varepsilon/kT}^{\infty} e^{-\frac{\varepsilon}{kT}} d\frac{\varepsilon}{kT} \tag{13.93}$$

Integrallash

$$\frac{\Delta N}{N} = e^{-\frac{\varepsilon}{kT}} \tag{13.94}$$

munosabatga olib keladi.

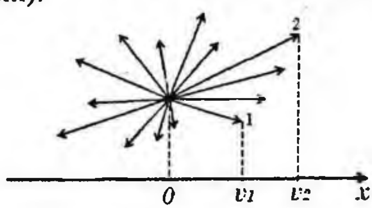
Shunday qilib, ehtimollik zichligi bo'yicha energiyasi $\geq \varepsilon$ bo'lgan molekulalar sonini aniqlash mumkin.

13.22.-§. Molekulalar issiqlik harakatlarining tezlik komponentalarilari bo'yicha taqsimoti (Maksvell taqsimoti)

Ixtiyoriy molekulaning ilgarilanma harakat kinetik energiyasi koordinataning uchta o'qiga nisbatan harakatiga mos keluvchi uchta qo'shiluvchi bilan tasvirlanadi:

$$\frac{m\upsilon^2}{2}=\frac{m\upsilon_x^2}{2}+\frac{m\upsilon_y^2}{2}+\frac{m\upsilon_z^2}{2}.$$

Bu $\left(W=e^{-\frac{\varepsilon_1}{kT}}\cdot e^{-\frac{\varepsilon_2}{kT}}\ldots e^{-\frac{\varepsilon_Z}{kT}}\right)$ ga muvofiq, koordinataning ixtiyoriy *X*, *Y* va *Z* o'qlari molekula harakatini tavsiflovchi taqsimotni keltirib chiqarishga imkon beradi. Taqsimotni *X* o'q bo'yica ko'rib chiqamiz. Buning uchun berilgan vaqt momentida molekulalar tezliklari vektorini belgilab, ular boshini *A* nuqtaga olib kelamiz (13.17-rasm).



13.17-rasm

Bu nuqta atrofida fazoviy "tezliklar tikoni", "ignalar" hosil bo'ladi. Ular kichik ham, katta ham bo'lishi mumkin. Molekulalar tartibsiz harakatlanadilar, ularning harakatlari uchun barcha yo'nalishlar teng ehtimollikga ega. Aynan shuning uchun "tezliklar tikoni" sferik simmetriyaga ega bo'lishi kerak. Buning uchun nuqta atrofida ixtiyoriy υ radiusga va $\Delta\upsilon$ qalinlikka ega bo'lgan shar qatlam ajratish kerak (uning hajmi $4\ \pi\upsilon^2\Delta\upsilon$ ga teng). Bunda vektorlarning bir qismi shar qatlamda tugaydi, bunda bu qatlamning ixtiyoriy joyida uning birlik hajmiga tezlik vektorlari uchlarining tahminan bir xil soni to'g'ri keladi.

Boshi bir nuqtaga keltirilgan tezlik vektorlari uchlarini *X* o'qiga proyeksiyalaymiz (13.17-rasm). Agar molekulalar soni *N* ta bo'lsa, vektorlar proyeksiyasi υ_x ham *N* ta bo'ladi (13.17-rasmda faqat *1* va *2* molekulaning proyeksiyasi belgilangan). Shu yol bilan $x(\upsilon_x)$ o'qida hosil qilingan nuqtalar yig'indisi *X* o'qi bo'ylab molekulalarning issiqlik harakatlari tezlik komponentalari bo'yicha taqsimotini tavsiflaydi.

υ_x o'qida υ_x dan $\upsilon_x + \Delta\upsilon_x$ gacha interval ajratamiz. Bu tezliklar intervaliga ayrim ΔN molekulalar soni to'g'ri keladi. $\Delta N/N$ nisbat molekulalarning ajratilgan tezlik intervalida bo'lish ehtimolidir. $\frac{\Delta N_i}{N} = \frac{e^{-\frac{\varepsilon_i}{kT}}}{\sum_i e^{-\frac{\varepsilon_i}{kT}}}$ ga muvofiq ε_i ni $m\upsilon_x^2/2$ ga almashtirganda

$$\frac{\Delta N}{N} = \frac{e^{-\frac{m\upsilon_x^2}{2kT}}}{\sum_i e^{-\frac{m\upsilon_x^2}{2kT}}} \tag{13.95}$$

deb yoza olamiz.

(13.95) ning chap va o'ng tomonlarini $\Delta\upsilon_x$ga bo'lib va chegaraviy qiymatlarga o'tib

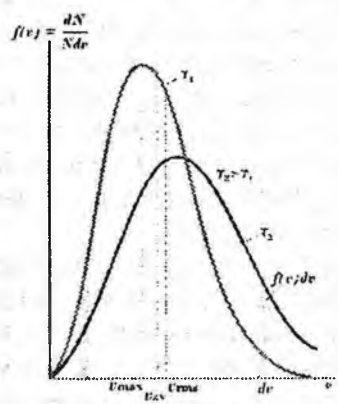
$$\frac{1}{N}\cdot\frac{dN}{d\upsilon_x} = \frac{e^{-\frac{m\upsilon_x^2}{2kT}}}{\int\limits_{-\infty}^{+\infty} e^{-\frac{m\upsilon_x^2}{2kT}} d\upsilon_x} \tag{13.96}$$

ni hosil qilamiz. (13.96) dagi integral

$$\int\limits_{-\infty}^{+\infty} e^{-ax^2}dx = \left(\frac{\pi}{a}\right)^{\frac{1}{2}}$$ ga teng.

Bizning misolda $a = m/2kT$, shuning uchun

$$f(\upsilon_x) = \frac{dN}{Nd\upsilon_x} = \left(\frac{m}{2\pi kT}\right)^{\frac{1}{2}} e^{-\frac{m\upsilon_x^2}{2kT}} \tag{13.97}$$



13.18-rasm

Bu munosabat tezliklar bo'yicha izlanayotgan taqsimotdir (Maksvell taqsimoti). Berilgan temperaturada dN/Ndv_x funksiya faqat molekula tezligiga bog'liq va molekulalarning v_x dan v_x+1 gacha bo'lgan birlik intervalda bo'lish ehtimolligini bildiradi (ehtimollik zichligi). Molekulalar tezliklarining boshqa komponentalari uchun (X ni Y va Z ga almashtirganda) (13.97) ga analogik bo'lgan munosabat hosil bo'ladi.

$f(v_x)$ bog'liqlik grafik tarzda 13.18-rasmda ko'rsatilgan. v_x ning qiymati ham musbat, ham manfiy bo'lishi mumkin. Juda katta tezliklarni ikkala yo'nalish uchun topish ehtimolligi juda kam. ($f(v_x)$ funksiyaning grafigi koordinata boshidan uzoqlashgan sari pasayadi).

dN/N ga teng bo'lgan $f(v_x)dv_x$ ko'paytma (molekulalarning v_x dan v_x+dv_x gacha intervalda bo'lish ehtimolligi) grafik tarzda asosi dv_x bo'lgan va yuqoridan $f(v_x)$ funksiya grafigi bilan chagaralangan elementar shakl yuzasi bilan tasvirlanadi (13.18-rasm).

$\frac{\Delta N}{N} = \int_{v_{1x}}^{v_{2x}} f(v_x)dv_x$ integral tezliklari v_{1x} dan v_{2x} gacha bo'lgan tezlik intervalida yotuvchi molekulalarning nisbiy sonini beradi. $-\infty$ dan $+\infty$ gacha olingan bunday ko'rinishdagi integral birga tengdir:

$$\int_{-\infty}^{+\infty} f(v_x)dv_x = 1 \tag{13.98}$$

(Molekulalarning $-\infty$ dan $+\infty$ gacha tezlik intervalida bo'lish ehtimolligi birga teng).

Tizim temperaturasini oshirish (13.97) funksiya maksimumining kamayishiga olib keladi, $f(v_x)$ bog'liqlik grafigi katta tezlikli molekulalar sonining oshishi evaziga deformasiyalanadi, biroq bunda (13.96) egri chiziq bilan chegaralanuvchi yuza saqlanadi.

Tezliklar bo'yicha taqsimotni (13.96) bilgan holda tezlik v_x ning o'rtacha qiymatini, shuningdek tezlik funksiyasi bo'lgan, masalan v^2_x kabi ixtiyoriy kattalikni topish mumkin.

Berilgan o'qda, masalan, X o'qida tezliklar komponentalari kvadratlarining o'rtacha qiymatini topamiz (berilgan o'q bo'yicha molekula issiqlik harakatining o'rtacha kvadratik tezligini):

$$C_x^2 = \overline{v_x^2}$$

$\left(C_x^2 = \frac{1}{N}\sum_i v_{ix}^2, C_y^2 = \frac{1}{N}\sum_i v_{iy}^2, C_z^2 = \frac{1}{N}\sum_i v_{iz}^2\right)$ ga movofiq:

$$C_x^2 = \frac{1}{N}\sum_i v_{ix}^2 \tag{13.99}$$

v_x o'qni kichik v_x intervallarga bo'lib chiqamiz. Bunday har bir intervalga dN zarralar soni to'g'ri keladi. $v^2{}_x dN$ ko'paytma X o'qi bo'yicha ularning belgilangan dN qiymati uchun molekulalar tezlik komponentalari kvadratlari yig'indisini aniqlaydi (Bu molekulalar uchun tezliklar komponentalari v_x dan $v_x + dv_x$ gacha intervalda yotadi).$\int v_x^2 dN$ integral barcha molekulalar tezlik komponentalari kvadratlari yig'indisini beradi va uni uni N ga bo'lsak (13.99) uchun boshqacha munosabatni olamiz:

$$C^2{}_x = \frac{1}{N}\int v^2{}_x dN \tag{13.100}$$

(13.97) ni qo'llab

$$C^2{}_x = \left(\frac{m}{2\pi kT}\right)^{\frac{1}{2}} \int_{-\infty}^{+\infty} v^2{}_x e^{-\frac{mv^2{}_x}{2kT}} dv_x \tag{13.101}$$

ni hosil qilamiz.

(13.101) dagiintegralningqiymati

$$\int_{-\infty}^{+\infty} v^2{}_x e^{-\frac{mv^2{}_x}{2kT}} dv_x = \frac{1}{2}\left(\frac{\pi 8k^3T^3}{m^3}\right)^{\frac{1}{2}}$$

ga teng.

Shunga muvofiq,

$$C^2{}_x = \frac{kT}{m} \tag{13.102}$$

13.18-rasmga e'tiborni qaratib, uning simmetrikligini payqash oson. Teng qiymatli intervallardagi molekulalar tezliklari musbat va manfiy komponentalari $(\pm v_x)$ ni topish ehtimolliklari bir xildir. Bu qandaydir o'qqa nisbatan (masalan, X o'qiga) zarralarning yarmi musbat yo'nalishda, boshqalari esa manfiy yo'nalishda harakatlanishini bildiradi. Aynan shuning uchun ixtiyoriyo'qqa nisbatan zarralarning o'rtacha tezligi (u yoki bu tomonga harakatni e'tiborga olgan holda) doimo nolga tengdir (issiqlik harakati uchun barcha yo'nalishlar teng ehtimollikka ega).

Berilgan yo‘nalish bo‘yicha molekulalar tezlik komponentalarining o‘rtacha qiymatini topamiz (berilgan yo‘nalish bo‘yicha o‘rtacha arifmetik tezlik). Berilgan yo‘nalish sifatida X o‘qining musbat yo‘nalishni olamiz. Ko‘rilayotgan holda $\upsilon_x>0$ deb, ($C_a = \frac{1}{N}\sum_i v_i$) munosabat asosida

$$C_{ax} = \frac{1}{N}\int_0^{\infty} \upsilon_x dN \tag{13.103}$$

ni topamiz.

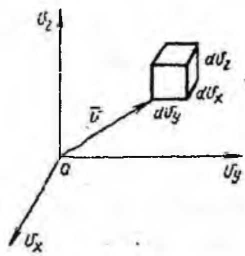
(13.97) asosida

$$C_{ax} = \left(\frac{m}{2\pi kT}\right)^{\frac{1}{2}} \int_0^{\infty} \upsilon_x e^{-\frac{m\upsilon_x^2}{2kT}} d\upsilon_x \tag{13.104}$$

ni hosil qilamiz.

Integral $\int_0^{\infty} v_x e^{-\frac{mv_x^2}{2kT}} dv_x = \frac{kT}{m}$, u holda

$$C^2_{ax} = \left(\frac{kT}{2\pi m}\right)^{\frac{1}{2}} \tag{13.105}$$



13.19-rasm

Tezliklar bo‘yicha molekulalarning taqsimotini keltirib chiqarish uchun quyidagi misoldan foydalanamiz: molekulalar tezliklarini Dekart koordinatalar tizimi markazidan boshlanuvchi v_x, v_y, v_z vektorlar bilan tasvirlaymiz (13.19- rasm). Bu tizimda tezlik vektorining kattaligi va yo‘nalishi vektor tugaydigan nuqtaning holati bilan aniqlanadi. Tezlik moduli

$$|v| = \sqrt{v_x^2 + v_y^2 + v_z^2}, \text{yoki} \qquad |v|^2 = v_x^2 + v_y^2 + v_z^2 \tag{13.106}$$

v_x, v_y, v_z koordinatalar tizimi bilan tezliklar fazosi deb ataluvchi $d\upsilon_x \cdot d\upsilon_y \cdot d\upsilon_z$ ga teng bo‘lgan hajm elementi ajratiladi.

$f(v_x) = \frac{dN}{Ndv_x} = \left(\frac{m}{2\pi kT}\right)^{\frac{1}{2}} e^{-\frac{mv_x^2}{2kT}}$ ko'rinishidagi uchta funksiya ko'paytmasi

$$f(v_x) \cdot f(v_y) \cdot f(v_z)$$

molekulaning tezliklar fazosi hajmiga tushish ehtimolligini aniqlaydi:

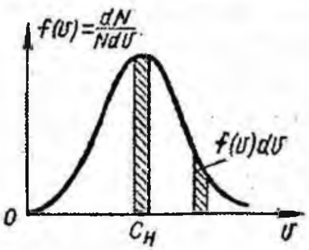
$$f(v_x)f(v_y)f(v_z) = \left(\frac{m}{2\pi kT}\right)^{\frac{3}{2}} e^{-\frac{m}{2kT}\left(v_x^2+v_y^2+v_z^2\right)} \tag{13.107}$$

Bu funksiya faqat tezlik moduliga bog'liqligidan, uning o'ng tomonini aniqlash uchun quyidagicha ish tutamiz: koordinata boshi atrofida tezliklar fazosida radiuslari v va $v+dv$ bo'lgan ikkita sfera ajratamiz. Ko'rsatilgan sferalar orasidagi shar qatlam hajmi $4\pi v^2 dv$ ga teng. Ajratilgan shar qatlamda ma'lum sonli molekulalar tezlik vektorlari tugaydi. Bu sonni dN bilan belgilab, (13.107) kabi tezliklar fazosining birlik hajmiga molekulalarni tushishi ehtimolligini aniqlaydigan $\frac{dN}{N4\pi v^2 dv}$ nisbatni kiritamiz. (13.107) ning o'ng tomonini hosil qilingan nisbatga tenglab va (13.106) ni hisobga olgan holda,

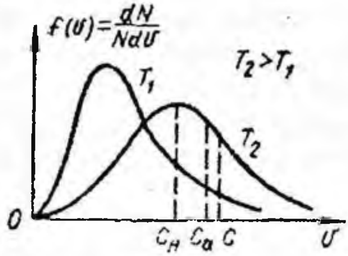
$$f(v) = \frac{dN}{Ndv} = \frac{4}{\sqrt{\pi}} \frac{v^2}{\left(\frac{2kT}{m}\right)^{\frac{3}{2}}} e^{-\frac{mv^2}{2kT}} \tag{13.108}$$

ekanligini topamiz.

(13.108) tenglamani birinchi bo'lib Maksvell keltirib chiqargan va u gazsimon va suyuq holatdagi moddalar molekulyar nazariyasida fundamental qiymatga egadir. (13.108) funksiya molekulaning birlik tezlik intervali ($v$dan $v+1$ gacha) da bo'lish ehtimolligini aniqlaydi.



13.20-rasm



13.21-rasm

3) funksiya grafigi 13.20-rasmda ko'rsatilgan. (13.107) tenglama tezlik vektorlari uchlarining X o'qidagi proyeksiyalarining taqsimlanishini ifodalaydi, (13.108) tenglama esa tezlik vector-larining, ularning boshi bir nuqtaga keltirilganida va ularning hammasi υ o'qda musbat yo'nalishga aylantirilganda, chekka nuqtalari proyeksiyalarining taqsimotini ifodalaydi.Kutilganidek, (13.108) funksiya $\upsilon \to 0$ va $\upsilon \to \infty$ da nolga intiladi, yani tinchlangan molekulalarni yoki juda katta tezlik bilan harakatlanuvchi molekulalarni topish ehtimolligi nolga yaqinlashadi. 13.20-grafikdan taqsimot funksiyasining maksimumiga to'gri keladigan shunday tezlik mavjudligi ko'rinib turibdi. Bu tezlik eng katta ehtimollik tezlik deyilib, C_e bilan belgilanadi. (13.108) funksiyani ekstremumga tekshirib

$$C_H = \sqrt{\frac{2kT}{m}} \tag{13.109}$$

ekanligini topamiz. (13.109) ni hisobga olgan holda (13.108) ni boshqacha ko'rinishda yozamiz:

$$\frac{dN}{Nd\upsilon} = \frac{4}{\sqrt{\pi}} \frac{\upsilon^2}{C_H{}^3} e^{-\left(\frac{\upsilon}{C_H}\right)^2} \tag{13.110}$$

Maksvell taqsimoti egri chizig'idan (13.120-rasm) foydalanib, grafik tarzda tezliklari berilgan υ dan $\upsilon + d\upsilon$ gacha intervalda yotuvchi molekulalarning nisbiy soni $dN/N=f(\upsilon)d\upsilon$ ni aniqlash mumkin. Bu rasmda asoslari bir xil, lekin tezliklar o'qining turli yerlarida olingan ikkita shunday interval tasvirlangan (ulardan biri eng katta ehtimolli tezlikni o'z ichiga oladi). Shtrixlangan maydon-larni taqqoslash shuni ko'rsatadiki, agar interval o'z ichiga eng katta ehtimolli tezlikni olgan bo'lsa, bunday intervalda molekulalarni topish ehtimolligi maksimaldir.

Eng katta ehtimolli tezlik–bu molekulalarning ko'p ulushi ega bo'lgan tezlik degan ta'rif albatta noto'g'ridir. Haqiqatda, $dN/N=f(\upsilon)d\upsilon$ bo'lib, $d\upsilon \to 0$ da doimo $dN/N \to 0$ bo'ladi. Shunday qilib, aniq berilgan tezlikli molekulalarni topish ehtimolligi nolga tengdir. (13.108) ga muvofiq,

$$\int_0^{\infty} f(\upsilon)d\upsilon = 1 \qquad (13.111)$$

(13.111) integral grafik tarzda Maksvellning taqsimot funksiyasi (13.108) bilan chegaralangan maydon orqali ifodalanadi (13.20-rasm). Mos holda tezligi 0 dan ∞ gacha intervaldagi molekulalarni topish ehtimolligi birga teng. (13.109) va (13.111) dan temperatura oshishi bilan Maksvellning taqsimot funksiyasi maksimumi katta tezliklar tomonga siljiydi, maksimumning balandligi esa bunda kamayadi (13.18, 13.21-rasm).

(13.108) taqsimotni bilgan holda molekulalar issiqlik harakati tezliklarining o'rtacha qiymatini (o'rtacha arifmetik tezlik) va tezlik kvadratining o'rtacha qiymatini topish mumkin.

Molekulalar issiqlik harakatining o'rtacha tezligi :

$$C_a = \frac{1}{N}\sum_i \upsilon_i \qquad (13.112)$$

$C_x^2 = \frac{1}{N}\int v_x^2 dN$ ni olish uchun qo'llanilgan muhokamalarni takrorlab:

$$C_a = \frac{1}{N}\int_0^{\infty} \upsilon dN \qquad (13.113)$$

ni hosil qilamiz.

(13.108) dan dN ni qo'yib:

$$C_a = \frac{4}{\sqrt{\pi}}\left(\frac{m}{2kT}\right)^{\frac{3}{2}}\int_0^{\infty} \upsilon^3 e^{-\frac{m\upsilon^2}{2kT}} d\upsilon \qquad (13.114)$$

ga ega bo'lamiz.

Integral $\int_0^{\infty} v^3 e^{-\frac{mv^2}{2kT}} dv = \frac{1}{2}\left(\frac{2kT}{m}\right)^2$ bo'lgani uchun $C_a = \sqrt{\frac{8kT}{\pi m}}$ bo'ladi.

O'rtacha kvadratik tezlik uchun $C^2 = \frac{1}{N}\int v^2\, dN$(13.108) dan dN ning qiymatini qo'yib:

$$C^2 = \frac{4}{\sqrt{\pi}}\left(\frac{m}{2kT}\right)^{\frac{3}{2}}\int_0^{\infty} \upsilon^4 e^{-\frac{m\upsilon^2}{2kT}} d\upsilon$$

ga kelamiz.

Bu munosabatdagi integral $\frac{3\sqrt{\pi}}{8}\left(\frac{2kT}{m}\right)^{\frac{5}{2}}$ ga teng va shunga muvofiq,

$$C^2 = 3\frac{kT}{m} \qquad (13.115)$$

(13.109), (13.114) va (13.115) dan

$$C : C_a : C_e = \sqrt{3} : \sqrt{\frac{8}{\pi}} : \sqrt{2} \approx 1{,}2 : 1{,}1 : 1 \qquad (13.116)$$

kelib chiqadi.

Shunday qilib, $C > C_a > C_e$. Bunda o'rtacha kvadratik tezlik o'rtacha arifmetik tezlikdan 9% ga va eng katta ehtimollik tezlikdan 22% ga kattadir.

Avvalgi paragrafda berilgan yo'nalishda (X o'qi bo'yicha) molekulalar issiqlik harakatlarining o'rtacha kvadratik va o'rtacha arifmetik tezliklarining qiymatlari topilgan edi. $C_x^2 = \frac{kT}{m}$ formulani $C^2 = 3\frac{kT}{m}$ bilan va $C_\alpha\sqrt{\frac{8kT}{\pi m}}$ formulani $C_{\alpha x} = \left(\frac{m}{2\pi kT}\right)^{\frac{1}{2}} \int_0^\infty v_x\, e^{-\frac{mv_x^2}{2kT}} dv_x$ formula bilan solishtirib:

$$a)\ C = \sqrt{3}C_x \quad b) C_\alpha = 4C_{\alpha x} \qquad (13.117)$$

ga ega bo'lamiz.

Shuni eslatib o'tamizki, Maksvell taqsimotidan olingan (13.117,a) oldin o'rtacha qiymatlarni aniqlashda olingan edi.

Molekulyar-kinetik nazariyaning juda muhim natijasi temperatura bilan molekulalar ilgarilanma harakati o'rtacha energiyasi orasida bog'liqlikni o'rnatishdir. Shunday (13.115) dan

$$\frac{mc^2}{2} = \frac{3}{2}kT \qquad (13.118)$$

kelib chiqadi.

(13.118) ga binoan molekulalar ilgarilanma harakati kinetik energiyasining o'rtacha qiymati termodinamik temperaturadan faqatgina *3/2 k* ko'paytmaga farq qiladi. Shunday qilib, *termodinamik temperatura – bu molekulalar ilgarilanma harakati o'rtacha energiyasiga proporsional kattalikdir.*

A va *B* jismlar bir xil temperaturaga ega ekanligi shuni bildiradiki, *A* va *B* jism molekulalarining issiqlik harakatlari o'rtacha energiyalari bir xil bo'ladi. *A* jism *B* jismdan ko'proq qizitilgan deganda, *A* jism molekulasi *B* jism molekulasiga nisbatan o'rtacha kattaroq issiqlik harakati energiyasiga egaligi tushuniladi.

13.23.-§. Maksvell taqsimotini tajribada tekshirish

Molekulalar issiqlik harakati eng katta ehtimollik, o'rtacha arifmetik va o'rtacha kvadratik tezliklar uchun munosabatlarni yozamiz:

$$a)\ C_e=\sqrt{\frac{2kT}{m}},\ b)\ C_a=\sqrt{\frac{8kT}{\pi m}},\ c)\ C=\sqrt{\frac{3kT}{m}} \qquad (13.119)$$

Ildiz ostidagi surat va mahrajlarni Avogadro N_0 soniga ko'paytirib ($kN_0=R,\ mN_0=\mu$), hisoblashlar uchun qulayroq bo'lgan formulalarni hosil qilamiz:

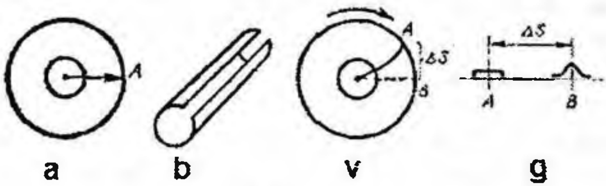
$$a)\ C_e=\sqrt{\frac{2RT}{\mu}},\ b)\ C_a=\sqrt{\frac{8RT}{\pi\mu}},\ c)\ C=\sqrt{\frac{3RT}{\mu}} \qquad (13.120)$$

Keltirilgan munosabatlardan ko'rinib turibdiki, birgina temperaturada turli gazlar molekulalarining o'ziga xos tezliklari $\sqrt{\mu}$ ga teskari proporsionaldir: $T=const$ da tezliklar nisbati $\frac{C_1}{C_2}=\sqrt{\frac{\mu_2}{\mu_1}}$ ga teng bo'lib, C_1 va C_2 – molyar massalari μ_1 va μ_2 bo'lgan ikki gaz uchun tezliklar (13.120) dan ixtiyoriy ikkitasidir.

Xona temperaturasida ($T\approx 300K$) kislorod va vodorod molekulalari issiqlik harakatlari tezliklarini taqqoslaymiz. Kislorod uchun (μ_z = 32) o'rtacha arifmetik tezlik $C_a=\sqrt{\frac{8\cdot 8.31\cdot 300}{3.14\cdot 0.032}}\cong$ 500 $(\frac{metr}{sek})$ ga teng.

Shunday qilib, xona temperaturasida kislorod molekulasi *1s* da o'rtacha 0,5 *km* yo'l bosadi. Xususiy molekulalararo to'qnashishlar tufayli bu yo'l ko'p sonli to'g'ri chiziqchalardan iborat siniq chiziqni tashkil etadi.

Vodorod (μ_H = 2) molekulasi massasi kislorod (μ_K=32) molekulasi massasidan 16-marotaba kichik bo'lib, buning evaziga uning o'rtacha tezligi o'sha temperaturada kislorod molekulasi tezligidan *4*-marotaba katta bo'ladi va xona temperaturasida *2000 m/s* ni tashkil etadi.



13.22-rasm

Molekulalar tezligini aniqlashning birinchi tajribalari Shtern tomonidan (1920-yil) bajarilgan. Bu maqsadda qo'llanilgan asbob ikkita koaksial, ichi bo'sh silindrdan iborat bo'lib (13.22,a-rasm), uning o'qi bo'ylab kumush bilan qoplangan platina sim o'tkazilgan, ichki silindrda esa tirqishi bor (13.22, b-rasm). Asbobda yuqori vacuum hosil qilingan (10^{-13}- 10^{-12} atm bosim).

Tajribaning birinchi qismida asbob tinchlikda turadi. Sim uning yarqirashi bilan aniqlanuvchi ma`lum temperaturagacha elektr toki bilan qizdiriladi. Yetarlicha yuqori temperaturada sim sirtidan kumush bug'lanib chiqadi. Ichki silindr bo'shlig'ida kumushning bir atomli gazi hosil bo'ladi. Kumush atomlarining bir qismi tirqish orqali silindrlararo fazoga chiqadi va molekulyar dasta hosil qiladi. Tashqi silindr sirtiga yetib kumush atomlari ingichka poloska ko'rinishidagi qatlam hosil qiladi va uning kengligi deyarli tirqish kengligiga tengdir (13.22, g-rasmdagi *A* nuqta).

Tajribaning ikkinchi qismida asbobning ikkinchi silindri aylantiriladi, bunda kumush atomlari 13.22, g-rasmda *B* nuqta bilan ko'rsatilgan joyga yopishadi. Kumush polosalari holatlari *A* va *B* larning farqi ΔS kattalik bilan tavsiflanadi.

Tashqi silindr radiusini va uning aylanishi burchak tezligini r va ω bilan belgilab,

$$\Delta S = \omega\, r\, \Delta t \qquad (13.121)$$

ni yozamiz, bu yerda Δt –tashqi silindr nuqtasining ΔS kattalikga siljish vaqti. Asbobning ichki silindri radiusi tashqi silindr radiusidan birmuncha kichikligidan, atomlarning silindrlararo fazodan o'tish vaqtini:

$$\Delta t = r/\upsilon \tag{13.122}$$

deb olish mumkin, bu yerda υ–kumush atomlari tezligi.

Ma'lumki, ikkala tenglamaga kiruvchi vaqt oraliqlari bir xil bo'lishi kerak. Bu tenglamalardan Δt ni qisqartirib:

$$\upsilon = \omega\, r^2 / \Delta S \tag{13.123}$$

ga ega bo'lamiz.

Polosalar orasidagi ΔS masofani va asbobning aylanish tezligini o'lchab, kumush atomlari tezligini aniqlash mumkin. Haqiqatda vaziyat polosaning yoyilib ketganligi bilan qiyinlashadi. Buni tirqish orqali uchib chiqayotgan atomlar tezliklari turlicha ekanligi bilan tushuntiriladi. Bunda katta tezlikli atomlarga kichik va kichik tezlikli atomlarga katta siljishlar tegishlidir. Agar siljish ΔS ni A polosaning o'rtasidan B polosaning eng zichroq joyigacha o'lchasak (13.22, g-rasm), (13.121) formula bo'yicha molekulyar dastadagi molekulalarning eng katta ehtimolli tezligini topish mumkin. Tajriba natijalarini tushunish uchun molekulyar dastadagi molekulalarning tezliklar bo'yicha taqsimotini topish kerak.

Maksvell taqsimotini yozamiz:

$$\frac{dn}{nd\upsilon} = \frac{4}{\sqrt{\pi}}\left(\frac{m}{2kT}\right)^{\frac{3}{2}} \upsilon^2 e^{-\frac{m\upsilon^2}{2kT}} \tag{13.124}$$

Bu yerda $n = N/V$ –gaz zichligi. Oldin bu tenglama hosil qilinishida molekulalar yo'nalishlari ayrim afzallikka ega emas deyilgan edi, hozirgi holda esa, (13.124) qonun bilan aniqlanuvchi tezlikka ega bo'lib, qizigan sim sirtidan uchib chiqadilar va radial yo'nalish bo'yicha, xusisan, deyarli hech qanday to'qnashishlarsiz tirqish tomonga harakat qiladilar.

Tirqishning birlik yuzasidan birlik vaqtda z atomlar uchib chiqsin. Agar υ dan $\upsilon + d\upsilon$ gacha tezlik intervaliga va tirqish oldidagi dastaning birlik hajmiga shunday turdagi atomlarning dn tasi to'g'ri kelsa, u holda tirqish orqali uchib chiqqan atomlar soni: $dz = \upsilon dn$ bo'ladi. (13.124) dan dn ni aniqlaymiz:

$$dz = n\frac{4}{\sqrt{\pi}}\left(\frac{m}{2kT}\right)^{\frac{3}{2}} e^{-\frac{m\upsilon^2}{2kT}} \upsilon^3 d\upsilon$$

Bu tenglamani z ga bo'lib:

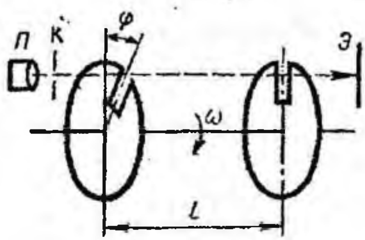
$$\frac{dz}{zd\upsilon} = \frac{n}{z}\frac{4}{\sqrt{\pi}}\left(\frac{m}{2kT}\right)^{\frac{3}{2}} e^{-\frac{m\upsilon^2}{2kT}} \upsilon^3 \tag{13.125}$$

ni topamiz.

Hosil qilingan tenglama molekulyar dastada kumush atomlarining tezliklar bo'yicha taqsimotini aniqlaydi. (13.125) ni ekstremumga tekshirib, molekulyar dastada atomlarning eng katta ehtimolli tezligi quyidagiga tengligini topamiz:

$$C_e = \sqrt{\frac{3kT}{m}} = \sqrt{\frac{3RT}{\mu}} \qquad (13.126)$$

Nazariy natijalar (13.126) ni tajriba natijalari (13.123) bilan solishtirish Maksvell taqsimotidan kelib chiqadigan atomlarning issiqlik harakati manzarasining to'g'riligini tasdiqladi.



13.23-rasm

Molekulyar dastada molekulalarning tezliklar bo'yicha taqsimoti qonunini tekshirishni Lamert (1929-yil) to'liq amalga oshirgan. Lamert tajribasining g'oyasi quyidagicha: siyraklashtirilgan fazoda umumiy o'qqa mahkamlangan ikkita radial qirqiqlari bo'lgan disk aylanadi. Bu disklar bir-biridan φ burchakka siljigan (13.23-rasm).

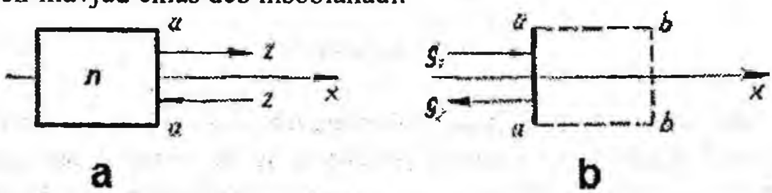
Manba *П* dan *K* diafragma orqali molekulyar dasta yo'nalgan bo'lib, uning bir qismi ekran Э ga yetib boradi. Ma'lumki, bular birinchi diskdan o'tib, ikkinchi disk tirqishi orqali ekranga yetib borgan molekulalardir.Tezroq zarralar diskka vaqtli yetib keladi, sekinroq harakatlanuvchi zarralar esa, tirqishdan o'tish uchun kechroq yetib boradi.Tirqishning kengligi kattaroq bo'lishi tezlik intervali Δv bo'lgan molekulalar dastasini ajratish imkonini beradi. Ikkala tirqishdan o'tgan molekulalar uchun disklar orasida aralashish vaqti ($t_1 = l/v$) diskning φ ($t_2 = \varphi/\omega$) burchakka burilish vaqti bilan mos kelishi kerak. $t_1 = t_2$ ligidan

$$v = \omega l / \varphi \qquad (13.127)$$

Asbobning aylanish tezligini, yoki tirqishlar orasidagi burchak φ ni o'zgartirib, turli tezlikli molekulalarni ajratish mumkin. Teng vaqt momentlaridagi turli tezlikli molekulalarni tutib, ularni dastadagi nisbiy qiymatini aniqlash mumkin va bu yuqori aniqlik bilan (13.125) –taqsimot qonunini tekshirishga imkon beradi.

13.24.-§. Kinetik nazariya bo'yicha ideal gazning holat tenglamasi

Molekulyar nazariyada moddaning soddaroq holati – o'zining xossalari bo'yicha ideal gazga yaqinlashuvchi siyraklashgan gazni tekshirishda katta muvaffaqiyatlarga erishilgan. Ideal gazning holat tenglamasini molekulyar nazariya doirasida topish uchun quyidagi soddalashtirishlar bajariladi: ideal gaz molekulalarining o'lchamlarini molekulalar orasidagi o'rtacha masofaga qaraganda hisobga olmasa bo'ladigan darajada kichik va molekulalararo o'zaro ta'sir mavjud emas deb hisoblanadi.



13.24-rasm

Termodinamik tizimni tashkil etuvchi bir jinsli N ta zarralarning ilgarilanma harakat kinetik energiyasi uchun tenglama yozamiz:

$$W_k = N\frac{mc^2}{2} \tag{13.128}$$

bu yerda c- molekulalar issiqlik harakati o'rtacha kvadratik tezligi. $c^2 = 3c_x^2$ munosabatni qo'llab:

$$N\frac{mc_x^2}{2} = \frac{N}{3}\frac{mc^2}{2} \tag{13.129}$$

ni topamiz, bu yerda c_x – X o'qiga nisbatan molekulalar issiqlik harakati o'rtacha kvadratik tezligi. Molekulalarning o'rtachalashgan xususiyatlari c_x va c ni kiritish molekulalarning tartibsiz (issiqlik) harakatlarini barcha molekulalar uchta o'zaro perpendikulyar yo'nalish bo'yicha bir xil o'rtacha kvadratik tezlikka teng bo'lgan tezlik bilan harakatlanuvchi "tartibli" harakat kabi tasavvur etish imkonini beradi.

Birlik hajmida n ta molekulaga ega bo'lgan ($n=N/V$), m massali T temperaturadagi ideal gazning muvozanatli holatini ko'rib chiqamiz. Buning uchun 13.24-rasmga murojaat etamiz. Bu rasmda birlik hajmdagi gaz ikkita qarama-qarshi tomonlari X o'qiga perpendikulyar bo'lgan kub shaklda tasavvur etilgan. Aytaylik barcha molekulalar bir xil o'rtacha kvadratik tezlikka ega bo'lgan tezlik bilan harakatlansin. U holda yuqorida aytilganiga muvofiq, birlik hajmda bo'lgan $n/3$ molekulani X o'q bo'yicha harakat qilmoqda deyish mumkin. Ularning yarmi (yani $n/6$) X o'qining musbat yo'nalishi bo'yicha harakatlanadi (13.24-rasmdagi *aa* tomot orqali). X o'qining musbat yo'nalishi bo'yicha harakatlanuvchi molekulalar oqim zichligini yuzaga keltiradi (birlik vaqtda birlik hajmdan o'tuvchi molekulalar soni):

$$Z = \frac{n}{6}c \qquad (13.130)$$

Oqim (13.130) ning har bir molekulasi mc impuls (harakat miqdori) olib o'tadi. Shuning uchun ideal gazda impuls oqimining zichligi q (birlik vaqtda birlik yuzadan impuls o'tishi) Zmc ko'paytma bilan aniqlanadi:

$$q = \frac{1}{6}nmc^2 \qquad (13.131)$$

(13.131) tenglama o'rtachalashtirilgan molekulyar xususiyatlarni qo'llab hosil qilingan va ideal gazlar uchun juda o'rinlidir. (13.130) ni keltirib chiqarishda qo'llanilganlar molekulalarning haqiqiy o'tishlarini aks ettirmaydi. Gap shundaki, (13.130) tenglama birlik vaqtda birlik yuzadan haqiqiy o'tishni aniqlamay, impuls oqimi zichligiga to'g'ri qiymat beruvchi ayrim effektiv kattalik (13.131) ni aniqlaydi.

(13.131) oqim ideal gazda ixtiyoriy yo'nalish bo'yicha issiqlik harakatini tavsiflaydi. Agar X o'qini olsak, uning ikki yo'nalishi bo'yicha $q_1= -q_2$ oqim mavjuddir (13.24, b-rasm): birlik yuza orqali musbat yo'nalishda – q_1 oqim, qarama-qarshi yo'nalishda $-q_2$ oqim. Agar yuza molekulalar uchun o'tib bo'lmas bo'lsa, u holda termodinamik muvozanat holatda yuzaga kirayotgan va undan ketayotgan impulslar oqimi teng bo'lishi kerak. Yuzaning molekulalar bilan o‘zaro ta’sirini sinchiklab tekshirish juda qiyin. Birinchidan, uning tekis emasligidan, undan qaytayotgan molekulalar diffuz bo‘ladi, ikkinchidan, molekulalar to‘qnashish akti ko‘pincha elastik bo‘lmaydi. (Ayrim hollarda gaz molekulalari devor molekulalari bilan to‘qnashib energiyasini yo‘qotsa, boshqa hollarda teskari holat yuz beradi). O‘rtacha termodinamik muvozanat holatda devorning gaz bilan o‘zaro ta’siri $q_1= -q_2$ tenglikga egadir. Qattiq devordan qaytayotgan molekulalar impuls oqimi zichligining o‘zgarishi ($\Delta q= -q_2 - q_1$) ga teng bo‘ladi. Bu kattalikning moduli $|\Delta q|=2q$ ga teng deb olib va (13.131) ni qo‘llab:

$$\Delta q = \frac{1}{3}nmc^2 \qquad (13.132)$$

ni yozamiz. Bu formula orqali birlik vaqtda idishning birlik yuzasi bilan ta’sirlashayotgan gaz molekulalari impulsining o‘zgarishi aniqlanadi. Mexanikaning ikkinchi qonuniga muvofiq, kuch vaqt birligida harakat miqdorining o‘zgarishi bilan aniqlanadi, shuning uchun (13.132) tenglama gaz tomonidan devorning birlik yuzasiga ta’siretuvchi kuchni aniqlaydi (ma’lumki, shunday kuch bilan devor gazga ta’sir etadi). Ma’lumki, birlik yuzaga ta’sir etuvchi kuch – bosimdir. Shunday qilib (13.132) ga muvofiq, ideal gaz bosimi:

$$p = \frac{1}{3}nmc^2 \qquad (13.133)$$

$C^2=3kT/m$ munosabatni qo‘llab:

$$p = nkT \qquad (13.134)$$

ni topamiz.

Hosil qilingan tenglamadan ideal gaz bosimi gaz zichligi va temperaturaga proporsional ekanligi kelib chiqadi.

Agar (13.134) ni molyar hajm V ga ko‘paytirsak, $pV=N_0kT$ munosabatni hosil qilamiz, bu yerda $N_0=nV$- Avogadro soni. $N_0k=R$ ekanligini hisobga olgan holda, mol ideal gaz uchun holat tenglamasini quyidagi ko‘rinishda yozamiz:

$$pV=RT \qquad (13.135)$$

Gaz bosimi uchun tenglama (13.134) shunisi bilan qiziqki, unda molekulaning hech qanday individual tavsifi ishtirok etmaydi. Aynan shuning uchun, uni gaz aralashmalari uchun ham qo‘llasa bo‘ladi. Aralashma uchun molekulalarning umumiy konsentrasiyasi aralashmaning ayrim komponentalarining konsentrasiyalari yig'indisi bilan aniqlanadi:

$$n = n_1+n_2 + ... + n_z =\sum n_i \qquad (13.136)$$

bu yerda n_i– i-tartib raqamli komponenta konsentrasiyasi. (13.134) ni:

$$p= (n_1+n_2 + ... + n_z)kT,$$

yoki

$$p=n_1kT+n_2kT+...+n_zkT \qquad (13.137)$$

ko'rinishda qayta yozamiz.

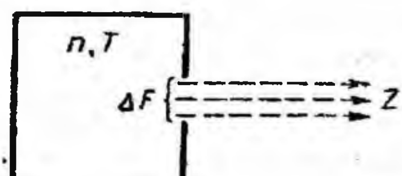
Biroq n_1kT ko'paytma gaz aralashmasi birinchi komponentasi hosil qilgan p_1 bosim bo'lib, $n_2kT=p_2$ -esa ikkinchi komponenta bosimi va h. k. (13.137) ni Dalton qonunini ifoda etuvchi quyidagi ko'rinishda yozish mumkin:

$$P = p_1 + p_2 + ... + p_z = \sum p_i \qquad (13.138)$$

Bu formulaga muvofiq, ideal gaz aralashmasi bosimi uning komponentalari parsial bosimlari yig'indisiga tengdir.

13.25.-§. Ideal gaz molekulalar oqimi zichligi

Ideal gazda berilgan o'q, masalan, X o'qi bo'yicha issiqlik harakatini ko'rib chiqamiz (43-rasm). Xaotik issiqlik harakatini tartibli deb faraz qilaylik va unda molekulalar X o'qiga nisbatan o'rtacha $C_{ax}^2 = \left(\frac{kT}{2\pi m}\right)^{\frac{1}{2}}$ tezlik bilan harakatlansin.



13.25-rasm

Bunday tasavvurda gazning birlik hajmidagi n ta zarrachadan $n/2$ tasi X o'qining musbat yo'nalishi bo'yicha harakatlanadi (13.25-rasm). Bu molekulalar

$$Z=nc_{ax} \qquad (13.139)$$

ga teng bo'lgan oqim zichligi (birlik vaqtda birlik yuzadan o'tuvchi molekulalar soni) ni hosil qiladi.

$c_{\alpha x}=c_a/4$ munosabatni hisobga olgan holda,

$$Z=\frac{1}{4}nc_a \qquad (13.140)$$

deb yozamiz va bu yerda $C_\alpha=\sqrt{\frac{8kT}{\pi m}}$ – molekulalar issiqlik harakati o'rtacha tezligidir. Avvalgi paragrafda impuls o'tishini to'g'ri ko'rsatib beruvchi molekulalar oqimining ta'sirchan zichligi formulasi $z=\frac{n}{6}c$ kiritilgan edi, bu yerdagi (13.140) formula esa birlik vaqtda birlik yuzadan o'tuvchi zarralar sonining haqiqiy manzarasini aks etadi. Shuning bilan birga (13.140) molekulalarning birlik vaqtda qattiq jismning birlik yuzasiga to'g'ri keluvchi to'qnashishlar sonini aniqlaydi.

(13.140) formula daniyalik fizik M. Knudsen tomonidan (1909) tekshirilgan bo'lib, tekshirish usuli quyidagichadir: Vakuum hosil qilingan fazoga gazli idish joylashtiriladi. Agar idishda tirqish ochsak, u holda gaz chiqayotganini kuzatamiz (13.25-rasm). Tirqish orqali gazning chiqishi murakkab jarayondir. Agar tirqish yetarlicha katta bo'lsa, u holda gazning chiqishi tirqishning ikkala tomonining idish devorlariga berayotgan bosimlari farqi orqali yuzaga keladi. Biroq bosim statistik ma'noga ega va bu haqda idish devorlari yuzasi yetarlicha katta bo'lgandagina gapirish mumkin. Bu holda ajratilgan yuzaga bir vaqtda molekulalarning yetarlicha ko'p soni kelib uriladi, bunda impulslarning o'zgarishi bilan birlik yuzaga to'g'ri keluvchi doimiy kuch singari bosim hosil bo'ladi. Agar idishning yetarlicha kichik yuzasi olinsa va unga ayrim molekulalargina yoki juda kam sonli molekulalar urilsa, u holda bunday yuzachaga beriladigan bosim haqida gap yuritish to'gri bo'lmaydi. Bunday sharoitda yuzachaga ayrim molekulalar urilib, doimiy ta'sir etuvchi kuch mavjud emas va shunga muvofiq ajratilgan yuzachaga bosim ta'sir etmaydi. Gazning berilgan zichligida maydonning shunday chegaraviy qiymati mavjudki, undan kichik qiymatlarda gaz bosimi ta'sir etmaydi. Knudsen tajribalarida idish devoridagi tirqish yuzasi F belgilangan chegaradan ham kichik olingan bo'lib, u gazning bosimga bog'liq bo'lmagan molekulyar oqishini kuzatgan. Knudsen tomonidan olingan natijalar (13.140) formulaga juda mos keladi.

13.26.-§. Og'irlik kuchi maydonida ideal gaz molekulalarining taqsimoti

Zarralarning energiya bo'yicha taqsimoti uchun Bolsman formulasini yozamiz:

$$\Delta N_i = Ae^{-\frac{\varepsilon_i}{kT}} \quad (13.141)$$

bu yerda ΔN_i– energiya ε_i dan $\varepsilon_i + \Delta\varepsilon_i$ gacha intervalga ega bo'lgandagi zarralar soni, A– doimiy kattalik. Mos holda $\Delta N_1 = Ae^{-\frac{\varepsilon_1}{kT}}$ va $\Delta N_2 = Ae^{-\frac{\varepsilon_2}{kT}}$ zarralar yotuvchi ikkita ε_1 va ε_2 energetik sathlarni ajratamiz.

$\Delta N_1/\Delta N_2$ munosabatdan:

$$\Delta N_2 = \Delta N_1 e^{-\frac{\varepsilon_2-\varepsilon_1}{kT}} \quad (13.142)$$

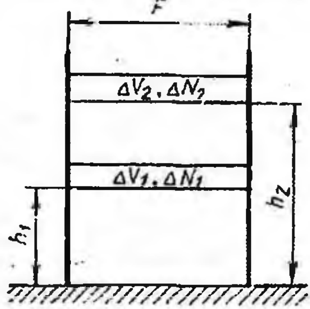
ni topamiz. (13.142) dan og'irlik kuchi maydonidagi izotermik tizim molekulalari taqsimotini ko'rib chiqishda foydalanamiz. Bu holda,ε –molekulalarning potensial energiyasidir. Og'irlik kuchi maydoni bir jinsli (ko'rilayotgan balandlik diopazonida erkin tushish tezlanishi-doimiy kattalik) deb hisoblab: $\varepsilon_1=mgh_1$ va $\varepsilon_2=mgh_2$ ni yozish mumkin. Ko'rilayotgan hol uchun (13.142) quyidagi ko'rinishni oladi:

$$\Delta N_2 = \Delta N_1 e^{-\frac{mg(h_2-h_1)}{kT}}. \quad (13.143)$$

Bolsman formulasini shunday masalalarni ko'rish uchun qo'llash mumkinki, bunda molekulalarning u yoki bu energetik sathga tushishi sathlarning egallanishi bilan bog'liq bo'lmasin. (13.143) dagi ΔN_2 va ΔN_1- h_2 va h_1 balandliklardagi molekulalar soni. Biroq bu molekulalar ma'lum hajmda bo'lishi kerak. Faraz qilaylik, tekshirilayotgan tizim asosi yerda bolgan F kesimli cheksiz silindrni to'ldiruvchi vertikal gaz ustunidan iborat bo'lib, uning ikkita kichik qismi (13.143) munosabat bilan bog'langan (13.26-rasm). Silindrga N ta molekula qamalgan bo'lib, uning ΔN_1 qismi h_1 balandlikdagi ΔV_1 hajmda, ΔN_2 qismi esa h_2 balandlikdagi ΔV_2 hajmda joylashgandir. Molekulalarning mgh_1 va mgh_2 energetik sathlarda bo'lish ehtimolligi faqatgina ularning qiymatlarigagina emas, ΔV_1 va ΔV_2 hajmlarning kattaliklariga ham bog'liqdir. Bu hajmlar bir-biriga teng bo'lsin: $\Delta V_1 = \Delta V_2$. Endi masalaning yechimiga yaqinlashgandekmiz, lekin biz mavjud bir holatni nazardan chetlashtirdik: bitta molekula ΔV_1 hajmga tushganda o'zining o'lchami bilan shu hajmning qandaydir qismini egallaydi va bu egallangan joyga endi boshqa molekula joylashishi mumkin emas.

Real hollarda molekulalarning ajratilgan teng hajmlarga tushish ehtimolligi ularning to'ldirilishiga bog'liq.

Biz hozircha (13.143) munosabat orqali og'irlik kuchi maydonida real hollarda molekulalarning joylashishini ko'rib chiqishda undan qanday foydalanishni bilmaymiz. U holda real tizimni, masalan zich gazlarni qo'yib,molekulalari e'tiborsiz darajada kichik o'lchamga ega bo'lgan ideal gazni ko'rib chiqamiz.



13.26-rasm

Ma'lumki, bu holda $\Delta V_1 = \Delta V_2 \equiv \Delta V$ bo'lganida nuqtaviy zarralarning teng hajmlarga tushish ehtimolligi, bu hajmlarning boshqa zarralar bilan egallanishiga bog'liq bo'lmaydi. Aytilganlardan, (13.143) formuladan turli balandliklarda joylashgan bir xil elementar hajmlardagi zarralar sonini solishtirish asosida ideal gazdan tashkil topgan izotermik atmosferadagi molekulalar taqsimotini ifodalash uchun foydalanish mumkinligi kelib chiqadi. (13.143) ni ΔV ga bo'lib va teng hajmlardagi molekulalar soni $\Delta N_1/\Delta V_1 = n_1$ va $\Delta N_2/\Delta V_2 = n_2$ ni aniqlab:

$$n_2 = n_1 e^{-\frac{mg(h_2 - h_1)}{kT}} \qquad (13.144)$$

ni yozamiz.

$h_1 = 0$ holi uchun :

$$n = n_0 e^{-\frac{mgh}{kT}} \qquad (13.145)$$

ga egamiz. Bu yerda, n_0– Yer sirtidagi birlik hajmdagi molekulalar soni, n –h balandlikdagi birlik hajmdagi molekulalar soni.

Oxirgi formulalar bir jinsli tortishish maydonidagi ideal gaz molekulalarining balandlik bo'yicha taqsimlanishini aniqlaydi.

(13.145) ni kT ga ko'paytirib va $nkT=p$ va $n_0kT=p_0$, ekanligini nazarda tutib, tortishish maydonini bir jinsli deb tasavvur qilgan holda, izotermik atmosferada bosimning balandlik bo'yicha taqsimotini topamiz:

$$p = p_0 e^{-\frac{mgh}{kT}} \qquad (13.146)$$

Bu formulaga barometrik formula deyiladi.

13.27.-§. Broun harakati. Perren tomonidan Avogadro sonining topilishi

Molekulyar-kinetik nazariya asosan XIX asrning ikkinchi yarmida J.K.Maksvell va L.Bolsmanning ishlari tufayli tez rivojlanib ketdi. Bu nazariya ko'pgina hodisalarni qoniqarli tarzda tushuntirgan bo'lsa-da, molekulalar mavjudligi va ularning harakatlari to'g'risida real isbotlarning mavjud emasligidan bu nazariya XX asrning boshlarigacha ko'pchilik tomonidan tan olinmagan edi. Molekulyar nazariyaning to'liq tan olinishi Broun harakatining to'liq o'rganilishi bilan bog'liqdir.

Angliyalik botanik Robert Broun 1827-yilda mikroskop ostida suyuqlikda o'simlik changlarining va boshqa zarrachalar harakatlarini kuzatdi. Harakat tartibsiz bo'lib, zarralar murakkab zigzaksimon traektoriyani chizgan holda, bir-biriga bog'liq bo'lmay harakat qiladilar. Broun harakati intensivligi muhit temperaturasining oshishi, uning qovushoqligi va zarralar o'lchamining kamayishi bilan oshadi. Muhitning kimyoviy tabiati zarralar harakatiga ta'sir ko'rsatmaydi. XIX asrning birinchi yarmida hukmronlik qilayotgan fizik dunyoqarash bilan Broun harakatini tushuntirib bo'lmadi. XIX asrning ohiriga kelib, molekulyar-kinetik nazariyaning taraqqiy etishi arafasida qator olimlar broun zarrachasi tartibsiz harakati tabiatini to'g'ri tushuntirdilar. Shu davr fiziklaridan biri Delso (1877) Broun harakatini quyidagicha tushuntirdi: "Agar yuza katta bo‘lsa, bosimning sababchisi bo‘lgan molekulyar to‘qnashuvlar tashqi jismga hech qanday ta’sir ko‘rsatmaydi, chunki umumiy holda ular jismni har tomondan bir xil turtadilar. Agar yuza kichik bo‘lsa, turtkilarning to‘g‘ri bo‘lmasligi endi muvozanatlasha olmaydi va biz nuqtadan nuqtaga o‘zgaruvchi bosim bilan ish ko‘rishimizga to‘g‘ri keladi. Endi katta sonlar qonuni bosimning tenglashishiga olib kelmaydi va ularning teng ta’sir etuvchisi endi nolga teng bo‘lmaydi; u doimo ham kattaligi bo‘yicha, ham yo‘nalishi bo‘yicha o‘zgarib turadi”.

Broun harakatining birinchi miqdoriy nazariyasi 1905-yilda paydo bo‘ldi va uning muallifi A.Eynshteyn edi. Eynshteyn nazariyasining va shuning bilan birga molekulyar-kinetik nazariya tajribaviy isboti fransuz fizigi J. Perren va uning hamkasblari tomonidan berilgan. Bu olimning 1906-yilda boshlangan va bir necha yil davom etgan buyuk tajribasi kinetik nazariyaga qarshi tarafdorlarni atom va molekulalarning realligiga ishonishga majbur etdi.

Eynshteyn nazariyasini tajribada asoslash imkonini Perren quyidagicha ifodaladi: “Agar, haqiqatda molekulyar harakat broun harakatining sababchisi bo‘lsa, agar bu hodisa bizni molekula dunyosi bilan bog‘lovchi hodisa bo‘lsa, u holda bizni ularga yaqin borishimizga imkon beruvchi holatlar mavjud bo‘lishi kerak”. Agar gaz yoki suyuqliklarda mikroskop bilan kuzatish mumkin bo‘lgan darajadagi kattalikda tashqi zarra bo‘lsa, muhitning ko‘zga ko‘rinmaydigan zarralarining unga urilishlari tufayli, bu tashqi zarra issiqlik harakatida ishtirok etadi. Tabiiyki, broun zarrasi tezligiga molekulalar tezligiga qo‘llanilgani kabi Maksvell taqsimoti qo‘llaniladi. Molekulalar ilgarilanma harakati o‘rtacha energiyasi:

$$\frac{mc^2}{2}=\frac{3}{2}kT \qquad (13.147)$$

dan aniqlanishidan, broun zarrachasi o‘rtacha kinetik energiyasi ham shunday munosabat bilan aniqlanishi kerak. Berilgan temperaturada broun zarrachasi o‘rtacha kinetik energiyasi $m_b c_b^2/2$ muhit molekulasi o‘rtacha kinetik energiyasi $mc^2/2$ ga teng. Mos holda, broun zarrachasi va molekulalar o‘rtacha kvadratik tezligi $C_b/C = \sqrt{m/m_b}$ munosabat bilan bog‘langandir. Broun harakati haqidagi bunday tasavvurlar Perrenga broun zarralari o‘lchami ular orasidagi masofadan ancha kichik bo'lsa, u holda ularga ideal gaz holat qonunlarini qo'llash mumkin degan xulosa qilishga imkon berdi.

Bunday g'oyaga binoan broun zarralari yig'indisi og'irlik kuchi maydonida quyidagi qonun bo'yicha taqsimlanishi kerak:

$$n_2 = n_1 e^{-\frac{mg(h_2 - h_1)}{kT}} \tag{13.148}$$

bu yerda *mg* –molekula og'irligi. Agar (13.148) ni broun zarrachasi uchun qo'llasak, ular joylashgan muhit tomonidan bu zarrazalarga ta'sir etuvchi, itaruvchi kuchni hisobga olish kerak. Boshqacha aytganda, (13.148) formuladagi *mg* o'rniga $\frac{4}{3}\pi r^3(\rho - \rho_0)g$ ni qo'yish kerak, bu yerda: ρ – broun zarrasi zichligi, r – ular radiusi, ρ_0 – suyuqlik zichligi. Endi $k = R/N_0$ tenglikni qo'llab, (13.148) munosabat quyidagicha yozamiz:

$$n_2 = n_1 e^{-\frac{\frac{4}{3}\pi r^3(\rho - \rho_0)g(h_2 - h_1)N_0}{RT}} \tag{13.149}$$

Bundan

$$N_0 = \frac{3RT \ln\frac{n_1}{n_2}}{4\pi r^3(\rho - \rho_0)g(h_1 - h_2)} \tag{13.150}$$

kelib chiqadi.

Avogadro sonini topishning bunday usuli Perren tomonidan ishlab chiqilgan. Uning tajribalaridagi asosiy qiyinchilik bir xil zarralardan emulsiyalar tayyorlash bo'ldi. Bu qiyinchilik bartaraf etilgan: bir jinsli emulsiya smolali moddalardan sentrifugirlash orqali olingan. Emulsiyani shaffof devorli yassi kyuvetaga joylashtirilgan va yaxshilab termostatlangan. Mikroskop yordamida zarralarning balandlik bo'yicha taqsimoti o'rganilib, o'lchashlar natijasiga ko'ra Avogadro soni topildi. Shunday tajribalar natijasida Perren Avogadro soni $N_0 \sim 6{,}5 \cdot 10^{23}$ ga tengligini topdi. Bu qiymat boshqa usullar bilan topilgan Avogadro soni bilan yaxshi mos tushadi.

O'z ishlari xulosasini Perren shunday ifodaladi: "Atom nazariyasi g'alaba qozonadi. Unga qarshi bo'lgan ko'pchilik o‘zlarini mag‘lub sezadilar va birining ketidan ikkinchilari ko‘p yillar davomida ular uchun qonuniy bo‘lgan noto‘g‘ri tasavvurdan voz kechadilar”.

13.28.-§. Teng taqsimot haqidagi teorema va ideal gazning ichki energiyasi

Molekulyar-kinetik nazariyaning asosiy vazifalaridan biri ichki energiyaning tizim parametrleriga bog‘liqligini aniqlashdan iboratdir: $U=U(V, T)$.

Bunday masala kam sonli erkinlik darajasiga ega bo‘lgan ideal gaz uchun soddaroq yechimga egadir.

Mexanik tizimning erkinlik darajasi soni deb, fazoda uning holati (albatta, harakati ham) aniqlanadigan bir-biriga bog‘liq bo‘lmagan koordinatalar soniga aytiladi.

Agar moddiy nuqta faqat bitta o‘q , masalan, X o‘qi bo‘yicha harakati qilsa, u holda bu o‘qda uning holati bitta koordinata bilan aniqlanadi. Shunga muvofiq, bunday moddiy nuqta ilgarilanma harakat bitta erkinlik darajasiga ega.

Agar o‘zining harakati davomida moddiy nuqta tekislikni tark etmasa (ikki o‘lchamli harakat), u holda Dekart koordinatalar tizimidagi tekislikda uning holati X va Y koordinatalar bilan aniqlanadi. Bunday moddiy nuqta ilgarilanma harakati ikkita erkinlik darajasiga ega.

Fazoda moddiy nuqtaning erkin harakati uchta koordinataning berilishi bilan, masalan Dekart koordinatalar tizimida X, Y va Z qiymatlar bilan aniqlanadi. Shunga muvofiq, erkin moddiy nuqta ilgarilanma harakati uchta erkinlik darajasiga ega.

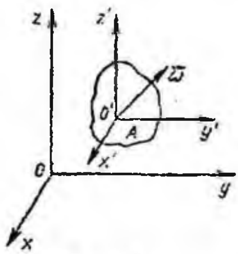
Erkin absolyut qattiq jismning harakatini ko‘rib chiqamiz. 13.27-rasmda X, Y va Z koordinatalar tizimi tasvirlangan bo‘lib, unga nisbatan qattiq jism A ning massalar markazi holati aniqlanadi. Shu rasmda qo‘zg‘aluvchan X', Y' va Z' tizim ko‘rsatilgan bo‘lib, uning O' boshi A jismning massalar markazi bilan birlashtirilgan. Umumiy holda erkin qattiq jismning harakati davomida inertsiya markazi orqali o‘tuvchi o‘q atrofida aylanishi mumkin. Ko‘rsatilgan rasmda qattiq jismning aylanish o‘qi bilan mos tushuvchi qattiq jism aylanishining burchak tezligi tasvirlangan. Bu tezlikni uchta komponentalar orqali ifodalash mumkin:

$$\overline{\omega} = \overline{\omega_x} + \overline{\omega_y} + \overline{\omega_z} \tag{13.151}$$

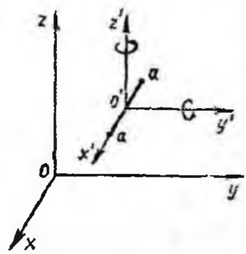
bu yerda $\overline{\omega_x}, \overline{\omega_y}, \overline{\omega_z}$– X, Y va Z o'qi bo'yicha burchak tezlik komponentalari. Aylanuvchi qattiq jism uchta aylanma erkinlik darajasiga ega. Jism inertsiyasi markazi uchta X, Y va Z koordinatalari bilan uning uchta ilgarilanma erkinlik darajasi aniqlanadi. Shunday qilib, absolyut qattiq jism oltita erkinlik darajasiga ega bo'lib, uning uchtasi ilgarilanma va uchtasi – aylanmadir. Moddiy nuqta aylanma erkinlik darajasiga ega emas, u faqat ilgarilanma harakatda ishtirok etadi.

Gazlar issiqlik sig'imini o'lchash tajribalari bo'yicha shu narsa kelib chiqadiki, molekulalar erkinlik darajalari sonini aniqlashda atomlarni moddiy nuqtalar kabi qarash kerak. Aynan shuning uchun, bir atomli molekula uchta ilgarilanma harakat erkinlik darajasiga egaligi kelib chiqadi.

Ideal gazning ikki va ko'p atomli molekulalari absolyut qattiq (atomlararo masofa o'zgarmas) deb hisoblaymiz. Bunday turdagi tasavvurlar gazlarning taxminiy (klassik deb ataluvchi) kalorik xossalari nazariyasini yaratishga imkon beradi.



13.27-rasm



13.28-rasm

13.28-rasmda X, Y va Z koordinatalar tizimida ikki atomli *aa* molekula tasvirlangan. Bunday molekulaning inertsiya markazlari ilgarilanma harakati X, Y va Z koordinataning o'zgarishi bilan bog'liq. Molekulaning aylanishini ifodalash uchun qo'zg'aluvchan va boshi molekula inertsiya markazida bo'lgan X', Y', Z' koordinatalar tizimi kiritilgan bo'lib, X' molekula o'qi bilan mos tushadi. Bu o'q atrofida molekulaning aylanishi ma'noga ega emas (aylanish o'qida joylashgan moddiy nuqtaning aylanishi haqida gapirib bo'lmaydi). Molekulaning aylanma erkinlik darajalari faqat Y' va Z' o'qlari atrofidagi mumkin bo'lgan aylanishlarga mos keladi.

Shunday qilib, ikki atomli qattiq molekulalar beshta erkinlik darajasiga ega bo'lib, ularning uchtasi ilgarilanma, ikkitasi-aylanmadir. Ikki atomli molekulalar vodorod (H_2), azot (N_2), kislorod (O_2), uglerod oksidi (CO) va boshqa gazlar uchun xosdir. Shuni qayd qilish kerakki, uch atomli chiziqiy qattiq molekulalar ham beshta erkinlik darajasiga ega. Bunday molekulalarga, masalan, karbonat angidrid gazi (CO_2) kiradi.

Qattiq uch atomli nochiziqiy molekulalar (ular atomlari markazlari bir to'g'ri chiziqda yotmaydi) oltita erkinlik darajasiga ega; ulardan uchtasi ilgarilanma va uchtasi aylanmadir. Bu oltita erkinlik darajasi uchdan ortiq atomga ega bo'lgan barcha molekulalar uchun taaluqlidir.

Molekulaning erkinlik darajasi nechta bo'lsa ham uning uchtasi ilgarilanmadir.

υ–molekulalardan bittasining ilgarilanma harakati oniy tezligi. Tezlikni υ_x, υ_y , υ_z komponentalar orqali ifodalab, molekulaning kinetik energiyasini yig'indi ko'rinishida yozish mumkin:

$$\frac{m\upsilon^2}{2}=\frac{m\upsilon_x^2}{2}+\frac{m\upsilon_y^2}{2}+\frac{m\upsilon_z^2}{2}$$

Shunday qilib, molekulaning ilgarilanma harakat energiyasini uchta yig'indi orqali ifodalash mumkin bo'lib, ularning har biri mos erkinlik darajasiga to'g'ri keluvchi kinetik energiyani namoyish etadi. Shunday $m\upsilon^2_x/2$ molekulaning ilgarilanma harakati x-nchi erkinlik darajasiga to'g'ri keluvchi kinetik energiyadir. Molekula ilgarilanma harakati erkinlik darajasining hech biri boshqasiga nisbatan afzallikka ega emasligidan, ularning har biriga o'rtacha bir xil energiya mos keladi.

Bitta molekulaga to'g'ri keluvchi o'rtacha kinetik energiya

$$\frac{m\upsilon^2}{2}=\frac{3}{2}kT \tag{13.152}$$

munosabat bilan aniqlanadi.

Molekulaning to'liq kinetik energiyasini uchga bo'lib

$$\varepsilon_1=\frac{1}{2}kT \tag{13.153}$$

ni hosil qilamiz, bu yerda ε_I– molekulaning bitta ilgarilanma harakat erkinlik darajasiga to'g'ri keluvchi o'rtacha energiya.

Ilgarilanma va aylanma harakat energiya taqsimotiga nisbatan hech qanday afzallikka ega emas, deb tasavvur etish mumkin. Bunday tasavvurda molekula harakatining har bir erkinlik darajasiga o'rtacha *1/2kT* ga (erkinlik darajasi bo'yicha energiyaning teng taqsimoti qonuni) teng energiya to'g'ri keladi.

Bitta molekula erkinlik darajasi sonini *i* bilan belgilaymiz. Teng taqsimot qonuni asosida bitta molekulaga to'g'ri keladigan o'rtacha energiya:

$$\varepsilon_1 = \frac{i}{2}kT \qquad (13.154)$$

ga teng.

(13.154) ni Avogadro soni N_0 ga ko'paytirib, $kN_0=R$ almashtirish kiritib, bir mol ideal gaz (qattiq molekulali gaz) ichki energiyasi uchun quyidagi munosabatni hosil qilamiz:

$$U = \frac{i}{2}RT \qquad (13.155)$$

Mos holda ideal gazning ixtiyoriy massasi uchun

$$U = \frac{m}{\mu}\frac{i}{2}RT \qquad (13.156)$$

bo'ladi.

Oxirgi tenglamadan ko'rinib turibdiki, ideal gaz ichki energiyasi termodinamik temperaturaga proporsionaldir.

Doimiy hajmda ideal gazning issiqlik sig'imi quyidagi hosila bilan topiladi:

$$C_V = \frac{dU}{dT} \qquad (13.157)$$

(13.155) va (13.157) dan doimiy hajmda gazlarning molyar issiqlik sig'imi:

$$C_V = \frac{i}{2}R \qquad (13.158)$$

ga tengligi kelib chiqadi.

Mayer munosabatini qo'llab, issiqlik sig'imi uchun tenglamani doimiy bosimda yozamiz:

$$C_p = \frac{i}{2}R + R = \frac{i+2}{2}R \tag{13.159}$$

(13.158) va (13.159) tenglamalardan

$$\gamma = \frac{C_p}{C_V} = \frac{i+2}{i} \tag{13.160}$$

nisbatni topamiz.

Jadval

Molekulalari turlicha tuzulmaga ega bo'lgan gazlar uchun C_V, C_p va γ larning qiymatlari

Molekulalar	i	C_V	C_p	γ
Bir atomli	*3*	*3/2R*	*5/2R*	*1,67*
Ikki atomli	*5*	*5/2R*	*7/2R*	*1,40*
Ko'p atomli	*6*	*3R*	*4R*	*1,333*

Hosil qilingan formulalardan ko'rinib turibdiki, qattiq molekulali gazlar uchun C_V va C_p issiqlik sig'imlari kabi ularning nisbatlari C_p/C_V ham faqatgina molekulalarning erkinlik darajalari soni bilan aniqlanadi va temperaturaga bog'liq emas.

Yuqoridagi jadvalda turli tuzilmadagi molekulali gazlar uchun (13.158), (13.159) va (13.160) formulalar yordamida hosil qilingan C_V, Cp va γ larning qiymatlari keltirilgan.

XIV–BOB. KO‘CHISH HODISALARI VA UNING IDEAL GAZLAR UCHUN NAZARIYALARI

Muvozanatsiz izolyasiyalangan tizimda jarayonlar shunday boradiki, oxir oqibat termodinamik muvozanat o‘rnatiladi. Bunda diffuziya, qovushoqlik va issiqlik o‘tkazuvchanlik muhim rol o‘ynaydi. Bu jarayonlar zichlik va konsentrasiyaning tenglashishiga, moddaning makroskopik harakatini to‘xtashiga, butun tizim bo‘ylab bir xil temperatura o‘rnatilishiga olib keladi. Bu turdagi hodisalar (jarayonlar) molekulalarning issiqlik harakatiga asoslangan bo‘lib, energiya (issiqlik o‘tkazuvchanlik), impuls (qovushoqlik), va massa (diffuziya) olib o‘tadilar, shuning uchun ularga *ko‘chish hodisalari* deyiladi.

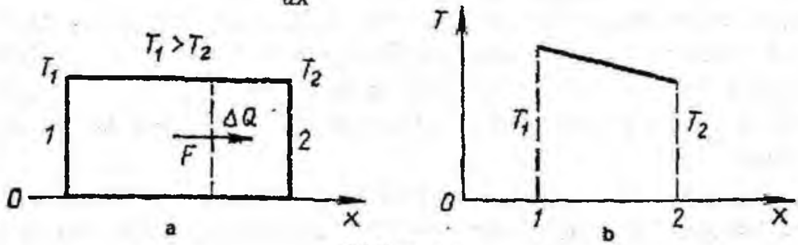
Umumiy holda ko‘chish hodisalari tizimning u yoki bu parametrlarining gradiyentlariga bog‘liq. Gradiyent – vektor kattalik bo‘lib, agar ko‘chish hodisalari bittagina koordinata o‘qi bo‘ylab ko‘rilsa, u holda vektor belgisini qo‘ymasa ham bo‘ladi. Agar zichlik ρ faqat X koordinataning funksiyasi bo‘lsa, u holda zichlik gradiyenti deganda, soddalik uchun $\frac{d\rho}{dX}$ tushuniladi. Xuddi shunday tarzda temperatura gradiyenti $\left(\frac{dT}{dX}\right)$, yo‘nalgan harakat tezlik gradiyenti $\left(\frac{dv}{dX}\right)$ topiladi.

14.1.-§. Issiqlik o‘tkazuvchanlik

Issiqlik o‘tkazuvchanlik – bu temperatura gradiyenti mavjud bo‘lganda boradigan va zarralarning issiqlik harakatiga asoslangan issiqlik uzatishdir. 14.1-rasmda 1 va 2 tomonli to‘g‘ri burchakli shakldagi jism tasvirlangan bo‘lib, X o‘qiga normal joylashgan. Jism temperaturasi bitta koordinata funksiyasi $T = T(X)$ bo‘lsin, bunda $\frac{dT}{dX} < 0$ (temperature X o‘qining musbat yo‘nalishi bo‘yicha kamayadi). U holda jismning ixtiyoriy kesimi orqali, tanlangan o‘qga normal holda Fur’e qonuni (1820-y) bilan ifodalanuvchi issiqlik uzatilishi sodir bo‘ladi:

$$\Delta Q = -\aleph \frac{dT}{dX} F \Delta t \qquad (14.1)$$

bu yerda: $\Delta Q - \Delta t$ vaqt ichida F kesimli yuza orqali oʻtuvchi issiqlik miqdori, $\aleph$ –modda xossalariga bogʻliq boʻlgan issiqlik oʻtkazuvchanlik koeffitsiyenti. “Minus” ishora issiqlik uzatilishi temperatura past boʻlgan tomonga (temperatura gradiyentiga qarama-qarshi) yoʻnalganligini koʻrsatadi. Agar jism bir jinsli va jarayon barqarorlashgan boʻlsa, X oqi boʻyicha temperaturaning tushishi chiziqiy boladi: $\frac{dT}{dX} = const$ (14.1,b-rasm).



14.1-rasm

(14.1) munosabat issiqlik oqimining zichligini (birlik vaqtda birlik yuzadan oʻtuvchi issiqlik oqimi) topish imkonini beradi:

$$\frac{\Delta Q}{F\Delta t} = -\aleph\frac{dT}{dX} \tag{14.2}$$

(14.2) dan:

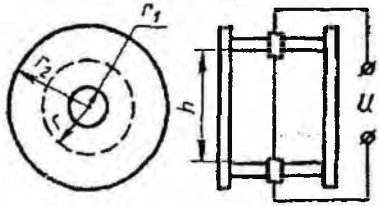
$$\aleph = \frac{\Delta Q}{\left|\frac{dT}{dX}\right| F\Delta t} \tag{14.3}$$

kelib chiqadi.

Issiqlik oʻtkazuvchanlik koeffitsiyenti son jihatidan birlik vaqtda birlik yuzadan birlik temperature gradiyentida olib oʻtiladigan issiqlik miqdoriga teng [$\aleph$ning oʻlchov birligi *J/(m·s·K)* yoki *kal/(sm·s·K)*].

Gaz va suyuqliklar issiqlik oʻtkazuvchanligini aniqlashda issiqlik uzatilishining boshqa turlari (konveksiya va nurlanish orqali issiqlik uzatilishi) hisobga olinmaydi.

Issiqlik oʻtkazuvchanlikni tekshirishda qoʻllaniladigan “qizdirilgan plita” misolida ham suyuqlik yoki gaz qatlami ikkita gorizontal metal plastinalar orasiga joylashtiriladi va bunda yuqori plastina pastkisiga qaraganda yuqoriroq temperaturada ushlab turiladi.



a b

14.2-rasm

Issiqlik o'tkazuvchanlik koeffitsiyentini o'lchashning ko'proq tarqalgan boshqa turida tekshirilayotgan gaz bilan radiuslari $r_2>r_1$ bo'lgan ikkita koaksial silindrlarning orasi to'ldiriladi (14.2-rasm), bunda ichki silindr elektr toki bilan qizdiriladigan simdir. Agar tashqi silindrni termostatga joylashtirsak, sim yutgan qandaydir $W=iU$ quvvatda (i – tok kuchi, U – elektr toki kuchlanishi) uning temperaturasi T_1 tashqi silindr temperaturasi T_2 dan yuqori bo'lib qoladi. Konveksiyadan xoli bo'lish uchun asbob vertikal holda joylashtiriladi (14.2,b-rasm).

Temperatura gradiyenti $\frac{dT}{dr}$ va silindr balandligi h bo'lganda, radiusi $r(r_2 \geq r \geq r_1)$ bo'lgan silindrning yuzasi orqali o'tuvchi issiqlik oqimi:

$$\frac{\Delta Q}{\Delta t}=-\aleph\frac{dT}{dr}F=-\aleph\frac{dT}{dr}2\pi rh$$

Stasionar holatda $W=\frac{\Delta Q}{\Delta t}$. Mos holda, $W=-2\aleph\pi rh\frac{dT}{dr}$, bundan $dT=-\frac{W}{2\pi\aleph h}\frac{dr}{r}$ kelib chiqadi. Uni integrallab, quyidagiga kelamiz:

$$T=-\frac{W}{2\pi\aleph h}\ln r+B$$

bu yerda B-integrallash doimiysi. Chegaraviy holatlardan ($r=r_1$ da $T=T_1$, $r=r_2$ da $T=T_2$) foydalanib:

$$T_1=T_2+\frac{W}{2\pi\aleph h}\ln\frac{r_2}{r_1}$$

ekanligini oson topamiz.

W, T_1, T_2, r_1, r_2 va h larni bilgan holda:

$$\aleph=\frac{W}{2\pi h(T_1-T_2)}\ln\frac{r_2}{r_1} \qquad (14.4)$$

ni topish mumkin.

Moddalar issiqlik o'tkazuvchanligi uning holatiga bog'liq. I-jadvalda ayrim moddalarning issiqlik o'tkazuvchanlik koeffisientlari keltirilgan.

Ayrim moddalarning atmosfera bosimidagi issiqlik o'tkazuvchanlik koeffisientlari

Modda	t,°C	ϰ, J/(m·s·K)
Kumush	0	458,57
Mis	18	384,93
Slyuda	40	0,360
Suv	10	0,588
Benzol (suyuq)	25	0,145
	100	0,122
Vodorod	0	0,167
	100	0,209
Havo	0	0,023
	100	0,031

Issiqlik o'tkazuvchanlik koeffitsiyenti suyuqliklarda (suyuq metalldan tashqari) qattiq jismlarga qaraganda kichik va gazlarga nisbatan kattadir. Temperatura oshishi bilan gaz va metallarda issiqlik o'tkazuvchanlik kamayadi.

Gazlar issiqlik o'tkazuvchanlik koeffitsiyentini aniqlash bo'yicha tajribaning eng muhim xususiyatini qayd etamiz. Bunday tajribalar muhitning hamma yerida bir xil bosim bo'lgan, mexanik muvozanat sharoitida olib boriladi. Bosim uchun kinetik nazariya tenglamasini yozamiz:

$$P = nkT \tag{14.5}$$

P=const shartidan gazlar uchun

$$nT = const \tag{14.6}$$

tengligi kelib chiqadi. Bu tenglamani shunday tushunish kerak: agar gazning ikki nuqtasida temperaturalar T_1 va T_2 bo'lsa, ular uchun $n_1T_1 = n_2T_2$ (n_1 va n_2 –molekulalarning ko'rsatilgan nuqtalardagi fazoviy konsentrasiyalari) o'rinli bo'ladi.

14.2.-§. Ichki ishqalanish

Gaz va suyuqliklarda ichki ishqalanish hodisasi muhitning bir-biriga nisbatan parallel harakat qilayotgan ikkita yondosh qatlamlari orasida qarshilik kuchining yuzaga kelishidan tashkil topadi. Qattiq jismning sirti bo'lgan ikkita gorizontal *A* va *B* tekisliklar orasida gaz yoki suyuqlik bo'lsin (14.3-rasm). Agar yuqori *A* tekislikni v_1 tezlik bilan harakatga keltirib, bunda pastki *B* tekislikni qo'zg'alishsiz ushlab turilsa, vaqt o'tishi bilan tekisliklar orasida tezlik gradiyenti ishtirokida vertikal *X* o'qqa nidbatan pastga yo'nalgan oqim yuzaga keladi. Tajriba ko'rsatishicha, laminar oqimda gaz yoki suyuqlik chegarasida qattiq jism tezligi bilan bir xil tezlikka ega bo'lgan chegaraviy qatlam yuzaga keladi. Aynan shuning uchun 49-rasmda tasvirlangan qattiq jism *A* yuzasining v_1 tezligi unga yopishayotgan muhit qatlaminining tezligidir. Albatta, *B* tekislikdagi muhit qatlami tinch holda bo'ladi. Muhitda ichki ishqalish mavjudligidan, *A* tekislik harakati tezligini ushlab turish uchun unig yuzasining har birligiga ma'lum kuch bilan ta'sir etish kerak. 49-rasmda *A* tekislikda birlik maydoncha *a* va unga qo'yilgan kuchlar tasvirlangan: tashqi harakatlanuvchi kuch f_h va ichki ishqalanish kuchi f_i. Ko'rsatilgan kuchlarning tenglashishi (f_h=f_i) natijasida *A* tekislik bir tekis harakat qiladi.

Xuddi shunday manzara *A* va *B* tekisliklar orasidagi ixtiyoriy birlik yuzachada o'rinlidir. 14.3-rasmda turli tezliklar bilan harakatlanuvchi *2* va *3* muhit qatlamlari orasida birlik yuzacha *b* ajratilgan bo'lib, tezroq qatlam *2* bu yuzachaga f_2 kuch bilan, sekinroq qatlam *3* esa tormozlovchi f_3 kuch bilan ta'sir etadi.

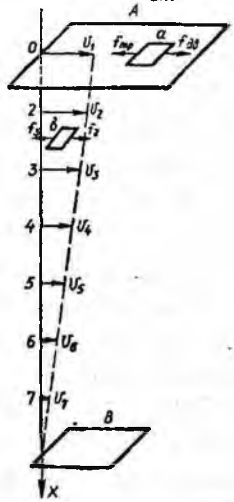
Bu kuchlarning tenglashishi (f_2=-f_3) ajratilgan yuzachaning bir tekis harakatlanishini ta'minlaydi.

Mexanikadan ma'lumki, tezlikning eng ko'p o'zgarishi yo'nalishiga normal joylashgan (ya'ni tezlik gradiyentiga normal) birlik yuzaga qo'yilgan qovushoqlik kuchi f Nyuton formulasi bilan aniqlanadi:

$$f = \eta \frac{dv}{dX} \tag{14.7}$$

Bu yerda, $\frac{dv}{dX}$ – tezlik gradiyenti (X o‘qi tezlikning eng ko‘p o‘zgarishi yo‘nalishida tanlanadi), η –muhitning dinamik qovushoqlik koeffitsiyenti. XBS da qovushoqlik koeffitsiyentining birligi Paskal – sekunddir. Paskal-sekund – laminar oqimda va tezlik gradiyenti *1 m/(sm)* bo‘lganda tezlik gradiyenti yo‘nalishiga normal joylashgan $1m^2$ yuzada *1N* ga teng bo‘lgan ichki ishqalanish kuch hosil bo‘luvchi muhitning dinamik qovushoqligidir:

$$1Pa \cdot s = 10\frac{din \cdot s}{sm^2}$$



14.3-rasm

Ichki ishqalanish kuchi muhitning bir qatlamidan boshqasiga harakat (impuls) miqdori uzatilishi mikrofizik jarayoni natijasida yuzaga keladi. 14.3-rasmda 2 qatlam harakati, shu qatlam molekulalariga harakatlanayotgan A yuza bilan o‘zaro ta’sir natijasida yo‘naltirilgan harakat qilayotgan molekulalar tomonidan impuls uzatilishi natijasida yuzaga keladi.

Biroq, impuls uzatilishi bilan birga oquvchan muhitda yo‘naltirilgan (mexanik) harakat energiyasi ham uzatiladi. Qattiq jism A ning birlik yuzasining harakatlanishi uchun tashqi energiya manbalari sarflagan quvvat: $G = f \cdot v$ ga teng bo‘lib, bu yerda: f – ishqalish kuchiga teng bo‘lgan harakatlanuvchi kuch, v – tekislikning siljish tezligi. (14.7) ni qo‘llab: $G = -\eta v \frac{dv}{dX}$, yoki

$$G = -\eta \upsilon \frac{d}{dX}\left(\frac{\upsilon^2}{2}\right) \qquad (14.8)$$

deb yoza olamiz, Bu quvvatning sarflanishi qattiq jismlar ishqalanishi misolidagi kabi, to‘g‘ridan-to‘g‘ri issiqlik ajralishi bilan bog‘liq emas. Chegaraviy qatlam qattiq jismga yopishganligi va u bilan bir tezlikda harakat qilishi natijasida *G* kattalikni harakatlanayotgan qattiq jism birlik yuzasidan muhitga berilayotgan energiya kabi talqin etish mumkin. Zichligi (14.8) formula bilan ifodalanuvchi energiya oqimi muhitning o‘zining ichida ham o‘ringa ega: tezlik gradiyenti mavjudligida yo‘naltirilgan harakat mexanik energiyasi muhitning bir qatlamidan ikkinchisiga tezlik kamayishi tomoniga uzatiladiki bu (14.8) formulada “-” ishora bilan inobatga olingan. Bu jarayon issiqlik o‘tkazuvchanlikka o‘xshashdir.

Ichki ishqalanish mavjud bo‘lganida oxir oqibat mexanik energiya (yo‘naltirilgan harakat energiyasi) ichki energiyaga aylanishi sodir bo‘ladi. Agar *X* koordinataning turli qiymatlariga ega bo‘lgan qatlamlar olinsa, ularda (14.8) ga muvofiqenergiya oqimlari turlicha bo‘ladi. Energiya oqimlarining farqi muhitning ko‘rilayotgan qatlamlari orasida joylashgan hajmda mexanik harakatning issiqlikka aylanish o‘lchovi bo‘lib xizmat qiladi.

Suyuqlik va gazlarning qovushoqlik koeffisientlarini aniqlash usullarining asosiylari qovushoq muhitda sharchaning harakatini kuzatishga asoslangan Stoks usuli va kapilyar orqali muhitning ma’lum hajmining oqish tezligi bo‘yicha muhit qovushoqligi haqida hukm chiqarish mumkin bo‘lgan Puazeyl usulidir.

Quyidagi jadvalda *1 atm* bosimda ayrim gaz va suyuqliklarning dinamik qovushoqliklari keltirilgan.

Ayrim gaz va suyuqliklarning dinamik qovushoqlik koeffisientlari

Modda	$t, ^0C$	η, *Pas*	Modda	$t, ^0C$	η, *Pas*
Karbonat angidrid gazi	29	$1{,}46 \cdot 10^{-5}$	Benzol (suyuq)	12	$7{,}4 \cdot 10^{-4}$
	100	$1{,}82 \cdot 10^{-5}$		102	$2{,}6 \cdot 10^{-4}$
Havo	0	$1{,}71 \cdot 10^{-5}$	Suv	0	$17{,}9 \cdot 10^{-4}$
	100	$2{,}19 \cdot 10^{-5}$		100	$2{,}8 \cdot 10^{-4}$

Temperatura oshishi bilan gazlarda qovushoqlik koeffitsiyenti oshadi, suyuqliklarda esa kamayadi.

14.3.-§. Diffuziya

Diffuziya deb, molekulalarining issiqlik xossalariga asoslanib, bir moddaning boshqa modda bilan band bo'lgan hajmga kirib borishiga aytiladi. Diffuziyani tekshirish bo'yicha olib borilgan birinchi tajribalar Loshmidtga tegishli (1860). U vertikal holatda turgan *1m* li shisha trubkaning past qismini karbonat angidrid gazi bilan, yuqori qismini esa vodorod (mexanik aralashishni oldini olish uchun yengilroq gaz yuqoriga joylashtirildi) bilan to'ldirdi. Trubkaning ikkala qismining tarkibi yarim soatdan keyin tekshirildi. Bunda trubkaning yuqori qismiga karbonat angidrid gazining 30% kirib borgan.

Diffuziya, oxir-oqibat, turli xildagi gazlarni to'liq aralashishiga (ularning konsentrasiyasining tenglashishiga) olib keladi. Suyuqliklar ixtiyoriy ulushda aralashish imkoniga ega bo'lsalar, bir-biri bilan cheksiz diffuziyalanadi. Bunday cheksiz aralashish spirt bilan suv, suv bilan efir, kerosin va o'simlik moyi orasida kuzatiladi. Lekin to'liq aralashmaydigan suyuqliklar ham bo'ladi. Bunday suyuqliklar kontaktlashganda avval diffuziya kuzatiladi, so'ngra suyuqliklarning o'zaro eruvchanligining chegaralanganligi evaziga to'xtaydi.

Izotermik sharoitlarda diffuziya moddalarning konsentrasiya gradiyenti evaziga yuzaga keladi, u konsentrasiyaning kamayishi tomonga yo'nalgan bo'lib, moddaning butun hajmi bo'yicha konsentrasiya tenglashganda to'xtaydi. Bunday diffuziya konsentrasion deyiladi. Agar modda konsentrasiyasi X o'qi bo'yicha o'zgarsa, diffuziya tufayli F yuza orqali X oqiga normal ravishda modda ko'chishi:

$$\Delta M = -D\frac{dc}{dx}F\Delta t \tag{14.9}$$

qonun bo'yicha ifodalanib, bu yerda ΔM – F yuza orqali konsentrasiya gradiyenti $\frac{dc}{dx}$ da Δt vaqt ichida ko'chib o'tgan modda massasi, D –modda xossasi, hamda diffuziya borayotgan sharoitga bog'liq bo'lgan diffuziya koeffitsiyentidir. (14.9) tenglama Fik (Shveysariya, 1855-y) tomonidan Furening issiqlik o'tkazuvchanlik qonuniga analogik holda keltirib chiqarildi. (14.9) ni qayta:

$$\frac{\Delta M}{F\Delta t}=-D\frac{dc}{dx} \qquad (14.10)$$

ko'rinishida yozamiz. Bu munosabat diffusion oqim zichligini aniqlaydi: diffuziya yo'li bilan birlik yuzadan birlik vaqtda konsentrasiyaning kamayishi yo'nalishida olib o'tilgan modda miqdoridir. (14.10) dan:

$$D=\frac{\Delta M / F\Delta t}{\left|\frac{dc}{dx}\right|} \qquad (14.11)$$

kelib chiqadi.

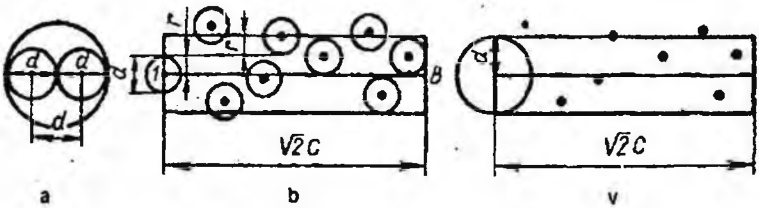
Diffuziya koeffitsiyenti son jizatdan birlik yuzadan birlik vaqtda zichlik gradiyenti birga teng bo'lgandagi ko'chib o'tgan modda miqdoridir. Diffuziya koeffitsiyenti XBS sistemasida m^2/s da, SGS sistemasida sm^2/s da o'lchanib, $1m^2/s=10^4 sm^2/s$ ga tengdir.

Fik tenglamasi (14.10) ni bir turdagi modda bilan band bo'lgan sohadagi boshqa modda (gaz yoki suyuqlik) diffuziyasini, hamda bir xil turdagi molekulali muhitdagi diffuziyani (o'zdiffuziya) ifodalash uchun qo'llash mumkin. O'zdiffuziyani yuzaga keltiruvchi omil modda zichligi gradiyentidir. O'zdiffuziya "belgilangan" atomlar yoki molekulalar yordamida tajribada tekshiriladi. O'zdiffuziyada moddaning "belgilangan" atomlar konsentrasiyasi tenglashadi O'zdiffuziya koeffitsiyenti radioaktiv bo'lmagan atomlar bilan band hajmga kiruvchi radioaktiv atomlar soni bilan aniqlanadi.

Suyuqliklarda diffuziya gazlarga qaraganda sekinroq boradi. Temperatura oshishi bilan diffuziya koeffitsiyenti gazlarda ham, suyuqliklarda ham ortadi. Gazlarda bu kattalik yana bosimga ham bog'liq-bosim oshishi (gazlar zichligi) bilan diffuziya koeffitsiyenti kamayadi.

14.4.-§. Molekulalarning o'rtacha erkin yugurish yo'li

Issiqlik harakatida bo'lgan gaz molekulalari bir-birlari bilan tez-tez to'qnashib turadi. Ularning juft to'qnashishlarida molekulalar massalari markazlari yaqinlashadigan o'rtacha masofa molekulaning ta'sirchan diametri *d* deyiladi (14.4,a–rasm). Zarralarning ko'chish hodisalarida aniqlanadigan o'lchami molekulalarning kinetik o'lchami deyiladi.

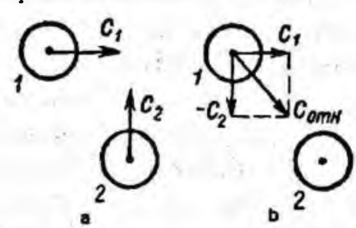


14.4-rasm

Agar gazning ayrim molekulasining harakatini kuzatsak, uning yo'li to'g'ri chiziqli sohalar-erkin yugurish yo'lidan iborat bo'lgan siniq chiziqlarni tashkil etadi. Molekulaning erkin yugurish yo'li uzunligi-uning ikkita ketma-ket to'qnashishlari orasidagi masofadir; bu kattalik tasodifiy bo'lib, ayrim hollarda u kichik, boshqa hollarda katta bo'lishi mumkin. Quyidagi tasavvurlarga ko'ra o'rtacha erkin yugurish yo'lini kiritamiz. Birlik vaqtda molekulaning o'rtacha yo'li uning issiqlik harakatining o'rtacha tezligi C ga teng. Bunda molekula birlik vaqtda o'rtacha Z to'qnashishga uchrasin. U holda erkin yugurish yo'li λ ni Maksvell taklif etgan:

$$\lambda = \frac{C}{Z} \tag{14.12}$$

munosabat bilan aniqlash mumkin.



14.5-rasm

Z ni hisoblashni soddalashtirish uchun barcha molekulalar bir xil o'rtacha C tezlik bilan harakat qilmoqda deymiz. Bundan buyon gazning bitta molekulasini ajratib, uni boshqa molekulalar bilan to'qnashishini ko'rib chiqamiz.

Juft to'qnashishlarda ishtirok etuvchi zarralar tezliklari orasidagi burchak 0 dan π radiangacha (nol to'qnashayotgan molekulalarning bir xil yo'nalishdagi tezligiga, π esa qarama-qarshi yo'nalishdagi tezligiga taaluqli) bo'lishi mumkin. Molekulalar to'qnashishlari orasidagi o'rtacha burchak $\pi/2$ ga teng. 14.5,a–rasmda molekula *1* ning molekula *2* bilan to'qnashishi tasvirlangan. Ikkala molekula bir xil tezlikka ega: $C_1 = C_2 = C$, biroq ularning yo'nalishlari $\pi/2$ burchakni tashkil etadi, $C_1 \perp C_2$. Keyingi hisoblashlarda qulaylik uchun, to'qnashayotgan molekulaning nisbiy tezligi C_{nis} (*1* molekulaning *2* molekulaga nisbatan tezligi) ni kiritamiz:

$C_{nis} = C_2 - C_1$. 14.3,b–rasmda ham molekula *1* ning molekula *2* bilan to'qnashishi tasvirlangan, biroq bu yerda urilayotgan molekulaga bog'liq bo'lgan sanoq tizimga nisbatan ko'riladi. Bunda $C_{nis} = \sqrt{2}C$.

To'qnashayotgan molekulaning o'rtacha nisbiy tezligini kiritish bilan boshqa molekulalar tinch holatda deb hisoblash mumkin. 15.4,b-rasmda to'qnashayotgan *1* molekula va uning birlik vaqtdagi *1B* kesimga teng bo'lgan yo'li $\sqrt{2}C$ (sanoq tizimi sifatida qabul qilingan ko'rilayotgan molekulaga nisbatan yo'l) ko'rsatilgan. Bu kesim atrofida, o'q atrofidagi kabi d radiusli silindr chizilgan. Tanlangan molekula markazlari shu silindrda yotuvchi barcha zarralar bilan to'qnashishini ko'rish oson. To'qnashish chizmasi (50,b-rasm) ni boshqacha talqin qilish ham mumkin: ko'rilayotgan molekula ikki baravar chiziqli o'lchamga ega deb, qolgan molekulalarni moddiy nuqra deb olamiz (14.4,v-rasm). Bunday molekulaning kesim yuzasi $\sigma = \pi d^2$ to'qnashishning effektiv kesimi deyiladi. To'qnashishning effektiv kesimi – bu zarracha ko'rilayotgan molekula bilan to'qnashishi uchun uning markazi tushishi kerak bo'lgan yuzadir. $\sqrt{2}C$ uzunlik va d radiusli silindr hajmiga (15.4,v-rasm) tushadigan umumiy molekulalar soni:

$$Z = \sqrt{2}\pi d^2 Cn = \sqrt{2}\sigma Cn \qquad (14.13)$$

ga teng bo'lib, ular bilan birlik vaqtda ko'rilayotgan molekula to'qnashadi (n-molekula konsentrasiyasi). Biroq umumiy holda ko'rilayotgan molekula ikkitalik, uchtalik va undan ko'p to'qnashishlarda ishtirok etishi mumkin (bir vaqtda uchtadan ko'p molekula bilan to'qnashishi mumkin. Shuning uchun, (14.13) bo'yicha Z ni bilib, birlik vaqtda ko'rilayotgan molekula nechta to'qnashishga duch kelishini aytib bo'lmaydi. Faqat juft to'qnashishlargina sodir bo'ladigan yetarlicha siyraklashtirilgan (ideal) gaz uchungina (14.13) formula bitta molekulaning boshqa molekulalar bilan birlik vaqtdagi to'qnashishlarini aniqlaydi deyish mumkin. (14.12) va (14.13) dan:

$$\lambda = \frac{1}{\sqrt{2}\sigma n} \qquad (14.14)$$

Molekulaning effektiv diametri temperaturaga juda kuchsiz bog'liq (temperatura oshishi bilan kamayadi). Birinchi yaqinlashishda bu bog'liqlik e'toborga olinmaydi. Olingan munosabatdan ko'rinib turibdiki, molekulalar o'rtacha erkin yugurish yo'li zarralar konsentrasiyasiga teskari proporsional. $n = P/kT$ ni qo'llab, (14.14) ni qayta yozamiz:

$$\lambda = \frac{kT}{\sqrt{2}\sigma P} \qquad (14.15)$$

Shunday qilib, o'zgarmas temperaturada erkin yugurish yo'li uzunligi bosimga teskari proporsionaldir. Molekulalar diametri ma'lum bo'lsa, (14.15) formula orqali turli gazlar molekulalarining erkin yugurish yo'li uzunligini hisoblash mumkin. Molekulalar effektiv diametrlari kattaliklari $10^{-8} sm$ tartibidadir.

Azot molekulasi uchun $d \approx 3{,}1 \cdot 10^{-8} sm$. Normal sharoitlarda ($P_0 = 1\, atm = 1.013 \cdot 10^6 \frac{din}{sm^2}, T_0 = 273.15\, K$) (14.15) bo'yicha hisoblashlar azot uchun $\lambda = 8.7 \cdot 10^{-6}\, sm$ ni beradi. Havo molekulalarining o'rtacha erkin yugurish yo'li uzunligi ham taxminan shu qiymatga teng. Bosimni $10^{-6}\, atm$ gacha pasaytirsak (zamonaviy vacuum nasoslari yordamida), ko'rilayotgan misolda erkin yugurish yo'li uzunligi 10^6 marta kattalashadi: $\lambda \approx 8.7\, sm$.

Shuni eslatib o'tamizki, gaz molekulalari orasidagi o'rtacha masofa normal sharoitda $0{,}33 \cdot 10^{-6} sm$ ga teng bo'lib, bu yuqorida azotda (havoda) topilgan o'rtacha erkin yugurish yo'lidan 20-marta kichikdir.

Bir sekundda molekulaning boshqa molekulalar bilan to'qnashiahlar sonini (14.12) ga muvofiq molekulalar o'rtacha tezligi C ni ularning o'rtacha erkin yugurish yo'li λ ga bo'lib hisoblab topish mumkin. To'qnashishlar sonini azot molekulalari o'rtacha kvadratik tezligi C bo'yicha baholaymiz. $T_0 = 273.15\, K$ bo'lganda azot uchun $C=500\ m/s$. Bu kattalikni $\lambda = 8.7 \cdot 10^{-6}\, sm$ ga bo'lib, $Z \approx 6 \cdot 10^9 c^{-1}$ ekanligini topamiz. Shunday qilib, normal sharoitlarda gazlarda bitta molekulaning to'qnashishlari soni sekundiga bir necha milliardni tashkil etadi.

Gazda tomonlari molekulaning erkin yugurish yo'liga teng bo'lgan kub shaklidagi elementar hajmni ajratamiz. Molekulalar konsentrasiyasi n bo'lganda ajratilgan hajmda ular soni Y:

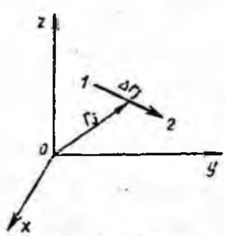
$$Y = \lambda^3 n \tag{14.16}$$

bo'ladi.

Normal sharoitda $n=2{,}69\,10^{19} sm^{-3}$ (Loshmidt soni). $\lambda = 8.7 \cdot 10^{-6}\,sm$ deb olib, $Y \approx 1.8 \cdot 10^4$ ga ega bo'lamiz. Ma'lum molekulalar soniga ega bo'lgan $\sim\lambda^3$ hajm doirasida ko'rilayotgan molekula hech bo'lmaganda bir marotaba to'qnashadi. Tizimning bosim va temperatura kabi xususiyatlari faqat o'zaro to'qnashayotgan molekulalar to'plamiga tegishliligidan, bu xulosa juda muhimdir. Maksvell taqsimoti ham zarralar to'qnashishi natijasida yuzaga keladi, shuning uchun bunday tizimini termodinamik parametrlar bilan ifodalash mumkin. Termodinamik parametrlarni λ^3 dan kichik bo'lgan gaz hajmiga qo'llab bo'lmaydi. Termodinamika doirasida gaz xossalari ko'rilayotganda uning hajmi $V \geq \lambda^3$ shartni qanoatlantirishi kerak.

14.5.-§. Molekulalarning erkin yugurish yo'li bo'yicha taqsimoti

Klassik nazariyaga asosan tizimning mikroholati uning molekulalari tezliklari va molekulalari massalari markazlari koordinatasi bilan aniqlanadi. Agar j-chi molekula holatini (j-tartib raqami) r_j radius-vektor bilan belgilasak, uning tezligi yo'nalishi bo'yicha ikkita yaqin to'qnashishlar orasidagi belgilangan zarrachaning siljishini aniqlovchi ko'chish vektori Δr_i bilan mos tushadi (14.6-rasm).



14.6-rasm

j-nchi zarrachadagi kabi barcha molekulalarga vaqtning har bir momenti uchun erkin yugurish yo‘lini yozish mumkin. Erkin yugurish yo‘li tasodifuy kattalik, ayrim zarralarda u katta, ayrimlarida kichik bo‘lishi mumkin. Erkin yugurish yo‘lining l dan $l+dl$ intervaliga umumiy N molekulalarning dN tasi to‘g‘ri keladi. Molekulyar- kinetik nazariyaning vazifalaridan biri – erkin yugurish yo‘li bo‘yicha molekulalarning taqsimot funksiyalarini topishdan iboratdir:

$$W(l) = dN / Ndl.$$

Quyida bu masala tezliklar bo‘yicha taqsimotning erkin yugurish yo‘li bo‘yicha taqsimotga o‘tish usuli bilan yechiladi. Maksvell taqsimotini yozamiz:

$$\frac{dN}{Nd\upsilon} = \frac{4}{\sqrt{\pi}} \frac{\upsilon^2}{c_e^3} e^{-\left(\frac{\upsilon}{c_e}\right)^2} \qquad (14.17)$$

Bu munosabatni boshqacharoq ko‘rinishda yozamiz:

$$\frac{dN}{N} = \frac{4}{3\sqrt{\pi}} e^{-\left(\frac{\upsilon}{c_e}\right)^2} d\left(\frac{\upsilon}{c_e}\right)^3 \qquad (14.18)$$

Barcha bo‘lishi mumkin bo‘lgan erkin yugurish yo‘li uzunligida ularning eng katta ehtimolli qiymati l_e (molekulalarning turli tezliklarida eng katta ehtimolli tezligi mavjudligiga analogik tarzda) bo‘lishi mumkin deb hisoblab, vaqt parametri Δt ni kiritamiz:

$$\Delta t = \frac{l_e}{C_e} \qquad (14.19)$$

Ma’lumki, Δt eng katta tezlikka ega bo‘lgan eng katta erkin yugurish yo‘lining yugurish vaqtidir. Oxirgi ikki munosabatdan:

$$\frac{dN}{N} = \frac{4}{3\sqrt{\pi}} e^{-\left(\frac{\upsilon\Delta t}{l_e}\right)^2} d\left(\frac{\upsilon\Delta t}{l_e}\right)^3 \qquad (14.20)$$

ni hosil qilamiz. Δt parameter tizim holatiga bog‘liq, tezlik esa 0 dan ∞ gacha o‘zgaruvchi kattalikdir. Tezlik kabi $(0 \le l \le \infty)$ chegaraga ega bo‘lgan

$$l = \upsilon\Delta t \qquad (14.21)$$

funksiyani kiritamiz. O‘zgaruvchan l uzunlik o‘lchamga ega va o‘zining ma’nosiga ko‘ra erkin yugurish yo‘lining mumkin bo‘lgan qiymatlariga ega.

(14.21) va (14.20) larni qo‘llab:

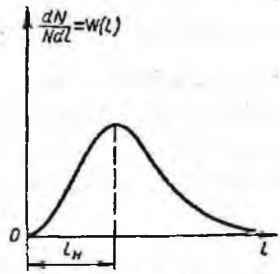
$$W(l)=\frac{dN}{Ndt}=\frac{4}{\sqrt{\pi}}\frac{l^2}{l_e^3}e^{-\left(\frac{l}{l_e}\right)^2} \tag{14.22}$$

ni oson hosil qilamiz. Bu izlanayotgan erkin yugurish yo'li uzunligi taqsimoti bo'lib, Maksvell taqsimotidan farqli ravishda, shunga o'hshash grafik bilan (14.7-rasm) tasvirlansada, temperaturaga bog'liq emas. Maksvell taqsimotidagi kabi, (14.22) dan foydalanib o'rtacha arifmetik erkin yugurish yo'lini aniqlash mumkin. Bu kattalikni quyidagicha ifodalaymiz:

$$\lambda=\frac{4}{\sqrt{\pi}}\frac{l}{l_e^3}\int_0^\infty l^3 e^{-\left(\frac{l}{l_e}\right)^2} dl \tag{14.23}$$

Hisoblashlar:

$$\lambda=\frac{2}{\sqrt{\pi}}l_e \tag{14.24}$$



14.7-rasm

ga olib keladi.

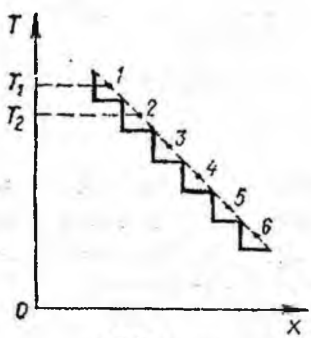
Xulosa qilib shuni aytamizki, erkin yugurish yo'li uzunligi bo'yicha taqsimot Maksvell taqsimoti kabi katta zichliklar tomonidan chegaraga ega emas va u zich gazlar uchun qo'llanilishi mumkin. Taqsimot muhit zichligi funksiyasi bo'lgan l_e kattalikga bog'liq. l_e erkin yugurish yo'lining o'rtacha uzunligi qiymati bo'yicha (14.24) dan oson aniqlanadi.

Yetarlicha siyraklashgan gazlar uchun bu kattalik (14.24) dan topiladi.

14.6.-§. Ideal gazlarda ko‘chish hodisalari uchun umumiy tenglama

Avvalo, fizik kattalikning gradiyent tushunchasining modda tuzilishi diskretligi bilan qanday mos kelishini ko‘rib chiqaylik.

Fizik tizimda berilgan nuqta atrofida doimo yetarlicha kichik bo‘lgan, shuning bilan birga o‘zida yetarlicha ko‘p molekulalarni mujassam etgan elementar hajmni ajratish mumkinki, bu hajmni zarralarining qandaydir xossalarining o‘rtacha qiymatini makroskopik parametrlari kabi qarash mumkin bo‘lsin. Agar tizim nomuvozanat holatida bo‘lsa (ya’ni unda nuqtadan nuqtagacha temperatura, konsentratsiya yoki boshqa parametrlarning qiymati o‘zgaradi), u holda tizimni ko‘pgina elementar yacheykalarga bo‘lish mumkinki, ularning har birida parametrlar qiymati doimiy bo‘lib, bir elementar yacheykadan ikkinchisiga o‘tganda o‘zgaradi. Gazlarda, avval aytganimizdek, elementar hajm deb qirralari molekulaning erkin yugurish yo‘liga teng bo‘lgan kubchalarni olish mumkin. Agar gazda temperature gradiyenti $\frac{dT}{dX}$ bo‘lsa, u holda X o‘qida T_1 temperaturali *1* nuqtani ajratib, faqat birinchisidan λ masofaga orqadaqolayotgan *2* nuqta atrofidagina boshqa T_2 temperatura haqida gapirish mumkin. 14.8-rasmda chiziqcha bilan ideallashtirilgan o‘rtachalashtirilgan $T=f(X)$ bog‘liqlik ko‘rsatilgan.



14.8-rasm

Shu rasmda siniq chiziq bilan muhitning haqiqiy xossalarini yaxshi aks ettiradigan temperaturaning o‘zgarishi ko‘rsatilgan.

Gazlarning o'rtacha erkin yugurish yo'llari juda kichikligidan rasmda tasvirlangan temperaturaning ikkala o'zgarishi ham laboratiriya amaliyoti nuqtai nazaridan farqsizdir. Muhitning diskret xossalarining fazoda uning parametrlarining o'zgarishi xossalariga ta'sirini hisobga olish ko'chish hodisalarining nazariyasini yaratish uchun zarur.

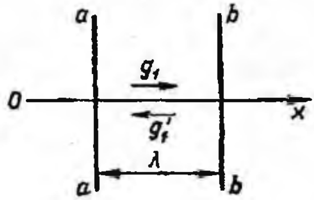
Avval tilga olingan ko'chish hodisalari zarralarning issiqlik harakatiga asoslangan. Ularning aniq nazariyasi molekulalar to'qnashishlarining to'liq tahliliga bog'liq. Bunday nazariyalarning ko'chish tenglamasi bir va ko'p atomli gazlarning kinetik xossalarini ifodalovchi integrodifferensial tenglamaning yetarlicha murakkab ko'rinishiga ega. Nazariyaning boshqa yo'nalishi molekulalarning erkin yugurish yo'li uzunligi tushunchasini qo'llashga asoslanadi. Ikkala yo'nalish asosi Bolsman va Maksvell ishlariga tayanadi. Biroq, agar siyraklashtirilgan gazlarda ko'chish hodisasi nazariyasidagi birinchi yo'nalish, qiyinchiliklarga qaramay, natijaviy ko'rinishga ega bo'lsa, ikkinchi yo'nalish oxirgi vaqtlargacha yetarlicha taxminiy xossaga ega. Bu qator hollarda tanlanishi har doim ham to'g'ri asoslab berilmagan o'rtachalashtirilgan molekulyar xususiyatlarini qo'llash kerakligi bilan tushuntiriladi.

Quyida kochish hodisalari nazariyasining aniq variantlaridan birini ko'rib chiqamiz.

Agar gazda fikran ixtiyoriy maydonchani ajratsak, ikkala tomondan issiqlik harakat natijasida uni o'zi bilan massa, impuls va energiya olib o'tuvchi molekulalar kesib o'tadilar. Molekulyar ko'chishning ayrim o'rtachalashtirilgan tavsiflari kabi mikrooqimlar zichligi tushunchasini kiritish mumkin: mikrooqim zichligi g deganda molekulalarning issiqlik harakatlari tufayli berilgan yo'nalish bo'yicha birlik vaqtda birlik yuzadan ko'chib o'tgan moddaning u yoki bu xossasi tushuniladi. Bunday mikrooqimlar impuls ko'chishi va massa ko'chishida qo'llanilgan edi. Umumiy holda

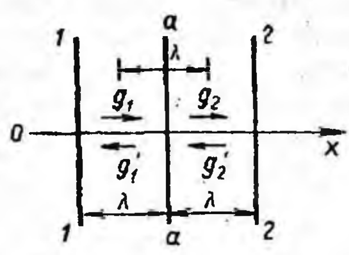
$$g = Za \tag{14.25}$$

bu yerda, Z- birlik vaqtda birlik yuzadan ko'chib o'tuvchi molekulalar soni, a-ular olib o'tgan kattalik. Masalan, diffuziya uchun $a=m$ (m– bitta molekula massasi).



14.9-rasm

55-rasmda X o'qi va unga perpendikulyar bo'lgan, bir-biridan λ masofada joylashgan ikki tekislik *aa* va *bb*, mikrooqimlar g_1 (X o'qida musbat yo'nalish bo'yicha) va g_2 (X o'qida qarama-qarshi yo'nalish bo'yicha) lar tasvirlangan. Ko'rsatilgan mikrooqimlar *aa* va *bb* tekisliklar orasida o'tkazilgan ixtiyoriy sirt orqali xossalarning (ularning qiymatlari bu sohalarda elementar hajmchaning boshqa barcha o'rtachalashtirilgan xossalari kabi bir xil) ko'chishini tavsiflaydi. Agar paramertlar X o'qi bo'yicha o'zgarsa, u holda ma'lumki mikrooqim g_1 va g_2 lar zichliklari turlicha bo'ladi va bu ko'chish hodisasini yuzaga keltiradi. Erkin yugurish yo'li tushunchasini qo'llashga asoslangan nazariyada gradiyentlar mavjudligida ham elementar hajmlar holati muvozanatlidir, xususan ular uchun Maksvell taqsimoti o'rinli bo'lib qoladi. Biz ham shunday tasavvurni qo'llaymiz. U holda lokal muvozanatga muvofiq, har bir elementar hajmda belgilangan o'qqa nisbatan u bo'yicha gradiyent mavjudligida ikkita bir xil zichlikli qarama-qarshi mikrooqimlar $g_1 = g_1'$ mavjuddir.



14.10-rasm

Lokal muvozanatning mavjudligi haqidagi tasavvurni qo'llanilishi ko'chish hodisasi nazariyasini yaratishda ($g_1 + g_1' = 0$

ligidan) qiyinchilik tug'diradi. Bu qo'shimcha gipotezalar kiritish bilan bartaraf etiladi.

Qo'shni *11* va *22* elementar hajmlarni ajratamiz (14.10-rasm). X o'qining musbat yo'nalishida, ko'rsatilgan tekisliklarga normal ravishda u yoki bu ko'rinishdagi mos kattaliklar gradiyenti yuzaga keltirgan ko'chish sodir bo'ladi. Elementar hajmlarni chegaralovchi *aa* yuzacha orqali makrockopik ko'chish g_1, g_1' va g_2, g_2' zichlikli mikrooqimlar orqali amalga oshiriladi.

Lokal muvozanat shartidan, $g_1 = -g_1'$ va $g_2' = g_2$. Ajratilgan elementar hajmlarda molekulalarning asosiy qismi X o'qi bo'yicha harakatlanganda to'qnashishlarga uchraydi va bu to'qnashishlar mikrooqimlar zichligini o'zgarishiga olib keladi.

Mikrofizik oqimni aniqlash uchun gipoteza kiritamiz: *Makrofizik oqim ko'rilayotgan mikrooqimlar yo'nalishi bo'yicha bir elementar hajmdan ikkinchisiga o'tishida mikrofizik oqimlarning kamayishi bilan aniqlanadi.* Bu gipotezaga muvofiq, G kattalik bilan ko'chirilgan oqimning makroskopik zichligi (tajribada kuzatilayotgan, birlik vaqtdagi birlik yuza orqali ko'chish) mikrofizik oqimlar zichligi orqali:

$$G = (g_1 - g_2) + (g_2 - g_1) = 2(g_1 - g_2)$$

munosabat bilan topiladi. Skolyar shaklda $G = 2(g_1 - g_2)$.

$$g_1 - g_2 = -\Delta g = -\lambda \frac{dg}{dX}$$

munosabatni qo'llab,

$$G = -2\lambda \frac{dg}{dX} \qquad (14.26)$$

deb yozamiz. Oxirgi munosabatni olishda X o'qi bo'yicha mikrooqimlar zichligining o'rtacha o'zgarishini aniqlovchi $\frac{dg}{dX}$ nisbat kiritildi. Muhitning diskretligi X bo'yicha g kattalikning eng kichik o'zgarishi tugallangan va $\lambda \frac{dg}{dX}$ ga tengligi bilan hisobga olingan.

(14.26) formula ideal gazlarda ko'chish hodisalarining umumiy tenglamasini namoyon etadi. Bu tenglama asosida ko'chish hodisalarining xususiy hollari ko'rib chiqiladi.

14.7.-§. Ideal gazlarda diffuziya

Ideal gazlar uchun ko'chish tenglamasi

$$G = -2\lambda \frac{dg}{dX} \tag{14.27}$$

da diffuziya hodisasi uchun aniqlangan $\frac{dg}{dX}$ hosila munosabatini qo'yamiz.

Gazlarda diffuziyani (massa ko'chishi) aniqlovchi molekulalar oqimi zichligi: $Z = \frac{1}{4}nC_\alpha$ ga teng. Bu munosabatni bitta molekula massasi m ga ko'paytirib, diffuziyani yuzaga keltiruvchi mikrooqimlar zichligi uchun tenglamani hosil qilamiz: $g = \frac{1}{4}nmC_\alpha$ yoki

$$g = \frac{1}{4}\rho c_a \tag{14.28}$$

bu yerda, $\rho = nm$– modda zichligi, $C_\alpha = \sqrt{8kT/nm}$ – o'rtacha arifmitik tezlik, g – zarralarning issiqlik harakati orqali berilgan yo'nalishda birlik vaqtda birlik yuzadan massa ko'chishi. Diffuziya uchun $G = \frac{\Delta M}{F\Delta t}$ (ΔM – Δt vaqt ichida F yuza orqali ko'chgan modda miqdori). (14.27), (14.28) va oxirgi tenglikdan

$$\frac{\Delta M}{F\Delta t} = -\frac{1}{2}\lambda \frac{d}{dX}(\rho C_a) \tag{14.29}$$

Izotermik diffuziyada (muhitning barcha elementar hajmlarida temperatura bir xil) molekulalar issiqlik harakatlari o'rtacha tezligini hosila ishorasidan chiqarish mumkin:

$$\frac{\Delta M}{F\Delta t} = -\frac{1}{2}\lambda C_a \frac{d\rho}{dX} \tag{14.30}$$

Fik tenglamasi ham analogik ko'rinishga ega:

$$\frac{\Delta M}{F\Delta t} = -D\frac{d\rho}{dX} \tag{14.31}$$

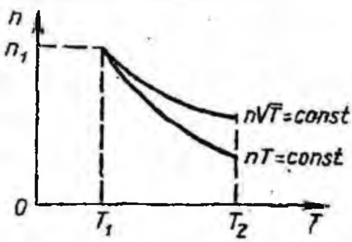
Ikkita oxirgi formulani taqqoslashdan ideal gazlarda izotermik diffuziya koeffusienti uchun munosabatga kelamiz:

$$D = \frac{1}{2}\lambda C_a \tag{14.32}$$

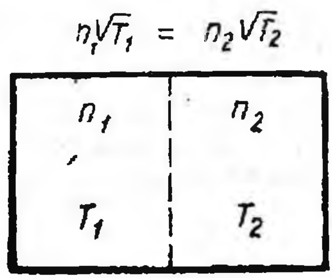
Diffuziya koeffitsiyenti temperaturadan olingan kvadrat ildizga to‘g‘ri proporsional $\left(C_\alpha = \sqrt{T}\right)$ va gaz bosimiga teskari proporsional $(\lambda \sim 1/\rho)$. Bayon etilgan nazariyaga binoan, Fik qonuni faqat izotermik diffuziya uchun o‘rinlidir. Diffuziya doim mexanik muvozanat sharoitida (p=const) kuzatilib, gazlarda u

$$\begin{aligned} &a)\ nT = const, \\ &b)\ \rho T = const \end{aligned} \qquad (14.33)$$

tenglama bilan tavsiflanadi. Shuning uchun bir komponentali (monomolekulyar) gazlarda izotermik diffuziya ($T = const$ da $\frac{d\rho}{dX} = 0$) uchun sharoitni yuzaga keltirib bo‘lmaydi. Izotermik diffuziyani gazli bir jinsli bo‘lmagan aralashmalarda, masalan aralashmaning bitta komponentasi boshqa komponenta bilan band bo‘lgan hajmga kirgandagi binar aralashmalarda ($\rho = \rho_1 + \rho_2$) kuzatish mumkin, bunda ikkala komponenta diffuziyasi (14.30) formula bilan ifodalanadi.



14.11-rasm



14.12-rasm

(14.29) tenglama diffusion muvozanat shartini ta’riflash imkonini beradi. Haqiqatda, diffuziya bo‘lmaganda $\frac{\Delta M}{F\Delta t} = 0$ va (14.29) ga muvofiq, $\frac{d}{dX}(\rho C_\alpha) = 0$. Diffuzion muvozanat uchun muhitda barcha elementar hajmlar uchun $(\rho C_\alpha) = const$ sharti bajarilishi kerak. $\rho \sim n$, $C_\alpha = \sqrt{T}$ ligidan diffusion muvozanat shartini

$$n\sqrt{T} = const \qquad (14.34)$$

ko‘rinishda yozish mumkin.

(14.33) va (14.34) ni taqqoslashlardan mexanik muvozanat diffusionga (gazlarda temperature gradiyenti mavjudligida) mos tushmasligi ko‘rinib turibdi. (14.33) va (14.34) tenglamani qanoatlantiruvchi gaz zichligining temperaturaga bog‘liq o‘zgarishi 14.11-rasmda ko‘rsatilgan.

Gazlarda diffusion muvozanat yuzaga kelishi uchun bosim ta’sirini yo‘qotish kerak. Buning uchun gazni λ^2 dan kichik tirqishlarga ega bo‘lgan to‘siq bilan ikki qismga bo‘lish mumkin. Bunda gaz qismlari T_1 va T_2 temperaturaga ega bo‘lsin (14.12-rasm). U holda ular uchun$n_1\sqrt{T_1} = n_2\sqrt{T_2}$ tenglik o‘rinlidir (Knudsen tajribalari). Massaning diffusion ko‘chishi bosimlar farqi ta’siri yuzaga keltirgan gaz oqimiga nisbatan juda sekin boradi, shuning uchun erkin gazda temperatura gradiyenti mavjudligida doim (14.33) tenglikni qanoatlantiruvchi mexanik muvozanat yuzaga keladi. Ma’lumki mexanik muvozanat sharoitida gazlarda (14.29) va (14.33,b) oson topiladigan diffuziya o‘rinli bo‘lishi kerak va u

$$\frac{\Delta M}{F\Delta t} = -\frac{1}{4}\lambda C_a \frac{d\rho}{dX} \qquad (14.35)$$

tenglama bilan ifodalanadi. (14.35) jarayon mavjudligida gaz bosimi butun hajmda bir xil qolishi uchun gaz harakatga kelishi va bu harakat tezligi shunday bo‘lishi kerakki, bunda gaz oqimi diffusion oqim (14.35) bilan tenglashsin:

$$-\frac{1}{4}\lambda C_a \frac{d\rho}{dX} + \rho\upsilon = 0$$

Bundan

$$\upsilon = \frac{1}{4}\frac{\lambda}{\rho} C_a \frac{d\rho}{dX} \qquad (14.36)$$

kelib chiqadi.

Shunday qilib, temperature gradiyentida gazlarda, uning stasionar holatida zichlik kamaygan tomonga diffuziya kabi (14.36) bilan ifodalangan tezlikka ega bo‘lgan teskari mexanik siljish ham o‘ringa ega. Ikkala jarayon modda ko‘chishiga nisbatan bir-birini kompensasiyalaydi, bunda tajribada diffuziyani ham, yo‘naltirilgan siljishni ham topib bo‘lmaydi.

Gaz muhitlar stasionar holati ichki xususiyatlarining ochilishi ularda issiqlik uzatilishini to‘g‘ri ifoda etishga yordam beradi.

14.8.-§. Ideal gazlarda ichki ishqalanish

Ideal gazlarda ichki ishqalanishni ifodalash uchun ko'chish tenglamasi

$$G = -2\lambda \frac{dg}{dX} \qquad (14.37)$$

dan kelib chiqib mikrooqim zichligi g ning analitik ifodasini topamiz.

Ichki ishqalanish muhitda yo'naltirilgan harakat tezligi gradiyenti mavjud bo'lganda yuzaga keladi. Gazlarda yo'naltirilgan harakat tezligini ayrim molekulalarga emas, muhitning elementar hajmiga λ^3 tegishli deb olinadi va bunda molekulalar bir vaqtda ham yo'naltirilgan harakatda, ham issiqlik harakatda qatnashadilar. Yo'naltirilgan harakat X o'qi bo'yicha bo'lsin. U holda gaz molekulalari X o'qi bo'yicha siljib (issiqlik harakati tufayli) o'zi bilan birga ham impuls, ham mexanik harakat energiyasini ko'chiradi. Avval aytilganidek, ichki ishqalanish jarayonini mexanik energiyaning tezlik kamayishi tomonga ko'chishi kabi qarash mumkin bo'lib, bu ishqalishda mexanik energiyaning dissipasiyasi (sochilishi) bilan bog'langan. Ichki ishqalanishning bunday ta'rifidan kelib chiqib, uni tashkil etuvchi mikrooqimni:

$$g = Z\frac{mv^2}{2} \qquad (14.38)$$

ifoda bilan aniqlash mumkin, bu yerda $\frac{mv^2}{2}$ – bitta molekulaga to'g'ri keluvchi yo'naltirilgan harakat energiyasi, Z – birlik vaqtda birlik yuzadan o'tuvchi molekulalar soni. Energiya ko'chishi impuls ko'chishiga bog'liq, biroq impuls ko'chishini ifodalash uchun molekulalar issiqlik harakati o'rtacha kvadratik tezligidan foydalanish kerak. $Z = \frac{n}{6}c$ dan foydalanib, (14.38)ni qayta ozamiz:

$$g = \frac{1}{6}c\frac{\rho v^2}{2} \qquad (14.39)$$

bu yerda $\rho = nm$ –muhit zichligi, $C = \sqrt{\frac{3kT}{m}}$ – molekulaning o'rtacha kvadratik tezligi, g – molekulalarning birlik vaqtda birlik yuzadan yo'naltirilgan harakat energiyasini ko'chirishi.

(14.37) va (14.39) dan

$$G=-\frac{1}{3}\lambda\frac{d}{dx}\left(c\frac{\rho\upsilon^2}{2}\right) \qquad (14.40)$$

Doimiy zichlik va temperaturada (14.40) munosabat

$$G=-\frac{1}{3}\lambda c\rho\upsilon\frac{d\upsilon}{dx} \qquad (14.41)$$

ko‘rinishga keladi.

Bunday turdagi mikrooqim zichligi qovushoqlik koeffitsiyenti η orqali aniqlanadi:

$$G=-\eta\upsilon\frac{d\upsilon}{dx} \qquad (14.42)$$

(14.41) va (14.42) ni taqqoslashdan ideal gaz uchun

$$\eta=\frac{1}{3}\lambda c\rho \qquad (14.43)$$

kelib chiqadi. Bu formula birinchi bo‘lib Maksvell tomonidan olingan.

Molekulalarning erkin yugurish yo‘lining o‘rtacha uzunligi ifodasi

$$\lambda=\frac{1}{\sqrt{2}\sigma n} \qquad (14.44)$$

dan (14.43) ni tekshiramiz. $\lambda\sim\frac{1}{n}$ va $\rho\sim n$ ligidan doimiytemperaturada gazlarning qovushoqlik koeffitsiyenti muhitning zichligiga (bosimiga) bog‘liq bo‘lmasligi kerak. Bu natijani Maksvellning o‘zi “o‘ta ajablanarli” deb atadi. Tajriba natijalarining ko‘rsatishicha, qovushoqlik koeffitsiyenti haqiqatda gaz zichligi o‘zgarishining keng intervalida deyarli doimiy qoladi. Biroq juda past va juda baland bosimlarda bunday qonuniyatdan chetlashishlar kuzatiladi. (14.43) formula, bosim molekulalar o‘lchami gaz tekshirilayotgan idish o‘lchamidan kichik bo‘lib qolgunga qadar kamayib borguncha, qo‘llanilar ekan. Molekulalarning sezilarli qismi yuqori tartib to‘qnashishlarda (ikkitadan ortiq molekulalar ishtirokidagi to‘qnashish) qatnasha boshlagan yuqori bosimlarda gazlarning qovushoqlik koeffitsiyenti (14.43) da kutilayotganidan katta bo‘lib qoladi.

(14.43) ga muvofiq, qovushoqlik koeffitsiyenti temperatura $\sqrt{T}$ ($C\sim\sqrt{T}$) ga proporsional tarzda o‘sishi kerak. Haqiqatda η ning T ga bog‘liqligi kuchliroq ekan. Bu shuning bilan tushuntiriladiki, erkin yugurish yo'li uzunligi (14.44) faqatgina gazning zichligi bilan emas, temperatura oshishi bilan kamayuvchi molekulalarning effektiv diametri bilan ham o'lchanadi.

Molekulalar erkin yugurish yo'linig o'rtacha vaqti $\tau = \frac{\lambda}{c}$ ni kiritib va $p=nkT$ tenglikni qo'llab (14.43) ni

$$\eta = p\tau \tag{14.45}$$

ko'rinishida tasvirlaymiz. Bu munosabat ham Maksvell tomonidan keltirib chiqarilgan. U τ ni aniqlashda qulaydir.

$\rho = nm, C = \sqrt{3kT/m}$ va $m = \mu/N_0$ larni qo'llab (14.43) va (14.44) dan:

$$\eta = \frac{\sqrt{\mu RT}}{\sqrt{6}\sigma N_0} \tag{14.46}$$

ni oson hosil qilish mumkin. Bu munosabat tajriba orqali isbotlangan$\eta \sim \sqrt{\mu}$ xulosani tasdiqlaydi.

Qovushoqlik koeffitsiyentini bilgan holda, (14.46) ga asosan molekulalarning effektiv diametrini oson topish mumkin.

14.9.-§. Ideal gazlar issiqlik o'tkazuvchanligi

Ko'chishning umumiy tenglamasi

$$G = -2\lambda \frac{dg}{dX} \tag{14.47}$$

ga asosan gazlar issiqlik o'tkazuvchanligini analiz qilish uchun mikrooqim zichligi uchun munosabat $g=Za$ ni konkretlashtirish kerak.

Qovushoqlik ma'lum ma'noda issiqlik o'tkazuvchanlikga analogligini hisobga olgan holda, qovushoqlik koeffitsiyentini aniqlashdagi kabi, yani $Z = \frac{1}{6}nca$ munosabat bilan Z kattalikni (birlik vaqtda birlik yuzadan o'tuvchi molekulalar soni) aniqlaymiz. Mos holda,

$$g = \frac{1}{6}nca \tag{14.48}$$

bu yerda $C = \sqrt{\frac{3kT}{m}}$ – o'rtacha kvadratik tezlik, a – bitta zarrachaga to'g'ri keladigan ko'chirilgan kattalik.

Ko'rilayotgan usulda ko'chish hodisasi zarralar mikrooqimiga asoslangan deb qaraladi. Bu oqimdagi zarrachalar yig'indisi shunchalik ko'pki, uni zarralar issiqlik harakati o'rtacha tezligi, zichlik va temperatura kabi parametrlar bilan ifodalash mumkin. Molekulalar ansambli Z muhitning elementar hajmiga xos bo'lgan barcha parametrlar va termodinamik funksiyalar taaluqli bo'lgan tizimning bir qismidir. Aytilgan parametrlardan tashqari zarralar mikrooqimiga ichki energiyani ham, entalpiyani ham kiritish mumkin. Shunday ekan, ichki energiya va entalpiyaning mikrooqimini ko'rib chiqish mumkin. Issiqlik o'tkazuvchanlik tajribada ideal gaz uchun $p=nkT=const$ sharti bilan tavsiflanuvchi mexanik muvozanat yuzaga kelgan sharoitda tekshiriladi. Zarralar Z ning o'tish yo'nalishi temperatura oshishi yo'nalishi bilan mos tushsin. U holda molekulalar oqimi yuqori temperaturalar sohasiga tushib, o'zining ichki energiyasini oshiradi. Shu bilan bir vaqtda, doimiy bosimda turgan ko'rilayotgan tizim o'zining hajmini oshiradi (yuqoriroq temperaturaga o'tish zichlikning kamayishi bilan kuzatiladi). Yuqori temperatura sohasiga o'tishda tizim yutgan issiqlik ichki energiyaning kattalashishi va izobarik ish bajarilishi bilan aniqlanadi. Izobarik jarayonning issiqlik samarasi entalpiya o'zgarishi bilan aniqlanadi.

Gazlarda issiqlik o'tkazuvchanlikni ifodalash uchun entalpiya mikrooqimini kiritish kerak. Ideal gaz mol entalpiyasi uchun munosabat yozamiz:

$$H=C_p T \tag{14.49}$$

Bu tenglamani Avogadro soniga bo'lib, bir molekulaga to'g'ri keladigan entalpiyani topamiz:

$$a=C_p^{'}T \tag{14.50}$$

bu yerda C_p – bitta molekulaga to'g'ri keluvchi doimiy bosimdagi issiqlik sig'imi. Mis holda mikrooqimning izlanayotgan zichligi uchun munosabat quyidagi ko'rinishni oladi:

$$g=\frac{1}{6}ncC_p^{'}T \tag{14.51}$$

Issiqlik o'tkazuvchanlik uchun $G=\frac{\Delta Q}{F\Delta t}$ (ΔQ –Δt vaqt ichida F yuzadan olib o'tilgan issiqlik miqdori). (14.51) ni hisobga olgan holda (14.47) ni qayta yozamiz:

$$\frac{\Delta Q}{F\Delta t}=-\frac{1}{3}\lambda C_p\frac{d}{dX}(ncT) \tag{14.52}$$

(C_p kattalik doimiy singari hosila belgisidan chiqarilgan).

Oxirgi munosabatni ochishda diffuziya orqali entalpiya ko'chishiga bog'liq bo'lgan n dan $\frac{d}{dX}$ bo'yicha hosilaga ega bo'lgan ko'paytma paydo bo'ladi. Diffuziya orqali ko'chishni muhitning mexanik siljishi yuzaga keltirgan entalpiya qarshi toki bilan kompensasiyalangan deyish mumkin. U holda (14.52) ni

$$\frac{\Delta Q}{F\Delta t}=-\frac{1}{3}\lambda C_p n\frac{d}{dx}(cT) \tag{14.53}$$

ko'rinishda yozish mumkin. $C=\sqrt{\frac{3kT}{m}}$ ligidan, $\frac{\Delta Q}{F\Delta t}=-\frac{1}{3}\lambda cnC_p\frac{dT}{dx}$ bo'ladi. nC_p kattalik birlik hajmda joylashgan moddaning doimiy bosimdagi issiqlik sig'imi. $nC_p=\rho C_p$ belgilash kiritib, avvalgi munosabatni quyidagi ko'rinishda qayta yozamiz:

$$\frac{\Delta Q}{F\Delta t}=-\frac{1}{2}\lambda c\rho C_p\frac{dT}{dx} \tag{14.54}$$

Furye issiqlik o'tkazuvchanligi analogik ko'rinishga ega:

$$\frac{\Delta Q}{F\Delta t}=-\aleph\frac{dT}{dx} \tag{14.55}$$

Oxirgi ikkita tenglamani solishtirishdan ideal gazlar uchun:

$$\aleph=\frac{1}{2}\lambda c\rho C_p \tag{14.56}$$

ekanligi kelib chiqadi.

Issiqlik o'tkazuvchanlik va qovushoqlik koeffisientlari bosim va temperaturaga bir xil bog'liq. $\aleph$ ning molekulyar og'irlikga bog'liqligini tushuntiramiz. Buning uchun (14.56) ga qator o'zgartishlar kiritamiz. Solishtirma issiqlik sig'imini molyar C_p/μ orqali ifodalaymiz:

$$\aleph=\frac{C_p\sqrt{3RT}}{2\sqrt{2\mu}\sigma N_0} \tag{14.57}$$

Shunday qilib, $\aleph\sim\frac{1}{\sqrt{\mu}}$. Boshqacha aytganda, bir xil molyar issiqlik sig'imiga ega bo'lgan gazlar qatoridan yengil gazlar katta issiqlik sig'imiga ega.

14.10.-§. Ko'chish koeffisientlari orasidagi bog'liqlik

Bir anomli gazlar holida ko'chish hodisalarining statistik nazariyasi issiqlik o'tkazuvchanlik va qovushoqlik koeffisientlari orasidagi nisbatning quyidagi qiymatiga olib keldi:

$$\frac{\aleph}{\eta}=\frac{15}{4}\frac{k}{m} \tag{14.58}$$

bu yerda $k = R/N_0, m = \mu/N_0$. Bosim doimiy bo'lganda bir atomli gazlar uchun solishtirma issiqlik sig'imi $C_p = \frac{5}{2}\frac{R}{\mu}$ bo'ladi. Bu munosabatni qo'llab (14.58) ni qayta yozamiz: $\frac{\aleph}{\eta C_p} = \frac{3}{2}$. Gazlarda qovushoqlik va issiqlik o'tkazuvchanlik uchun erkin yugurish yo'lining o'rtacha uzunligi tushunchasini qo'llashga asoslangan ko'chish hodisalari natijalarini keltiramiz:

$$a)\ \eta = \frac{1}{3}\lambda c\rho$$

$$b)\ \aleph = \frac{1}{2}\lambda c\rho C_p \tag{14.59}$$

Yozilgan munosabatdan:

$$\frac{\aleph}{\eta C_p}=\frac{3}{2} \tag{14.60}$$

kelib chiqadi va bu bir atomli gazlar uchun rivojlangan nazariya natijalari bilan mos tushadi.

(14.60) ni tajribada tekshirish oson. I-jadvalda (14.60) ning chap tomonining ayrim bir atomli, ikki atomli va ko'p atomli gazlar uchun issiqlik o'tkazuvchanlik [10^4*kal/(sm·s·K)*] va issiqlik sig'imining [*kal/(g.K)*] va ichki ishqalanishi [10^4*din·s/sm^2)*] tajribaviy qiymatlari bo'yicha hisoblash natijalari keltirilgan.

Ayrim gaz va bug'lar uchun $\frac{\aleph}{\eta C_p}$ nisbati

Modda	t, ^{0}C	C_p	$\aleph$	η	$\frac{\aleph}{\eta C_p}$
Geliy	0	1,25	3,417	1,855	1,46
Neon	0	0,247	1,108	2,290	1,51

Azot	25	0,248	0,631	1,779	1,43
Kislorod	25	0,219	0,635	2,05	1,42
Karbonat angidrid gazi	30	0,202	0,403	1,51	1,32
H-geksan	25	0,397	0,304	0,654	1,17

Jadvaldan ko'rinib turibdiki, bir atomli gazlar (geliy, neon) uchun (14.60) munosabat eksperiment orqali yetarlicha yaxshi tasdiqlanadi. Murakkab atomli gazlar uchun nazariya va eksperiment natijalari orasida farq kuzatiladi, bunda farq molekula tuzilmasi murakkablashgan sari kattalashadi: ikki atomli gazlar (azot, kislorod) uchun farq nisbatan kichikdir, geksan uchun esa farq oshadi.

Tajribalar natijalari shuni ko'rsatadiki, ko'rilgan ko'chish hodisasi ko'p atomli gazlarda aniqlashtirishni talab etadi. Bu aniqlashtirishlar birinchi navbatda muhitda temperatura gradiyenti mavjudligida erkinlik darajasi bo'yicha energiya taqsimotining bir tekis emasligi bilan bog'liq.

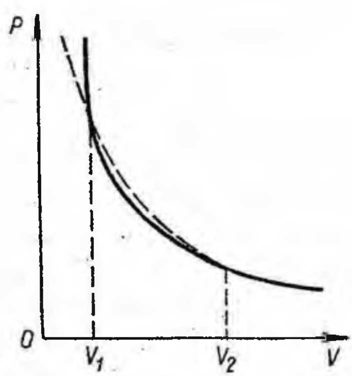
XV BOB. REAL GAZLAR

Molekulalar orasidagi o‘rtacha masofa molekula o‘lchamidan ancha katta bo‘lganda va gazlarning xossalari ularning o‘zaro ta’sirlari bilan emas, balki molekulalarning konsentrasiyasi bilan aniqlanadigan holda siyraklashtirilganda real gazlarni ideal kabi qarash mumkin.

Gazlar zich, yani molekulalar orasidagi masofa ularning o‘lchamlari bilan teng bo‘lgan hollarda molekulalar orasidagi masofa hisobga olinadi. Real gazlarda molekulalar o‘zaro ta’siri katta masofalarda tortishish va kichik masofalarda itarishish kuchlari bilan tavsiflanadi. Shuning uchun molekulalar o‘lchamini uning hajmini aniqlovchi molekuladagi qandaydir sirtning mavjudligi bilan emas, itarishish kuchlarining yuzaga kelishi bilan bog‘lash kerak. Molekulaning diametri, zarrachaning harakat energiyasi va itarishish kuchi kattaligiga bog‘liq holda, ularning yaqinlashishi mumkin bo‘lgan o‘rtacha masofani aniqlaydi.

Real gazlar yetarlicha past temperaturalarda va yuqori bosimlarda kondensasiyalanadi – suyuq holga o‘tadi.

15.1.-§. Boyl-Mariot qonunidan chetlashishlar



15.1-rasm

Real va ideal gazlar izotermalarining sifatiy farqi 15.1-rasmda ko‘rsatilgan.To‘liq egri chiziq–real gaz izotermasi, uzuq – chiziqlisi Boyl-Mariot qonuni bilan ifodalanuvchi ideal izotermadir. Kichik zichliklar sohasida ($V>V_2$) ikkala egri chiziq mos tushadi.

O‘rtacha zichliklarda real gaz bosimi gaz o‘zini ideal kabi namoyon etgandagidan kichikdir. Yana ma’lumki, ko‘rsatilgan zichliklarda ($V_1 < V < V_2$, 59-rasm) real gazlar siqiluvchanligi ideal gazlarnikidan kattadir. Bu shuning bilan tushuntiriladiki, o‘rtacha zichliklarda tashqi kuchlar ta’sirida gazni ideal gazga nisbatan ko‘proq siqiluvchan qiluvchi molekulalar tortishish kuchi yuzaga keladi. Katta zichliklarda ($V<V_1$) real gaz bosimi ideal gazda kutilayotganidan katta bo‘ladi, bunda real tizimning siqiluvchanligi ideal tizimnikidan kichik. Bu faqat katta siqilishlarda itarishish kuchi yuzaga kelishi va buning natijasida muhit tashqi kuchlar ta’sirida ideal gazga qaraganda kamroq siqiluvchan bo‘lib qolishi bilan tushuntiriladi.

Molekulalararo kuchlar ta’siri xususiyati birinchi navbatta zarralar o‘zaro ta’sir potensial energiyasining ular orasidagi masofa r ga bog‘liqligiga asoslangan. Ko‘pgina moddalar uchun molekulalarning juft o‘zaro ta’sir potensial energiyasi faqatgina molekulalar orasidagi masofaga bog‘liq va ikkita tashkil etuvchi bilan aniqlanadi:

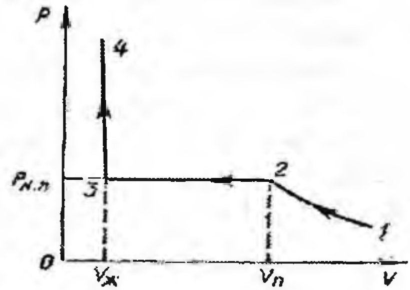
$$\varphi(r) = \varphi_+(r) + \varphi_-(r) \qquad (15.1)$$

bu yerda r – zarralar massalari markazlari orasidagi masofa, φ_+ – itarishish kuchining yuzaga kelishiga bog‘liq bo‘lgan potensialning musbat tashkil etuvchisi, φ_- – itarishishni hosil qiluvchi potensialning manfiy tashkil etuvchisi. Potensialning har ikkala tashkil etuvchisining kelib chiqishi elektrik (molekulalarning gravitatsion o‘zaro ta’siri elektrikga nisbatan e’tiborsiz kichikdir) va absolyut qiymati jihatidan, masofa oshishi bilan turli qonunlar bo‘yicha, kamayadi.

15.2.-§. Eksperimental izotermalar

Real gaz hajmining bosimga bog‘lanishi haqidagi tajriba ma’lumotlari bilan ideal gaz holat tenglamasi orasidagi farq gaz holatida yuz beradigan muhim sifatiy o‘zgarishlar bilan ham bog‘liq bo‘lib, bunday o‘zgarishlar yuqori bosimlar va tegishli temperaturalarda kuzatiladi.

Gazlarning holatidagi bosim va temperaturaning ma’lum qiymatlarida ro‘y beradigan sifat o‘zgarishlari bu ularning gazsimon holatdan farq qiluvchi suyuq holatga o‘tishidir. Bu hodisani ideal gazning holat tenglamasi bilan mutlaqo tushuntirib bo‘lmaydi.



15.2-rasm

Quyida bu jarayonni ko‘rib chiqaylik. Tekshirilayotgan gaz suriluvchi porshen bilan berkitilgan idishga qamalgan va uning temperaturasi o‘zgarmas, lekin har bir gaz uchun xos qiymatdan pastroq bo‘lsin. Porshen yordamida gazning hajmini kamaytirganimiz sari uning bosimi dastlab hajmga teskari proporsional ravishda ortadi (15.2-rasm), so‘ngra sekinroq ortadi (egri chiziqning 1 → 2 qismi).

Hajm V_b qiymatga yetguncha shunday davom etadi. Hajmning keyingi V_s gacha o‘zgarishida bosim o‘zgarmaydi. Bu vaqtda porshenning sirtida va idish devorlarida suyuqlik tomchilari paydo bo‘la boshlaydi. Gazning suyuqlikga aylanishi (kondensasiya jarayoni) V_b hajmga mos keluvchi 2 nuqtada boshlanib, hajm V_s qiymatga erishganda gazning hammasi suyuq holatga o‘tadi. V_s hajmdan boshlab hajmning kichrayishi bosimning keskin ortishini talab qiladi. Chunki, suyuqlikni siqish gazni siqishga qaraganda ancha qiyin.

Izotermaning 2 → 3 qismiga mos keluvchi bosim va hajmlarda idish hajmining bir qismi suyuqlik bilan, boshqa qismi esa to‘yingan bug‘ deb ataluvchi gaz bilan band. To‘yingan bug‘ning bosimi esa berilgan temperaturada gaz hajmiga bog‘liq emas.

Temperatura ortishi bilan izotermaning gorizontal qismi qisqarib boradi va kritik temperatura deb ataluvchi temperaturada bitta nuqtaga aylanadi (15.4-rasmga qarang). Kritik tempetatura (kritik holat) haqida keyingi mavzularda yana to‘xtalib o‘tsakda, shu narsani qayd qilib o‘tish lozimki, kritik temperaturadan yuqori temperaturalarda gazni siqish yo‘li bilan suyuqlikga aylantirib bo‘lmaydi. Shu sababli *bug‘* deganda ko‘pincha siqilganda suyuqlikga aylanadigan gaz nazarda tutiladi.

Izotermadagi $2 \rightarrow 3$ qismning mavjudligi ayni bir temperatura va bosimda bir moddaning bir vaqtda ikki holatda bo‘lishi mumkinligini ko‘rsatadi. Bu holatlar o‘zlarining fizik xossalari bilan bir-biridan farq qiladi.

Umuman olganda, agar tizim fizik jihatdan turli holatda bo‘lgan va bir-biridan ajralib turuvchi bir jinsli qismlardan iborat bo‘lsa, u holda bu qismlar uning *fazalari* deb ataladi.

Agar berilgan sharoitda moddaning ikki yoki undan ortiq fazalari bir-biriga tegib tursa va bunda biri ikkinchisining hisobiga o‘smasa, moddaning bunday holati uning fazaviy muvozanati deb ataladi. Moddaning bir holatdan ikkinchi holatga o‘tishi uning fazaviy o‘tishi yoki fazaviy aylanishi deb ataladi. Moddaning tarkibiga qarab muvozanatda bo‘ladigan fazalar soni turlicha bo‘lishi mumkin.

15.3.-§. Van-Der-Vaals tenglamasi

Holat tenglamasining molekulalarning 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) molekulalarning chekli o‘lchamga ega ekanini e’tiborga olamiz.

Bir mol gaz uchun yozilgan ideal gaz holatining

$$PV = RT \tag{15.2}$$

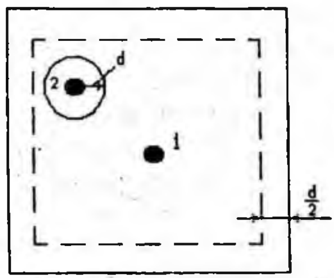
tenglamasidagi V hajm har bir ideal gaz molekulasi erkin harakatlana olishi mumkin bo‘lgan hajmdir. Chunki, ideal gaz molekulalari bir-biriga nolga teng bo‘lgan masofagacha yaqinlasha oladi. Lekin real gaz holida idishning butun hajmi molekulalar ixtiyorida emas, chunki har bir molekula idish hajmining biror qismini egallaydi. To‘qnashuvlarda molekulalar markazlari d

(effektiv diametr) dan kichik masofaga yaqinlasha olmaydi. Bu holni hisobga olish uchun idish hajmidan uning molekulalar harakatlanishi mumkin bo'lmagan qismini ayirib tashlash kerak. Hajmning bu qismini v bilan belgilasak, (15.2) tenglama quyidagi ko'rinishga keladi:

$$P(V-v)=RT \tag{15.3}$$

Agar molekulalarni 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 (15.3-rasm). Molekula diametri d ga teng bo'lsa, u holda gaz molekulalari idish devoriga $\frac{d}{2}$ dan kichik masofagacha yaqin kela olmaydi.



15.3-rasm

Shuning uchun $\frac{d}{2}$ qalinlikdagi qatlamni olib tashlash kerak (15.3-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 molekulalar 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 molekulalar erkin harakat qila oladigan hajm V hajmdan $N_0/2$ molekulani chegaralovchi sferalarning egallagan hajmi qadar kam bo'ladi:

$$V - N_0 \frac{2}{3}\pi d^3 = V - N_0 \frac{16}{3}\pi r^3 \tag{15.4}$$

bu yerda r – molekula radiusi. Ravshanki, (15.4) kattalik (15.3) holat tenglamasidagi $V - v$ kattalikdir. U holda v kattalik

$$в = \frac{16}{3}\pi r^3$$

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

Endi tortishish kuchlarini hisobga olamiz. Bu kuchlarning mavjudligi shunga olib keladiki, gaz molekulalarining bosimi, boshqa barcha sharoitlar birday bo'lgani holda, ideal gaz holidagidan kam bo'ladi. Chunki, idish devori yaqinida turgan ixtiyoriy molekulaning bir tomonidagi qo'shnilari 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 (15.3) ifodani ΔP ni e'tiborga olib quyidagi ko'rinishda yozish mumkin:

$$P = \frac{RT}{V - в} - \Delta P \quad \text{yoki} \quad P + \Delta P = \frac{RT}{V - в} \tag{15.5}$$

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

$$\Delta P = \frac{a}{V^2} \tag{15.6}$$

bo'ladi. Bu yerda V gazning molyar hajmi, a – proporsionallik koeffitsiyenti. (15.5) va (15.6) tengliklarni nazarda tutib *1 mol* real gaz uchun holat tenglamasini quyidagicha yozish mumkin:

$$\left(P+\frac{a}{V^2}\right)(V-в)=RT \tag{15.7}$$

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

$$\left(P+\frac{m^2}{\mu^2}\cdot\frac{a}{V^2}\right)\left(V-\frac{m}{\mu}в\right)=\frac{m}{\mu}RT \tag{15.8}$$

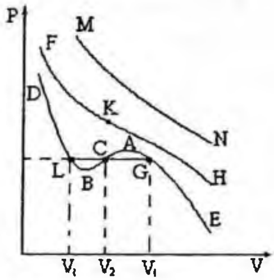
Van-der-Vaals tenglamasidagi a va b tuzatmalar o'zgarmas kattaliklar bo'lib, ularning son qiymatlari turli gazlar uchun turlicha. Shu sababli (15.8) tenglama Klapeyron tenglamasi kabi universal emas. Lekin, bu tenglama gazlarning xususiyatlarini sifat jihatidan to'g'ri ifodalaydi.

15.4.-§. Van-Der-Vaals izotermalari

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

$$V^3+\left(в+\frac{RT}{P}\right)V^2+\frac{a}{P}V-\frac{aв}{P}=0 \tag{15.9}$$

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 (15.9) tenglamaning bittadan ildizi to'g'ri keladi. Pastroq temperaturalarda va P bosimning ba'zi bir qiymatlarida (15.9) tenglama V_1, V_2, V_3 uchta ildizga ega. Bunday hollarda P=*const* izobara izotermani uchta L, C, G nuqtada kesib o'tadi (15.4-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.



15.4-rasm

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

Egri chiziqning *VSA* 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:

$$V_k = 3в, \quad P_k = \frac{a}{27в^2}, \quad T_k = \frac{3a}{27Rв}$$

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 tenglamadan ancha muhim chetlanishlar ham mavjuddir.

15.5.-§. Van-Der-Vaalsning keltirilgan 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:

$$\varpi = \frac{V}{V_k}, \quad \frac{P}{P_k} = \pi \quad ва \quad \frac{T}{T_k} = \theta \tag{15.10}$$

Bu o'lchamsiz o'zgaruvchilar orqali yozilgan holat tenglamasi keltirilgan holat tenglamasi deyiladi. Keltirilgan holat tenglamaning ko'rinishi quyidagicha:

$$\left(\pi + \frac{3}{\varpi^2}\right)\left(\varpi - \frac{1}{3}\right) = \frac{8}{3}\theta \tag{15.11}$$

Bu tenglamadan shu narsa kelib chiqadiki, agar turli gazlar uchun w, π, θ uchta keltirilgan parametrdan qaysidir ikkitasining qiymatlari mos tushsa, u holda uchinchi parametrning qiymati ham mos tushadi. Bu qonunga mos holatlar qonuni deyiladi.

15.6.-§. Gaz holatdan suyuq holatga o'tish

Birinchi bo'lib gazni (ammiakni) siqish yo'li bilan suyuqlikka aylantirgan olim Van Marum (XVIII asr oxiri) edi. Van Marumdan so'ng gazlarni siqish yo'li bilan suyuq holatga o'tkazish borasida ko'p urinishlar bo'ldi. Lekin uzoq vaqt nima uchun ba'zi gazlarni siqqanda suyulish yuz berishi, boshqalarini siqqanda suyulish yuz bermasligi noaniqligicha qolaverdi. Ingliz fizigi Tomas Endryusning 1861-1869-yillar davomida bajargan ishlari natijasida yuqoridagi savolga javob topiladi. Endryus karbonat angidridning izotermalarini turli temperaturalarda sistematik o'rgandi va bu tadqiqotlar asosida kritik temperatura tushunchasini kiritdi. U o'zining tadqiqotlari asosida quyidagi xulosaga keldi: gazning temperaturasi kritik temperaturadan pastda bo'lgan holdagina gazni siqish yo'li bilan suyuqlikga aylantirish mumkin. Agar gaz temperaturasi kritik temperaturadan yuqori bo'lsa, bosimni har qancha oshirganda ham gazni suyuqlikga aylantirib bo'lmaydi.

15.7.-§. Real gazning ichki energiyasi

Ideal gazning ichki energiyasi bu gazning hajmiga bog'liq bo'lmasdan, faqat uning temperaturasi bilan aniqlanadi. Real gaz uchun ichki energiya faqat temperaturaga emas, balki shu gaz egallagan hajmga ham bog'liq bo'ladi. Chunki gaz molekulalarining o'zaro ta'sir potensial energiyasi molekulalar orasidagi masofaga, ya'ni zichlikga ham albatta bog'liq bo'ladi.

Ichki energiya ifodasini chiqarishda ideal qattiq sharlar modelidan foydalanilsa, u holda faqatgina sharlar to'qnashganda paydo bo'ladigan itarishish kuchlariga hech qanday potensial energiya mos kelmaydi. Bu holda potensial energiya faqat molekulalararo tortishish kuchlarigagina bog'liq bo'ladi. Van-der-Vaals gazining izotermik kengayishida ichki $\Delta P = b/V^2$ bosimga qarshi bajargan ishi uning potensial energiyasi o'zgarishiga teng bo'ladi. Gazning V_I hajmdan V hajmgacha kengayishida potensial energiyasi o'zgarishi esa quyidagiga teng:

$$\int_{V_1}^{V} \Delta P dV = \int_{V_1}^{V} \frac{a}{V^2} dV = -\frac{a}{V} + \frac{a}{V_1} \tag{15.12}$$

Bu tenglamadan ko'rinadiki, real (*1 mol*) gazning egallagan V hajmiga mos keluvchi potensial energiyasi – a/Vga teng ekan. Buni gaz molekulalarining issiqlik harakati kinetik energiyasiga qo'shib, biz gazning ichki energiyasi ifodasini hosil qilamiz:

$$U = U(T) - \frac{a}{V} \tag{15.13}$$

Shuni qayd qilib o'tish lozimki, olingan natija moddaning faqat bir fazali holatlari uchungina to'g'ridir.

15.8.-§. Joul – Tomson effekti

Gazni yetarlicha katta, biroq o'zgarmas bosimda issiqlikdan izolyasiyalangan g'ovak to'siq orqali oqib o'tish jarayoni adiabatik hodisa bo'ladi. Gazning po'kak orqali stasionar oqishi Joul-Tomson jarayoni va bunday oqishda gaz temperaturasining o'zgarishi Joul-Tomson effekti deb ataladi.

Gazlarning bunday oqishida temperaturaning o'zgarishi faqat real gazlarda kuzatiladi. Ideal gaz xuddi shunday kengayganida esa uning temperaturasi mutlaqo o'zgarmaydi.

Joul-Tomson jarayonida real gaz temperaturasining pasayishiga sabab shuki, bunda gaz kengayib molekulyar kuchlarga qarshi ish bajaradi. Bu ish hisobiga molekulalarning issiqlik harakat energiyasi va demak, gazning temperaturasi o'zgaradi. Molekulalarning o'zaro ta'sir kuchlari nolga teng bo'ladigan ideal gazlarda Joul-Tomson effekti ham nolga teng bo'ladi.

Joul-Tomson effekti miqdoriy jihatdan Joul-Tomson differensial koeffitsiyenti deb ataluvchi μ koeffitsiyent bilan tavsiflanadi. Bu koeffitsiyent gazning ΔT temperatura o'zgarishining bu o'zgarishni yuzaga keltirgan ΔP bosim o'zgarishiga nisbati bilan aniqlanadi:

$$\mu = \frac{\Delta T}{\Delta P} \tag{15.14}$$

Ideal gazlar uchun $\mu = 0$ ga teng. Agar gazning bosimi unchalik katta bo'lmasa (*100÷200 atm* bo'lsa), u holda Van-der-Vaals gazi uchun μ koeffitsiyent quyidagiga teng bo'ladi:

$$\mu = \frac{\Delta T}{\Delta P} = \frac{\frac{2a}{RT} - b}{C_P} \tag{15.15}$$

Agar $\frac{2a}{RT} - b > 0$ bo'lsa, $\mu > 0$ bo'ladi va gaz soviydi. Aksincha $\frac{2a}{RT} - b < 0$ bo'lsa $\mu < 0$ bo'ladi va gaz isiydi. $T_i = 2a/Rb$ bo'lganda temperatura o'zgarishi nolga teng:

$$T_i = \frac{2a}{RT} = \frac{27}{4} T_k \tag{15.16}$$

Bu temperatura Joul-Tomson effekti inversiya temperaturasi deyiladi. Bu temperaturadan past temperaturalarda Joul-Tomson jarayonida gaz soviydi, undan yuqori temperaturalarda esa gaz isiydi. Ko'pinchalik gazlar uchun inversiya temperaturasi xona temperaturasidan ancha yuqori bo'ladi. Bunday gazlar uchun Joul-Tomson effekti musbat. Vodorod va geliy uchun inversiya temperaturasi xona temperaturasidan ancha pastda bo'ladi. Ular uchun Joul-Tomson effekti manfiy, ya'ni bu gazlar Joul-Tomson jarayonida isiydi.

Texnikada Joul-Tomson effektidan past temperaturalar hosil qilish va gazlarni suyultirishda foydalaniladi.

XVI BOB. TERMODINAMIKA ELEMENTLARI

Termodinamikaning birinchi qonuni issiqlik, ish va jismning ichki energiyasining o'zgarishi orasidagi bog'liqlikni o'rnatadi, lekin jarayonning rivojlanish yo'nalishini aniqlamaydi. Termodinamikaning birinchi asosini qanoatlantiruvchi har qanday jarayon ham sodir bo'lavermas ekan. Kundalik kuzatishlardan ma'lumki, tashqi ta'sirlarsiz ko'proq qizdirilgan jismdan kamroq qizdirilgan jismga issiqlik o'z-o'zidan o'tadi, aksincha emas.

Jism yerga tushganda avtomobil yoki poyezd tormozlangandagi kabi ishqalanishda issiqlik ajraladi va atrof jismlarga uzatiladi. Bunda, uzatilgan issiqlikning o'z-o'zidan konsentrasiyalanishiga teskari jarayon va uning hisobiga yerda yotgan jismning ko'tarilishi yoki avtomobil va poyezdlarni harakatga keltirish mumkin emas.

Termodinamikaning ikkinchi qonuni tabiatda o'z-o'zidan sodir bo'lgan jarayonlarning yo'nalishini va amaliyotda ish ko'rishga to'g'ri keladigan issiqlikning ishga aylanish jarayonining yuzaga kelish shartini aniqlaydi

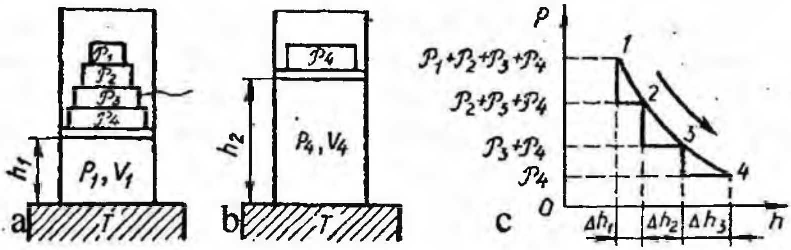
16.1.-§. Muvozanatli va muvozanatsiz jarayonlar

Muvozanatli jarayonlar bosim va temperaturaning cheksiz kichik o'zgarishlari natijasida yuzaga keladigan muvozanatli holatlar ketma-ketligi kabi cheksiz sekin bo'lishi kerak va shuning uchun real jarayonlarning ideallashuvidir.

16.1-rasmda tizim (gaz) dagi muvozanatsiz (real) jarayonlarni tushuntirish uchun qurilma modeli tasvirlangan. Bunda gaz vaznsiz porshenli silindrga qamalganva porshen ustida yukchalar $\mathcal{P}_1, \mathcal{P}_2, \mathcal{P}_3$ va $\mathcal{P}_4$ bor. Porshen tubi orqali T temperaturali termostat bilan kontaktga keltiriladi. Muvozanat holatda gaz bosimi $P = (\mathcal{P}_1 + \mathcal{P}_2 + \mathcal{P}_3 + \mathcal{P}_4)/F$ ga teng bo'lib, bu yerda F – porshen yuzasi.

Yukchalardan biri $\mathcal{P}_1$ olinganda porshen bosimi sakrab $\Delta P = P_1/F$ qiymatga o'zgaradi, bunda tizim katta bosimga ega bo'lib porshenning qolgan yuklari bilan ko'taradi. Porshenning dastlabki ko'tarilishi porshenga yopishib turgan gazlar orqali amalga oshiriladi, gazning bu qatlamida bosim va temperatura tez tushadi. Natijada muhitda bosim va temperatura gradiyentlari hosil bo'ladi.

So‘ngra bu parametrlarning o‘zgarishi moddaning boshqa massalarida ham yuz berib, gradiyentlar yo‘qoladi.



16.1-rasm

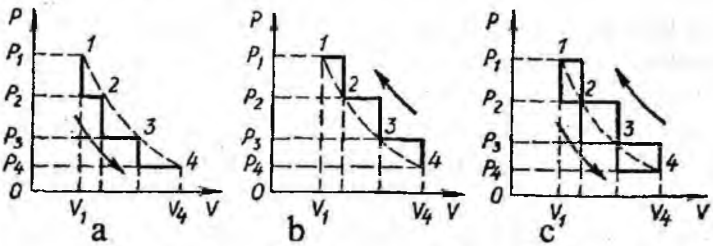
Parametrlari koordinata va vaqtning funksiyasi bo‘lgan jismning holati muvozanatsiz holat deyiladi. Ma’lumki bunday jarayonlarni grafikda tasvirlab bo‘lmaydi.

Korilayotgan misolda holatning muvozanatsiz o‘zgarishi yana shuning bilan qiyinlashb ketadiki, bunda gradiyentlar tufayli turbulent harakat yuzaga keladi. Bitta yuk olingach porshen yukchalarning inersial xossalari evaziga muhitdagi ichki ishqalanish tufayli so‘nadigan tebranma harakat qiladi. Yuk olingandan bir qancha vaqt o‘tgach, tizimdagi muvozanatsiz o‘zgarish to‘xtaydi, tizim yangi muvozanat holatida bo‘ladi, bunda dastlabki holatdan oxirgisiga o‘tish termodinamikaning birinchi qonuni bilan ifodalanadi:

$$\Delta Q_{m\text{-}siz}=\Delta U+\Delta A_{m\text{-}siz} \qquad (16.1)$$

bu yerda $\Delta Q_{m\text{-}siz}$ va $\Delta A_{m\text{-}siz}$ – ko‘rilayotgan muvozanatsiz jarayondagi issiqlik va ish.

Ko‘rilayotgan misolda P_1 olingach tizim qator muvozanatsiz holatlardan keyin $\Delta A_1=(\mathcal{P}_1+\mathcal{P}_2+\mathcal{P}_3+\mathcal{P}_4)\Delta h_1$ ish bajarib, oxirgi muvozanatli holatga o‘tadi. Endi ketma-keyin $\mathcal{P}_2$ va $\mathcal{P}_3$ yukchalar olinsa, tizim $\Delta A_2=(\mathcal{P}_3+\mathcal{P}_4)\Delta h_2$ va $\Delta A_3=\mathcal{P}_4\cdot\Delta h_3$ ishlarni bajaradi. 16.1,b-rasmda tizimning uchta yuk olingandan keyingi holati ko‘rsatilgan. 16.1,c-rasmda yukchalarning o‘zgarishi va unga mos holda porshenning Δh_1, Δh_1va Δh_3 siljishlar ko‘rsatilgan. Siniq chiziq (yukchalarning o‘zgarish grafigi bilan) va *h*o‘q (silindr tubidan porshengacha masofa) bilan chegaralangan yuza son jihatidan gazning kengayishidagi muvozanatsiz (pog‘onali) ishiga teng. Oxirgi rasmda tekis *1-4* chiziq bilan yuklarning muvozanatli o‘zgarishi ko‘rsatilgan. Pog‘onali va tekis chiziqlarni taqqoslash shuni ko'rsatdiki, muvozanatsiz kengayish ishi muvozanatli kengayish ishidan kichik ekan.



16.2-rasm

Nagruzkalarni gaz bosimi orqali: $\mathcal{P}_1+\mathcal{P}_2+\mathcal{P}_3+\mathcal{P}_4=FP_1$, $\mathcal{P}_2+\mathcal{P}_3+\mathcal{P}_4=FP_2$, $\mathcal{P}_3+\mathcal{P}_4=FP_3$ va $\mathcal{P}_4=FP_4$ ifodalab, $\Delta A_1=\Delta V_1 P_2$, $\Delta A_2=\Delta V_2 P_3$ va $\Delta A_3=\Delta V_3 P_4$ deb yozish mumkin, bu yerda, $\Delta V_1=F\Delta h_1$, $\Delta V_2=F\Delta h_2$ va $\Delta V_3=F\Delta h_3$-muvozanatsiz jarayonlarda hajmning o'zgarishi. P_2, P_3 va P_4 – muvozanatsiz jarayonlar tufayli o'rnatiladigan tizimdagi muvozanatli bosim. yuklarni bosim bilan almashtirish 16.2,c-grafikni P, V koordinatada tasvirlash imkonini beradi (16.2,a-rasm).

Gazning murakkab muvozanatsiz o'zgarishining haqiqiy manzarasini aks ettirmaydigan pog'onali chiziq (16.2,a-rasm) 16.1,c-rasmdagi mos chiziq kabi bir muvozanatli holatdan ikkinchisiga ketma-ket muvozanatsiz o'tishlarda ishni hisoblash imkinini beradi (*1, 2, 3* va *4* nuqtalar-muvozanatli holatlar). Chiziqchali *1, 3, 3* vaq *4* chiziq – tizim holatining muvozanatli o'zgarishi.

16.1,b-rasmda tasvirlangan oxirgi *4*holatdan jismni dastlabki *1*holatga $\mathcal{P}_3, \mathcal{P}_2$ va $\mathcal{P}_1$ yuklarni qo'yib qaytarish mumkin. Siqish ishini hisoblash uchun grafik 16.2,b-rasmda siniq *4, 3, 2, 1* bilan tasvirlangan. Chiziq-chiziq chiziq *4, 3, 2, 1* –siqishning muvozanatli jarayoni. 64,a va 64, b- grafiklar xususiyatidan muhim xulosa chiqarish mumkin: muvozanatsiz siqishdagi ishning absolyut qiymati muvozanatli siqishdagi ishning absolyut qiymatidan katta.

Qilingan xulosadan kelib chiqadiki, muvozanatli va muvozanatsiz jarayonlarning birgina yo'nalishida (paramertning bir xil boshlang'ich va oxirgi qiymatlariga ega bo'lgan), uning yo'nalishiga bog'liq bo'lmagan holda, doimo quyidagi tengsizlik o'rinlidir:

$$\Delta A_{m\text{-}siz} < \Delta A_{m\text{-}li} \qquad (16.2)$$

Muvozanatli jarayonda tizimga tashqi jismlarning bosimi tizimning tashqi kuchlarga bosimiga tengdir; shuning uchun bunday jarayonlarning teskarisiga o‘zgarishida ishning absolyut miqdori o‘zgarmay qoladi, faqat ishning ishorasi o‘zgaradi (siqishda tizim ishi manfiq qiymatga ega) Muvozanatsiz jarayonlar yo‘nalishi o‘zgarishida faqatgina ishning ishorasigina emas, uning absolyut qiymati ham o‘zgaradi. Bu xulosa 16.2,c-rasm bilan namoyish etiladi. Bu rasmda ko‘rgazmali bo‘lishi uchun 16.2,a va 16.2,b – rasmlar birgalikda berilgan.

Muvozanatli va muvozanatsiz o‘zgarishlar uchun termodinamikaning birinchi asosini yozib, issiqlik samaralari uchun (16.2) ga analogik bo‘lgan quyidagi tengsizlik o‘rinli ekaniga ishonch hosil qilis mumkin:

$$\Delta Q_{m\text{-}siz} < \Delta Q_{m\text{-}li} \qquad (16.3)$$

Bu yerda $\Delta Q_{m\text{-}siz}$, $\Delta Q_{m\text{-}li}$– muvozanatsiz va muvozanatli jarayonlar issiqliklari.

16.2.-§. Qaytar va qaytmas jarayonlar

Qaytar termodinamik jarayon deb, tizimning tashqi muhitda hech qanday o‘zgarish qoldirmay dastlabki holatiga qaytishiga imkon beruvchi jarayonga aytiladi. Faqatgina muvozanatli jarayongina qaytuvchi bo‘lishi mumkin. Chunki muvozanatli jarayonda tizim bir-biridan cheksiz kichik farq qiluvchi cheksiz ketma-ket holatlardan o‘tadi.Bu ketma-ket holatlardan ham to‘g‘ri, ham teskari yo‘nalishda o‘tish mumkin. Ixtiyoriy oraliq etapda atrof jismlarda yuzaga keluvchi o‘zgarishlar to‘g‘ri va teskari jarayonlar uchun faqatgina ishorasi bilangina farq qiladi.Bunday sharoitlarda tizimning dastlabki holatiga qaytishida atrof muhitda yuz beradigan barcha o‘zgarishlar kompensasiyalangandir.

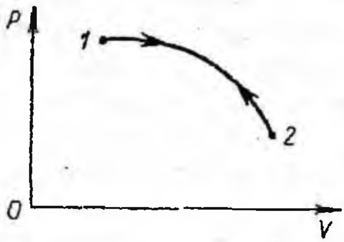
Qaytuvchi mexanik jarayonga misol qilib jismning ishqalishsiz (bo‘shliqda) erkin tushishini keltirish mumkin. Agar bunday jism gorizontal tekislikka qattiq urilsa, u traektoriyaning dastlabki nuqtasiga qaytadi, bunda tekislik va jismning shakli yana tiklanadi-atrof muhitda qandaydir o‘zgarishlar sodir bo‘lmaydi.

Shuni aytish kerakki, ishqalishsiz barcha jarayonlar qaytuvchandir. Termodinamikaning birinchi qonunini jismni *1* holatdan *2* holatga o‘tkazayotgan jarayon uchun yozaylik:

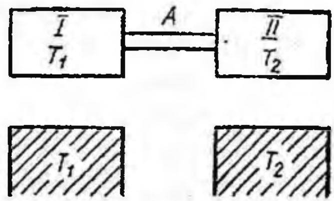
$$\Delta Q_{1,2}=\Delta U_{1,2}+\Delta A_{1,2} \qquad (16.4)$$

Tashqi ta’sirlarni o‘zgartirib, jismni *2* holatdan birinchi *1* holatga qaytarish mumkin. U holda,

$$\Delta Q_{2,1}=\Delta U_{2,1}+\Delta A_{2,1} \qquad (16.5)$$



16.3-rasm



16.4-rasm

Bu misolda kuzatilayotgan obyekt qator o‘zgarishlarga duch kelib, dastlabki holatiga qaytadi. Bunday turdagi jarayonlar siklik yoki aylanma deyiladi. Ichki energiya jism holat funksiyasidir *($\Delta U_{1,2}+\Delta U_{2,1}=0$)*, shuning uchun (16.4) va (16.5) larni qo‘shib:

$$\Delta Q_{2,1}+\Delta Q_{2,1}=\Delta A_{1,2}+\Delta A_{2,1} \qquad (16.6)$$

ni hosil qilamiz. Tekshirilayotgan tizim temperaturasi bilan issiqlik manbai temperaturasi orasida farq hamda ichkivatashqi bosimlar farqi cheksiz kichik bo‘lganda $1 \rightarrow 2$ o‘tish muvozanatli bo‘lsin. U holda tashqi ta’sirning o‘zgarishi (ko‘rsatilgan kattaliklar kichik farqlari ishorasining o‘zgarishi bilan) tizimni *2* holatdan dastlabki *1* holatga jarayonning birinchi stadiyasida o‘rinli bo‘lgan o‘sha oraliq holatlar orqali muvozanatli qaytarish mumkin (16.3-rasm). Bu holda, ma’lumki, $\Delta A_{1,2} = -\Delta A_{2,1}$ va (16.6) ga muvofiq, $\Delta Q_{2,1} + \Delta Q_{2,1} = 0$. Tashqi jismlar holatining o‘zgarishi ular ustida ish bajarilishi va issiqlik uzatilishi bilan bog‘liq va ko‘rilayotgan holatda bu samaralar yig‘indisi nolga tengligidan, ko‘rsatilgan jism qator o‘zgarishlardan keyin dastlabki holatga qaytadi.

Tajribalardan ma’lumki, temperaturalar farqi natijasida yuzaga kelib, temperatura kamayishi tomonida sodir bo‘ladigan issiqlik uzatish jarayoni, jarayonda ishtirok etuvchi jismlar kvazi muvozanatli o'zgarishlarga duch kelsada, qaytmasdir. Jismning barchamuvozanatli o'zgarishlari qaytuvchi deb tasdiqlab bo'lmaydi.

Buni quyidagi misolda tushuntiramiz. Ikkita jism (*I* va *II*) bolib, ularning temperaturalari $T_1>T_2$ bo'lsin (16.4-rasm). Agar bu jismlarni issiqlikni yomon o'tkazadigan o'tkazgich *A* bilan ulasak, ularning o'zgarishlari issiqlikning sekin uzatilishi natijasida kvazimuvozanatli bo'lib qoladi. Temperaturalar tenglashgach, o'tkazgichni olib tashlasak, *I*-jismni muvozanatli tarzda T_1 temperaturali termostat bilan kontakt orqali dastlabki holatga qaytarish mumkin (16.4-rasm). Xuddi shunday operasiya *II*-jism bilan ham boshqa termostatni qo'llab bajariladi. Bunda ikkala jism dastlabki holatiga muvozanatli qaytadi, biroq butunlay bu jarayon qaytmasdir, chunki T_1 temperaturaga ega bo'lgan thermostat qandaydir miqdor issiqlik beradi, T_2 temperaturaga ega bo'lgan thermostat esa xuddi shunday miqdor issiqlik oladi. Shunday qilib *I* va *II* jismlarning qator holatlardan keyin dastlabki holatiga kvazimuvozanatli qaytishidan keyin atrof jismlarda (termostatlarda) ma'lum o'zgarish qoladi.

(16.6) tenglama bilan tavsiflanuvchi jismning to'g'ri va teskari o'zgarishlariga qaytamiz. To'g'ri $1\rightarrow2$o'tish ichki va tashqi kuchlar farqi hisobiga muvozanatsiz bo'lsin. Birgina tashqi jismni qo'llab tizimning to'g'ri va teskari o'tish ishlari bir-birini kompensasiya qiladigan qilib jarayonni teskari yo'nalishda o'tkazish mumkin emas: $\Delta A_{1,2}\neq-\Delta A_{2,1}$. Shunday qilib, har qanday muvozanatsiz jarayon qaytmasdir: muvozanatsiz jarayon borayotgan jismni tashqi ta'sir bilan dastlabki holatiga qaytarish mumkin, biroq bunda tashqi jismlarda ayrim o'zgarishlar qoladi $(\Delta A_{1,2}+\Delta A_{2,1}\neq0;\ \Delta Q_{1,2}+\Delta Q_{2,1}\neq0)$.

Gazlarning bo'shliqda (vakuumda) kengayishi qaytmaslikka aniq misoldir. Bunday kengayishda gaz ish bajarmaydi (tashqi muhit ishtirok etmaydi). Bu misol har qanday qaytmas jarayon bir yo'nalishda o'z-o'zidan borishini, gazning dastlabki holatiga qaytishi uchun esa (jarayonning qaytishi uchun) qandaydir ish bajarilishi kerakligini (gazning siqish ishi), bu esa tashqi jismlarda ma'lum o'zgarishlar bilan bog'liqligini ko'rsatadi. Qaytmaslikning fizik tabiatini ikki gazning o'zaro diffuziyasi misolida tushuntirish oson. O'rtasida to'sig'i bor silindrni bir tomoniga argon (katta molekulalar), ikkinchi tomoniga geliy (kichik molekulalar) to'ldiriladi. To'siqni olib tashlab gazlarning o'zaro diffuziyasi jarayonining qaytmasligini kuzatamiz. Geliy molekulalari argonning katta molekulalari bilan to'qnashib, sekin-asta argon bilan band bo'lgan hajmga kirib boradi, argon molekulalari esa toza geliy bo'lgan hajmga kirib boradi. Har gal ikkita turli molekula to'qnashganida ularmexanika qonunlariga asosan ma'lum yo'nalishlarda uchib ketadi, bunda molekulalar o'zaro ta'siri akti qaytuvchan. Zarralarning ko'p sonli to'qnashishlari natijasida tizimda qaytmas o'zgarishlar yuzaga keladi. Agar biz barcha to'qnashishlar aktini kino lentaga ololganimizda edi, filmni teskari yo'nalishda qo'yib, biz molekulalarning ixtiyoriy juftlari to'qnashishlari manzarasida hech qanday paradoksiallikni ko'rmagan bo'lar edik. Natijada barcha to'qnashishlarning qaytishi gaz aralashmasi komponentalarini o'z-o'zidan ajralishiga olib keladi, bu esa tabiatda kuzatilmaydi. Bu misolda tajriba boshida tizimda ma'lum tartib bor edi – ikkita turdagi gaz silindr hajmining turli qismlarida edi. Molekulyar to'qnashishlar xaosida dastlabki tartib buzuldi. Qaytmaslikning fizik ma'nosi – ko'proq tartibli holatdan kamroq tartibli holatga o'tishdadir. Qaytmaslik ko'p sonli zarralar tizimiga xos bo'lgan statistik qonuniyatlarning yuzaga kelish natijasidir.

Barcha mumkin bo'lgan jarayonlar qaytar va qaytmasga bo'linadi.Mos holda, termodinamikaning ikkinchi qonuni qaytar va qaytmas jarayonlar uchun ta'riflanadi. Termodinamikaning ikkinchi qonuni tarixda siklik jarayonlarni analiz qilishda ta'riflangan, xozirgi vaqtda nazariy kurslarda boshqa, bu qonunni keltirib chiqaruvchi toza analitik usuldan foydalaniladi.

16.3.-§. Siklik (aylanma) jarayonlar

Siklik jarayon deb, tizim o'zining holatini qator o'zgartirishlardan keyin dastlabki holatiga qaytgan jarayonga aytiladi. Sikl nazariyasiga genial fransuzolimi Sadi Karno asos solgan (1824). Karno siklik jarayonlar nazariyasini issiqlik mashinasi nazariyasi asosiga qo'ydi. Uning foydali ish koeffitsiyenti(FIK) haqidagi teoremasi termodinamikaning ikkinchi asosini tushunish va talqin etishda fundamental qiymatga ega bo'ldi.

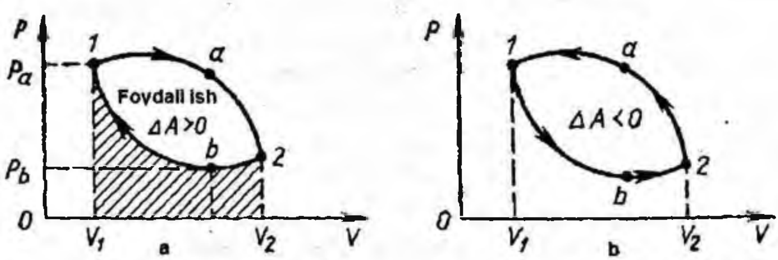
Muvozanatli sikl ixtiyoriy koordinatalar tizimida yopiq chiziqni tasvirlaydi. P,V koordinatada bunday to'g'ri siklga misol 16.5,a-rasmda keltirilgan; grafikda jarayon soat strelkasi bo'yicha amalga oshiriladi (*1a2b1*); ishchimoddaning (siklik o'zgarishni boshidan kechirayotgan tizim) kengayishi *1a2*,siqilishi- *2b1* chiziq bilan ifodalangan. To'g'ri sikl quyidagi xususiyatlarga ega: kengayish siqilishga qaraganda yuqoriroq temperatura va bosimlarda olib boriladi. Buni 16.5,a-rasmga qarab oson tushunib olish mumkin. *a* va *b* nuqtalarga birgina hajm, biroq turli bosimlar ($P_a>P_b$) to'g'ri keladi, bu esa faqat $T_a>T_b$ tengsizlikda mumkin.

Umumiy holda muvozanatli sikl ishi

$$A = \oint P\Delta V \tag{16.7}$$

integral bilan aniqlanadi. Bu yerda $\oint$ – yopiq kontur bo'yicha integral. 16.3,a-rasmda tasvirlangan sikl holida ish yopiq egri chiziqning ikki tarmog'i bo'yicha olingan integrallar yig'indisiga teng:

$$A = \oint_{1a2} PdV + \oint_{2b1} PdV \tag{16.8}$$



16.5-rasm

Birinchi integral 16.5,a-rasmda $1a2V_2V_11$ shakl yuzi bilan ifodalangan kengayishning musbat ishini $A_1>0$ aniqlaydi; ikkinchi integral 16.5,a-rasmdagi shtrixlangan yuza orqali ifodalangan siqilishning manfiy ishini $A_2<0$ aniqlaydi. Shunday qilib, siklik jarayon ishi kengayish va siqilish ishlari yig'indisidan iborat ekan:

$$A=A_1+A_2 \tag{16.9}$$

Siklning foydali ishi jarayon grafigi bilan chegaralangan shakl yuziga teng (P,V koordinata tizimida yopiq egri chiziq).

Aylanma jarayonlarda ichki energiyaning o'zgarishi nolga teng, shuning uchun ular uchun termodinamikaning birinchi asosi:

$$Q=A \tag{16.10}$$

ko'rinishga ega bo'lib, bu yerda Q- siklik jarayon bajarilishida ishchi moddaning tashqi jismlar (termostatlar) bilanissiqlik almashinuvini ifodalovchi kattalik. Aylanma jarayonda (16.10) ga muvofiq issiqlikning ishga aylanishi sodir bo'ladi (to'g'ri sikl, *1a2b1, 16.5*,b-rasm). Ishga analogik tarzda natijaviy issiqlik effekti ikkita tashkil etuvchidan iborat:

$$Q = Q_1 + Q_2 \tag{16.11}$$

bu yerda Q_1- ishchi moddaning temperaturasi yuqoriroq termostat bilan issiqlik almashinuvini ifodalovchi kattalik, Q_2- temperaturasi pastroq termostat bilan issiqlik almashinuvini ifodalovchi kattalik. Shunday qilib,

$$A = Q_1 + Q_2 \tag{16.12}$$

Bunday issiqlik mashinalarida, dvigatellar singari, ishchi modda to'g'ri siklni bajaradi, sikl ishi musbat, bunda issiqlik isitgichdan (temperaturasi yuqiriroq termostatdan) olinadi $Q_1 > 0$ va $Q_2 < 0$ sovutgichga (pastroq temperaturali termostatga) beriladi.

Karno issiqlik dvigatellari FIK tushunchasini sikl davomida mashina bajargan ish A ning isitgichdan mashina olgan issiqlik miqdori Q_1 ga nisbati kabi kiritdi:

$$\eta = \frac{A}{Q_1} = \frac{Q_1 + Q_2}{Q_1} \tag{16.13}$$

To'g'ri sikl uchun $A > 0$, $Q_1 > 0$ va $Q_2 < 0$. FIK ning kattaligi issiqlik mashinalarining muhim xususiyatidir:η qanchalik katta bo'lsa, issiqlik mashinalari shunchalik tejamlidir.

16.5,a-rasmda ifodalangan siklga 16.5,b-rasmda tasvirlangan qarama-qarshi yo'nalgan (teskari) siklni taqqoslash mumkin. Bu jarayon kengayish etapida siqilish etapiga nisbatan pastroq temperatura va bosimda olib boriladi. Teskari sikl ishi manfiy $A < 0$

(ishni tashqi jismlar bajaradi). Teskari sikl uchun (16.10), (16.11) va (6.12) lar haqli bo‘lib qoladi. Bunda $Q_2 > 0$ (issiqlik temperaturasi pastroq jismdan olinadi) va $Q_1 < 0$ (issiqlik temperaturasi yuqoriroq jismga beriladi). Teskari sikl bajarayotgan issiqlik mashinasi issiqlik nasosi kabi ishlaydi: u ish sarfi hisobiga kamroq isitilgan jismdan ko‘proq isitilgan jismga issiqlik o‘tkazadi.Biz kunda issiqlikning ko‘proq isitilgan jismdan kamroq isitilgan jismga uzatilishini kuzatamiz. Bunday turdagi jarayonlar o‘z-o‘zidan, ish bajarmasdan boradi va qaytmasdir. Qaytar siklda tashqi ish (manfiy) bajarish evaziga issiqlik majburan ko‘proq isitilgan jismga uzatiladi. (16.12) ni $-Q_1 = -A + Q_2$ shaklda qayta yozamiz. Qaytar sikl uchun $Q_1 < 0$ va $A < 0$ ligini hisobga olgan holda (16.12) munosabatni $|Q_1| = |A| + Q_2$ ko‘rinishda yozish mumkin. Haqiqatda teskari sikl bajarishda issiq jismga berilayotgan $|Q_1|$ issiqlik sovuq jismdan olinayotgan Q_2 issiqlikdan bajarilgan ish Akattalikka ko‘pdir.

Teskari sikl sovutish qurilmalarida ishlatiladi. Amaliy maqsadlarda bunday sikl sovutish koeffitsiyenti bilan ifodalanadi:

$$\Psi = \frac{Q_2}{-A} \qquad (16.14)$$

Bu yerda foydali samara sifatida sovuq jismdan olingan Q_2 issiqlik, sarflangan samara sifatida esa-bajarilgan $(-A)$ ishning absolyut qiymati qatnashadi. (16.12) ni qo‘llab, (16.14) ni qayta yozamiz:

$$\Psi = -\frac{Q_2}{Q_1 + Q_2} \qquad (16.15)$$

Issiqlik hodisalarini nazariy analiz qilish uchun teskari jarayonlar ham FIK bilan tavsiflanadi, bunda $A < 0$, $Q < 0$ va $\eta > 0$. Albatta, FIK termini teskari sikllar uchun to‘g‘ri siklga qaraganda boshqacha ma’noga ega. Shuning uchun (16.13) kattalik teskari aylanma jarayonlarda qo‘llanilganida sikl ko‘rsatgichi deb nomlanadi.

Teskari sikllar uchun Ψ va η kattaliklar o‘zaro bog‘liqdir. (16.13) va (16.15) dan

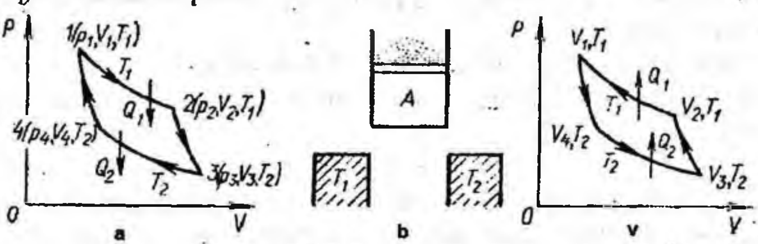
$$\Psi = \frac{1}{\eta} - 1 \qquad (16.16)$$

ekanligi oson topiladi.

16.4.-§. Karno sikli

Issiqlik mashinalari ishini analiz qilishda Karno qo'llagan termodinamik sikl ikkita izoterma va ikkita adiabatadan iboratdir. Siklning izotermik sohalari temperaturalari $T_1>T_2$ bo'lgan ikkita termostatlar yordamida amalga oshiriladi. Ishchi jism birinchi thermostat (T_1=const) bilan kontaktga keltirilganida ishchi jismga Q_1 issiqlik uzatiladi, ikkinchi thermostat (T_2 =const) bilan kontaktga keltirilganda esa, ishchi jism unga Q_2issiqlik miqdorini beradi. Izotermik va adiabatik jarayonlarda tizimning issiqlik sig'imlari moddaning xossasiga bog'liq emas, ayni shuning uchun Karno sikllarini tekshirish qator amaliy masalalarni yechishda va umumiy termodinamik nazariyani yaratishda katta qiymatga ega bo'lgan ayrim umumiy qonuniyatni tushuntirishga imkon beradi.

Karno siklini ixtiyoriy tizim bilan amalga oshirish mumkin. Buning uchun gaz, suyuqlik, qattiq jism yoki ularkombinasiyalari (suyuqlik-bug', qattiq jism-suyuqlik) qo'llanilishi mumkin. 16.6-,a-rasmda P,V koordinatada Karnoning muvozanatli to'g'ri sikli chizmasi tasvirlangan: $1 \to 2$ soha – T_1 dagi izotermik kengayish, $2 \to 3$ – temperatura T_1 dan T_2 ga tushishdagi adiabatik kengayish, $3 \to 4$ – T_2 dagi izotermik siqilish, $4 \to 1$ – dastlabki 1holatgacha (P_1, V_1, T_1) adiabatik siqilish.



16.6-rasm

Bunday siklni hosil qilish uchun qurilma modeli 16.6,b-rasmda keltirilgan. Silliq devorli va tagi o'tkazuvchan bo'lgan silindrga ishchi jism (modda) A qamalgan. Silindr porsheniga po'kakchalar yuklangan, T_1 va T_2 – termostatlar. $1 \to 2$ izotermani hosil qilish uchun silindr T_1 termostatga qo'yiladi, shundan keyin porshen ustidagi yuklar kamaytirilib muvozanatli kengayishga erishiladi.

Adiabatik kengayish $2 \to 3$ ni hosil qilish uchun silindr termostatdan olinadi (16.6,b-rasm).

Endi yuklar yana muvozanatli kamaytiriladi va bunda adiabatik kengayishi va temperaturaning T_1 dan T_2 gacha tushishi kuzatiladi. Izotermik siqilish $3 \to 4$ ga silindr termostat bilan kontaktda bo'lganda porshen ustidagi yuklarni ko'paytirish orqali erishiladi. Adiabatik siqilish $4 \to 1$ uchun silindr yana termostatdan 3-4 izotermaning shunday nuqta $4(V_4, P_4, T_2)$ sida olinadiki, adiabatik siqish bilan (porshendagi yuklarni ko'paytirib) tizimni dastlabki 1holatiga olib kelish mumkin bo'lsin.

To'g'ri siklda izotermik kengayish $1 \to 2$ yuqoriroq T_1 temperaturaga ega bo'lgan termostat (isitgich) dan Q_1 issiqlikni yutish bilan kuzatiladi, bu rasmda shartli ravishda izotermani kesuvchi strelka bilan ko'rsatilgan. Izotermik siqilish $3 \to 4$ da Q_2 issiqlik ishchi jismdan temperaturasi pastroq T_2 bo'lgan thermostat (sovutgich) ga beriladi, bu ham rasmda strelka bilan ko'rsatilgan. To'g'ri siklda

$Q_1 > 0$, $Q_2 < 0$; sikl ishi $A > 0$; termodinamikaning birinchi qonuniga binoan u:

$$A = Q_1 + Q_2 \tag{16.17}$$

Karno sikli analizi shuning bilan yengillashadiki, (16.17) munosabatda siklning qandaydir adiabatikxususiyatlari qatnashmaydi.

Karnoning to'g'ri siklida isitgichdan olingan issiqlikning bir qismigina ish bajarish uchun sarflanadi, qolgan qismi esa sovutgichga beriladi:

$$Q_1 = A - Q_2 = A + |Q_2|$$

Bu faktissiqlik mashinalarining umumiy xususiyatlarini namoyon etishda juda muhim qiymatga ega. Ideal issiqlik mashinalari (ishqalishga energiya sarflamay ishlaydigan) olingan Q_1issiqlikka ekvivalent bo'lgan ishni bajara olmaydi. Shuning uchun ideal issiqlik mashinalarining FIK doimo 100% dan kichikdir. Toza mexanik qurilmalar, masalan blok, darvoza va b.q., ideal sharoitda 100% gateng FIK ga ega bo'ladi. Shunday qilib, mexanik va issiqlik hodisalar orasida farq mavjuddir.

Karno sikli bilan ishlovchi issiqlik mashinasining ishchi jismi bir mol ideal gaz bo'lsin, u holda isitgichdan olingan Q_1issiqlik gazning V_1hajmdan V_2hajmgacha izotermik kengayishidagi ishi bilan aniqlanadi:

$$Q_1 = RT_1 \ln \frac{V_2}{V_1} \qquad (16.18)$$

Ishchi jism sovutgichga bergan issiqligi gazning V_3 hajmdan V_4 hajmgacha izotermik siqilishidagi ishi bilan aniqlanadi:

$$Q_2 = RT_2 \ln \frac{V_4}{V_3} = -RT_2 \ln \frac{V_3}{V_4} \qquad (16.19)$$

Olingan natijalarni qo'llab, ideal gazli Karno sikli uchun (16.17) ni qayta yozamiz:

$$A = RT_1 \ln \frac{V_2}{V_1} - RT_2 \ln \frac{V_3}{V_4} \qquad (16.20)$$

Siklik jarayon FIK uchun umumiy bo'lgan

$$\eta = \frac{A}{Q_1} = \frac{Q_1 + Q_2}{Q_1} \qquad (16.21)$$

tenglama ideal gazli Karno sikli uchun quyidagi ko'rinishni oladi:

$$\eta = \frac{RT_1 \ln \frac{V_2}{V_1} - RT_2 \ln \frac{V_3}{V_4}}{RT_1 \ln \frac{V_2}{V_1}} \qquad (16.22)$$

Siklning adiabatik sohalari *2-3* va *4-1* ga qo'llanilgan Puasson $TV^{\gamma-1} = const$ tenglamasidan (16.6,a-rasm) $\frac{V_2}{V_1} = \frac{V_3}{V_4}$ ekanligi oson topiladi. Bu (16.22) dagi nisbatlarni $R \ln \frac{V_2}{V_1} - R \ln \frac{V_3}{V_4}$ kattalikka kamaytirishga va Karnoning ideal sikli FIKuchun quyidagini olish imkonini beradi:

$$\eta = \frac{T_1 - T_2}{T_1} \qquad (16.23)$$

Shunday qilib, ideal gazli Karno sikli FIK faqatgina isitgich va sovutgichlar temperaturalari qiymati bilan aniqlanar ekan.

(16.23) ni boshqacha shaklda yozamiz:

$$\eta = 1 - \frac{T_2}{T_1} \qquad (16.24)$$

Ma'lumki, absolyut temperatura shkalasi noliga erishib bo'lmaydi ($T_2 \neq 0$). Shuning uchun, ideal issiqlik mashinalar FIK doimo birdan kichik, bu Q_1issiqlikning qismigina ishga sarflanganligi natijasidir. Issiqlik mashinalarining ishlashi uchun doimo ikkita issiqlik rezervuarlari (termostat) zarur. Albatta, agar bitta termostat olinsa, undan foydalanib, ishchi jismni izotermik kengaytirib foydali ish ($1 \to 2$ o'tish, 16.6,a-rasm) ni olish mumkin, biroq real sharoitda cheksiz kengayish bo'lmaydi, mashinaning ishlashi uchun ishchi jism davriy ravishda dastlabki holatga qaytib turishi zarur. Oxirgi misolda tizimning dastlabki holatiga $2 \to 1$ qaytishi uchun, to'g'ri $1 \to 2$ jarayonda qancha ish bajarilgan bo'lsa, shuncha ish sarflanadi.Shunday qilib, siklik jarayonda birgina issiqlik rezervuarini qo'llab ishga erishish mumkin emas.

Siklning bu xossasi shunchalik muhimki, unga asoslanib, M.Plank (1879) termodinamikaning ikkinchi asosining ta'riflaridan birini taklif etdi: "Barcha urinishlari og'irlikni ko'tarish va issiqlikrezervuarini sovutishga ketadigan davriy harakatlanuvchi mashina qurish mumkin emas". Ko'pincha bu qonunga boshqacha shakl beriladi: ikkinchi tur abadiy dvigatel (perpektuum-mobile) qurish mumkin emas. Ikkinchi tur perpektuum-mobile deganda, birgina issiqlik rezervuaridan olingan issiqlik evaziga (bittagina thermostat bilan kontaktda) ishlovchi mashina tushuniladi. Ma'lumki, birinchi tur perpektuummobile–bu tasavvurimizdagi va erishib bo'lmaydigan energiya sarfisiz ishlaydigan mashina bo'lib, bi energiyaning saqlanish qonuniga ziddir.

Issiqlik texnikasi uchun (16.23) munosabat katta qiymatga ega. Bu munosabat bo'yicha aniqlangan FIK ideal mashinalar FIK kabi T_1-T_2 temperatura intervalida ishlovchi barcha real issiqlik mashinalari FIK ning chegaraviy qiymati bo'ladi. Qator sabablarga ko'ra (ishqalaniah, issiqlik o'tkazuvchanlikka bog'liq bo'lgan yo'qotish, ishchi jism holatining muvozanatsiz o'zgarishi) real mashinalarning FIK doimo ideal issiqlik mashinalarining FIK dan kichik. Issiqlik mashinalarining FIK ni oshirish uchun isitgich haroratini oshirish yoki sovutgich haroratini pasaytirish kerak.

(16.21) ga muvofiq, sikl ishi isitgichdan olingan issiqlik bilan

$$A = \eta \cdot Q_1 \qquad (16.25)$$

munosabat orqali bog'langan.

Teskari siklni yana (16.21) bilan ifodalash mumkin, biroq bu kattalikni teskfri jarayonlar uchun sikl ko'rsatkichi deb ataymiz. Muvozanatli, qaytar sikllar uchun teskari sikl ko'rsatkichi to'g'ri anologik siklning FIK gat eng bo'lib, bunga (16.21) dagi surat va maxrajning ishoralarini o'zgartirib ishonch hosil qilishimiz mumkin.Ideal gazli Karnoning teskari sikli ko'rsatkichi (16.23) formula bilan aniqlanadi.Sovutish koeffitsiyenti

$$\Psi = -\frac{Q_2}{Q_1 + Q_2} \tag{16.26}$$

ideal gazli Karno sikli uchun

$$\Psi = \frac{T_2}{T_1 - T_2} \tag{16.27}$$

ga teng bo'lib, uni (16.18) va (16.19) ni qo'llab (16.25) dan oson topiladi.

16.5.-§. Qaytuvchi jarayonlar uchun termodinamikaningikkinchi qonuni

Musbat qaytuvchi sikl uchun:

$$\begin{gathered} Q_1 > 0, Q_2 < 0, A > 0 \\ A = Q_1 - |Q_2| \end{gathered} \tag{16.28}$$

Manfiy sikl uchun:

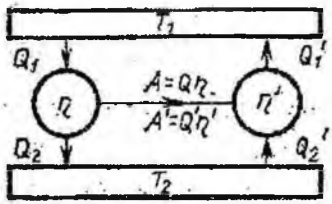
$$\begin{gathered} Q_1 < 0, Q_2 > 0, A < 0 \\ -|A| = Q_2 - |Q_1| \end{gathered} \tag{16.29}$$

munosabatlar bajariladi.

U yoki bu siklning yuzaga kelishi ikki jism (sovutgich va isitgich) orasidagi issiqlik almashinuviga bog'liq. Musbat ish (16.28) bilan kuzatiluvchi to'g'ri siklda issiqlik isitgichdan sovutgichga uzatiladi.Manfiy sikl bajarilayotganida issiqlik sovutgichdan isitgichga beriladi, bunda manfiy ish o'rinlidir (16.29).

Agar sikl qaytuvchan bo'lsa, musbat siklning manfiy bilan almashinuvi (ishchi jism o'zgarmaganda) ishoralarining almashinuvi bilan ekvivalentdir (16.28). Natijada, ikkita bunday qarama-qarshi sikllarning mos kelishida isitgich va sovutgich dastlabki holatiga keladi: musbat siklda isitgich qancha issiqlik bersa, manfiy siklda shuncha oladi.

Aytilganlardan shu kelib chiqadiki, Karnoning qaytuvchi sikli yordamida (musbat, manfiy yoki ular kombinasiyasi) ish bajarmay turib, ikki jism orasida issiqlik almashinuvini amalga oshirib bo‘lmaydi. Bu ta’qiqqaytuvchi sikllar uchun termodinamikaning ikkinchi asosining ifodalaridan biridir. Qaytuvchi jarayonlar uchun termodinamikaning ikkinchi asosi quyidagicha ta’riflanadi: ikkita jism orasida issiqlik almashinuvi tufayligina qaytuvchi jarayonga erishib bo‘lmaydi.



16.7-rasm

Karnoning birinchi teoremasi: Karnoning qaytuvchi sikli FIK ishchi moddaga bog‘liq emas. Teoremani isboti uchun, turli ishchi moddali Karnoning qaytuvchi mashinasiga egamiz deb faraz qilamiz; ular sikllari qarama-qarshi va bir xil isitgich va sovutgich yordamida amalga oshiriladi (16.7-rasm).

Mashinalarni shunday ulaymizki, musbat skill (η) mashina boshqamanfiy skill (η') mashinaning dvigateli bo‘lsin (juft mashinalar). Sikl yuzalarini bir xil tanlash mumkinki, bunda natijaviy ish nolga teng bo‘lsin:

$$A + A' = 0, \eta Q_1 + \eta' Q_1' = 0 \tag{16.30}$$

Ishning bo‘lmasligi, ikkinchi asosga binoan isitgich va sovutgich orasidagi natijaviy issiqlik almashinuvi nolga tengligidan dalolat beradi:

$$\begin{aligned} a)\ Q_1 + Q_1' = 0 \\ b)\ Q_2 + Q_2' = 0 \end{aligned} \tag{16.31}$$

(16.30) va (16.31) dan isbotlanishi kerak bo‘lgan $\eta + \eta'$ kelib chiqadi.

Ideal gazli Karnoning muvozanatli sikli FIK

$$\eta = \frac{Q_1 + Q_2}{Q_1} \tag{16.32}$$

munosabat bilan aniqlanishini ko'rsatgan edik. Uni isitgich va sovutgich temperaturasi bilan aniqlash mumkin:

$$\eta = \frac{T_1 + T_2}{T_1} \tag{16.33}$$

Isbot etilgan teorema asosida ixtiyoriy ishchi moddasiga ega bo'lgan Karnoning qaytuvchan sikli uchun (16.33) o'rinli ekanligini tasdiqlash mumkiin. Ixtiyoriy ishchi moddasiga ega bo'lgan Karnoning qaytuvchan sikli uchun oxirgi ikki formuladan $\frac{Q_1+Q_2}{Q_1} = \frac{T_1+T_2}{T_1}$ ekanligi kelib chiqadi, yoki ayrim almashtirishlardan keyin:

$$\frac{Q_1}{T_1} + \frac{Q_2}{T_2} = 0 \tag{16.34}$$

deb yozish mumkin. Bu munosabat yuqorida isbotlangan teoremaning natijasidir.

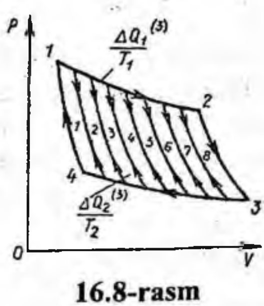
Q/T nisbat keltirilgan issiqlik nomiga ega va (16.34) ga muvofiq,quyidagicha ta'riflanadi: Karnoning muvozanatli siklida keltirilgan issiqliklar yig'indisi nolga teng (Klauzius, 1854).

16.6.-§. Entropiya-tizim holat funksiyasi kabi

16.8-rasmda elementar sikllarga bo'lingan adiabatalar oilasi tasvirlangan; agar ularni *1* dan *z* gacha (*z*-Karnoning elementar sikllar soni) raqamlasak, u holda *n* raqamli sikl uchun 16.5§-(16.34) ga binoan:

$$\frac{\Delta Q_1^{(n)}}{T_1} + \frac{\Delta Q_2^{(n)}}{T_2} = 0$$

bu yerda $Q_1^{(n)}$ va $Q_2^{(n)}$ – ajratilgan elementar sikllar issiqlik samaralari.



16.8-rasm

Shunday yig'indilarni barcha qismlar uchun yozib, ularni qo'shib:

$$\circlearrowright \sum \frac{\Delta Q}{T} = 0 \qquad (16.35)$$

(16.35) ni yozishda ΔQ dan u yoki bu elementar jarayonga tegishli ekanligini ko'rsatuvchi indeks olib tashlangan; uning o'rniga yig'indi oldiga $\circlearrowright$ belgisi qo'yilgan bo'lib, u hosil qilingan keltirilgan issiqliklarning umumiy yig'indi yopiq kontur bo'yicha aylanish natijasida hosil bo'lganligini bildiradi (umumiy siklning har bir sohasida $\Delta Q/T$ lar topilib, so'ngra ular qo'shiladi). Chegaraga o'tishda yozilgan yig'indi yopiq kontur bo'yicha integralga o'tadi:

$$\oint \frac{\Delta Q}{T} = 0 \qquad (16.36)$$

bu yerda $\oint$ – integralning yopiq kontur bo'yicha belgilanishi.

Avvalgi paragrafda topilgan $\frac{Q_1}{T_1} = \frac{Q_2}{T_2} = 0$ tenglik faqat Karno sikli uchun o'rinli bo'lsa, (16.36) esa ixtiyoriy qaytuvchi sikl uchun o'rinlidir. Ixtiyoriy muvozanatli siklni izotermalar va adiabatalar oilasiga bo'lishimiz mumkin. Shuning uchun (16.36) ko'rinishdagi integral qaytuvchi sikllarning umumiylashgan tavsifi (ularning shakli va ishchi moddaning xossalariga bog'liq bo'lmagan holda) hisoblanadi.

Matematik analizdan ma'lumki, (16.36) ko'rinishdagi chiziqiy integral mavjud bo'lsa, integral osti munosabati ayrim funksiyaning to'liq differensiali bo'lishi kerak. Shunday qilib, (16.36) integralni hosil qilish bilan biz qaytuvchi jarayon uchun elementar keltirilgan issiqlik $\Delta Q/T$ Klauzius kiritgan va entropiya deb atagan sistemaning ayrim funksiyasi S ning to'liq differensiali bo'lishini isbotladik:

$$\frac{dQ}{T} = dS \qquad (16.37)$$

(16.36) ga analogik tarzda ichki energiya uchun $\oint dU = 0$ deb yozishimiz mumkin. Demak, ichki energiya sistema holat funksiyasidir va uning o'zgarishlari yig'indisi yopiq kontur bo'yicha (siklik jarayonda) nolga teng (bu holda, ichki energiyaning boshlang'ich va oxirgi qiymatlari mos tushadi). Agar (16.36) integralni (16.37) ni hisobga olgan holda yozsak, entropiyaning ma'nosi yanada tushunarliroq bo'ladi:

$$\oint dS = 0 \tag{16.38}$$

Ichki energiya kabi entropiya ham tizim parametrlari *P*, *T* va *V* ning funksiyasidir va *P*, *T* va *V* lar o'zaro bog'liqligidan: $f(P,T,V)=0$, u holda entropiya uchta bog'liqlik bilan ifodalanadi:

$$S = S(T,V),$$
$$S = S(T,P), \tag{16.39}$$
$$S = S(P,V).$$

Entropiya issiqlik sig'imi o'lchoviga ega. Entropiyaning aniqroq ifodasini quyidagi ta'rif beradi: entropiya tizim holatining shunday funksiyasiki, qaytuvchi jarayonda differensialielementar issiqlik effekti bilan quyidagi munosabat bilan bog'langan:

$$dQ = TdS \tag{16.40}$$

(eslatib qo'yish kerakki, dQ xuddi dA singari qandaydir funksiyaning differensiali emas). Differensial tenglama (16.40) qaytuvchi jarayonlar uchun termodinamikaning ikkinchi asosining yozilishlaridan biridir.

(16.40) ni hisobga olgan holda, termodinamikaning birinchi qonuni $dQ=dU+PdV$ quyidagi ko'rinishni oladi:

$$TdS=dU+PdV \tag{16.41}$$

Termodinamikaning birinchi va ikkinchi qonunlarining birlashishi (16.41) tizim entropiyasini holatning ma'lum termik va kalorik tenglamalari bo'yicha topishga imkon beradi:

$$dS = \frac{1}{T}dU + \frac{P}{T}dV \tag{16.42}$$

Ideal gaz entropiyasini topamiz. Ideal gazlar uchun $dU=C_v dT$ va $P/T = R/V$. Shu munosabatlarni qo'llab, bir mol ideal gaz uchun (16.42) ni qayta yozamiz:

$$dS = C_V\frac{dT}{T} + R\frac{dV}{V} \tag{16.43}$$

C_V integrallash doimiysigacha aniqlikda doimiy bo'lganda (16.43) dan bir mol ideal gaz uchun entropiya:

$$S = C_v \ln T + R \ln V \tag{16.44}$$

ligi kelib chiqadi. holat tenglamasini qo'llab, (16.43) ning o'rniga:

$$dS = C_p\frac{dT}{T} - R\frac{dP}{P}$$

deb yozish mumkin. Bundan ideal gazning moli uchun entropiyaning boshqa munosabati kelib chiqadi:

$$S = C_p \ln T - R \ln P. \tag{16.45}$$

(16.37) dan ko'rinib turibdiki, *1* va *2*holatlardagi entropiyalar farqi quyidagi munosabat bilan aniqlanadi:

$$S_2 - S_1 = \int_1^2 \frac{dQ}{T} \tag{16.46}$$

Bu yerda integralni ikkala holatni bog'lovchi ixtiyoriyqaytuvchi yo'l bo'yicha olish mumkin. Entropiya o'zgarishini (16.46) bo'yicha aniqlash uchun tizimning holat tenglamasi haqida hech qanday ma'lumot kerak bo'lmaydi. Agar jarayon izobarik bo'lsa, u holda $dQ = C_P dT$va$S_2 - S_1 = \int_1^2 \frac{C_P dT}{T}$. Agar bunda C_p=*const* bo'lsa, u holda

$$S_2 - S_1 = C_p \ln\frac{T_2}{T_1} \tag{16.47}$$

bo'ladi. Analogik tarzda izoxorik jarayon uchun entropiya o'zgarishi uchun munosabat hosil bo'ladi:

$$S_2 - S_1 = C_v \ln\frac{T_2}{T_1} \tag{16.48}$$

Agar jarayon izotermik tarzda borayotgan bo'lsa, (16.46) ga muvofiq, quyidagicha bo'ladi:

$$S_2 - S_1 = \frac{\Delta Q}{T} \tag{16.49}$$

Shunday yo'l bilan Karno siklini amalga oshirishda isitgich va sovutgichning entropiya o'zgarishini aniqlash mumkin.

Ma'lumki, suyuqliklarning qaynashi va qotishi doimiy temperaturada boradi, bunda suyuqlik-bug' yoki suyuqlik-qattiq holatga agregat o'tishlar o'tish issiqligi λ (bug'hosil bo'lish issiqligi va kristallanish issiqligi) ning yutilishi (ajralishi) bilan boradi. Ko'rsatilgan fazoviy o'tishlar entropiyaning o'zgarishi bilan boradi:

$$\Delta S = \frac{\lambda}{T} \tag{16.50}$$

Muvozanatli jarayonlar orasida $dQ=0$ bo'lgan adiabatiko'tishlar mavjuddir va (16.37) ga muvofiq,

$$dS=0,\ S=const \qquad (16.51)$$

Shunday qilib, adiabatik muvozanatli jarayonlar tizimning doimiy entropiyasida boradi.

Entropiya tushunchasini qo'llovchi termodinamika ikkinchi asosining ta'rifi juda qimmatli bo'lib, undan fan va texnikaning turli sohalarida foydalaniladi.

16.7.-§. Qaytmas jarayonlar uchun termodinamikaningikkinchi qonuni

Ikkinchi asosga muvofiq qaytuvchi jarayon bilan ikkita jism orasida ish bajarmay turib, issiqlik almashib bo'lmaydi. Shuning bilan birga, kundalik tajribalardan ma'lumki, ish bajarmay, issiqlik ko'proq qizdirilgan jismdan kamroq qizdirilgan jismga o'tadi. Bunday jarayonlar, albatta, termodinamikaning ikkinchi qonuniga zid emas, ular mavjudligini termodinamikaning ikkinchi qonunining ta'rifida hisobga olish kerak bo'ladigan qaytmas hodisalarga taaluqlidir.

Termodinamikaning ikkinchi qonunining ta'riflaridan biri quyidagicha: kamroq isitilgan jismdan ko'proq isitilgan jismga issiqlik uzatish jarayonini amalga oshishi mumkin emas. Bu ta'rif ish bajarmasdan turib issiqlik uzatishni amalga oshirishga qo'yilgan to'liq ta'qiqni olib tashlaydi. Bunday ta'qiq faqat issiqlikni sovuq jismdan issiq jismga uzatishda qoladi. Bu holatni Klauziuz quyidagi tarzda ifoda etdi: "Issiqlik o'z holicha sovuq jismdan issiq jismga o'tmaydi".

Agar jarayon aqalli ayrim sohalarda qaytmas bo'lsa, u butunicha qaytmas bo'ladi. Qaytmas sikl muvozanatsiz jarayon siklning bir qisminigina tashkil etgan sikli bo'lishi mumkin.

Karnoning juft mashinasi bo'lib (16.7-rasm), uning bir (η) si manfiy sikl bajaruvchi ikkinchi (η') ning dvigateli bo'lsin. Bir mashinaning sikli muvozanatsiz jarayondan iborat bo'lib, qaytmasdir. Mashinalar siklini shunday tanlash mumkinki, natijaviy ish noiga teng bo'lsin: $A+A'=0$, yoki

$$\eta Q_1 + \eta' Q_1' = 0 \qquad (16.52)$$

Ko'rilayotgan sikl qaytmas, u ish bajarmay sodir bo'ladi, shuning uchun isitgichdan olinayotgan Q_1 issiqlik unga berilayotgan Q_1' issiqlikdan kattadir:

$/Q_1'/< Q_1$ va

$$Q_1+ Q_1'>0 \qquad (16.53)$$

$Q_1>0$ va $Q_1'<0$ ligini hisobga olib va (16.52) va (16.53) dan:

$$\circlearrowright\eta<\circlearrowleft\eta' \qquad (16.54)$$

ligini topamiz. Oxirgi munosabatni keltirib chiqarishda bir shart kelib chiqdi-qaytmas jarayon juft mashinalar bilan amalga oshiriladi, bunda qaytmaslik mashinalardan biriga yoki ikkalasiga taaluqlidir. Shunday qilib, *biri yoki ikkalasida ham qaytmaslik o'rinli bo'lgan Karnoning ikkita mashinasini taqqoslaganda musbat siklli mashina FIK doimo boshqa mashina manfiy sikli ko'rsatkichidan kichikdir.*

(16.54) ning xususiy holini ko'rib chiqamiz. Juft mashinalarning η' limashinaning sikli qaytar bo'lsin. U holda, $\eta' = \frac{T_1-T_2}{T_2}$ va (16.54) ga muvofiq

$$\circlearrowright\eta< \frac{T_1-T_2}{T_1} \qquad (16.55)$$

Tanlangan muvozanatli(η') siklli mashina foydali ish koeffitsiyenti $(T_1 - T_2)/T_1$ga teng bo'lgan dvigatel bo'lishi mumkin. U holda, (16.55) quyidagicha ta'riflanadi: Karnoning qaytmas sikli FIK doimo shundau qaytar sikl FIK dan kichikdir (Karnoning ikkinchi teoremasi).

Agar mashina qaytar musbat ish bajarsa, u holda, (16.54) ga muvofiq,

$$\frac{T_1-T_2}{T_1} < \eta' \circlearrowleft \qquad (16.56)$$

bo'ladi. Bu tengsizlik quyidagicha ta'riflanadi: *Karnoning muvozanatsiz manfiy sikli ko'rsatkichi doimo shunday muvozanatli siklning ko'rsatkichidan kattadir.*

16.8.-§. Klauzius tengsizligi.Entropiyaning o'sish prinsipi

Entropiya – tizim holat funksiyasidir. Aynan shuning uchun siklik ham muvozanatli jarayonda, ham muvozanatsiz jarayonda ishchi jism entropiyasining o'zgarishi nolga teng. Bunda atrof jismlari entropiyasining o'zgarishi qanday bo'lishini analiz qilamiz.

Karnoning qaytar siklini ko'rib chiqamiz. Uning tavsifi uchun

$$\frac{Q_1}{T_1}+\frac{Q_2}{T_2}=0 \qquad (16.57)$$

dan foydalanamiz. Bu yerda Q_1 va Q_2 –ishchi jism olgan va bergan issiqliklar. Issiqliklar ishorasini o'zgartirib, (16.57) ni qayta yozamiz:

$$\frac{-Q_1}{T_1}+\frac{-Q_2}{T_2}=0 \qquad (16.58)$$

bu yerda $-Q_1=q_1$ va $-Q_2=q_2$ – termostatlar (mos holda isitgich va sovutgich) olgan yoki bergan issiqliklar. Shunday qilib, Karnoning qaytar sikli natijasida isitgich va sovutgichdagi o'zgarishlagar quyidagi yig'indi xosdir:

$$\frac{q_1}{T_1}+\frac{q_2}{T_2}=0 \qquad (16.59)$$

$\Delta S_1 = q_1/T_1$ va $\Delta S_2 = q_2/T_2$ kattaliklar isitgich va sovutgich entropiyalarining o'zgarishlarini aniqlaydi:

$$\Delta S_1 + \Delta S_2 = 0 \qquad (16.60)$$

Ixtiyoriy qaytar siklni Karnoning elementar sikllariga bo'lish mumkin. Agar, masalan, bunday elementar sikllar Z bo'lsa, u holda soni $Y=2Z$ ga teng bo'lgan barcha termostatlar uchun (16.60) shart bajariladi va ular uchun yana quyidagi tenglik o'rinli:

$$\sum_{i=1}^{Y} \Delta S_i = 0 \qquad (16.61)$$

Hosil bo'lgan natijani quyidagicha ta'riflash mumkin: *qaytuvchi jarayonda ishtirok etuvchi barcha jismlar entropiyalarining o'zgarishlarining algebraik yig'indisi nolga teng.*

Karnoning qaytmas musbat sikli FIK (η) manfiy sikl ko'rsatkichi (η') bilan quyidagi tengsizlik orqali bog'langan:

$$\eta < \eta' \qquad (16.62)$$

Agar faqat to‘g‘ri sikl qaytmas bo‘lsa:

$$\frac{Q_1+Q_2}{Q_1}<\frac{T_1-T_2}{T_1} \qquad (16.63)$$

deb yozish mumkin. Sodda o‘zgartirishlardan keyin:

$$\frac{Q_1}{T_1}+\frac{Q_2}{T_2}<0 \qquad (16.64)$$

ni hosil qilamiz. Issiqliklar ishoralarini o‘zgartirib, (16.64) ni quyidagi ko‘rinishda yozamiz:

$$\frac{-Q_1}{T_1}+\frac{-Q_2}{T_2}>0 \qquad (16.65)$$

bu yerda $-Q_1=q_1$ va $-Q_2=q_2$ – termostatlarning issiqlik samaralari. Avvalgidek, $\Delta S_1=q_1/T_1$ va $\Delta S_2=q_2/T_2$ -isitgich va sovutgich entropiyalarining o‘zgarishi. Shuning uchun (16.65) ga muvofiq,

$$\Delta S_1+\Delta S_2>0 \qquad (16.66)$$

Manfiy qaytmas siklda ham (16.66) bajarilishini ko‘rsatish oson. Shunday qilib, Karnoning qaytmas (musbat, manfiy) siklida isitgich va sovutgich entropiyalari yig‘indisi oshadi (ΔS_1 va ΔS_2 larning turli qiymatlarida) (16.66)gamos holda ixtiyoriy qaytmas jarayon uchun

$$\sum_i \Delta S_i>0 \qquad (16.67)$$

tengsizligi o‘rinli bo‘lib, unga muvofiq *qaytmas jarayonda ishtirok etuvchi barcha jismlar entropiya o‘zgarishlarining algebraik yig‘indisi doimo noldan katta*. Klayzius kiritgan (16.67) tengsizlik entropiyaning o‘sish prinsipi deb nom olgan.

Shuni qayd etish kerakki, ayrim jismlarda entropiyaning kamayishi kuzatiladi, biroq u albatta, jarayonda ishtirok etayotgan boshqa jismlar entropiyalarining oshishi bilan qoplanadi. Xuddi shunday, gazni izotermik siqishda uning entropiyasi kamayadi, lekin bir vaqtning o‘zida termostatning entropiyasi oshadi (termostat issiqlik oladi).

Alohida olingan jismning muvozanatli (qaytuvchi) o‘zgarishlari uchun $\Delta S=\int\frac{dQ}{T}$ munosabat o‘rinlidir. Agar jarayon muvozanatsiz (qaytmas) bo‘lsa, u holda $\Delta Q_{m\text{-}siz}<\Delta Q_{m\text{-}li}$ bo‘ladi, shuning uchun bunday turdagi o‘zgarishlar uchun

$$(\Delta S)_{m-siz} > \int \frac{dQ}{T} \qquad (16.68)$$

(16.61) va (16.67) ni birlashtirib:

$$\sum_i \Delta S_i \geq 0 \qquad (16.69)$$

deb yozamiz. (16.69) munosabat termodinamikaning (qaytuvchan va qaytmas jarayonlar uchun) ikkinchi asosi yozilishining umumiyroq shaklidir; (16.69) ga muvofiq, *jarayonda ishtirok etuvchi barcha jismlar entropiyasi o'zgarishining yig'indisi nolga teng yoki noldan katta*. Bunda tenglik qaytuvchanga, tengsizlik esa qaytmas jarayonlarga tegishli.

Albatta, tabiatda boradigan jarayonlar yig'indisi butunicha yoki o'zining ayrim qismlarida qaytmasdir. Shuning uchun izolyasiyalangan tizimda faqatgina entropiyaning oshishiga olib keluvchi jarayonlargina boradi (*izolyasiyalangan tizim entropiyasi faqat o'sishi mumkin*).

(16.69) ni namiyish etuvchi misollar keltiramiz. Vakuumda gazning kengayishida uning temperaturasi o'zgarmaydi, hajmi esa oshadi. $S=C_v lnT+RlnV$ ga muvofiq,entropiya ham oshadi: vakuumda kengayish qaytmas jarayondir. Gazning dastlabki holatiga qaytishi uchun uni izotermik siqish kerak bo'ladi. Bu esa ish bajarilishi va termostatda issiqlik ajralishi bilan bog'liq. Bunday o'zgarishlar ular entropiyasining o'sishiga bog'liq bo'lgan atrof jismlarida sodir bo'ladi.

Qaytmaslik muvozanatsizlik bilan bog'liq bo'lishi shart emas. Issiqlik o'tkazuvchanlikda jismda muvozanatlikka yetarlicha yaqin bo'lgan o'zgarishlar sodir bo'lishi mumkin, biroq bunda issiqlik almashinuvida ishtirok etayotgan barcha jismlar uchun (16.67) tengsizlik o'rinli bo'ladi. Buni ko'rsatamiz. Temperaturalari T_1 va T_2bo'lgan ($T_1>T_2$) ikkita *I* va *II* jism orasida issiqlik o'tkazuvchanlik orqali issiqlik uzatilishi amalga oshirilsin. Birinchi jism kichik miqdor issiqlik ΔQ_1 berganda, bunda ikkinchi jism $\Delta Q_2=-\Delta Q_1$ issiqlik oladi, jismlar temperaturasi o'zgarmas deb hisoblash mumkin (jarayon kvazi muvozanatli),entropiyalarning o'zgarishi esa$\Delta S_1 = \Delta Q_1/T_1$ va$\Delta Q_2/T_2 = \Delta S_2$ bo‘ladi. Tizim entropiyalarining umumiy o‘zgarishi musbat bo‘lib, bu qaytmas jarayonlar uchun xosdir. $\Delta Q_1 = -\Delta Q_2$ va $\Delta Q_2 > 0$ligidan:

$$\Delta S_1 + \Delta S_2 = \frac{\Delta Q_1}{T_1} + \frac{\Delta Q_2}{T_2} > 0$$

16.9.-§. Entropiya va ehtimollik

Termodinamikaning ikkinchi asosini ifoda etuvchi

$$\sum_i \Delta S_i > 0 \tag{16.70}$$

tengsizlik izolyasiyalangan tizimdagi jarayonlarni tavsiflaydi. Shunga muvofiq izolyasiyalangan tizimdagi qaytmas jarayonlar uning entropiyasining tizim muvozanatli holatiga erishishiga to‘g‘ri keladigan ayrim maksimal qiymatgacha oshishiga olib keladi.

Gazlarning kengayishi, ikki gazning aralashuvi, suyuqliklarning bug‘lanishi kabi bunday o‘z-o‘zidan boruvchi jarayonlarda entropiyaning oshishi tizim tartibsizligi darajasining oshishi bilan boradi. Tizimning muvozanatsiz holatdan muvozanatli holatga o‘tishi doimo kamroq ehtimolli holatdan ko‘proq ehtimolli holatga o‘tishi hisoblanadi. L.Bolsman (1896-y) har doimentropiya va termodinamik ehtimollik orasida to‘g‘ri bog‘liqlik bor deb taxmin qildi: $S \sim lnW$. M.Plank (1906) proporsionallik koeffitsiyenti Bolsman doimiysi ekanligini topdi:

$$S = klnW \tag{16.71}$$

Bu formula Bolsman xizmatlari sharafiga uning nomini olgan.

Entropiya bilan ehtimollik orasidagi bog‘lanish termodinamikaning ikkinchi bosh qonunini statistik nuqtai nazardan quyidagicha talqin qilishga imkon beradi: tabiatda barcha jarayonlar tizim holati ehtimolligi o‘sishi tomonda sodir bo‘ladi. Shuning bilan birga, ikkinchi qonun birinchi qonun singari absolyut emas. Barcha o‘z-o‘zidan boradigan jarayonlar katta ehtimollikka ega bo‘lgan holatga olib keladi degan fakt jarayonning boshqa yo‘nalishi mumkin emasligini bildirmaydi. Muvozanatli holatga o‘tish ehtimolligi muvozanatli holatdan o‘z-o‘zidan chiqish ehtimolligiga qaraganda kattadir. Shunday qilib, entripiya tushunchasini statistik talqin qilish shunga imkon beradiki, agar tizima dastlabki berilgan muvozanatsiz holatda bo'lsa, u katta ehtimolli holatga o'tishini kutish mumkin. Entropiya kamayishi bilan boradigan jarayonlarni xayolga keltirib bo'lmaydi.

16.10.-§. Entropiya va tartibsizlik

Tizimning tartibsizlik darajasi bilan uning entropiyasi orasida bog'lanish bor. Bu bog'lanish shundan iboratki, tizimning tartibsizligi ortgan sari, uning entropiyasi ham ortib boradi. Shuning uchun, entropiyani tartibsizlik o'lchovi deb hisoblash mumkin. Buni misollar yordamida tushuntirishga harakat qilaylik.

Agar to'siq bilan ikkiga ajratilgan idishda ikki turli gaz bo'lsa, u holda tizimning bunday holati bu gazlarning aralashmasi bo'lgandagidan tartibliroq bo'ladi. To'siq olinsa, ma'lum vaqtdan keyin gazlar aralashib ketadi. Natijada tizim entropiyasi ortadi. Moddaning qattiq holatdan suyuq holatga o'tishi yoki suyuq holatdan gazsimon holatga o'tishi tartibsizlikning va entropiyaning ortishiga olib keladi. Har qanday o'z-o'zidan ro'y beradigan tabiiy jarayon shunday ro'y beradiki, bunda tizimning tartibsizligi ortadi: jismlar temperaturasi o'z-o'zidan tenglashadi, gazlar bo'shliqqa o'z-o'zidan kengayadi, gazlar o'z-o'zidan aralashadi va hakazo.

Holat entropiyasi va ehtimolligi orasidagi bog'lanishni nazarda tutib shuni ham qayd qilib o'tish lozimki, katta tartibsizlik xos bo'lganholat tartiblashganroq holatga nisbatan katta termodinamik ehtimollikka ega bo'ladi.

Tajribalar shuni ko'rsatadiki, temperatura pasayganda tizimda tobora ko'proq darajada tartiblanish kuzatiladi, ya'ni tizimning entropiyasi kamayib boradi. Shunday ekan o'z-o'zidan quyidagi savol tug'iladi: entropiya kamayib bo-rib o'zining ma'lum bir chegaraviy qiymatiga erishadimi yoki yo'qmi bu savolga javob Nernstning issiqlik teoremasida (1906) berilgan. Uni ko'pincha termodinamikaning III bosh qonuni deb ham yuritishadi va u quyidagicha ta'rif-lanadi: absolyut nolga yaqinlashganda entropiya muayan chekli chegaraga (limitga) intiladi; temperaturaning absolyut nolida tizimni bir muvozanat holatdan ikkinchi muvozanat holatga o'tkazuvchi barcha jarayonlar entropiya o'zgarmagan holda sodir bo'ladi.

Biz bu yerda ushbu qonun va undan kelib chiqadigan natijalar muhokamasi ustida to'xtalib o'tirmagan holda, bu qonunning tajriba bilan mos keluvchi ba'zi bir natijalarini keltirib o'tish bilangina cheklanamiz. Bu qonundan kelib chiqadigan natijalarning asosiylari quyidagilar:

– absolyut nolga yaqinlashganda barcha jismlarning C_p va C_v issiqlik sig'imlari nolga intiladi;

– absolyut nolga yaqinlashganda barcha jismlarning issiqlikdan kengayish koeffitsiyenti va bosim termik koeffitsiyenti nolga intiladi.

XVII BOB. SUYUQLIKLARNING XOSSALARI

17.1.-§. Suyuqliklarning tuzilishi

Suyuqliklarda molekulalar gazlardagi molekulalarga nisbatan bir-biriga juda yaqin joylashgan. Agar gazlarda molekulalararo o'zaro ta'sir, Van-der-Vaals kuchlari faqatgina past temperaturalarda va katta bosimlardagina sezilarli bo'lsa, suyuqliklarda bu kuchlar juda sezilarli va asosiy ta'sirlardan biri bo'lib hisoblanadi.

Avvallari suyuqliklar o'z tuzilishiga ko'ra, gazlardan farq qilmaydi, faqatgina ular gazlardan molekulalararo masofalarining kichikligi va Van-der-Vaals kuchlarining qiymati bilangina farq qiladi, deb hisoblanar edi. Ammo tajribalar shu narsani ko'rsatadiki, suyuqliklar o'z tuzilishi bilan gazlardan ko'ra, qattiq jismlarga yaqinroq turar ekan. Masalan, suvning tuzilishini o'rganish bo'yicha rentgen nurlarida olingan tasviri, uning tuzilishi muz kristallining tuzilishi bilan deyarli bir xil ekanligini ko'rsatdi. Lekin, tasvirlar kristall tuzilish suvda muzdagidan ko'ra, kuchsizroq namoyon bo'lishini ko'rsatadi. Bu shu narsaning natijasiki, suyuqlik kristallari, birinchidan, juda kichik o'lchamlarga ega, ikkinchidan, bu kristalchalarning tugunlaridagi suyuqlik molekulalari qattiq jismlardagi kabi o'troq emas, uchinchidan, bu kristalchalar vaqt o'tishi bilan fazoda o'z yo'nalishini o'zgartirib turadi. Panjara tugunida joylashgan molekula molekulalararo masofa tartibida ro'y beradigan tebranishlar bilangina cheklanadi va vaqti-vaqti bilan o'z joyini o'zgartirib turadi.

Molekulalarning kristall panjara tugunidagi o'troqlik vaqti suyuqlik molekulalarining xossalariga, ular orasidagi o'zaro ta'sir kuchlariga, suyuqlikning zichligiga va temperaturaga bog'liq bo'ladi. Molekulalarning bir vaziyatdan ikkinchi vaziyatga ko'chib o'tish kattaligi molekulalararo masofa tartibida, ya'ni 10^{-8} sm atrofida bo'ladi.

Suyuq holatdagi modda o'z hajmini o'zgartirmasdan, solingan idishning shaklini oladi. O'z hajmini saqlashi suyuqlik molekulalari orasida tortishish kuchi mavjud ekanligini isbotlaydi. Demak, molekulalar orasidagi masofa ularning molekulyar ta'sir radiusidan kichik bo'lishi kerak. Agar qaysidir suyuqlik molekulalari atrofida molekulyar ta'sir sferasini chizsak, bu sfera ichida biz qarayotgan molekula bilan o'zaro ta'sirda bo'lgan ko'pchilik molekulalarning markazlari joylashganligini ko'ramiz. Bu o'zaro ta'sir kuchlari bu molekula atrofida suyuqlik molekulalarini juda qisqa vaqt (10^{-12}- 10^{-10}C) muvozanat holatida saqlab tura oladi, so'ngra ular taxminan o'z diametrlariga teng masofaga sakrab, yangi muvaqqat muvozanat holatini egallaydi. Suyuqlik molekulasi yangi muvaqqat muvozanat holatiga sakrab o'tganida, bu muvozanat ftrofida tebranma harakar ham qiladi. Molekulaning bunday bir holatdan ikkinchi holatga sakrashlari orasidagi vaqt uning o'troq yashash vaqti deyiladi. Bu vaqt suyuqlikning turiga va haroratiga bog'liqdir. Suyuqlik molekulalarining ko'p qismi o'troq yashash vaqti (10^{-11} sek tartibda) davomida o'zlarining muvozanat holatlarini saqlab, ozchilik qismi bu vaqt ichida yangi muvozanat holatiga sakrab o'tadi. Uzoqroq vaqt davomida suyuqlik molekulalari o'z o'rinlarini o'zgartirishga ulguradilar. Shuning uchun suyuqlik oquvchanlikka ega bo'lib, u solingan idishning shaklini egallaydi.

Suyuqlik molekulalari bir-biriga deyarli zich joylashgan, shuning uchun ular katta kinetik energiyaga ega bo'lib, o'zlariga yaqin turgan qo'shni molekulalarning tortish kuchini yengib, ularning ta'sir sferasidan chiqa olsa ham, lekin molekulalar boshqa molekulalarning ta'sir sferasiga tushib, yangi muvaqqat muvozanat holatni egallaydi. Suyuqlikning erkin sirtida turgan molekulalargina suyuqlikdan chiqib keta oladi, bu ularning bug'lanish jarayoni bilan tushuntiriladi.

Kichik hajmda olingan suyuqlik molekulalari o'troq vaqt davomida qattiq jism molekulalarining kristall panjaralarda joylashishiga o'xshash tartibli joylashadi. So'ngra ular ajralib ketib, boshqa joyda yangidan tashkil bo'ladi. Shunday qilib, suyuqlik egallagan barcha fazo xuddi juda ko'p mayday kristallardan tuzilgandek bo'lib qoladi, ammo ular noturg'un bo'ladi, ular bir joyda parchalanib, boshqa joyda yangidan paydo bo'lib turadi.

Shuday qilib kichik hajmda olingan suyuqlikda uning molekulalarining tartibli joylashishi, katta hajmda esa xaotik harakati kuzatiladi. Demak, suyuqlik molekulalarining joylashishida yaqin tartib mavjud bo'lib, uzoq tartib yo'qdir. Suyuqlikning bunday tuzilishi kvazikristall tuzilish deyiladi.

Suyuqlik qattiq jismga xos mexanik xossaga ega bo'lishi mumkin. Agar suyuqlikka kuchning ta'sir vaqti juda kichik bo'lsa, u vaqtda suyuqlikda elastiklik xossasi namoyon bo'ladi. Masalan, suv sirtiga tayoq bilan birdan urilsa, tayoq qo'ldan otilib chiqib ketadi yoki sinishi mumkin, toshni shunday otish mumkinri, u suyuqlik sirtiga tegib bir necha marta sakrab urilishidan keyingina suvga cho'kadi. Agar suyuqlikka uzoq vaqt ta'sir ko'rsatilsa suyuqlikda elastiklik o'rnida oquvchanlik namoyon bo'ladi.

Suyuqlik jarayonining oqishiga qisqa muddatli kuch ta'sir qilsa, suyuqlikda mo'rtlik namoyon bo'ladi. Suyuqliklarning siqiluvchanligi kichikdir.

Suyuqliklar qattiq jismlar bilan umumiy bo'lgan ko'p xossalarga ega. Lekin suyuqliklarning harorati qancha yuqori bo'lsa, ularning xossalari zichligi katta bo'lgan gaz xossalariga yaqinlashadi va qattiq jismlar xossasidan katta farq qiladi. Bu suyuq holatning moddaning qattiq va gazsimon holatlari orasidagi holatda ekanligini ko'rsatadi. Modda qattiq holatdan suyuq holatga o'tganda, suyuq holatdan gazsimon holatga o'tgandagidan ko'ra, modda xossalarida unchalik keskin o'zgarish sodir bo'lmaydi. Umuman aytganda, moddaning suyuq holatdagi xossalari gaz holatdagi xossalariga nisbatan qattiq holatdagi xossalariga yaqin ekan.

17.2.-§. Sirt taranglik

Suyuqlik molekulasiga uning atrofidagi molekulalarning tortishish kuchlari ta'sir qiladi. Agar molekula suyuqlik ichida bo'lsa, bu kuchlar o'rtacha hisobda bir-birini muvozanatlaydi. Suyuqlik sirti yaqinidagi, qalinligi molekulyar ta'sir sferasi radiusiga teng bo'lgan qatlamda turgan molekulaga ta'sir qiluvchi natijaviy kuch suyuqlik ichiga tomon yo'nalgan bo'ladi. Shuning uchun suyuqlik molekulalarini suyuqlik ichidan uning sirtiga chiqarish uchun ish bajarish talab qilinadi. Bu ish suyuqlik sirtini ortishiga olib keladi. Suyuqlik sirtini birbirlikka izotermik ravishda orttirish uchun sarflash kerak bo'lgan ishga *sirttaranglik koeffitsiyenti* deyiladi.

$$\sigma = \frac{\Delta A}{\Delta S} \qquad (17.1)$$

bu yerda ΔA – suyuqlik sirtini ΔS qadar kattalashtirish uchun bajariladigan ish.

Suyuqlikning erkin sirti yuzining kamayishida molekulyar ishlarning bajargan ishi suyuqlik sirtining kamayishiga to‘g‘ri proporsional. Bu ish yana suyuqlikning turiga va tashqi sharoitga bog‘liq ekan. Bunday bog‘lanishni σ koeffisient ifodalaydi.

Shunday qilib, suyuqlikning egri sirti yuzi o‘zgarganda molekulyar kuchlar bajargan ishining suyuqlik turiga va tashqi sharoitga bog‘liqligini tavsiflovchi kattalik suyuqlikning sirt taranglik koeffitsiyenti deyiladi. Sirt taranglik koeffitsiyentisuyuqlik erkin sirti yuzini bir birlikka o‘zgartirishda molekulyar kuchlarning bajargan ishi bilan o‘lchanadi. σ ning XBS dagi birligi:

$$\sigma = \frac{1J}{1m^2} = 1\frac{J}{m^2}.$$

σ ning birligi qilib shunday sirt taranglik qabul qilinganki, bunda suyuqlikning erkin sirti yuzini $1m^2$ ga kamaytirish uchun molekulyar kuchlar 1J ish bajaradi.

Suyuqlikning sirti suyuqlikning qolgan qismiga nisbatan ortiqcha potensial (erkin) energiyaga ega bo‘ladi. Shu sababli sirt taranglik koeffitsiyentini suyuqlik sirtining bir birligiga to‘g‘ri keluvchi suyuqlik sirti erkin energiyasi sifatida ham ta’riflash mumkin.

Ma’lumki, tizimning muvozanat holatida uning energiyasi minimal bo‘ladi. Buni nazarda tutadigan bo‘lsak, suyuqlik muvozanat holatida minimal sirtga ega bo‘lishi ravshan bo‘ladi. Bu esa o‘z navbatida suyuqlik sirtining kattalashishiga to‘sqinlik qiladigan kuchlar mavjud ekanligini bildiradi. Bu kuchlar sirt taranglik kuchlari deb ataladi. Sirt taranglik kuchlari sirtga urinma ravishda yo‘nalgan bo‘ladi.

Agar suyuqlik sirtini chegaralovchi chiziqning (ajralish chizig‘ining) uzunligi ℓ ga va shu chiziq bo‘ylab ta’sir qiluvchi sirt taranglik kuchi f ga teng bo‘lsa, u holda sirt taranglik koeffitsiyenti quyidagi ifoda yordamida topiladi:

$$\sigma = \frac{f}{\ell} \qquad (17.2)$$

(17.2) ifodadan sirt taranglik koeffitsiyentini suyuqlik sirtiga urinma bo‘ylab ta’sir qiluvchi va son jihatdan suyuqlik sirti ajralish chizig‘ining uzunlik birligiga to‘g‘ri keluvchi kuchga teng kattalikdir deb ta’riflash mumkin.

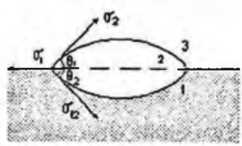
Nima uchun suyuqlik uning sirti yuzi eng kichik shaklni olgan holatga intilishi endi tushunarlidir: molekulyar ta'sir kuchlari suyuqlik sirtidagi molekulalarni ichkariga tortadi, sirt taranglik kuchi esa suyuqlikning yuzini qisqartiradi, ya'ni bu sirtda mavjud bo'lgan "darchani" berkitadi.

Shunday qilib, suyuqlikning sirt qatlami har doim tarang holatda bo'ladi. Ammo bu holatni elastik cho'zilgan parda tarangligi bilan taqqoslab bo'lmaydi. Cho'zilgan parda yuzining ortishi bilan elastiklik kuchlari ortadi, lekin sirt taranglik kuchi suyuqlik sirtining yuziga bog'liq bo'lmaydi. Elastik parda sirtining yuz birligidagi molekulalar soni uning cho'zilishi natijasida kamayishi, suyuqlik erkin sirtining yuz birligidagi molekulalar soni har qanday yuzda ham bir xil qiymatga ega bo'lishidadir. Suyuqlik sirtidagi mavjud muhit va suyuqlik temperaturasi σ ning kattaligiga ta'sir etar ekan. Suyuqlikning harorati oshishi bilan uning sirt taranglik koeffisienti kamayadi va kritik haroratda nolga teng bo'ladi.

17.3.-§. Ikki muhit chegarasidagi muvozanat shartlari

Uchta muhit o'zaro chegaradosh bo'lgan holni ko'rib chiqaylik (17.1-rasm).

Bu rasmda ko'rsatilgandek, 2-suyuqlikning tomchisi 1-suyuqlikning sirtida joylashtirilgan. 3-muhit – bu 1 va 2 – suyuqliklar bug'larining havo bilan aralashmasi.



17.1-rasm

Gazsimon muhit suyuqliklarning sirt energiyalariga deyarli ta'sir ko'rsatmaydi deb hisoblaylik. 2-tomchining shakli tegishli ikki muhitning tegishish sirtiga urinma bo'ylab yo'nalgan sirt taranglik kuchlari yoki tegishli sirt taranglik koeffitsiyentlari – σ_1, σ_2, va σ_{12} orasidagi munosabatga bog'liq bo'ladi.

2-suyuqlik muvozanatda bo'lishi uchun har uchala sirt taranglik koeffitsiyentlarining vektor yig'indisi nolga teng bo'lishi kerak:

$$\bar{\sigma}_1 + \bar{\sigma}_2 + \bar{\sigma}_{12} = 0 \qquad (17.3)$$

(17.3)ifodani skalyar ko‘rinishda yozsak, quyidagi tenglamani olish mumkin:

$$\sigma_1^2 = \sigma_2^2 + \sigma_{12}^2 + 2\sigma_2\sigma_{12}(Q_1 + Q_2) \qquad (17.4)$$

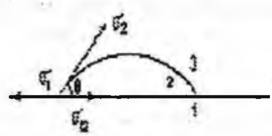
bu yerda θ_1 va θ_2 burchaklar chegaraviy burchaklar deyiladi.

Agar $\sigma_1 > \sigma_2 + \sigma_1$ bo‘lsa $\theta_1 + \theta_2 = 0$ bo‘ladi va bu holda tomchi 1-suyuqlik sirtida yupqa qatlam tarzida yoyilib ketadi. Bunday holda, 1-suyuqlikni
2-suyuqlik tamomila ho‘llaydi, deb yuritiladi. Agar $\bar{\sigma}_1 < \bar{\sigma}_2 + \bar{\sigma}_{12}$ bo‘lsa, u holda 2 suyuqlik $\sigma_1 = \sigma_2 + \sigma_{12}$ bo‘lgunga qadar tortiladi. Bu holda, suyuqlik yosmiqsimon shaklga ega bo‘ladi.

Qattiq jism sirtida suyuqlik tomchisi ham o‘zini xuddi shunga o‘xshash tutadi. (17.2-rasm).

Bu hol uchun muvozanat sharti quyidagicha yoziladi:

$$\sigma_1 = \sigma_{12} + \sigma_2 \cos\theta \text{ yoki}$$
$$\cos\theta = \frac{\sigma_1 - \sigma_{12}}{\sigma_2} \qquad (17.5)$$



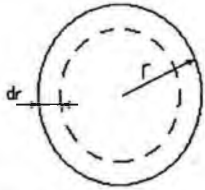
17.2-rasm

θ burchak chegaraviy burchak deyiladi. Agar $\theta = 0$ bo‘lsa, u holda suyuqlik qattiq jism sirti bo‘ylab yupqa qatlam tarzida yoyilib ketadi. Bu hodisa to‘la ho‘llash deb ataladi. $\theta = \pi$ bo‘lgan hol esa, qattiq jismning to‘la ho‘llanmasligiga tegishlidir.

Ko‘pincha qisman ho‘llash $\left(\theta < \frac{\pi}{2}\right)$ yoki qisman ho‘llamaslik $\left(\theta > \frac{\pi}{2}\right)$ oraliq hodisalari kuzatiladi.

17.4.-§. Suyuqlikning egri sirtida yuzaga keluvchi bosim

Suyuqlik sirtining egriligi shu sirt ostida turgan suyuqlikka ta’sir qiluvchi kuchlarning paydo bo‘lishiga olib keladi. Buning ta’sirida sirt ostidagi suyuqlik birmuncha siqilgan bo'ladi, ya'ni u sirtga perpendikulyar va sirtning egrilik radiusi bo'ylab yo'nalgan qo'shimcha bosim ta'sirida bo'ladi.



17.3-rasm

Faraz qilaylik shar shaklidagi suyuqlik bu bosim ta'sirida o'z hajmini 17.3-rasmda ko'rsatilgandek dV ga kamaytirgan bo'lsin. Bunda bajarilgan ish suyuqlik sirt energiyasining kamayishi hisobiga bo'ladi.

Siqish ishi

$$dA = PdV \tag{17.6}$$

bo'ladi. Sirt energiyasining kamayishi esa

$$dF = \sigma \cdot dS \tag{17.7}$$

ga teng. Shar hajmining va sirtining uning radiusini *dr* ga kamayishiga mos keluvchi o'zgarishlari quyidagilarga teng bo'ladi:

$$dS = 8\pi r dr, dV = 4\pi r^2 dr \tag{17.8}$$

Bu qiymatlarni (17.6) va (17.7) tenglamalarga qo'yib, hamda $dA = |dF|$ ekanini nazarga olib quyidagini olamiz:

$$P4\pi^2 dr = \sigma 8\pi r dr \tag{17.9}$$

Bundan suyuqlikka uning egri sirti ko'rsatayotgan bosim uchun quyidagi ifoda kelib chiqadi:

$$P = \frac{2\sigma}{r} \tag{17.10}$$

Agar suyuqlik sirti silindrik shaklda bo'lsa, u holda qo'shimcha bosim quyidagi formula bilan aniqlanadi:

$$P = \frac{\sigma}{r} \tag{17.11}$$

Umumiy holda har qanday shakldagi sirt uchun, sirtning egriligi bilan bog'liq bo'lgan qo'shimcha bosim Laplas tenglamasi deb ataladigan tenglama bilan aniqlanadi:

$$P = \sigma\left(\frac{1}{r_1} + \frac{1}{r_2}\right) \tag{17.12}$$

Bu yerdagi r_1 va r_2-sirtning berilgan nuqtasidagi yoki aniqrog'i sirtning shu berilgan elementi uchun asosiy egrilik radiuslari.

Laplas bosimining ta'siri kapillyar idishlarda sezilarli bo'ladi. Bunday idishlarda suyuqlik sirtining egrilik radiusi suyuqlik solingan idishning o'lchamlari tartibida bo'ladi. Kapillyar idishlarda bo'ladigan hodisalar kapillyar hodisalar deyiladi.

Kapillyarlik bilan bog'liq bo'lgan eng tavsifli hodisalardan biri suyuqlikning kapillyar nayda ko'tarilishidir (17.4-rasm).

Bu rasmda suyuqlikli keng idishga tushirilgan ingichka naycha tasvirlangan. Bundagi r-naychaning radiusi, r_0-suyuqlik sirtining egrilik radiusi.Sirtning egriligidan hosil bo'lgan bosim tufayli naychadagi suyuqlik yuqoriga qarab yo'nalgan

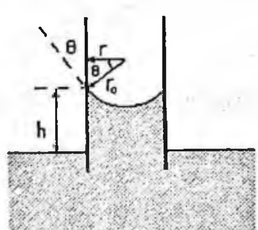
$$P = \frac{2\sigma}{r_0} \tag{17.13}$$

bosim ta'siriga duch keladi.

Natijada, suyuqlik nay bo'ylab toki bu bosim suyuqlik ustunining $\rho g h$ gidrostatik bosimi bilan muvozanatga kelguncha ko'tariladi. Quyidagi

$$\rho g h = \frac{2\sigma\cos\theta}{r} \tag{17.14}$$

tenglik muvozanat sharti bo'ladi, bu yerdagi ρ – suyuqlik zichligi, g – og'irlik kuchining tezlanishi.



17.4-rasm

Bu formuladan suyuqlikning nayda ko'tarilish balandligi uchun quyidagini olamiz:

$$h = \frac{2\sigma \cos\theta}{\rho g r} \qquad (17.15)$$

Agar chegaraviy burchak θ o'tmas bo'lsa, ya'ni suyuqlik kapillyarni ho'llamasa, h kattalik manfiy bo'ladi. Chunki, Laplas bosimi pastga qarab yo'nalgan bo'ladi. Shu sababli suyuqlikning kapillyar ko'tarilishi emas, balki pasayishi yuz beradi.

17.5.-§. Suyuqliklarning bug'lanishi va qaynashi

Suyuqlikning sirt qatlamida joylashgan molekulalarning suyuqlikdan tashqariga uchib chiqib, bug' fazasiga o'tishi *bug'lanish* deyiladi. Molekulalarning suyuqlik tashqarisiga chiqishi uchun ular suyuqlikda qoluvchi molekulalar torti-shish kuchini yengishi, ya'ni bu kuchlarga qarshi ish bajarishi kerak. Bundan tashqari modda suyuq holatdan gaz holatga o'tishda o'z hajmini o'zgartirishi uchun tashqi bosimga qarshi ham ish bajarishi kerak. Bu ishlar molekulalar issiqlik harakatining kinetik energiyasi hisobiga bajariladi.

Bunday ishni bajarishga hamma molekulalar ham qodir bo'lavermaydi, ularning faqat yyetarlicha katta kinetik energiyaga ega bo'lgan qismigina bunday ishni bajarishi mumkin. Shuning uchun bug'lanish suyuqlikdagi tez molekulalar sonining kamayishi-ga, ya'ni uning sovishiga olib keladi. Tez bug'lanuvchan suyuqlik masalan, efir bilan ho'llangan terining tez sovishi ana shu effektning natijasidir. Demak, suyuqlikni uning temperaturasini o'zgartirmagan holda bug'lantirish uchun unga issiqlik berish kerak.

Ma'lum suyuqlik miqdorini izotermik bug'lantirish uchun kerak bo'ladigan issiqlik miqdori Q ga bug'lanishning yashirin issiqligi deyiladi. Suyuqlikning massa birligiga to'g'ri keluvchi yashirin bug'lanish issiqligi *solishtirma bug'lanish issiqligi* deb ataladi.

Bug'lanish issiqligi suyuqlik molekulalari orasidagi bog'lanish kuchlarining miqdoriy tavsifidir. Bu kuchlar qancha katta bo'lsa, bug'lanishning yashirin issiqligi ham shuncha katta bo'ladi.

Suyuqlikning *qaynashi* uning butun hajmi bo'ylab bug'lanish jarayoni bo'lib, bu hodisa suyuqlikning keskin holda bug' pufak-chalari hosil qilib, ularning suyuqlik sirti orqali tashqariga chiqib yorilishi tarzida ro'y beradi. Suyuqlikning qaynash temperaturasi tashqi bosimga bog'liq. Buni quyidagicha tushuntirish mumkin.

Faraz qilaylik: biror sababga ko'ra, suyuqlikda gaz pufakchasi paydo bo'lgan bo'lsin. Bu pufakcha darhol suyuqlikning to'yingan bug'i bilan to'ladi. Ma'lumki, to'yingan bug'ning bosimi temperaturaga bog'liq. Agar suyuqlikning temperaturasi shunday bo'lsaki, bunda pufakcha ichidagi to'yingan bug' bosimi suyuqlik ustidagi tashqi bosimdan kichik bo'lsa, u holda pufakcha kattalashmaydi. Temperatura orta borib, pufakcha ichidagi suyuqlik to'yingan bug'lari bosimi tashqi bosimga tenglashadigan qiymatiga yetganida pufakcha kattalasha boshlaydi va Arximed kuchi ta'sirida yuqoriga ko'tarilib, suyuqlik sirtida yoriladi.

Tashqi bosim kamayishi bilan qaynash harorati pasayadi, bosim ortishi bilan esa qaynash harorati ko'tariladi. Bosimnin pasayishi orqali suyuqlikning kamayishini quyudagi tajribada ko'rsatish mumkin. Stakanga suv quyib, unga termometr tushiriladi. Suvli stakanni vacuum qurilmasidagi qalpoqcha ostiga qo'yib, nasos ishga tushiriladi. Qalpoqcha ostidagi bosim yetarlicha pacayganda stakandagi suv qaynay boshlaydi. Suvning energiyasi bug' hosil bo'lishiga sarf bo'lishi tufayli, uning qaynashi natijasida stakandagi suvning harorati pasayadi va nasos yaxshi ishlasa, nihoyat, suv muzlaydi.

Suyuqlikning normal atmosfera bosimidagi qaynash harorati qaynash nuqtasi deyiladi.

Qaynash jarayoni suyuqlikdagi erigan gazning mavjudligi bilan uzviy bog'liqdir.Agar suyuqlikdan unda erigan gazni chiqarib yuborilsa, masalan, uzoq vaqt qaynatib shu suyuqlikni qaynash haroratidan yuqori haroratgacha qizdirish mumkin. Bunday suyuqliklar o'ta qizigan suyuqlik deyiladi.

Bug' hosil qiluvchi markaz vazifasini bajara oluvchi bug'ning mayda pufakchalarini hosil qiluvchi gaz pufakchalari bo'la olmaydi, chunki kichik radiusli pufakchalarda katta laplas bosimi hosil bo'lib, ularni hosil bo'lishiga to'sqinlik qiladi. Shu bilan suyuqlikning qizishi tushuntiriladi. Qachondir u qaynaganda, qaynash juda kuchli bo'ladi.

Suyuqlikning qaynash haroratigacha isitish uchun zarur bo'lgan issiqlik miqdori Q_c quyidagi formuladan topiladi:

$$Q_c = C_c m(T_q - T_1)$$

Bu yerda: m – suyuqlikning massasi, C_c – uning solishtirma issiqlik sig'imi.

O'zgarmas haroratda suyuqlikni bug'ga aylanishi uchun zarur bo'lgan issiqlik miqdori Q_b quyidagi formula bo'yicha hisoblanadi:

$$Q_b = r \cdot m$$

Demak, umumiy issiqlik miqdori quyidagi munosabat bilan aniqlanadi:

$$Q = Q_c + Q_b = C_c m(T_k - T_1) + rm$$

Moddaning solishtirma bug'lanish issiqligi r tajriba orqali issiqlikning balans tenglamasi yordamida topiladi. Bu qanday bajarilishini r ni suv uchun aniqlash misolida ko'rib chiqamiz. Buning uchun T_1 haroratli suv solingan kalorimetr olamiz. Qaynatgichdan harorati $T_q = 373K$ bo'lgan bug' nay orqali sovuq suvli kalorimetrga keltiriladi va bu yerda bug' kondensasiyalanadi. Bir qancha vaqt o'tgandan so'ng bug' keluvchi nay kalorimetrdan olinadi va oxirgi θ harorat o'lchanadi, so'ngra tarozida tortib suvga aylangan bug'ning massasi aniqlanadi va issiqlikning balans tenglamasi tuziladi.

Bu tajribada kalorimetr va undagi sovuq suv issiqlik oladi:

$$Q_{ol} = Q_q + Q_c = C_k m_k(\theta - T_1) + C_c m_c(\theta - T_1)$$

Kondensasiyalangandabug' issiqlik beradi va undan hosil bo'lgab suv T_q dan θ gacha sovushda issiqlik chiqaradi:

$$Q_{ber} = rm_b + C_c m_b(T_q - \theta)$$

$$Q_{ber} = Q_{ol}$$

$$rm_b + C_c m_b(T_q - \theta) = (C_k m_k + C_c m_c)(\theta - T_1)$$

ni olamiz. Bu tenglamadan r ning son qiymati hisoblab topiladi.

Suvni bug'ga aylantirish uchun ko'p energiya sarflanadi, shuning uchun suv bug'ining sovushi va kondensasiyalanishida ham ko'p ko'p issiqlik chiqishi va katta ish bajarishi mumkin.

Qozonlarda hosil qilingan suv bug'larini maxsus qurilmalar yordamida yuqori haroratgacha qizdirib, so'ngra bug' turbinalariga yuboriladi. Bunday bug'larni quruq yoki o'ta qizigan bug'lar deyiladi. Bunda harorat bilan birga bug' bosimi ham ortadi, shu sababli o'ta qizigan bug'larni yuqori bosimli bug' ham deyiladi.

Bug‘ni suyuqlikka aylantirish uchun bosimni orttirish va haroratni pasaytirish zarur. Har bir suyuqlik uchun uning bug‘I orasidagi har qanday farqning yoqolishi mumkin bo‘lgan harorat mavjud. Buni 1861-yilda rus olimi D.I.Mendeleyev aniqladi. U buni “absolyut qaynash harorati”deb atadi. Ingliz olimi Endryus bug‘ning suyuqlikka aulanish jarayonini va aksincha bo‘lgan holni turli bosimlarda tekshirdi va haqiqatda shunday harorat borligini tasdiqladi va uni kritik harorat deb atadi.

Suyuqlik bug‘i bilan uning to‘yingan bug‘i zichligi bir xil qiymatga ega bo‘lgandagi harorat moddaning kritik harorati deb ataladi.

Biror moddaning kritik haroratidagi to‘yintiruvchi bug‘I bosimiga kritik bosim deyiladi. U bu modda to‘yintiruvchi bug‘ining eng katta bosimidir.

Agar modda kritik haroratida va kritik bosimda turgan bo‘lsa, uning bunday holati kritik holat deyiladi. Moddaning kritik holatda egallagan hajmi kritik hajm deyiladi. Bu hajm suyuq holatda modda massasining egallashi mumkin bo‘lgan eng katta hajmi hisoblanadi. Kritik harorat, kritik bosim va kritik hajmning bir mol modda uchun qiymatlari moddaning kritik parametrlari deyiladi.

Harorati kritik haroratdan yuqori bo‘lgan gazsimon holatdagi modda gaz deyiladi. Harorati kritik haroratdan past bo‘lgan gazsimon modda bug‘ deyiladi.

17.6.-§. Suyuq eritmalar

Turli moddalarning aralashmasidan iborat bo‘lgan suyuqliklar *suyuq eritmalar* deb ataladi. Eritmada ko‘proq miqdorda bo‘lgan suyuqlik *erituvchi* deb ataladi. Masalan, osh tuzi va suvdan tashkil topgan eritmada suv erituvchi bo‘lib xizmat qiladi.

Eritmalar miqdoriy jihatdan konsentrasiya, ya’ni erigan moddaning eritmaga nisbatan nisbiy ulushi (og‘irlik ulushi, molyar ulushi) yoki erituvchining massa birligiga (ba’zan, hajm birligiga) to‘g‘ri keluvchi grammlarda ifodalangan miqdori bilan o‘lchanadi.

Eritmalarning xossalarini o‘rganishda bosim va temperatura bilan bir qatorda konsentrasiya ham holatning asosiy parameterlaridan biri bo‘ladi.

Erish jarayoni eruvchi modda zarralarining erituvchi modda zarralari bilan o'zaro ta'siri natijasidir. Erituvchi modda zarralari bilan eruvchi modda zarralari ora-sidagi o'zaro ta'sir natijasida eruvchi modda zarralari orasidagi tortishish kuchlari susayadi va ularning bir-biridan ajralishi osonlashadi. Temperatura ortishi bilan ajralish jarayoni tezlashadi. Issiqlik harakati tufayli erigan modda zarralari butun erituvchi hajmi bo'ylab tarqaladi. Ba'zi hollarda erish vaqtida erigan modda zarralarining tabiati ham o'zgaradi. Bunday hol erigan modda molekulalarining musbat va manfiy ionlarga ajralishi natijasida vujudga keladi.

Erish paytida eritma turiga qarab eritma temperaturasi ortishi, kamayishi yoki o'zgarmasdan qolishi mumkin. Erish paytida temperaturasi o'zgarmaydigan eritmalar *ideal eritmalar* deb ataladi. Agar eritmalarda erigan modda konsentrasiyasi juda kam bo'lsa, u holda har qanday eritmani ham ideal eritma deb hisoblash mumkin.

Eritmalarning fizik xossalari toza suyuqliklarning xossalaridan farq qiladi. Masalan, birday temperaturada eritma ustida erituvchi suyuqlik to'yingan bug'larining bosimi toza erituvchi ustidagi to'yingan bug'lar bosimidan (elastikligidan) kam bo'ladi. Raulning birinchi qonuniga ko'ra, juda kichik konsentrasiyali eritmalar uchun eritma ustidagi erituvchi modda to'yingan bug'lari elastikligining kamayishi erigan modda konsentrasiyaga proporsional ekan:

$$\frac{P_0 - P}{P_0} = \frac{n}{n+N} \qquad (17.16)$$

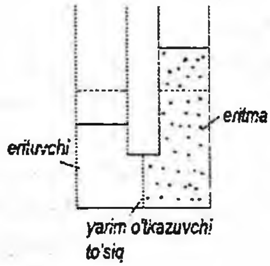
Har qanday issiqlik mashinasining foydali ish koeffitsiyenti isitkich va sovutkichning xuddi shu temperaturalarida Karno sikli bo'yicha ishlayotgan ideal mashinaning foydali ish koeffitsiyentidan katta bo'lishi mumkin emas (2-teorema).

Yuqorida aytilganlardan issiqlik mashinasining FIK yuqori bo'lishi uchun nimalarga e'tibor berish kerakligi ravshan bo'ladi. Birinchidan, mashinaning sikli iloji boricha qaytar jarayonga yaqin bo'lishiga intilish kerak. Ikkinchidan, imkoniyat boricha isitkichning temperaturasini ko'tarish va sovutkichning temperaturasini pasaytirish kerak.

17.7.-§. Osmotik bosim

Erituvchining molekulalari o‘ta oladigan, lekin erigan modda molekulalari o‘ta olmaydigan to‘siqlar mavjud bo‘lib, bunday to‘siqlar yarim o‘tkazuvchan to‘siqlar deb ataladi.

Agar yarim o‘tkazuvchan to‘siq bilan ajratilgan tutash idishning bir tomonga sof erituvchi ikkinchisiga esa eritma solinsa, u holda to‘siq orqali sof erituvchining molekulalari eritma egallagan hajmga o‘ta boshlaydi.



17.5-rasm

Bu hodisaga *osmos* deyiladi. Osmos natijasida sof erituvchi va eritma orasida bosimlar farqi vujudga keladi (17.5-rasm). Osmos natijasida vujudga kelgan bosimlar farqiga *osmotik bosim* deyiladi.

Agar eritma kuchsiz bo‘lsa, osmotik bosim eritmaning konsentrasiyasiga proporsional bo‘lar ekan – Vant – Goff qonuni:

$$P = \frac{\nu RT}{V} \qquad (17.17)$$

bu yerda V – eritmaning hajmi, ν – erigan modda mollari soni, R – universal gaz doimiysi, T – temperatura (17.17) formula kuchsiz eritmalardagiosmotik bosimideal gaz qonunlari bo‘ysunadi-gan qonunga bo‘ysunishini ko‘rsatadi. Bunga sabab shuki, ideal gazning zarralari o‘zaro ta’sirda bo‘lmagani singari kuchsiz eritmalarda erigan moddaning molekulalari ham o‘zaro ta’sirlashmaydi. Osmos hodisasi hay-vonlar va o‘simliklar hayotida katta rol o‘ynaydi.

To‘qimalarda suvning va suvda erigan moddalarning taqsimlanishi ko‘p jihatdan osmotik bosim bilan aniqlanadi. Chunki, tirik organizmda modda almashinuvi o‘simlik va hayvonlar hujayralarining yarim o‘tkazuvchi to‘siqlari orqali amalga oshiriladi.

XVIII BOB. QATTIQ JISMLARNING XOSSALARI

18.1.-§. Qattiq jismlar

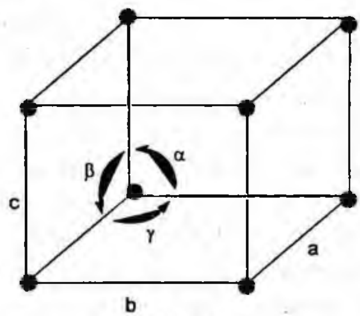
Qattiq jismlar o‘zlarining xossalariga qarab ikki turga bo‘linadi. Ulardan birlari *kristall jismlar* deb atalsa, ikkinchilari esa *amorf jismlar* deb ataladi. Amorf jismlar shakllarini saqlash qobiliyatiga ko‘ra qattiq jismlarga tegishli bo‘ladi, biroq boshqa xossalari jihatidan suyuqliklardan farq qilmaydi. Masalan, amorf jismlar suyuqliklar kabi izotrop bo‘ladi, ya’ni ularning fizik xossalari hamma yo‘nalishlar bo‘yicha bir xil. Bu tur moddalar o‘z tabiatiga ko‘ra qovushoqligi juda katta bo‘lgan suyuqliklarga o‘xshash bo‘ladi. Shu sababli ular odatdagi va past temperaturalarda oqa olmaydi. Biroq temperatura ortganda ularning qovushoqligi kamayib borib, suyuqliklarga xos oqish qobiliyatiga ega bo‘lib boradi.

Haqiqiy qattiq jismlarda, ya’ni kristall jismlarda temperatura ortishi bilan bunday yumshoqlanish ro‘y bermaydi. Kristall jismlar ham temperatura ortganda suyuq holatga o‘tadi. Biroq, bunday o‘tish har bir kristall modda uchun aniq bir temperaturada – *erish temperaturasida ro‘y* beradi. Kristall jismlarni amorf jismlardan farqlovchi yana bir muhim xususiyati ularning *anizatropligi*, ya’ni kristall jismlar fizik xossalarining turli yo‘nalishlar uchun bir xil emasligidir. Kristall va amorf jismlar xossalaridagi farqlar ularning ichki tuzilishidagi o‘ziga xoslik bilan tushuntirilishi mumkin.

Kristall jismlarda ularni tashkil qilgan atomlar (yoki boshqa zarralar) bir-biriga nisbatan aniq bir tartibda joylashgan bo‘lib, bunday tartib jismning butun hajmiga tegishli bo‘ladi. Bunday tartib uzoq tartib nomini olgan. Amorf va jumladan suyuq jismlarda faqat yaqin qo‘shni atomlargina tartibli joylashgan bo‘lishi mumkin (yaqin tartib). Shuni qayd qilib o‘tish lozimki, ba’zi kristall jismlarda, masalan, metallarda anizotroplik hamma vaqt ham nomoyon bo‘lavermaydi. Bunga sabab, bu jismlarning juda ko‘p mayda kristalchalardan tashkil topganligidadir. Bunday jismlar monokristallardan (zarrachalari butun hajm bo‘yicha tartib bilan joylashgan) farqli ravishda polikristallar deb ataladi. Kristallanish jarayonida mono,yoki polikristallarning hosil bo‘lishi, bu jarayon qanday sharoitlarda o‘tishga bog‘liq bo‘ladi.

18.2.-§. Kristall panjaralar

Yuqorida aytganimizdek, kristallarning asosiy xususiyati uni tashkil qilgan zarralarning (atomlar, molekulalar yoki ionlarning) fazoda tartib bilan joylashganligidir. Fazoda tartib bilan joylashgan bunday atomlar (yoki boshqa zarralar) to'plamidan tashkil topgan strukturaga *kristall panjara* deb ataladi. Atomlarning o'zi joylashgan nuqtalarni (aniqrog'i, ularni muvozanat holatlarida joylashgan nuqtalarini) kristall *panjara tugunlari* deyiladi. Kristall panjara "katakchalardan" tashkil topgan. Katakcha (yoki *elementar yacheyka*) kristall panjaraning shunday eng kichik qismiki, uni o'z-o'ziga parallel ko'chirish orqali butun kristall panjarani hosil qilish mumkin (18.1-rasm).



18.1-rasm

Kristallografiyada fazoviy panjaralar tasavvurini gipoteza tariqasida O. Brave 1848-yilda kiritgan. Rus olimi Y.S. Fyodorov simmetriya haqidagi matematik ta'limotni yaratdi va kristallarda zarrachalarning barcha tasavvur qilinadigan fazoviy joylashishlarini ko'rsatib berdi.

Tekshirishlar hammasi bo'lib simmetriya belgilariga ko'ra 32 simmetriya sinfiga birlashtiriluvchi 230 ta fazoviy gruppalar mavjud ekanini ko'rsatadi.

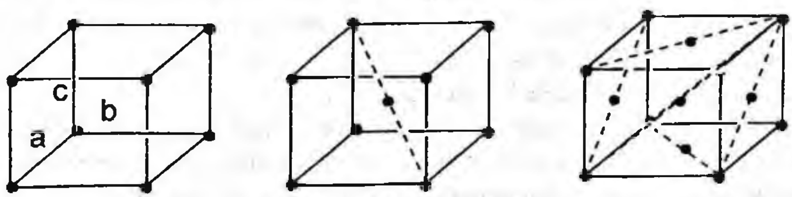
Kristallning yoki jismlarning simmetriyasi uning simmetriya operasiyalari deb ataladigan o'rin almashtirishlarida o'z-o'zi bilan ustma-ust tushish xossalarini ifodalaydi. Simmetriya almashtirishlariga quyidagilar kiradi: 1) jismning barcha nuqtalarini ma'lum masofaga parallel ko'chirish-translyasiya; 2) jismni biror o'q (simmetriya o‘qi) atrofida biror burchakka burilishi; 3) simmetriya tekisligida akslanishi; 4) inversiya yoki nuqtada (simmetriya markazida) akslanish va bunday almashtirishlarning barcha kombinasiyalari. Simmetriya o‘qi, simmetriya tekisligi, nuqtalar (simmetriya markazi) va boshqalar simmetriya elementlari deyiladi. Biror kristall panjara ega bo‘lgan barcha simmetriya elementlari to‘plami – bu panjara-ning *fazoviy gruppasi* deyiladi.

Simmetriya elementlari turli kristallarda turlicha kombinasiyada uchraydi. Simetriya elementlarining mumkin bo‘lgan har bir kombinasiyasi *simmetriya sinfi* deb ataladi va bunday kombinasiyalarning umumiy soni 32 ta.

Elementar yacheykalarning shakliga qarab kristallar 7 ta simmetriya tizimiga ajratiladi. Yacheykalar qirralarini (18.1-rasm) a, v, c lar bilan, qirralar orasidagi burchaklarni α, β, γ lar bilan belgilaymiz. Yettita kristallografik tizimlar elementar yacheykalarning parametrlari quyidagicha:

1)	kubik	$a=v=c$;	$\alpha=\beta=\gamma=90^0$
2)	tetragonal	$a=v\neq c$;	$\alpha=\beta=\gamma=90^0$
3)	rombik	$a\neq v\neq c$;	$\alpha=\beta=\gamma=90^0$
4)	romboedrik	$a=v=c$;	$\alpha=\beta=\gamma\neq 90^0$
5)	geksagonal $\gamma=60^0$	$a=v\neq c$;	$\alpha=\beta=90^0$,
6)	monoklin $\beta\neq 90^0$	$a\neq v\neq c$;	$\alpha=\gamma=90^0$,
7)	triklin	$a\neq v\neq c$;	$\alpha\neq\beta\neq\gamma\neq 90^0$

Yuqorida qayd qilib o‘tilgan panjaralar ichida eng simmetriyaligi kubik tizimiga kiruvchi panjaradir (18.2-rasm)



a) b) c)

18.2-rasm

Ulardan birinchisi (18.2,a-rasm) oddiy kubik panjara, ikkinchisi (18.2,b-rasm) hajmiy va uchinchisi (18.2,c-rasm) yoqlari markazlashgan kubik panjara deb ataladi.

Metallarda kristall panjaraning tugunlarida metall atomining musbat ionlari joylashgan bo'lib, ular orasida erkin elektronlar harakatlanib yuradi. Molekulalardan tashkil topgan ba'zi moddalarning kristall panjarasi tugunlarida molekulalar joylashgan. Ko'pchilik ximiyaviy birikmalar (masalan, osh tuzi NaCl, xlorli seziy CsCl, rux temirtoshi ZnS, flyuorit CaF_2, kuprit Cu_2O, rutil TiO_2) kristall panjaralarining tugunlarida ionlar joylashgan.

18.3.-§. Kristallografik koordinata tizimi

Kristalllardagi turli tekisliklar va yo'nalishlarni farqlash uchun maxsus koordinatalar tizimidan foydalaniladi. Buning uchun panjara tugunlaridan biri koordinata boshi qilib, panjara elementar yacheykasining mos qirralarini esa koordinata o'qi qilib olinadi. Bunday tizimda koordinatalar mos yo'nalishdagi atomlararo masofalarga teng bo'lgan birliklarda o'lchanadi. Bunday uzunlik birliklarini o'q bo'yicha birliklar deyiladi va bu birliklar turli koordinata o'qlari bo'yicha turlicha bo'ladi.

O'zaro parallel bo'lgan tekisliklardagi tugunlar zichligi bir xil bo'lganligi uchun ularni bir xil maxsus *Miller indekslari* bilan belgilash qabul qilingan. Bu indekslar quyidagicha topiladi: kristall tekislikning koordinata o'qlari bilan kesishgan uchta nuqtasining koordinatasi aniqlanadi. Bu sonlarning teskari qiymatlari bitta umumiy maxrajga keltiriladi. U holda kasrning suratlari Miller indekslarini beradi. Masalan, koordinata o'qlarini 4, 1, 2 nuqtalarda kesib o'tuvchi tekislik uchun bunday amal quyidagi 1, 4, 2 sonlarini beradi va bu tekislik ramziy ravishda[1 4 2] ko'rinishda belgilanadi. Agar kristall tekislik koordinata o'qlaridan biriga parallel bo'lsa, u holda bu koordinataga tegishli Miller indeksi nolga teng bo'ladi. Masalan, koordinatalari 1,1 va ∞ bo'lgan tekislikning Miller indekslari mos ravishda 1,1 va 0 bo'ladi.

Kristall panjaradagi biror tugunlar chizig'ining yo'nalishini ko'rsatish uchun shu yo'nalish bo'ylab ixtiyoriy uzunlikdagi vektor tanlanadi va uning koordinata o'qlari bo'ylab tashkil etuvchilari aniqlanadi. Bu holda bu vektor tashkil etuvchilarining nisbatlariga teng bo'lgan eng kichik butun sonlar yo'nalishlarning indekslari bo'ladi. Masalan, vektorning tashkil etuvchilari mos ravishda 4, 6 va 8 bo'lsa, bu vektorga muvofiq bo'lgan yo'nalishning indekslari 2, 3 va 4 bo'ladi. Ramziy ravishda bu yo'nalish quyidagicha belgilanadi: [234].

Kubik kristallarda biror yo'nalishga mos keluvchi indekslar to'plami shu yo'nalishga perpendikulyar bo'lgan tekislikning Miller indekslari to'plami bilan bir xil bo'ladi. Masalan, kubning (111) tekisligiga perpendikulyar bo'lgan yo'nalishining indekslari [111] bo'ladi.

18.4.-§. Qattiq jismlarda issiqlik harakati va qattiq jismlarning issiqlik sig'imi

Qattiq jismning zarralarini (atomlarini) kristall panjara tugunlarida joylashgan moddiy nuqtalar to'plami deb qarash mumkin. Atomlar panjara tugunlaridagi muvozanat vaziyatlari atrofida issiqlik tebranishlari bajaradi. Har bir atomning energiyasi uning kinetik va potensial energiyalari yig'indisidan iborat bo'ladi.

Kristall panjaraning tugunida turgan har bir zarra tebranishini koordinata o'qlari bo'ylab uchta tashkil etuvchiga ajratish mumkin. Har bir tashkil etuvchining energiyasi kinetik va potensial energiyalar yig'indisidan iborat bo'ladi. Har bir tebranishga ikkita erkinlik darajasi to'g'ri kelishini e'tiborga olsak, qattiq jismning har bir zarrasi oltita erkinlik darajasiga ega ekanligi ma'lum bo'ladi. Har bir erkinlik darajasiga o'rtacha *kT* energiya to'g'ri keladi. Shu sababli bitta atomga to'g'ri keluvchi o'rtacha energiya *3kT* ga teng bo'ladi. Bu kattalikni Avogadro soniga ko'paytirib, qattiq jism bir molining ichki energiyasi uchun quyidagi ifodani olamiz:

$$U = 3RT \tag{18.1}$$

Bundan qattiq jismning o'zgarmas hajmidagi molyar issiqlik sig'imi uchun

$$C_V = \frac{dU}{dT} \tag{18.2}$$

ifodani hosil qilamiz.

(18.2) ifodadan ko'rinadiki, qattiq holatdagi barcha ximiyaviy elementlarning molyar issiqlik sig'imi hamma elementlar uchun temperaturaga bog'liq bo'lmagan va birday qiymatga ega bo'lgan kattalikdir. Bu xulosaga Dyulang va Pti qonuni deb ataladi.

Agar qattiq jism sifatida molekulasidagi atomlar soni *n*ta bo'lgan ximiyaviy birikma olinsa, u holda bu qattiq jismning molyar issiqlik sig'imi molekulalari bir atomli bo'lgan moddanikidan *n* marta katta bo'ladi, ya'ni qattiq birikmaning molyar issiqlik sig'imi u tarkib topgan elementlarning molyar issiqlik sig'imlari yig'indisiga teng bo'ladi. Ko'rinadiki, bu holda ham issiqlik sig'imi temperaturaga bog'liq bo'lmagan kattalik bo'ladi.

Ko'p sonli tajribalar shuni ko'rsatadiki, temperatura pasayishi bilan kristallarning issiqlik sig'imi kamaya boradi va absolyut nolga yaqinlashganda nolga intiladi. Klassik nazariya bo'yicha issiqlik sig'imining temperaturaga bog'liq bo'lmasligi energiyaning erkinlik darajalari bo'yicha teng taqsimlanishi va erkinlik darajalari sonining o'zgarmas deb hisoblanishi natijasidir.

Issiqlik sig'imining temperaturaga bog'liqligini Plank tomonidan rivojlantirilgan kvantlar nazariyasiga tayanib, Eynshteyn (1907), keyinroq esa Debay va boshqalar nazariy jihatdan ko'rsatib berdilar.

Kvant nazariyasiga muvofiq molekulalarning energiyasi diskret va ularning energiyasi hv kattalikka butun karralidir:

$$E = nh\nu \tag{18.3}$$

bu yerda n – ixtiyoriy butun son, ν – molekulaning tebranishlar chastotasi, ν – Plank doimiysi. Eynshteyn barcha zarrachalar birday chastotada tebranadi deb faraz qilib, bir mol kristall ichki energiyasi uchun quyidagi ifodani oldi:

$$U = 3N_a \frac{h\nu}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1} \tag{18.4}$$

Katta T larda (18.4) ifoda $3RT$ ga teng qiymatni olib, klassik nazariya bilan mos tushadi. Debay o'z nazariyasida tebranish chastotalarining butun bir to'plami mavjud, deb faraz qildi. U juda past temperaturalarda qattiq jismning ichki energiyasi absalyut temperaturaning to'rtinchi darajasiga proporsional ekanligini aniqladi:

$$U = a \cdot T^4 \quad (18.5)$$

bu yerda a – o'zgarmas ko'paytuvchi. Bu ifodadan issiqlik sig'imi uchun quyidagi kelib chiqadi:

$$C_V = 4 \cdot a \cdot T^3 \quad (18.6)$$

Bu ifodadan ko'rinadiki, juda past temperaturalarda issiqlik sig'imi absolyut temperaturaning kubiga proporsional ekan. Umuman olganda, issiqlik sig'imining temperaturaga bog'lanishi juda murakkab bo'lib, Debayning kublar qonuni faqat juda past temperaturalarda – absolyut nol yaqinidagina issiqlik sig'imining temperaturaga bog'lanishini to'g'ri ifodalaydi. Ba'zi qattiq jismlar uchun o'ta past temperaturalarda Debayning kublar qonuni o'rinli bo'lmay qoladi. Masalan, A.A.Tarasov nazariyasiga binoan, qatlamli tuzilishga ega bo'lgan jismlar uchun past temperaturalarda issiqlik sig'imi absolyut temperaturaning kvadratiga proporsional bo'lib qolar ekan. Tarasovning bu nazariyasi grafit, galliy va boshqa jismlar uchun tajribada tasdiqlangan. Zarrachalari zanjirsimon bog'lanishda bo'lgan qattiq jismlarning issiqlik sig'imi Tarasov nazariyasiga binoan, absolyut nol yaqinida temperaturaning birinchi darajasiga proporsional bo'ladi.

18.5.-§. Qattiq jismlarning erishi va sublimatsiyasi

Modda qattiq holatdan suyuq holatga ham, suyuq holatni chetlab, gazsimon holatga ham o'tishi mumkin. Qattiq jismlarning suyuq holatga o'tish jarayoni erish deb ataladi. Kristall jismlarning erishi izotermik jarayonda, ya'ni erish o'zgarmas temperaturada ro'y beradi. Erish paytida temperaturaning o'zgarmasligiga sabab, bu jarayonda unga berilayotgan issiqlikning barchasi kristall panjaraning buzilishiga sarflanadi.

Tashqi bosim ortganda erish temperaturasi ortadi. Uning ortishiga sabab shuki, tashqi bosim atomlarni o'zaro yaqinlashtiradi, shu sababli erishda atomlarni bir-biridan uzoqlashtirish, ya'ni kristallni buzish uchun yuqori bosimda kattaroq issiqlik harakati kerak bo'ladi. Bunga esa temperaturani orttirish yo'li bilan erishish mumkin.

Qattiq jismlarning bug'lanishi *sublimasiya* deb ataladi. Ko'p qattiq moddalar sezilarli darajada bug'ga aylanmaydi. Lekin, shunday kristall moddalar ham borki, ular sezilarli darajada bug'lanib turadi. Bunga misol qilib naftalin bilan kamforani ko'rsatish mumkin. Muz ham shunday xossaga ega. Shuning uchun sovuqda tashqariga ilib quyilgan ho'l kiyim-bosh avval muzlab, so'ng bir qancha vaqtdan keyin quriydi, demak muz bug'lanib ketadi. Sublimasiya yuz berishiga sabab shuki, vaqti – vaqti bilan kinetik energiyasi tutinish kuchlarini yengishga yetarli bo'lgan atom yoki molekulalar jism sirtidan ajralib chiqib, atrofdagi gaz atmosferasiga ketib turadi.

Sublimasiya qonunlari suyuqliklarning bug'lanish qonunlariga o'xshash. Sublimasiya issiqligi erish issiqligi bilan bug' hosil qilish issiqliklarining yig'indisiga teng bo'ladi.

Qattiq jismning bug'lanuvchi zarralari qattiq jism sirtida bug' hosil qiladi. Ma'lum bosim va temperaturada bug' va qattiq jism muvozanatda bo'lishi mumkin. Qattiq jism bilan muvozanatda bo'lgan bug' ham to'yingan bug' deb ataladi. Suyuqliklardagi singari, qattiq jism ustidagi to'yingan bug'ning bosimi ham temperaturaga bog'liq bo'ladi va temperatura pasayishi bilan tez kamayadi.

18.6.-§. Birinchi va ikkinchi tur fazaviy o'tishlar

Birinchi tur fazaviy o'tishlarga modda agregat holatining o'zgarishi misol bo'la oladi. Masalan, moddaning suyuq va gazsimon holatdan qattiq holatga o'tishi (kristallanish), suyuqlikning bug'lanishi va aksincha o'tishlar birinchi tur fazaviy o'tishlardir. Bu turdagi fazoviy o'tishlarda jism energiya ajratadi yoki yutadi. Shu sababli energiyaning yoki energiya bilan bog'liq bo'lgan boshqa kattaliklarning sa-krashsimon o'zgarishi bilan bo'ladigan fazaviy o'tishlar birinchi tur fazaviy o'tishlar deb ataladi.

Birinchi tur fazaviy o'tishlarda yangi faza birato'la butun hajmda paydo bo'lmaydi. Dastlab, yangi fazaning markazlari hosil bo'lib, so'ngra ular o'sib butun hajmga tarqaladi.

Moddaning qattiq holati turli kristall tuzilishlarga, ya'ni turli modifikasiyalarga ega bo'lishi mumkin. Masalan, qattiq uglerod grafit yoki olmos ko'rinishida mavjud bo'la oladi. Qattiq temir to'rt xil modifikasiyada (α-, β-, $\gamma-$va δtemir) mavjud bo'lishi mumkin.

Ba'zi suyuqliklar ham turli modifikasiyalar ko'rinishida mavjud bo'la oladi. (masalan, suyuq geliy I va geliy II). Temperatura va bosim o'zgarganda ba'zi modifikasiyalar boshqalariga aylanishi mumkin. Bunday aylanishlar ikkinchi tur fazaviy o'tishlar deb ataladi.

Ikkinchi tur fazaviy o'tishlarda issiqlik ajralmaydi yoki yutilmaydi, shuningdek, moddaning solishtirma hajmi o'zgarmaydi. Bunday o'tish butun hajmda kristall panjaraning uzluksiz o'zgarishi, ya'ni panjarada zarralarning o'zaro qayta joylashishi natijasida darhol ro'y beradi. Odatda bunday o'tish ma'lum bir temperaturada ro'y beradi. Ikkinchi tur fazaviy o'tish sodir bo'ladigan bu temperaturaga Kyuri nuqtasi deb ataladi. O'tish nuqtasida ikki turli fazaning muvozanati bo'lmaydi, chunki o'tish butun hajmda birdaniga sodir bo'ladi. Bunday o'tishda issiqlikning ajralishi yoki yutilishi ro'y bermasada, o'tish nuqtasidan yuqori va past temperaturalarda moddaning issiqlik sig'imi va hajmiy kengayish koeffitsiyenti turlicha bo'ladi.

Ba'zi bir ikkinchi tur fazaviy o'tishlarda kristall tuzilishining o'zgarishi ro'y bermaydi. Masalan, magnit qotishmalarning ferromagnit holatdan paromagnit holatga o'tishi bunday o'tishga taaluqlidir. Ba'zi metallarning normal holatdan o'ta o'tkazuvchan holatga o'tishi ham shunday o'tishga misol bo'ladi. Bu jarayon mutlaq nolga yaqin temperaturada yuz beradi va unga elektr qarshilikning nolgacha sakrashsimon kamayishi xosdir.

Fazaviy o'tishlarda asosiy rolni fizikaviy kattaliklarning fluktuasiyalari o'ynaydi. O'tish nuqtasi yaqinida fluktuasiya bilan qamrab olingan hajmda yangi faza hosil bo'lish ehtimoli ortadi. Masalan, zichlikning fluktuasiyasi kristallanish markazining yuzaga kelishiga sabab bo'ladi. Birinchi va ikkinchi tur fazaviy o'tishlarda o'tish nuqtasi yaqinida fluktuasiyalar turlicha rivojlanadi.

Birinchi tur fazaviy o'tishlarda o'tish nuqtasiga yaqinlashgan sari yangi fazaga sabab bo'ladigan fluktuasiyalar soni ortib boradi va ularning hosil bo'lish joylarida yangi fazaning markazlari paydo bo'la boshlaydi. Ikkinchi tur fazaviy o'tishlarda yangi faza birdaniga butun hajmda paydo bo'ladi. Shu sababli har qanday mikroskopik fluktuasiyalar fazaviy o'tishga olib kelmaydi. O'tish nuqtasiga juda yaqin bo'lgan holatlarda yuzaga keluvchi fluktuasiyalargina yangi fazaning vujudga kelishiga sabab bo'lishi mumkin. O'tish temperaturasiga yaqinlashgan sari yangi fazaga o'tishga sabab bo'luvchi fluktuasiyalar moddaning tobora katta hajmni qamrab oladi va nihoyat o'tish nuqtasida ular cheksiz ko'p bo'lib qoladi, ya'ni yangi faza butun hajmda birdaniga hosil bo'ladi.

Ikkinchi tur fazaviy o'tishlar birinchi tur fazaviy o'tishlarga nisbatan ancha murakkab bo'lib, o'tish nuqtasi atrofida bo'ladigan hodisalar va jarayonlar hali oxirigacha to'liq o'rganilgan emas.

FOYDANILGAN ADABIYOTLAR RO'XATI

1. Paul A. Tipler, Gene Mosca // Physics for Scientists and Engineers. Sixth edition. 2008. 574-579 p.

2. Douglas C. Giancoldi // Physics principles with applications, 2014, 373-377 p

3. David Halliday, Robert Resnick, Jearl Walker // Fundamentals of Physics, Textbook and Practice Book, Class 11, Set of 2: For CBSE and Entrance Examination

4. И. В. Савельев // Курс физики. ТОМ 1. Механика. Молекулярная физика, Москва «Наука», 1989

5. Д.В. Сивухин // Общий курс физики. Механика, Москва «Наука», 1979

6. Д.В. Сивухин // Общий курс физики. Термодинамика и молекулярная физика. Москва «Наука», 1980

MUNDARIJA

Qaydlar uchun

Qaydlar uchun

K.T. Mirtadjiyeva, T.A.Axunov, M.A.Karabayeva

MEXANIKA VA MOLEKULYAR FIZIKA

(O‘quv qo‘llanma)

Muharrirlar: A.Tilavov
A.Abdujalilov
Texnik muharrir: Y.O‘rinov
Musahhiha: G.Azamova
Dizayner: Y.O‘rinov

Nash.lits. №7970-9851-48b3-46a5-3c39-6117-9767
28.08.2020-yil
Terishgga 16.09.2020-yilda berildi. Bosishga 15.01.2021-yilda ruxsat etildi. Bichimi: 60x84 $^{1}/_{16}$. Ofset bosma. «Times New Roman» garniturasi. Shartli b.t. 27.0. Nashr b.t. 25.11.
Adadi 150 nusxa. Buyurtma №16.
Bahosi shartnoma asosida.

«Go To Print» nashriyoti, Toshkent shahri,
Olmazor tumani, Shiroq ko'chasi 100-uy
e-mail: go_to_print@mail.ru

«Go To Print» MCHJ bosmaxonasida bosildi.
Toshkent shahri, Shiroq ko'chasi, 100-uy.
Telefon: +99871 228-07-96, faks: +99871 228-07-95.

"Go To Print"

ISBN 978-9943-6883-5-3