O’ZBEKISTON RESPUBLIKASI AXBOROT TEXNOLOGIYALARI VA KOMMUNIKATSIYALARINI RIVOJLANTIRISH VAZIRLIGI

MUHAMMAD AL-XORAZMIY NOMIDAGI

TOSHKENT AXBOROT TEXNOLOGIYALARI UNIVERSITETI

SAMARQAND FILIALI

“TABIIY FANLAR” KAFEDRASI

FIZIKA KURSI

MEXANIKA, MOLEKULYAR FIZIKA VA TERMODINAMIKA BO’LIMLARI

MARUZA MATNI

Tuzuvchilar: Asrarov Sh.A

Qurbaniyozov A.C

Shirinov G.M

SAMARQAND-2018

So‘z boshi

Ushbu o‘quv qo‘llanma O‘zbekiston Respublikasi Davlat ta’lim standartining texnika universitetlari ta’lim yo‘nalishlari bo‘yicha bakalavrlar tayyorlash mazmuni va saviyasining majburiy minimumiga bo‘lgan talablarga muvofiq tuzilgan.

Toshkent axborot texnologiyalari universitetining Samarqand filiali “Tabiiy fanlar” kafedrasida virtual laboratoriya ishlaridan tashqari, talabalarga multimedia muhitida ma’ruzalar o‘qilmoqda.

Multimedia muhitida o‘qiladigan maruzalar yangi axborot imkoniyatlariga ega bo‘lgan maruzalar matni asosida o‘tiladi. Elektron maruzalar matni, elektron darslikdan farqli ravishda, asosan maruzachining maruza o‘tishdagi individual mahorati va talabalarning qobiliyati darajasiga bog‘liq ravishda tuziladi.

Odatda multimediali ma’ruza sifatini oshirish uchun ma’ruzalar matnini tayyorlashda axborot texnologiyalaridan unumli foydalanish: ilmiy va o‘quv ma’lumotlari grafiklarini skanerlash, Internet tarmog‘idan noyob fotosuratlarni, videokliplarni olish, harakatdagi grafiklar, jonli hodisalar va animatsion roliklarni tayyorlash orqali erishiladi.

O‘qitish ma’lumotlari asosan “WebCT”, “Tool book II Instruktor”, “Power Point” dasturlarida kadr yoki slayd ko‘rinishida tayyorlanib, taqdim etiladi.

Multimedia muhitida ma’ruzalarni talabalar interaktiv sharoitda tinglab, osongina o‘zlashtiradilar va hotirada uzoq vaqt saqlay oladilar. Ammo, kadrlar tayyorlash Milliy dasturida mustaqil ishlarga ko‘p e’tibor berish ko‘zlangan va auditoriya soatlarining sezilarli qismi shularga ajratilgan. Bu sohada multimediali elektron ma’ruzalar matni talabalarning mustaqil shug‘ullanishiga to‘la imkon beraolmaydi. Uning ustiga hozirgi kundagi o‘zbek tilida fizika fani bo‘yicha mavjud bo‘lgan darsliklar ko‘p emas, hajmi va nazariy jihatdan muhandis kadrlar tayyorlash uchun mo‘ljallangan.

Axborot texnologiyalari va texnika yo‘nalishlarida tahsil olayotgan talabalarga fizika fanini chuqurroq o‘zlashtirishi, mustaqil shug‘ullanishi uchun mos darsliklar, o‘quv qo‘llanmalar hozircha etarli emas.

SHu sababli, TATU Samarqand filiali “Tabiiy fanlar” kafedrasida ko‘p yillardan beri o‘qilayotgan ma’ruzalar asosida, fizika fanining namunaviy dasturi mazmuni doirasida bakalavrlar uchun mo‘ljallangan, «Fizika» fanidan o‘quv uslubiy qo‘llanma tayyorlashni maqsadga muvofiq, deb hisobladik. Bu o‘quv darslik elektron ma’ruzalar matnidan mazmuni bo‘yicha to‘laqonliligi bilan farq qiladi.

KIRISH

Kelajak o‘tmishda shakllanadi. Vaqtning uzviy bog‘liqligini insoniyat rivojlanishda, ayniqsa fan va texnikaning rivojlanishida yaqqol tasavvur qilishi mumkin. Fizika va u bilan chambarchas bog‘langan aloqa texnikasi bundan istisno emas. Axborot almashuvi, aniqroq qilib aytganda, aloqa insoniyat rivojlanishi uchun zarur asos hisoblanadi.

Aloqa tizimlarining hozirgi kunda bizga xizmat ko‘rsatayotgan namunalarining bir qismi XIX va XX asrlarda yaratilgan. Bu elektr aloqa tizimlar – telegraf, telefon, radio va kompyuter tarmoqlaridir.0

Boshlanishda ular o‘zlaricha alohida, raqobat tariqasida rivojlana boshladi. O‘zaro texnikaviy raqobat, vaqt o‘tishi bilan, o‘zaro bog‘liqlik, bir maqsadni bajarish uchun birlashishga olib keldi. Uch elektrodli lampaning yaratilishi ularga birinchi asos bo‘ldi va radiotexnikani rivojlanishiga, elektron apparatlarning yangi avlodlarini paydo bo‘lishiga olib keldi.

O‘tgan asrning o‘rtalarida kichik o‘lchamli aktiv yarim o‘tkazgich asboblaridan biri - tranzistor kashf etilishi aloqa tizimlarida, radioeshittirish va televidenieda ikkinchi (inqilob) revolyusiyaga, diskret yarim o‘tkazgich asboblarning yaratilishi esa elektronikaning shakllanishiga olib keldi. Radiotexnika va elektronikaning asta-sekin o‘zaro bog‘lanishi radiosxema va elektron komponentalar o‘rtasidagi chegaraning yo‘qolishiga sabab bo‘ldi.

Integral sxemalarning yaratilishi va qo‘llanilishi mikroelektronikaning shakllanishiga imkon berdi. Santimetr kvadratining yuzdan biri bo‘laklarida tayyorlanadigan integral sxemalar bir necha o‘n mingdan iborat aktiv va passiv elektron elementlarni o‘z ichiga oldi. Natijada, integral sxemalarga asoslangan, aloqa tizimlarining uchinchi avlodlari paydo bo‘ldi.

Kristall hajmi bo‘yicha taqsimlangan aktiv va passiv elementlarning, alohida funksiyani bajarishi uchun, o‘zaro yuqori integratsiyali integral sxemalarning yaratilishga olib keldi. Masalan, zaryadlarni ko‘chirish asbobi bo‘lgan televizion kamera 3x4 mm^2 sirtga ega bo‘lib, milliondan ortiq aktiv elementlarni o‘z ichiga oladi va murakkab funksiyalarni bajarishga xizmat qiladi.

Katta integral sxemalar yaratilishi kompyuterlarning yangi avlodini, mobil telefonlar, televizion kameralar va boshqa hozirgi zamon aloqa tizimlarini yaratilishiga asos bo‘ldi.

Hozirgi vaqtda, qattiq jism elektronikasida, o‘ta yangi elektron qurilmalarni yaratish uchun yangi fizikaviy prinsiplar va hodisalarni aniqlashda izlanish ishlari olib borilmoqda. Bu fizikaviy jarayonlarning xarakterli xususiyati - qattiq jism hajmidagi dinamik nojinsliliklardan axborotni saqlash va qayta ishlashda foydalanishdir. Dinamik nojinsliliklarga Gann elektr domenlari, silindrik va magnit domenlar, zaryadni ko‘chirish asboblaridagi paket va «cho‘ntaklar», sirtqi va hajmiy akustik hamda spinli to‘lqinlar kiradi. Natijada hozirgi, eng yangi elektron qurilmalarni yaratish uchun akustikaviy – magnitoelektronika, kvant elektronikasi, spinotronika va nanotexnologiya yo‘nalishlari yaratilmoqda.

Bu yangi texnologiyalar o‘z navbatida insoniyat faoliyatining barcha sohalarini rivojlanishiga olib kelishi hech shubhasizdir.

YUqorida keltirilgan fan va texnikaning yutuqlari istalgan davlatning ijtimoiy-iqtisodiy rivojlanishiga xizmat ko‘rsatadi.

Hozirgi davr talabiga javob beradigan mutaxassislarni tayyorlashda, bakalavriyat bosqichidagi talabalarga fizika fani asoslarini o‘rgatishdan asosiy maqsad – ularda hozirgi zamon ilmiy – texnikaviy dunyoqarashni shakllantirish, ularga zamonaviy texnika vositalari asoslarini tanishtirish va ulardan foydalanishga zamin yaratishdan iborat. SHuni unutmaslik kerakki, fizika fani oliy o‘quv yurtlarida o‘qitiladigan oliy matematika, informatika, axborot texnologiyalari, elektr zanjirlar nazariyasi, radioelektronika va mikroelektronika asoslari va boshqa fanlar bilan uzviy bog‘langan.

Fizika fani – tabiat hodisalarining oddiy va umumiy qonuniyatlarini, moddalar tuzilishi va xususiyatlarini, ularning harakat qonunlarini o‘rgatuvchi fandir.

«Fizika» so‘zi grekcha «physics» - tabiat so‘zidan kelib chiqadi, shuning uchun tabiatshunoslik fanining asosida yotadi.

Fizikaning qonunlari ma’lumotlarga asoslangan bo‘lib, asosan tajribalarda o‘rnatilgan va matematik tilda ifodalangan miqdoriy tenglamalardan iboratdir. SHu sababli, u aniq fanlar qatoriga kiradi.

1-MA'RUZA: FIZIKA FANI O'QUV MATERIALLARINING MAZMUNI

Reja

1.Fizika fani va uning vazifalari.
2.Vektorlar ustida amallar.
3.Asosiy fizik modellar: moddiy nuqta, moddiy nuqtalar sistemasi, absolyut qattiq jism, yaxlit muhit.

1.Fizika fani va uning vazifalari.

1.Fizika fani yunoncha "*phyuzus*" - so'zidan olingan bo'lib, "*tabiat*" degan ma'noni anglatib unda ro′y beradigan hodisalarni o′rganadigan fandir. Fizika texnikaning asosidir, shu boisdan uni bilish har bir kelajak avlod uchun zarurdir. Fizika ilmini buyuk aql egalari, iqtidorli, mehnatsevar kishilar yuzaga keltirqan va yuzaga keltirmoqdalar. Insoniyat ular bilan faxrlanadi. Ularni hodisalarning o'zigina qiziqtiribgina qolmay, balki hodisalar nega va qanday qilib yuz berishi ham qiziqtiradi. Oddiy narsalarda g'ayrioddiylikni ko'ra olishi fizikaning xarakterli xususiyatlaridan biridir. Fizika sohasidagi kashfiyotlar uning va boshqa fanlarning rivojlanishida turtki bo'ldi. Shuninqdek, bu kashfiyotlar insonning tabiatdan foydalanishi uchun qurol bo'lib qoldi. *Masalan*: mikroskopning yaratilishi biologiyaning rivojlanishiga olib keldi, bug' mashinalorining ixtirosi texnika uchun turtki bo'ldi, elektromagnit to'lqinlarning kashf etilishi radiotexnikani yuzaga chiqardi, **Lens** qonuni esa, elektrotexnikaning yaratilishiga sabab bo'ldi va h.k. Bu kashfiyotlar buyuk fiziklar: **Faradey, Amper, Ersted, Lens, Maksvell, Popov** va boshqalar bilan bog'liqdir. Hozirgi vaqitda atom fizikasining rivojlanishi bilan modda tuzilishi to'g'risidagi bilimlar juda chuqurlashib ketdi. XX asr boshlarida elektronning ochilishi fizika to'g'risidagi bilimlarimizni o'zgartirib yubordi. Fizikaning rivojlanishi tufayli hozirgi vaqtda ko'p sonli elementar zarralar pozitron, proton, neytron, giperon, mezon, neytrinolar va shu kabi zarrachalar kashf etildi.

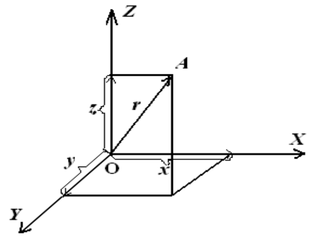
Tabiatni o'rganish ilmiga sharqning buyuk allomalari ham o′z hissalarini qo'shdilar. Jumladan, buyuk astronom **Mirzo Ulug'bek**, yorug'lik haqida izlanishlar olib borgan ibn **Sino, Beruniy, Umar Xayyom, Farobiy** va shu kabi zallomalar ham tabiatda bo'ladigan hodisalarni o'rganishgan.

Fizika fanida har bir fizikaviy hodisalar fizik kattaliklar orqali tushuntiriladi. Ular esa o′lchov birliklarda ifodalaniladi. Shu sababli dunyoda yagona o′lchov birliklar tizimi qabul qilingan, yani "Xalqaro birliklar tizimi" (XBS) – SI (Sisteme Internationale) fan va texnikaning barcha sohalari uchun fizik kattaliklarninq universal tizimi bo'lib, u l960 yilning oktyabr oyida o'lchov va tarozilar XI Bosh anjumanida qabul qilingan. Bu anjumanning qaroriga binoan Xalqaro birliklar tizimida yettita asosiy, ikkita qo'shimcha kattaliklar va shularga mos ravishda yettita asosiy, ikkita qo'shimcha birlik hamda juda ko'p hosilaviy kattaliklar va ularga mos birliklar qabul qilingan.

Fizik kattaliklar. Fizikada, asosan ikki xil kattalik qo'llaniladi. Ulardan biri o'zining son qiymati bilan to'la aniqlanib, skalyar miqdorlar yoki skalyarlar deyiladi. Bunday kattaliklarga yuza, hajm, zichlik, massa, issiqlik miqdori kiradi. Ikkinchi xil kattaliklarni to’la ifodalash uchun esa ularning son qiymatlaridan tashqari yo’nalishilari ham berilgan bo’lishi kerak. Bunday kattaliklar vektor kattaliklar yoki vektorlar deyiladi. Ko’chish, kuch, kuch momenti vektor kattalilardir.

2. Vektorlar ustida amallar.

Vektorlarni qo’shishning uchburchak va parallelogramm usuli mavjud. Jism harakatini kuzatish uchun uning uch o’lchovli (x, y, z) fazodagi yoki ikki o’lchovli (x, y) tekislikdagi o’rnini - bilish lozim. Buning uchun sanoq tizimimi tanlab olinadi va jismning fazodagi vaziyati belgilanadi. Sanoq tizimini hosil qilishda nisbiy tinch yoki to’g’ri chiziqli tekis harakat qilayotgan ixtiyoriy jism sanoq boshi deb olinadi. Bu jismga sanoq jism deb ham aytiladi. Sanoq boshi bilan bog’langan koordinata1ar tizimi va bu tizimda olingan soat birgalikda sanoq tizimi deyiladi.



(1.1-rasm).

A_x, A_y va A_z jismning o′qlardagi proektsiyasi deyiladi. *Masalan*: uyda joylashgan jismning vaziyatini| aniqlash maqsadida uni biror burchagini sanoq boshi deb olish mumkin. Devorlar bo’ylab x, y, z koordinata o’qlarini yo’naltirsak, rasmda keltirilgan sanoq tizimi hosil bo’ladi. Uy shipida osilgan A jism bilan sanoq boshini birlashtirsak, A jismning fazodagi (uydagi) o’rni aniq bo’ladi. 1.1-rasimda keltirilgan OA yo’nalishli kesma radius - vektor deyiladi. Radius vektorning x, y, z koordinata o’qlariga bo’lgan proyeksiyalari (A_x, A_y, A_z) uy shipiga osilgan A jismning fazodagi vaziyatini be1gilash uchun yetarlidir, (x, y, z) ga A nuqtaning koordinatalari deyiladi. Agar jism tekislikda yotgan bo’1sa, uning tekislikdagi vaziyatini radius - vektorining x, y koordinata o’qlariga tushirilgan (A_x,A_y) proyeksiyalari orqali aniqlanadi. Shunday qilib, jismning fazodagi yoki tekislikdagi o’rnini aniqlovchi yo’nalishli kesmaga radius vektori deyiladi.Jism harakatiga kelsa, sanoq tizimida olingan soat yordamida shu jism radius - vektori vaziyatining vaqtga bog’liq ravishda o’zgarishini qayd qilish lozim. Binobarin, jismning mexanik harakati qandaydir vaqt oralig’ida kuzatiladi. Bunda radius - vektorning vaziyati vaqtga bog’liq ravishda o’zgarib boradi, ya’ni radius vektor vaqtning funksiyasidir , r = r(t).

3. Asosiy fizik modellar: moddiy nuqta, moddiy nuqtalar sistemasi, absolyut qattiq jism, yaxlit muhit.

Jismlarning mexanik harakat va o’zaro ta’sir qonuniyatlarini o’rganish bilan shug’ullanuvchi fizikaning bo’limi **mexanika** deyiladi. Bunda jismga mexanik ta’sir deganda boshqa jismlarning ko’rilayotgan jismning mexanik harakat holatini o’zgarishiga yoki uning **deformatsiyalanishiga,** ya’ni uning qismlarini o’zaro joylashuvini o’zgarishiga olib keluvchi ta’siri tushuniladi.

Umumiy holda jismga mexanik ta’sirning bu ikki ko’rinishi bir-biri bilan birga uchraydi.

Tez harakatlanuvchi jismlarning **relyativistik mexanikasidan** farqli o'laroq kichik tezlik bilan (yorug'likning vakuumdagi tezligi s=$3 \cdot 10^8$m/c ga qaraganda) harakatlanuvchi jismlar mexanikasi **klassik mexanika** deyiladi. Klassik mexanika asoslarini I.Nyuton ishlab chiqqan. Shuning uchun uni odatda **Nyuton mexanikasi** deyiladi. Relyativistik mexanika maxsus nisbiylik nazariyasiga asoslanadi va uni keyinroq ko'rib chiqamiz.

Biz Nyuton mexanikasining ikki asosiy bo'limi: kinematika va dinamikani o'rganish bilan chegaralanamiz. Kinematikada harakatning har bir aniq turini amalga oshish sababini hisobga olmasdan jismlar mexanik harakatining matematik tavsifi beriladi. Mexanikaning asosiy bo'limi dinamika bo'lib, jismlar o'zaro ta'sirlarining ular mexanik harakatiga ta'sirini tadqiqot qilish bilan shug'ullanadi.

Har doim mexanikaning u yoki bu aniq masalasini echishda xayolan jismlar to'plamidan berilgan masalada muhim bo'lgan jismni ajratib olishga to'g'ri keladi. Bunday ko'rilayotgan jismlarning xayolan ajratilgan majmuasiga mexanik sistema deyiladi.

Bizni o'rab olgan hamma jismlar nihoyatda ko'p sonli molekula va atomlardan tuzilgan bo'lib, **makroskopik sistemani** tashkil qiladi. Jismlarning mexanik xossalari ularning kimyoviy tarkibi, ichki tuzilishi va holati bilan aniqlanib, ularni o'rganish mexanika doirasidan chetga chiqishi sababli bu masalalar fizikaning boshqa bo'limlarida ko'rib chiqiladi. Mexanikada real jismlarni tavsiflashda konkret masala shartiga qarab moddiy nuqta, absolyut qattiq jism, absolyut elastik jism, absolyut noelatik jism va shu kabi sodda modellardan foydalaniladi. U yoki bu modelni tanlash berilgan masalada real jismning barcha muhim o'ziga xos xususiyatlarini hisobga olish, hamma ikkinchi darajali, masala echishni qiyinlashtiruvchilarini esa tashlab yuborish bilan amalga oshirilishi zarur.

Tabiatdagi mavjud jismlarning vaziyatini, xususiyatlarini va harakatlarini o'rganishda hamda ular bilan bog'liq bo'lgan jarayonlarni tasvirlashda qo'yilgan maqsadning mohiyatiga ko'ra *fizikada* har hil soddalashtirilgan o'xshatmalardan (*modellardan*) foydalaniladi, ya'ni mavjud oboektlarni ularning ideallashgan nusxasi-modeli bilan almashtiriladi. SHu maqsadda fizikaning mexanika bo'limida moddiy nuqta, mutlaq (absolyut) qattiq jism, uzluksiz (yaxlit) muhit deb ataladigan mexanikaviy o'xshatmalardan (modellardan) foydalaniladi.

Moddiy nuqta deganda, shakli, o'lchami va tuzilishi ko'rilayotgan masala uchun axamiyatga ega bo'lmagan, lekin ma'lum massaga ega bo'lgan jism tushuniladi.

O'rganilayotgan sharoitda geometrik o'lchamlari va shakli hisobga olinmaydigan hamda massasi bir nuqtaga to'plangan deb qaraladigan har qanday jism moddiy nuqta deb ataladi. Moddiy nuqta tushunchasi ilmiy abstraktsiya hisoblanadi. Bu tushunchani kiritganda biz asosiy eotiborni o'rganilayotgan hodisaning bosh mohiyatini aniqlab beruvchi tomonlarga qaratib, boshqa xususiyatlar (jismning geometrik o'lchamlari, tarkibi, ichki holati va bu xolatning o'zgarishi kabi xususiyatlar) ni inobatga olmaymiz. Fizika fanida faqat birgina jism o'rganilmasdan bir necha jismlar to'plami ham o'rganiladi. Bu jismlarni moddiy nuqtalar to'plami (tizimi) deb qarash mumkin. Bitta makroskopik jismni ham xayolan mayda bo'lakchalarga bo'lib, bu bo'lakchalarni o'zaro ta'sirlashuvchi moddiy nuqtalar tizimi (sistemasi) deb tasavvur qilish mumkin.

Ayni bir jismni bir masalada moddiy nuqta deb hisoblash mumkin, boshqalarida esa mumkin emas. Masalan, Er va boshqa sayyoralarning Quyosh atrofidagi orbitadagi harakati ko’rilayotganda ularni moddiy nuqta deb qarash mumkin, chunki sayyoralar o’lchami ularning orbitalari o’lchamlaridan kichik. Shu vaqtning o’zida mexanikaning «Er» dagi barcha masalalarida Erni moddiy nuqta deb hisoblash mumkin emas. O’rganilayotgan mexanik sistemani tashkil etuvchi har qanday ko’lami katta jism yoki jismlar sistemasini **moddiy nuqtalar sistemasi** deb qarash mumkin. Buning uchun sistemasining barcha jismlarini xayolan shu qadar ko’p sondagi qismlarga bo’lish kerakki, har bir qism o’lchami jismlarning o’zlarini o’lchamlariga nisbatan solishtirilganda juda ham kichik bo’lsin.

Absolyut qattiq jism deb, xohlagan ikki nuqtasi orasidagi masofa doimo o’zgarmay qoladigan jismga aytiladi. Bu model ko’rilayotgan masalada jismning boshqa jismlar bilan o’zaro ta’sirlashgandagi deformatsiyasi juda ham kichik bo’lgan hollarda yaroqlidir. Absolyut qattiq jismni bir-biri bilan qattiq bog’langan moddiy nuqtalar tizimi ko’rinishida deyishimiz mumkin. Kelgusida anglashilmovchilik keltirib chiqarmaydigan joylarda «absolyut qattiq jism» demasdan qisqacha «qattiq jism» deb ayta qolamiz. Mos ravishda «jism tarkibiga kiruvchi moddiy nuqtalar» so’zlari o’rniga «moddiy nuqta» deb aytamiz.

Absolyut elastik jism va absolyut noelastik jism-real jismlarning ikki chegaraviy holi bo’lib, o’rganilayotgan jarayonlarda ularning deformatsiyalarini hisobga olmaslik mumkin emas (masalan, jismlarning urilishida). **Absolyut elastik jism** deb, uning deformatsiyalari Guk qonuniga bo’ysunadigan, ya’ni ularni yuzaga chiqaruvchi kuchga proporsional bo’lgan jismga aytiladi. **Absolyut noelastik jism** deb, tashqi mexanik ta’sir to’xtatilgach ta’sir tufayli hosil bo’lgan deformatsiya holatini to’liq o’zida saqlaydigan jismga aytiladi.

2-MA’RUZA. MODDIY NUQTA KINEMATIKASI

Reja:

1. Mexanik harakat - materiya harakatining eng sodda turi. Moddiy nuqta ilgarilanma harakat kinematikasi va kinematika elementlari: vaqt, fazo tushunchasi, sanoq sistemasi, tezlik, tezlanish, normal va tangensial tezlanishlar.
2. Moddiy nuqta aylanma harakat kinematikasi: burchak tezlik, chiziqli tezlik va ular orasidagi bog’lanish. Burchak tezlanish.
3. Hosila va integralning fizikaviy masalalarga tadbiqi. Absolyut qattiq jismning erkinlik darajasi.

1. Mexanik harakat - materiya harakatining eng sodda turi. Moddiy nuqta ilgarilanma harakat kinematikasi va kinematika elementlari: vaqt, fazo tushunchasi, sanoq sistemasi, tezlik, tezlanish, normal va tangensial tezlanishlar

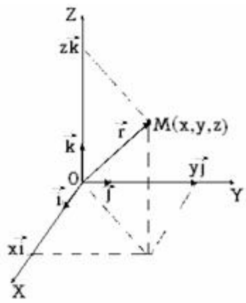
Materiya harakatining fazodagi har qanday o’zgarishiga harakat deyiladi. Materiya harakatining eng sodda turi mexanik harakat bo’lib, u jismlar yoki jism qismlarining fazoda bir-biriga nisbatan siljishini ifodalaydi. Mexanik harakatni fazo va vaqtdan ajratilgan xolda tassavur etib bo’lmaydi, chunki har kanday hodisa fazoning qaeridadir va qachondir sodir bo’ladi.

Harakatni tekshirilayotgan jismning turli paytlarda fazodagi vaziyatlarini aniqlash uchun sanoq sistemasi qabul qilinadi. Har bir harakat biror sanoq sistemasiga nisbatan qaralishi kerak. Biror jismni uloqtirib, uning uyga nisbatan qilayotgan harakatini ko'rsak, bu holda uy sanoq jismini tashkil qiladi. Sanoq sistemasi uchun yana soat mexanizmi va koordinata sistemasi olinadi. Koordinata sistemasini shunday tanlab olinadiki, bunda uning boshlanish nuqtasi jism harakatining tekshira boshlash nuqtasiga to'g'ri kelishi kerak.

Hamma jismlar fazo va vaqtda mavjud va harakatlanadi. Fazo va vaqt tushunchalari hamma tabiiy fanlar uchun asosiydir. Har qanday jism hajmga, ya'ni fazoviy ko'lamga ega. Vaqt-har qanday jarayon, ixtiyoriy harakatni tashkil etuvchi holatlarning almashinish tartibini ifodalaydi. U jarayonning davomiyligini o'lchovi bo'lib xizmat qiladi. Shunday qilib, fazo va vaqt materiya mavjudligining eng umumiy shaklidir. Shuningdek, qandaydir, boshqa jismlarga qiyos qilmay turib «umuman» biror jismning fazodagi vaziyati va mexanik harakati to'g'risida gapirish hech qanday maonoga ega emas. Doimo qandaydir aniq tanlangan boshqa jismga nisbatan bu jismning holati va harakati haqida gapiriladi (masalan, Quyoshga nisbatan sayyoralar, Erga nisbatan samolyot va xokazo). O'rganilayotgan jismning holatini ixtiyoriy vaqt momentida bir qiymatli aniqlash uchun sanoq sistemasini tanlab olishimiz zarur.

Sanoq sistemasi deb, soat bilan taominlangan, absolyut qattiq jismga qattiq bog'langan va unga nisbatan vaqtning har xil momentlarida boshqa jismlarning holatlari aniqlanadigan koordinatalar sistemasiga aytiladi. Bunda soat deganda vaqtni yoki, aniqrog'i hodisalar o'rtasidagi vaqt oraliqlarini o'lchashda ishlatiladigan qurilma tushuniladi: vaqt bir jinsli bo'lganligidan uning sanoq boshini ixtiyoriy tanlash mumkin. Nyuton mexanikasida fazoning xossalari Evklid geometriyasi bilan tavsiflanadi, vaqt o'tishi esa hamma sanoq sistemalarida bir xil deb faraz qilinadi. Bundan buyon Er bilan qattiq bog'langan sanoq sistemasini Er yoki laboratoriya sistemasi deb ataymiz.

Ko'pincha, 2.1-rasmda tasvirlangan to'g'riburchakli dekart koordinatalarning o'ng sistemasidan foydalaniladi. Bu erda $\vec{i}$, $\vec{j}$, $\vec{k}$ - **ortonormalangan bazis**, koordinatalar sistemasining ortlari - modul bo'yicha birlik va o'zaro perpendikulyar vektorlar. Agar uchinchi ort (vektor $\vec{k}$) oxiridan birinchi ort ($\vec{i}$) dan ikkinchi ort ($\vec{j}$) ga eng qisqa masofa orqali aylanish, soat strelkasi aylanishiga teskari ko'rinsa, ya'ni $\vec{i}$, $\vec{j}$, $\vec{k}$ vektorlarning o'zaro yo'nalishi o'ng qo'lning uchta bosh, ko'rsatgich va o'rta barmoqlari o'zaro perpendikulyar joylashgandagi o'zaro yo'nalishlari bilan mos tushsa, bunday koordinatalar sistemasini o'ng koordinatalar sistemasi deyiladi.



2.1-rasm

Moddiy nuqta M ning koordinata sistemasiga nisbatan holatini ikkita ekvivalent usul bilan berish mumkin: M nuqtaning hamma *x, y, z* koordinatalari qiymatlarini ko'rsatish yoki uning radius vektori $\vec{r}$ - koordinata boshi 0 dan M nuqtaga o'tkazilgan vektor qiymatini ko'rsatish bilan. Vektorlarni qo'shish qoidasidan kelib chiqadiki, M nuqtaning radius vektorini $\vec{i}$, $\vec{j}$, $\vec{k}$ bazislar yordamida quyidagicha yozish mumkin:

$$\vec{r} = x\vec{i} + y\vec{j} + z\vec{k}\,. \tag{2.1}$$

M nuqtaning koordinatalari *x, y, z* bazisga nisbatan $\vec{r}$ **radius-vektorning koordinatalari** (komponentlari), $x\vec{i}, y\vec{j}, z\vec{k}$ - vektorlar esa koordinata o'qlari bo'yicha **tashkil etuvchi vektorlar** deyiladi. Bu koordinatalar sistemasi ortogonal bo'lganligidan *x, y, z* larning qiymatlari $\vec{r}$ vektorning dekart koordinatalar o'qlaridagi proeksiyalariga teng:

$$\left.\begin{aligned} r_x &= np_x\vec{r} = r\cos\alpha = x,\\ r_y &= np_y\vec{r} = r\cos\beta = y,\\ r_z &= np_z\vec{r} = r\cos\gamma = z, \end{aligned}\right\} \tag{2.2}$$

bu erda α, β va γ - radius-vektor $\vec{r}$ bilan koordinata o'qlarining ortlari orasidagi burchaklar.

M nuqtaning harakati tufayli uning koordinatalari va radius-vektori vaqt o'tishi bilan o'zgaradi. SHunga ko'ra M nuqtaning harakat qonunini berish uchun t vaqt bo'yicha funktsional bog'lanishning ko'rinishini yoki hamma uchta uning koordinatasi:

$$x = x(t), \quad y = y(t), \quad z = z(t) \tag{2.3}$$

yoki uning radius-vektori

$$\vec{r} = \vec{r}\,(\mathrm{t}) \tag{2.3`}$$

uchun ko'rsatish zarur. Uchta tenglama (2.3) yoki unga ekvivalent bo'lgan bitta (2.3`) vektor tenglamani nuqta **harakatining kinematik tenglamasi** deyiladi.

Nuqtaning traektoriyasi deb, tanlangan sanoq sistemasiga nisbatan nuqta harakatida chiziladigan chiziqqa aytiladi.

Nuqta harakatining kinematik tenglamalari (2.3) uning traektoriyasini parametrik shaklda beradi. Parametr bo'lib vaqt t xizmat qiladi. Nuqta traektoriyasi tenglamasining odatdagi, ya'ni traektoriya nuqtalarining dekart koordinatalarini o'zaro bog'lovchi ikki tenglama ko'rinishidagi shaklini (2.3) tenglamalarni echib, parametr t ni chiqarib tashlash yo'li bilan olish mumkin. Masalan, nuqta harakatining kinematik tenglamasi quyidagi shaklda berilgan bo'lsin:

$$x = a\cos\omega t,\;\; y = b\sin\omega t,\;\; z = 0\,,$$

bu erda ω=const.

Bu nuqta traektoriyasining tenglamasi

$$\frac{x^2}{a^2} + \frac{y^2}{b^2} = 1, \qquad z = 0\,,$$

ya'ni nuqta z=0 tekislikda yarim o'qlari *a* va b ga teng elliptik traektoriya bo'ylab harakatlanadi.

Traektoriyaning shakliga bog'liq ravishda **nuqtaning to'g'ri chiziqli** va **egri chiziqli harakatlarini** farqlaydilar. Nuqta traektoriyasi yassi egri chiziq bo'lib, ya'ni butunlay bir tekislikda yotsa, bunday nuqta harakati **yassi harakat** deyiladi.

Jismning mexanik harakati **nisbiydir:** uning xarakteri, xususan, jism nuqtalarining traektoriyalari sanoq sistemasini tanlanishiga bog'liq. Masalan, ma'lumki, Quyosh bilan bog'langan sanoq sistemasiga nisbatan Quyosh sistemasidagi sayyoralar elliptik orbita bo'ylab harakatlanadi. Xuddi shu vaqtda erdagi sanoq sistemasiga nisbatan ular etarlicha chalkash traektoriya bo'yicha harakatlanadi.

Umumiy holda nuqta traektoriyasi fazoviy chiziqdir. Kinematikada nuqtaning ixtiyoriy traektoriyasini tavsiflashda urinuvchi tekislik va urinuvchi aylana, egrilik markazi va radiusi, bosh normal va boshqa tushunchalardan foydalaniladi.

Egri chiziqning biror M nuqtasidagi **urinuvchi tekislik** deb, bu egri chiziqning uchta N, M va R nuqtalaridan o'tuvchi tekislikning N va R nuqtalar cheksiz M nuqtaga yaqinlashgandagi chegaraviy holatiga aytiladi. Egri chiziqqa M nuqtada **urinuvchi aylana** deb, bu egri chiziqning uchta N, M va R nuqtalaridan o'tuvchi aylananing N va R nuqtalar cheksiz M nuqtaga yaqinlashgandagi chegaraviy holatiga aytiladi. Urunivchi aylana urinuvchi tekislikda yotadi, uning markazi va radiusi egri chiziqning M nuqtasidagi **egrilik markazi** va **egrilik radiusi** deb ataladi. **Bosh normalning** M nuqtadagi **birlik vektori** $\vec{n}$ traektoriyaning M nuqtasidan egrilik markaziga yo'naltiriladi, **urinmaning birlik vektori** $\vec{\tau}$ - harakat yo'nalishida M nuqtada traektoriyaga urinma bo'ladi. $\vec{n}$ va $\vec{\tau}$ vektorlar urinuvchi tekisliklarda yotadi va ular o'zaro ortogonaldir (to'g'ri burchaklidir).

Agar nuqta traektoriyasi yassi egri chiziq bo'lsa, urinuvchi tekislik hamma nuqtalari traektoriya yotgan tekislik bilan ustma-ust tushadi.

Agar traektoriya to'g'ri chiziqli bo'lsa, uning uchun urinuvchi tekislik, urinuvchi aylana, bosh normal, egrilik markazlari mahnoga ega emas. Bunday traektoriyani tobora to'g'rilanib borayotgan egri chiziqli traektoriyaning chegaraviy holi sifatiga qarab, to'g'ri chiziqli traektoriyaning egrilik radiusi cheksiz katta deb hisoblash mumkin.

Yo'l uzunligi deb, ko'rilayotgan vaqt oraligida nuqta bosib o'tgan va traektoriya bo'ylab nuqtaning harakat yo'nalishida o'lchanadigan S masofaga aytiladi.

Boshqacha aytganda, nuqtaning o'tgan yo'l uzunligi ko'rilayotgan vaqt oraligida nuqta bosib o'tgan traektoriyadagi hamma qismlarning uzunliklari yig'indisiga teng. Bu taoriflardan kelib chiqadiki, yo'l uzunligi S manfiy bo'lishi mumkin emas. Aytaylik, nuqta traektoriyaning AB qismi bo'ylab harakatlanayotgan bo'lsin (2.2-rasm). Vaqtning boshlang'ich paytida (t=0) radius-vektori $\vec{r}_0 = \vec{r}(0)$ bo'lgan A nuqtada, vaqtning t>0 paytida esa radius-vektori $\vec{r} = \vec{r}$ (t) bo'lgan M nuqtada bo'lsin. Agar nuqta hamma ko'rilayotgan 0 dan t gacha vaqt oraligida ayni bir yo'nalishda harakatlansa, u holda 2.2-rasmda ko'rsatilgandek, bu vaqtda nuqtaning o'tgan yo'li S(t)= $\cup$ MA. Lekin nuqta yanada murakkabroq ko'rinishda harakatlanishi ham mumkin. Masalan, 0 dan t_1<t gacha bo'lgan vaqt oraligida traektoriyaning A nuqtasidan V nuqtasiga ko'chishi mumkin, so'ngra shu traektoriya

bo'yicha orqaga qaytib, vaqtning t payitida M nuqtada bo'ladi. Bu holda 0 dan t gacha bo'lgan vaqt oraligida nuqtaning yo'li $S(t) = \cup AB + \cup BM$, ya'ni $S(t) > \cup AB$.

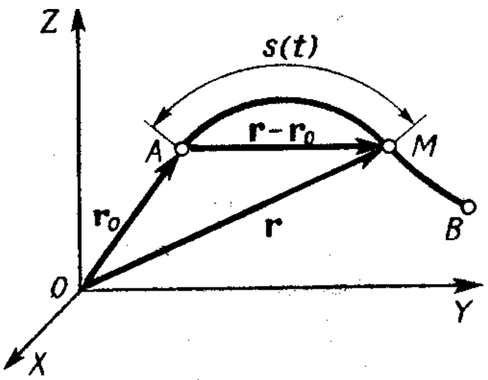
$t=t_1$ dan $t=t_2$ gacha vaqt oraligidagi **nuqtaning ko'chish vektori** deb, ko'rilayotgan vaqt oraligida shu nuqta radius- vektorining orttirmasiga aytiladi:

$$\vec{r}_2 - \vec{r}_1 = \vec{r}(t_2) - \vec{r}(t_1).$$

Ko'chish vektori nuqta traektoriyasining harakatlanuvchi nuqtani t_1 vaqt momentidagi holatidan t_2 vaqt momentidagi holatigacha mos kelgan qismini tortib turuvchi vatar bo'yicha yo'nalgan. Shuning uchun nuqtaning to'g'ri chiziqli harakatidan tashqari hamma hollarda ko'chish vektorining moduli nuqtaning shu vaqt oraligida bosib o'tgan yo'li uzunligidan kichik. 2.2-rasmda 0 dan t gacha vaqt oraligidagi nuqtaning ko'chish vektori $\vec{r} - \vec{r}_0$ ko'rsatilgan.

Geometriyadan ma'lumki, biror egri chiziq va uni tortib turuvchi vatar uzunligining farqi shu qism uzunligi ozayishi bilan kamayib boradi. Demak, etarlicha kichik dt(t dan t + dt gacha) vaqt oraligida ko'rilayotgan traektoriya bo'yicha **nuqtaning elementar ko'chish** vektori $d\vec{r} = \vec{r}$ (t+dt)- $\vec{r}$ (t) moduli bilan shu vaqtdagi yo'l uzunligi dS=S(t+dt) - S(t) ning farqini hisobga olmasligimiz mumkin. : $|d\vec{r}|$=dS. Aytilganlardan ma'lumki, $d\vec{r}$ vektor birlik urinma vektor $\vec{\tau}$ kabi traektoriyaga urinma ravishda nuqta harakati tomon yo'nalgan. Shunday qilib,

$$d\vec{r} = |d\vec{r}|\vec{\tau} = dS \cdot \vec{\tau}. \qquad (2.4)$$



2.2 - rasm

(2.1) ga asosan t dan t+Δt gacha har qanday chekli vaqt oraligida moddiy nuqtaning ko'chish vektorini uch koordinata o'qlari bo'ylab nuqta siljishlarining geometrik yig'indisi ko'rinishida quyidagicha ko'rsatish mumkin:

$$\Delta\vec{r} = \vec{r}(t+\Delta t) - \vec{r}(t) = \Delta x\vec{i} + \Delta y\vec{j} + \Delta z\vec{k}. \qquad (2.5)$$

Bu erda $\Delta x = x(t+\Delta t) - x(t),\ \Delta y = y(t+\Delta t) - y(t),\ \Delta z = z(t+\Delta t) - z(t)$ - moddiy nuqta koordinatalarining ko'rilayotgan vaqt oraligidagi orttirmalari.

Mexanikada nuqta harakatining yo'nalishi va jadalligini xarakterlash uchun tezlik deb ataluvchi vektor fizik kattalik kiritiladi. Nuqtaning t dan t + Δt gacha vaqt oralig'idagi **o'rtacha tezligi deb,** shu vaqt oraligidagi radius-vektor orttirmasi $\Delta\vec{r}$ ni uning davomiyligi Δt ga nisbatiga teng bo'lgan $<\vec{\mathbf{v}}>$ vektorga aytiladi:

$$<\vec{\mathbf{v}}>=\frac{\Delta\vec{r}}{\Delta t} \qquad (2.6)$$

O'rtacha tezlik orttirma vektori $\Delta\vec{r}$ kabi, ya'ni nuqta traektoriyasining mos qismini tortib turuvchi vatar bo'ylab yo'nalgan. (Vaqt harakatlanuvchi nuqta koordinatalaridan farqli o'laroq kamayishi mumkin emas. Shuning uchun nuqta ko'chishining har qanday davomiyligi $\Delta t>0$). Shuningdek, $|\Delta\vec{r}|\leq\Delta S$, bu erda ΔS - nuqtaning ko'rilayotgan vaqt oraligidagi yo'l uzunligi, u holda

$$|<\vec{\mathbf{v}}>|\leq\frac{\Delta S}{\Delta t} \quad . \qquad (2.7)$$

(2.7) dagi tenglik belgisi t dan t+Δt gacha vaqt oraligida nuqtaning to'g'ri chiziqli traektoriya bo'ylab ayni bir yo'nalishda harakatlanishiga mos keladi.

Nuqtaning t vaqt momentidagi **tezligi** deb, shu nuqtaning radius-vektoridan vaqt bo'yicha olingan birinchi tartibli hosilaga teng vektor kattalik $\vec{\mathbf{v}}$ ga aytiladi.

$$\vec{\mathbf{v}}=\lim_{\Delta t\to 0}\frac{\Delta\vec{r}}{\Delta t}=\frac{d\vec{r}}{dt}, \qquad (2.8)$$

yoki

$$\vec{\mathbf{v}}=\lim_{\Delta t\to 0}<\vec{\mathbf{v}}> \quad . \qquad (2.8`)$$

Tezlik vektori nuqta traektoriyasiga urinma bo'ylab harakat yo'nalishi tomon yo'nalgan. (2.4) dan ko'rinadiki,

$$\vec{\mathbf{v}}=\frac{dS}{dt}\vec{\tau}, \qquad \upsilon=|\vec{\mathbf{v}}|=\frac{dS}{dt} \quad , \qquad (2.9)$$

ya'ni nuqtaning tezlik moduli bu nuqtaning bosib o'tgan yo'lidan vaqt bo'yicha olingan birinchi tartibli hosilaga teng. Vektor $\vec{\mathbf{v}}$ ni $\vec{i}$, $\vec{j}$, $\vec{k}$ bazis bo'yicha, ya'ni to'g'ri burchakli dekart koordinatalar sistemalarining o'qlari bo'yicha uchta tashkil etuvchilarga ajratish mumkin:

$$\vec{\mathbf{v}}=\upsilon_x\vec{i}+\upsilon_y\vec{j}+\upsilon_z\vec{k} \quad , \qquad (2.10)$$

bunda (2.1) va (2.8) ga asosan

$$\upsilon_x=\frac{dx}{dt}, \quad \upsilon_y=\frac{dy}{dt}, \quad \upsilon_z=\frac{dz}{dt}, \qquad (2.11)$$

$$\upsilon=\sqrt{\upsilon_x^2+\upsilon_y^2+\upsilon_z^2}=\sqrt{\left(\frac{dx}{dt}\right)^2+\left(\frac{dy}{dt}\right)^2+\left(\frac{dz}{dt}\right)^2} \, . \qquad (2.11`)$$

Agar nuqtaning tezlik vektori $\vec{\mathbf{v}}$ ning yo'nalishi o'zgarmasa, u holda nuqta traektoriyasi to'g'ri chiziqli bo'ladi. Nuqtaning egri chiziqli harakatida uning tezlik yo'nalishi uzliksiz o'zgaradi. **Tekis harakatda** nuqtaning υ tezlik moduli o'zgarmas, nuqtaning t dan t+Δt gacha vaqt oralig'ida bosib o'tgan yo'li $\Delta S=\upsilon\cdot\Delta t$. Bu holda nuqta teng vaqt oraliqlarida teng uzunliklardagi yo'llarni bosib o'tadi.

Agar nuqta $\vec{v}$ tezlik bilan 0X o'q bo'yicha to'g'ri chiziqli va tekis harakatlansa, u holda uning x koordinatasining vaqtga bog'lanishini ko'rinishi $x=x_0+\upsilon_x t$, bu erda x_0 – vaqtning boshlang'ich (t=0) paytidagi x ning qiymati, υ_x - nuqta tezligining 0X o'qdagi proeksiyasi.

Agar nuqta tezlik vektorining moduli vaqt o'tishi bilan o'zgarsa, nuqtaning bunday harakatini **notekis harakat** deyiladi. Nuqtaning t dan t+Δt gacha vaqt oraligida notekis harakatda bosib o'tgan ΔS yo'li

$$\Delta S = \int_{t}^{t+\Delta t} \upsilon \cdot dt \tag{2.12}$$

ga teng. Harakat jarayonida tezlik moduli ortsa, ya'ni $\frac{d\upsilon}{dt} > 0$, nuqtaning bunday notekis harakatini **tezlanuvchan harakat** deyiladi. Agarda $\frac{d\upsilon}{dt} < 0$ bo'lsa, u holda nuqtaning harakatini **sekinlanuvchan harakat** deyiladi.

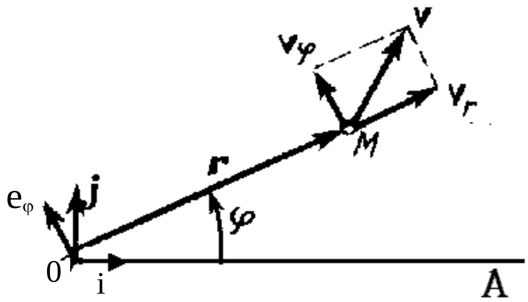
Mexanikada ko'pincha tezliklari bir-biriga nisbatan harakatlanuvchi turli sanoq sistemalarida berilgan ikki yoki undan ortiq bir vaqtda ro'y berayotgan harakatlarni qo'shilishi sodir bo'ladigan masalalar bilan ish ko'rishga to'g'ri keladi. Oddiy misol sifatida quyidagi masalani ko'ramiz: teploxod suvga nisbatan $\vec{v}_1$ tezlik bilan daryo oqimi bo'ylab pastga ketayapti; agar daryoning oqim tezligi $\vec{v}_2$ bo'lsa, teploxodning qirg'oqqa nisbatan tezligini toping. Buning javobi har bir maktab o'quvchisiga ma'lum-teploxodning qirg'oqqa nisbatan tezligi $\vec{v}_1$ va $\vec{v}_2$ tezliklarning geometrik yig'indisiga teng

$$\vec{v} = \vec{v}_1 + \vec{v}_2 \ .$$

lekin bu odatdagi munosabatdan foydalanib, ko'pchilik u faqat tezlikni vektor harakterining natijasigina bo'lib qolmay, shuning bilan birga Nyuton mexanikasining asosida yotuvchi fazo va vaqtning xossalari haqidagi tasavvurlar oqibati ham ekanligini o'ylamaydi. Qirg'oqqa bog'langan sanoq sistemasida o'lchangan tezlikning vektor xarakteridan faqat teploxodning qirg'oqqa nisbatan natijaviy tezligi $\vec{v}$ ni topish uchun daryo oqimining tezlik vektori $\vec{v}_2$ ga teploxodning daryo suviga nisbatan harakatining qirg'oq bilan bog'langan sanoq sistemasida o'lchangan tezlik vektori $\vec{v}_1$* ni qo'shish kerakligi kelib chiqadi xolos: $\vec{v} = \vec{v}_1^{\,*} + \vec{v}_2$. Shunday qilib, yuqorida $\vec{v}$ uchun keltirilgan ifodani isbotlashda $\vec{v}_1^{\,*} = \vec{v}_1$ ekanini isbotlash kerak.

Nyuton mexanikasida ikki voqea o'rtasidagi vaqt oraliklari va ikki nuqta orasidagi masofalarning invariantligi to'g'risidagi ikkita aksiomani o'rinli ekanligi faraz qilinadi. Demak, ayni bir dt vaqt oralig'ida teploxod qirg'oq bilan bog'langan sanoq sistemasida ham, daryodagi suv bilan harakatlanayotgan sanoq sistemasida ham ayni bir $d\vec{r}$ masofani bosib o'tadi. Shuning uchun

$$\vec{v}_1 = \frac{d\vec{r}}{dt} = \vec{v}_1^{\,*} \ .$$



2.3-rasm

4. Nuqtaning tekis harakatini tavsiflash uchun ko'pincha r va φ qutb koordinatalardan foydalanish qulay ekan, bu erda r – qutb 0 dan qaralayotgan M nuqtagacha bo'lgan masofa, φ esa qutb burchagi bo'lib, u qutb o'qi 0A dan soat strelkasiga qarshi yo'nalishda hisoblanadi (2.3-rasm). M nuqtaning $\vec{\mathbf{v}}$ tezligini o'zaro perpendikulyar ikkita tashkil etuvchilarga - **radial tezlik $\vec{\mathbf{v}}_\mathbf{r}$ va transversal tezlik** $\vec{\mathbf{v}}_\varphi$ larga ajratish mumkin:

$$\vec{\mathbf{v}} = \vec{\mathbf{v}}_\mathbf{r} + \vec{\mathbf{v}}_\varphi \qquad \text{va} \qquad \upsilon = \sqrt{\upsilon_r^2 + \upsilon_\varphi^2}\,. \tag{2.13}$$

$\vec{\mathbf{v}}_\mathbf{r}$ va $\vec{\mathbf{v}}_\varphi$ larning qiymatlarini topish uchun M nuqtaning qutb radius-vektori $\vec{r}$ ning ifodasini quyidagi shaklda yozamiz: $\vec{r}$ =r($\vec{i}$ cosφ + $\vec{j}$ sinφ), bunda $\vec{i}$ – 0A qutb o'qining orti, $\vec{j}$ - 0A dan $\varphi = \frac{\pi}{2}$ burchak tashkil etuvchi o'qning orti (2.3-rasm). U holda M nuqtaning tezligi

$$\vec{\mathbf{v}} = \frac{d\vec{r}}{dt} = \frac{dr}{dt}(\vec{i}\cos\varphi + \vec{j}\sin\varphi) + r\frac{d\varphi}{dt}(-\vec{i}\sin\varphi + \vec{j}\cos\varphi)\,.$$

Bu erda $\vec{i}\cos\varphi + \vec{j}\sin\varphi = \frac{\vec{r}}{r}$ - M nuqtaning $\vec{r}$ -radius-vektor yo'nalishiga to'g'ri keluvchi birlik vektor, - $\vec{i}\sin\varphi + \vec{j}\cos\varphi = \vec{e}_\varphi$ - $\vec{r}$ vektorga ortogonal bo'lgan birlik vektor. Shunday qilib,

$$\vec{\mathbf{v}}_r = \frac{dr}{dt}\cdot\frac{\vec{r}}{r}, \qquad \vec{\mathbf{v}}_\varphi = r\frac{d\varphi}{dt}\vec{e}_\varphi\,. \tag{2.14}$$

Bu formulalardan ko'rinadiki, nuqtaning radial tezligi nuqtadan qutbgacha bo'lgan masofani o'zgarish jadalligini, transversal tezligi esa – qutb burchagi φ ning o'zgarish jadalligini, ya'ni nuqtaning qutb radius-vektori $\vec{r}$ ni aylanish jadalligini harakaterlaydi.

dt vaqtda M nuqtaning qutb radius-vektori $\vec{r}$ qutb O atrofida kichik dφ burchakka buriladi va $dS = \frac{1}{2}r^2 d\varphi$ doiraviy sektor yuzasini chizib o'tadi.

$$\sigma = \frac{dS}{dt} = \frac{1}{2}r^2\frac{d\varphi}{dt} \tag{2.15}$$

kattalik M nuqtaning **sektorial tezligi** deyiladi.

Nuqtaning to'g'ri chiziqli tekis harakatdan tashqari har qanday harakatida uning tezligi o'zgaradi. Mexanikada nuqtaning $\vec{\mathbf{v}}$ tezlik o'zgarishi jadalligini xarakterlash uchun tezlanish deb ataluvchi vektor fizik kattalik kiritiladi.

Nuqtaning $\vec{\mathbf{v}}$ tezligidan vaqt bo'yicha olingan birinchi tartibli hosilaga teng bo'lgan $\vec{a}$ vektorga tezlanish deyiladi:

$$\vec{a} = \frac{d\vec{\mathbf{v}}}{dt} \quad . \tag{2.16}$$

Shuningdek, (2.8) ga asosan nuqtaning tezlanishi $\vec{r}$ radius-vektordan vaqt bo'yicha olingan ikkinchi tartibli hosilaga teng:

$$\vec{a} = \frac{d^2\vec{r}}{dt^2} \quad . \qquad (2.16`)$$

Nuqta tezlanishini $\vec{i}, \vec{j}, \vec{k}$ bazis bo'yicha, ya'ni to'g'ri burchakli dekart koordinatalar sistemasining o'qlari bo'yicha tashkil etuvchilarga ajratish quyidagi ko'rinishga ega:

$$\vec{a} = a_x\vec{i} + a_y\vec{j} + a_z\vec{k} \qquad , \tag{2.17}$$

bu erda

$$\left.\begin{aligned} a_x &= \frac{d\upsilon_x}{dt} = \frac{d^2x}{dt^2}, \\ a_y &= \frac{d\upsilon_y}{dt} = \frac{d^2y}{dt^2}, \\ a_z &= \frac{d\upsilon_z}{dt} = \frac{d^2z}{dt^2}. \end{aligned}\right\} \qquad (2.17`)$$

Bu erda υ_x, υ_u, υ_z – nuqta tezligining komponentlari, x, u va z – lar esa shu nuqtaning ko'rilayotgan vaqt momentidagi koordinatalari.

Agar nuqta traektoriyasi tekislikda yotgan egri chiziqdan iborat bo'lsa, u holda $\vec{a}$ tezlanish shu tekislikda yotadi. Umumiy holda nuqta traektoriyasi fazoviy egri chiziqdan iborat bo'lib, $\vec{a}$ tezlanish esa urinuvchi tekislikda yotadi. Urinuvchi tekislikda ikkita tanlangan yo'nalish bor – traektoriyaga urinma ($\vec{\tau}$ ort) va bosh normal ($\vec{n}$ ort). Shuning uchun $\vec{a}$ vektorni shu yo'nalishlar, ya'ni $\vec{\tau}$, $\vec{n}$ bazis bo'yicha ikkita tashkil etuvchiga ajratish qulaydir:

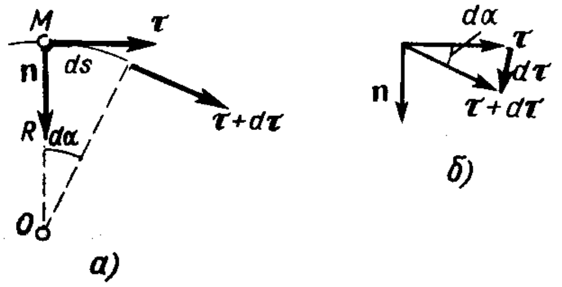
$$\vec{a} = \vec{a}_n + \vec{a}_\tau. \tag{2.18}$$

$\vec{a}_\tau = a_\tau\vec{\tau}$ tashkil etuvchini nuqtaning urinma yoki **tangentsial tezlanishi**, $\vec{a}_n = a_n\vec{n}$ tashkil etuvchini esa nuqtaning **normal tezlanishi** deyiladi. $\vec{a}$ vektor komponentlari a_n va a_τ larning qiymatini topish uchun nuqta tezligi $\vec{\mathbf{v}} = \upsilon\vec{\tau}$ uchun (2.9) munosabatdan foydalanamiz. Shunday qilib,

$$\vec{a} = \frac{d}{dt}(\upsilon\vec{\tau}) = \frac{d\upsilon}{dt}\vec{\tau} + \upsilon\frac{d\vec{\tau}}{dt} \tag{2.19}$$

Bu erda $d\vec{\tau}$-nuqtaning kichik dt vaqt ichida traektoriya bo'yicha o'tadigan dS=υdt elementar yo'lga mos keluvchi traektoriyaga urinma ortning orttirmasi (2.4,a-rasm).

Traektoriyaning bu qismi kichik bo'lgani uchun uni $d\alpha = \frac{dS}{R} = \frac{\upsilon}{R}dt$ markaziy burchakka to'g'ri keladigan, markazi 0 nuqtada bo'lgan R radiusli urinuvchi aylananing mos qismi bilan ustma-ust tushadi deb hisoblash mumkin.



2.4 – rasm.

Traektoriya bo'yicha kichik dS masofaga ko'chishda mos holda urinmaning birlik vektori dα burchakka buriladi deb hisoblash mumkin (2.4,b-rasm). Vektorlar $\vec{\tau},\ \vec{\tau}+d\vec{\tau}$ va $d\vec{\tau}$ ning teng yonli uchburchagidan ko'rinadiki, dα ning kichikligi sababli $[d\vec{\tau}] = 2[\vec{\tau}]\sin\left(\frac{d\alpha}{2}\right) = d\alpha$, $d\vec{\tau}$ vektorning yo'nalishi esa $\vec{k}$ bosh normalning orti bilan mos keladi. Shunday qilib,

$$\frac{d\vec{\tau}}{dt} = \frac{d\alpha}{dt}\vec{n} = \frac{\upsilon}{R}\vec{n} \ . \qquad (2.20)$$

va nuqta tezlanishi uchun (2.19) ifodani qulayroq shaklda qayta yozishimiz mumkin:

$$\vec{a} = \frac{d\upsilon}{dt}\vec{\tau} + \frac{\upsilon^2}{R}\vec{n} \ . \qquad (2.21)$$

Nuqtaning urinma tezlanishi (2.21)dan ko'rinadiki,

$$\vec{a}_\tau = \frac{d\upsilon}{dt}\vec{\tau} \qquad (2.22)$$

Nuqtaning urinma tezlanishi tezlik modulining o'zgarish jadalligini xarakterlaydi. Tezlanuvchan harakatda $\frac{d\upsilon}{dt} > 0$ va $\vec{a}_\tau$ vektor nuqtaning $\vec{r}$ tezlik yo'nalishi bilan mos tushadi, $\vec{a}$ tezlanishning $\vec{v}$ yo'nalishdagi proeksiyasi esa $a_\tau = \left(\frac{d\upsilon}{dt}\right) > 0$. Sekinlanuvchan harakatda $a_\tau = \left(\frac{d\upsilon}{dt}\right) < 0$ va $\vec{a}_\tau$ vektor $\vec{v}$ tezlik bilan qarama-qarshi yo'nalgan.

Agar nuqtaning tezlik moduli teng vaqt oraliqlarida bir xil kattalikka o'zgarsa, ya'ni bu harakatda a_τ=const bo'lsa, nuqtaning bunday harakatini **tekis o'zgaruvchan harakat** deyiladi. Harakatning **tekis tezlanuvchan** holi uchun a_τ=const>0, harakatning **tekis sekinlanuvchan** holi uchun a_τ=const<0. Tekis harakatda a_τ=0.

(2.19) va (2.20) dan ko'rinadki, nuqtaning normal tezlanishi

$$\vec{a}_n = \upsilon\frac{d\alpha}{dt}\vec{n} = \frac{\upsilon^2}{R}\vec{n} \qquad (2.23)$$

ga teng. U nuqta tezlik vektori yo'nalishining o'zgarish jadalligini harakaterlaydi. Normal tezlanish doimo traektoriyaning egrilik markazi tomon yo'nalgan bo'lib, uning $\vec{n}$ bosh normalga bo'lgan proeksiyasi:

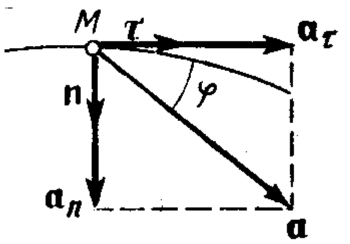
$$a_n = \frac{\upsilon^2}{R} \qquad (2.23`)$$

manfiy bo'lishi mumkin emas. Shu sababdan nuqtaning normal tezlanishini ko'picha **markazga intilma tezlanish** ham deyiladi. Agar nuqta to'g'ri chiziqli harakat qilayotgan bo'lsa, nuqtaning normal tezlanishi nolga teng bo'ladi. Nuqtaning aylana bo'ylab tekis harakatida a_n=const, biroq aylananing har xil nuqtasida $\vec{n}$ vektorning yo'nalishi har xil bo'lgani uchun $\vec{a}_n = a_n\vec{n}$ vektor o'zgarib turadi.

Nuqtaning tezlanish moduli

$$a = |\vec{a}| = \sqrt{a_\tau^2 + a_n^2} = \sqrt{\left(\frac{d\upsilon}{dt}\right)^2 + \left(\frac{\upsilon^2}{R}\right)^2} \qquad (2.24)$$

Egri chiziqli harakatda nuqtaning tezlanish vektori har doim traektoriyaning botiqligi tomoniga og'gan bo'ladi. 2.5-rasmda ko'rsatilgan nuqtaning egri chiziqli traektoriya bo'ylab tezlanuvchan harakati holida $\vec{a}$ va $\vec{\tau}$ vektorlar orasidagi burchak φ o'tkir. Nuqtaning sekinlanuvchan harakatida φ burchak o'tmas bo'ladi.



2.5- rasm.

Ko'lamli jismdagi ihtiyoriy ikki nuqtani tutashtiruvchi to'g'ri chiziq jism bilan birga ko'chganda o'zining boshlang'ich holatidagi yo'nalishiga parallel qoladigan eng oddiy mexanik harakat qattiq jismning **ilgarilanma harakatidir**.

Er (laboratoriya) sanoq sistemasiga nisbatan, masalan, prujinaga osib qo'yilgan va vertikal to'g'ri chiziq bo'ylab tebranish sodir etayotgan sharcha,barqaror dvigatel silindridagi porshen, shaxta ko'tarmasining kabinasi, tokarlik stanogining keskichi va hokazolar ilgarilanma harakatlanadi. 2.6-rasmda ilgarilanma harakatlanayotgan kubning ikkita A va B uchlari, shuningdek, AB diagonaldagi C nuqtasining traektoriyalari ko'rsatilgan. A_0, B_0 va C_0 nuqtalar vaqtning boshlang'ich paytidagi kubning holatiga to'g'ri keladi. B_0B va C_0C traektoriyalar A_0A bilan bir xil va A_0B_0 to'g'ri chiziq bo'ylab A_0B_0 va A_0C_0 masofalarga parallel ko'chirish vositasida u bilan to'liq ustma-ust tushirilishlari mumkin. Shunday qilib, ilgarilanma harakat qilayotgan jismning hamma nuqtalarinini radius vektorlari dt vaqtda ayni bir kattalik $d\vec{r}$ ga o'zgaradi: $d\vec{r}_A = d\vec{r}_B = d\vec{r}_C = d\vec{r}$, bu erda $\vec{r}_A$, $\vec{r}_B$, $\vec{r}_s$, $\vec{r}$ jism A, B, C nuqtalar va ixtiyoriy M nuqtasining radius vektorlari.

Mos ravishda jismning hamma nuqtalarining tezliklari, shuningdek, ularning tezlanishlari vaqtning har bir paytida bir xil bo'lishi kerak:

$$\vec{\mathbf{v}}_A = \vec{\mathbf{v}}_B = \vec{\mathbf{v}}_C = \vec{\mathbf{v}} \quad \text{ва} \quad \vec{a}_A = \vec{a}_B = \vec{a}_C = \vec{a}\,.$$

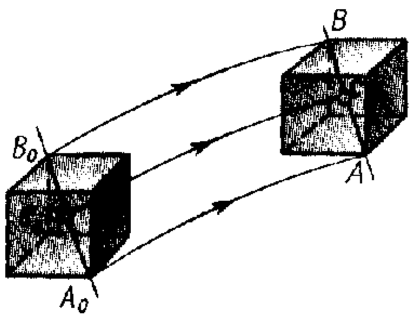
Bu munosabatlardan ko'rinadki, qattiq jismning ilgarilanma harakatini kinematik tavsiflash uchun uning **qandaydir bir nuqtasining harakatini ko'rib chiqish etarlidir.**

Nuhoyat, jismning 0X o'qi bo'yicha tekis o'zgaruvchan to'g'ri chiziqli ilgarilanma harakati uchun o'rta maktabdan ma'lum

$$\vec{a} = \vec{a}_\tau = \vec{a}_x \qquad (2.25)$$

munosabatlarni esga olamiz. $a_x = \left(\frac{d\upsilon_x}{dt}\right) = const$ bo'lganligidan

$$\upsilon_x(t) = \upsilon_x(0) + a_x t. \qquad (2.26)$$



2.6 – rasm.

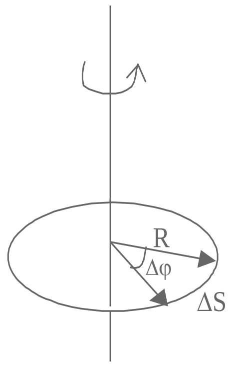
$\upsilon_x = \frac{dx}{dt}$ dan jismning qandaydir M nuqtasining x koordinatasini vaqtga bog'liqligi quyidagi ko'rinishda bo'ladi:

$$x(t) = x(0) + \int_0^t \upsilon_x(t)dt = x(0) + \upsilon_x(0)t + \frac{a_x t^2}{2}. \qquad (2.27)$$

Bu erda x(o) va υ_x(o) – vaqtning hisob boshlanishi (t=0) paytidagi x va υ_x ning qiymatlari.

2. Moddiy nuqta aylanma harakat kinematikasi: burchak tezlik, chiziqli tezlik va ular orasidagi bog'lanish. Burchak tezlanish.

Modday nuqta R radiusli aylana bo'ylab harakatlanayotgan bo'lsa, uning harakati burchakli tezlik va burchakli tezlanish bilan xarakterlanadi. Moddiy nuqta Δt vaqt o'tgach Δφ burchakka buriladi (2.7-rasm).



2.7-rasm

Burilish burchagining vaqt birligi ichida o'zgarishi bilan ifodalanadigan vektor kattalik moddiy nuqtaning aylana bo'ylab burchak tezligi deyiladi.

$$\omega = \lim_{\Delta t \to o} \frac{\Delta\varphi}{\Delta t} = \frac{\Delta\varphi}{\Delta t},$$

ya'ni

$$\boldsymbol{\omega} = \Delta\varphi/\Delta t \quad , \qquad (2.28)$$

ω – radian/s.

Moddiy nuqtaning chiziqli tezligi

$$V = \lim_{\Delta t \to o} \frac{\Delta S}{\Delta t} = \lim_{\Delta t \to o} \frac{R \cdot \Delta\varphi}{\Delta t} = R \lim_{\Delta t \to o} \frac{\Delta\varphi}{\Delta t} = R \cdot \omega. \qquad (2.29)$$

Agar ω = const bo’lsa, harakat aylana bo’ylab tekis bo’ladi. Nuqta to’liq bir marta aylanganda $\Delta\varphi = 2\pi$ va $\Delta t = T$ bo’ladi. U holda $\Delta\varphi/\Delta t = 2\pi/T$ bo’ladi. Oxirgi tenglikdan

$$T = 2\pi/\omega . \qquad (2.30)$$

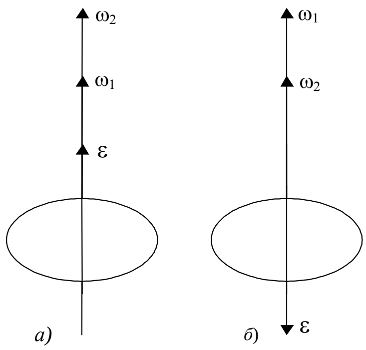
Vaqt birligi ichidagi aylanishlar soni, aylanish takrorligi deyiladi.

$$n = 1/T \qquad (2.31)$$

yoki

$$n = 1/(2\pi/\omega) = \omega/2\pi . \qquad 2.32)$$

Burchak tezlanish vektor kattalik bo’lib, burchak tezlikdan vaqt bo’yicha olingan hosila bilan ifodalanad:.



2.8-rasm.

$$\boldsymbol{\varepsilon} = d\boldsymbol{\omega}/dt , \qquad (2.33)$$

$\varepsilon = rad/s^2$ da o’lchanadi.

2.33 - tenglikdan burchak tezlanish aylanish o’qi bo’ylab burchak tezlikni ortish yo’nalishi bo’ylab yo’nalganligi kelib chiqadi.

Agar harakat tekis tezlanuvchan bo’lsa, vektor **ε** burchak tezlikka parallel (2.8a-rasm), harakat sekinlanuvchan bo’lsa, burchak tezlanish (**ε**) burchak tezlikka (**ω**) teskari yo’nalgan bo’ladi (2.8b-rasm).

3. Hosila va integrallning fizikaviy masalalarga tadbiqi.

Absolyut qattiq jismning erkinlik darajasi

Hosila tushunchasi sof matematikaviy nuqtai nazardan faqatgina uzluksiz funktsiyalar uchun, aniqrog’i, funktsiyalarning uzluksizlik sohasidagina mazmunga ega. Fizikada ixtiyoriy fizikaviy kattalik bir yoki bir nechta kattaliklarning funktsiyasi sifatida qaralishi mumkin. Masalan, jism bosib o’tgan yo’l vaqtning funktsiyasi, ya’ni harakatdagi jismning bosib o’tgan yo’li harakatlanish vaqtiga bog’liq bo’ladi. Bu bog’lanish oshkor bo’lmagan ko’rinishda s = s(t) shaklda yoziladi. Shuningdek, harakat tezligi va tezlanishi ham vaqtning funktsiyasi sifatida $\upsilon = \upsilon(t)$ va $a=a(t)$ ko’rinishida yozilishi mumkin. Ba’zi fizikaviy kattaliklarni, jumladan, tezlik va tezlanishni ham koordinatalarning funktsiyasi sifatida ifodalash mumkin. Bunday kattaliklarga eng oddiy misol-jism zichligidir. Haqiqatan ham, umumiy holda jism zichligi hajmning turli bo’laklarida turlicha bo’lishi mumkin. Masalan, havo molekulalarining zichligi oddiy sharoitda Er sirtiga yaqin joylashgan qatlamlarda kattaroq bo’lib, balandlik ortgan sari kamaya boradi. Agar koordinatalar tizimining Er sirtiga tik yo’nalgan o’qini Z orqali belgilasak, bu bog’lanish funktsional ko'rinishda $\rho = \rho(Z)$ kabi yoziladi. Jismlarning zichligi hajmga bog'liq bo'lgani uchun umumiy holda $\rho = \rho(x,y,z)$ funktsiya yordamida aniqlanadi.

Endi zichlik tushunchasi vositasida fizikaviy masalalarda hosila tushunchasining ishlatilish mazmunini qarab chiqaylik. Ta'rifga asosan, jismning o'rtacha zichligi uning hajm birligiga to'g'ri keluvchi massasiga son jihatidan teng, ya'ni $\rho_{o'} = m/V$

Agar bizni biror elementar hajmdagi zichlik qiziqtirsa

$$\rho = \frac{\Delta m}{\Delta V}$$

formuladan foydalanamiz; bunda Δm - elementar hajmi (ΔV) dagi massa.

Matematikaviy nuqtai nazardan jismning biror bir "nuqta"dagi zichligi

$$\rho = \lim_{\Delta V \to 0} \frac{\Delta m}{\Delta V} = \frac{dm}{dV}$$

formula bilan, ya'ni jism massasidan hajm bo'yicha olingan hosila sifatida aniqlanishi lozim.

Shuni alohida taokidlash lozimki, massadan hajm bo'yicha (fizikaviy mazmunda) hosila olishda hajmning cheksiz kichik orttirmasi o'rniga chekli kichik orttirmasidan foydalanish hisoblashda xatoliklarga olib kelmaydi, aksincha, $\Delta V \to 0$ deb qaralganda kelib chiquvchi qator xatoliklarni bartaraf qilib, matematikaviy ifodaga fizikaviy mazmun beradi.

Ma'lumki, differensial tushunchasi cheksiz kichik orttirma mazmuniga ega. Modomiki, fizikaviy kattaliklarning matematikaviy mazmundagi cheksiz kichik orttirmasi mavjud emas ekan, demak ularning matematikaviy mazmundagi differensiali haqida gapirish mumkin emas. Ammo fizikada fizikaviy nuqtai nazardan cheksiz kichik deb qarash mumkin bo'lgan orttirmalar uchun ham df va dy belgilashlardan foydalaniladi. Xuddi shuningdek, fizikaviy kattaliklarni ifodalovchi funktsiya va argumentlar orttirmalari nisbatining argument orttirmasi nolga intilgandagi limiti deyarli barcha hollarda mavjud bo'lmaganligidan fizikada hosila sifatida etarli darajada kichik qilib olingan orttirmalar nisbatidan foydalaniladi va bu hosila

$$f' = \frac{df}{dy}$$

kabi belgilanadi. Bu o'rinda fizikaviy kattaliklar uchun

$$\frac{df}{dy} \neq \lim_{\Delta y \to 0} \frac{\Delta f}{\Delta y}$$

ekanligini yodda tutish lozim.

Matematika va fizika fanlarida ishlatiluvchi hosila tushunchalari mazmun jihatdan farq qilganlari kabi integral tushunchasi ham har holda turlicha mazmunga egadir. Matematikada integrallash amali

$$\lim_{\Delta y \to 0} \sum_{i=1}^{\infty} f(y_i) \Delta y_i$$

limitga o'tish sifatida ta'riflanadi, ya'ni

$$\lim_{\Delta y \to 0} \sum_{i=1}^{\infty} f(y_i) \Delta y_i = \int_a^b f(y) dy .$$

Ammo fizikada $\Delta u \to 0$ kattalikni aniqlash (o'lchash) mumkin emas. Qolaversa, f(y) biror fizikaviy kattalikni ifodalaganda qaralayotgan limit ko'p hollarda mavjud bo'lmaydi.

Agar Δu_i etarli darajada kichik, lekin argumentning shu qiymatlari bo'lgan darajada katta bo'lsa $\sum_{i=1}^{\infty} f(y) \Delta y_i$ yig'indi muayyan fizikaviy mazmunga ega bo'ladi. SHunga ko'ra fizikada integral yig'indining limiti sifatida emas, balki etarli darajada kichik bo'lgan juda ko'p qo'shiluvchilarning yig'indisi sifatida aniqlanadi, ya'ni:

$$\int_a^b f(y) dy = \sum_{i=1}^{n} f(y_i) \Delta y_i .$$

Xususan, agar f(y) funktsiya tezlikning vaqtga bog'liqligini ifodalasa,f(y) = V(t) bo'ladi; u holda taorifga asosan Δt vaqt oralig'ida bosib o'tilgan yo'l

$$\Delta s_i = V_i \cdot \Delta t$$

formula bilan aniqlanadi. Agar biror etarli darajada katta vaqt oralig'ida bosib o'tilgan yo'lni hisoblamoqchi bo'lsak, tabiiy ravishda, elementar vaqtlar oraliqlarida bosib o'tilgan yo'llarning yig'indisini olishimiz kerak, ya'ni (bu va bundan keyingi o'rinlarda yig'indi $\sum_i$ ko'rinishda berilgan bo'lsa, $\sum_{i=1}^{n}$ mazmunida tushunilsin)

$$s = \sum_i s_i = \sum_i V_i \Delta t_i .$$

Umumiy xolda tezlik vaqt davomida o'zgarib borganligidan, hisoblash to'g'ri bo'lishi uchun Δt vaqt oralig'ini shunday tanlashimiz kerakki, bu oraliqda tezlik deyarli o'zgarmay qolsin. Bu holda

$$\sum_i V_i \Delta t_i = \int_{t_1}^{t_2} V(t) dt$$

tenglik o’rinli bo’ladi. Demak,

$$s = \int_{t_1}^{t_2} V(t)dt$$

Fizikada integrallash amalidan fizikaviy kattaliklarning o’rtacha qiymatlarini hisoblashda ham foydalaniladi. Haqiqatan ham ma’lumki, o’rtacha tezlik yuqorida ko’rsatilgandek

$$V_y = \frac{s}{t_2 - t_1}$$

formula bilan hisoblanadi. Ammo s ning ifodasini integral yordamida yozsak, bu formula

$$V_y = \frac{1}{t_2 - t_1} \int_{t_1}^{t_2} V(t)dt$$

ko’rinishiga o’tadi.

Shunday qilib, matematika amallarini fizik masalalarga rasman qo’llashda formulalarning shakli o’zgarmasa ham, ularning mazmuni ma’lum darajada o’zgaradi. Bunday o’zgarishlar fizikaviy masalani echishni qulay ko’rinishga keltirish uchun sunoiy ravishda emas, balki fizika qonunlari va hodisalarning mohiyatidan kelib chiqib, tabiiy ravishda amalga oshiriladi.

Moddiy nuqta (jism) larning harakatini va istalgan paytda ularning fazodagi vaziyatini tavsiflashda erkinlik darajalari soni degan tushuncha kiritiladi. *Moddiy nuqtaning fazodagi holatini to’liq aniqlashga imkon beruvchi bir-biriga bog’liq bo’lmagan (mustaqil) kattaliklar soni uning erkinlik darajalari soni deyiladi.*

Mustahkamlash uchun savollar:

1. Mexanik harakat deb qanday harakatga aytiladi?
2. Vaqt va fazo tushunchasi nimadan iborat?
3. To’g’ri chiziqli tekis harakatda tezlik, tezlanish deb nimaga aytiladi?
4. Egri chiziqli harakatda moddiy nuqtaning normal va tangentsial tezlanishlari qanday yo’nalishga ega?
5. Moddiy nuqtaning aylanma harakatida chiziqli tezlik va burchak tezlanish deb nimaga aytiladi?
6. Burchak tezlanishning yo’nalishi haqida nima deya olasiz?
7. Absolyut qattiq jism deb qanday jismga aytiladi?
8. Erkinlik darajalar soni nimani bildiradi?
9. Hosilaning mexanik ma’nosi nima?
10. Integralning fizikaviy mazmunini tushuntiring.

Asosiy adabiyotlar:

1. O.Axmadjonov. Fizika kursi, I-tom. Toshkent, “O’qituvchi”. 1991.
2. I.V.Savelev. Kurs obshey fiziki. T.1,M., Nauka,2000g.
3. A.A.Detlaf, B.M.Yavorskiy. Kurs fiziki. M., “Visshaya shkola”.2000g.
4. T.I.Trofimova Kurs fiziki, M., «Visshaya shkola». 2000 g, 380c.
5. G.A.Zisman, O.M.Godess. Kurs obshey fiziki. M, izd. “Visshaya shkola”, 1991 g
6. D.V.Sivuxin «Obshiy kurs fiziki». Tom 1. M.Nauka.1977-90 g
7. O’.Q.Nazarov, H.Z.Ikromova va K.A.Tursunmetov. Umumiy fizika kursi. Mexanika va molekulyar fizika. Toshkent, “O’zbekiston”, 1992, 279 bet.

Nuomonxo’jaev A.S. Fizika kursi. 1-qism. Mexanika, statistik fizika, termodinamika. Toshkent:«O’qituvchi»,1992,208 b.

3-MA’RUZA. Dinamika asoslari. Nyuton qonunlari

Reja:

1. Dinamikaning asosiy vazifasi. Inersial sanoq sistemasi tushunchasi. Nyutonning birinchi qonuni. Massa va impuls.
2. Nyutonning ikkinchi qonuni. Kuch-impulsdan vaqt bo’yicha olingan birinchi tartibli hosila.
3. Nyutonning uchinchi qonuni. Nyuton qonunlarini zamonaviy talqin etilishi. Moddiy nuqta harakatini klassik usulda ifodalashning chegarasi.
4. Massa markazi. Massa markazining harakati haqidagi teorema.
5. Ilgarilanma harakat qilayotgan noinersial tizimdagi inersiya kuchlari.
6. Aylanuvchi sanoq tizimdagi inersiya kuchlari. Markazdan qochma va Koriolis inersiya kuchlari.

3.1. Dinamikaning asosiy vazifasi. Inersial sanoq sistemasi tushunchasi.Nyutonning birinchi qonuni. Massa va impuls.

Mexanikaning kinematika qismida harakat qonunlarini o’rganish bu harakatlarni yuzaga keltirgan sabablar bilan bog’lanmagan holda olib boriladi. Mexanikaning dinamika bo’limida esa jismlar harakatini mazkur harakatni yuzaga keltiruvchi sabablar mohiyati bilan bog’lab o’rganiladi. Dinamikaning vazifasi asosan ikki qismdan iborat:

1) jism harakati ma’lum bo’lsa, unga ta’sir etuvchi kuchni aniqlash;

2) jismga ta'sir etuvchi kuch ma'lum bo'lgan taqdirda harakat qonunini aniqlash.

Bu mulohazalardan har qanday harakat kuch ta'siri ostida mavjud bo'lishi mumkin, degan xulosa kelib chiqmasligi lozim. Tajriba shuni ko'rsatadiki, kuch ta'sirida jismlarning tezligi o'zgaradi, ya'ni ular tezlanish oladilar.

Harakat jarayonida moddiy nuqta (yoki moddiy nuqtalar tizimi)ning koordinatalari, ya'ni radius – vektori o'zgaradi.

Tajriba ko'rsatadiki, moddiy nuqtaning berilgan vaqtdagi holati uning radius-vektori **r** va tezligi **V** bilan, ya'ni uning x,y,z koordinatalri hamda koordinata o'qlari bo'yicha tezlikning proeksiyalari $\mathbf{V_x}$, $\mathbf{V_y}$, $\mathbf{V_z}$, bilan aniqlanadi. N ta moddiy nuqtadan iborat tizimning berilgan vaqtdagi holati tizimdagi moddiy nuqtalarining radius - vektorlari $\mathbf{r_1}$, $\mathbf{r_2}$, ... $\mathbf{r_N}$ va ularning tezliklari $\mathbf{V_1}$, $\mathbf{V_2}$, ..., $\mathbf{V_N}$, bilan ifodalanadi. Demak, har bir moddiy nuqtaning holati bir-biriga bog'liq bo'lmagan ikkita vektor kattalik, $\vec{r}$ va $\vec{V}$ bilan aniqlanadi. Har bir moddiy nuqta fazoda 3 tadan erkinlik darajasiga ega bo'lganligi uchun N ta moddiy nuqtadan iborat tizimning harakatini aniqlovchi kattaliklar soni 6 N ga teng bo'ladi.

Jism inertligining o'lchovi bo'lib, massa deb ataladigan fizik kattalik xizmat qiladi. Demak, jismning massasi naqadar katta bo'lsa, uning inertligi ham shu qadar oshadi. Massa jismning eng asosiy xossalaridan biridir.

Tajribalarning ko'rsatishicha shakllari bir xil, massalari esa m_1 va m_2 bo'lgan jismlarning har biriga bir xil tashqi kuch bilan ta'sir etsak, ular olgan tezlanishlar (a_1 va a_2) mazkur jismlarning massalariga teskari mutanosibdir, ya'ni

$$\frac{a_1}{a_2} = \frac{m_2}{m_1}.$$

Har qanday jismning massasi etalon sifatida qabul qilingan jism massasi bilan taqqoslash orqali o'lchanadi. Bu usulda jismlarning erkin tushish qonuniyatidan foydalaniladi. Erkin tushish esa jismlarga Er tortish kuchi ta'sirining natijasidir. Er yuzining har bir nuqtasi uchun jismlarning erkin tushishidagi tezlanishi o'zgarmas kattalik bo'lib, g ga teng va massasi m bo'lgan jismga R = mg kattalikdagi kuch ta'sir etadi. Tarozi pallasiga qo'yilgan jism pallani *og'irlik kuchiga* teng kuch bilan bosadi. Shu tufayli ikki jism massalarining nisbati ular og'irliklarining nisbati kabidir:

$$\frac{\mathrm{m_1}}{\mathrm{m_2}} = \frac{\mathrm{P_1}}{\mathrm{P_2}}.$$

Jism massasi skalyar kattalik bo'lib, uning og'irligi esa vektor kattalikdir. Bu vektor erkin tushish tezlanishi yo'nalishida Erning markazi tomon yo'nalgan.

Tajribalarning ko’rsatishicha, massa additiv kattalikdir, ya’ni jism massasi uning ayrim bo’laklari massalarning yig’indisiga teng. Mexanikaviy tizimning massasi tizimning tarkibiga kiruvchi barcha jismlar massalarining yig’indisiga teng.

Jismga boshqa jismlar ta’sir etmasa, uni erkin jism deyiladi. Lekin tabiatda erkin jismlar mavjud emas, chunki tabiiy sharoitda har qanday jism boshqa jismlar ta’sirida bo’ladi.

Nyutonning birinchi qonunini qanoatlantiradigan sanoq tizimlari inersial sanoq tizimlari deyiladi. Boshqacha aytganda, inersial sanoq tizimi deb shunday sanoq tizimiga aytiladiki, unda erkin jism tinch holatda bo’ladi yoki o’zgarmas tezlik bilan to’g’ri chiziqli harakat qiladi. O’z-o’zidan ravshanki, agar biror inersial sanoq tizimini tanlab olgan bo’lsak, u holda unga nisbatan to’g’ri chiziqli tekis harakat qilayotgan boshqa sanoq tizimlari ham inersial sanoq tizimi bo’ladi.

Ingliz fizigi Isaak Nyutonning "Natural falsafaning matematik asoslari" (1687 y) degan asarida dinamika qonunlari bayon etilgan.

Agar jismga boshqa jismlar ta’sir etmasa, o’zining tinchlikdagi holatini yoki harakatdagi holatini saqlaydi.

Jismni tinch yoki harakatdagi holatini tashqi kuchlar ta’sir etmaganda saqlash xususiyati, jismni inertligi deyiladi. Shuning uchun ham Nyutonning I qonunini inersiya qonuni deb ham aytiladi. Nyuton birinchi qonunining to’g’riligi tajribalardan olingan natijalarni umumlashtirishdan kelib chiqadi.

Nyuton qonunlari bajariladigan tizim inersial sanoq tizimi deyiladi. Bu sistema boshqa inersial sistemaga nisbatan tinch holatda yoki to’g’ri chiziqli tekis harakatda bo’lishi kerak. *Koordinata boshi Kuyoshda, o’qlari yulduzlarga qarab ketgan geliotsentrik sistema inersial sanoq sistemasi bo’ladi.* Bu sistemada Nyutonning birinchi qonuni aniq bajariladi.

Tajribalardan ma’lumki, o’zgarmas kuch ta’sirida turli jismlar turlicha tezlanishlar oladilar. Jismlar olgan tezlanish jismning hususiyatiga (uning massasiga) bog’liq bo’ladi.

3.2. Nyutonning ikkinchi qonuni. Kuch-impulsdan vaqt bo’yicha olingan birinchi tartibli hosila

Jismning massasi - materiya xususiyatini xarakterlovchi fizikaviy kattalik bo’lib, u jismning inertligi va gravitatsion xususiyatini ifodalaydi. Jism tezligini o’zgartirib, unga tezlanish beradigan vektor kattalikka kuch deyiladi.

Moddiy nuqta mexanik harakatini tashqi kuchlar ta’sirida qanday o’zgarishi dinamikaning asosiy ikkinchi qonunida bayon etiladi. Ixtiyoriy biror jismga F_1, F_2,... kuchlar ta’sir etsa, bu kuchlar ta’sirida jism moc ravishda a_1, a_2,..., tezlanishlar oladi.

Biroq $F_1/a_1 = F_2/a_2 = ... =$ const bo'lib, bu kattalik jism inertligini ifodalaydi. Agar turli kuchlar biror jismga ta'sir etsa, jism olgan tezlanish kuchlarning teng ta'sir etuvchisiga tug'ri proporsional bo'ladi, ya'ni

$$a \sim F \ (m = \text{const}) \tag{3.1}$$

Agar turli massali jismlarga bir xil kuch ta'sir etsa, jismlar olgan tezlanishlar turlicha bo'ladi. Jismlar massalari qancha katta bo'lsa, ular olgan tezlanishlar shuncha kichik bo'ladi.

$$a \approx \frac{1}{m} \tag{3.2}$$

(3.1) va (3.2) tengliklardan

$$a = k\frac{F}{m} \tag{3.3}$$

deb yozamiz. (3.3) - tenglik Nyutonning ikkinchi qonunini ifodalaydi. *Bu ifodaga ko'ra, jism olgan tezlanish kuchga to'g'ri, jism massasiga teskari proporsional bo'ladi. Nyutonning ikkinchi qonuni inersial sanoq sisitemasi uchun o'rinlidir.* Birinchi qonun Nyuton ikkinchi qonunining xususiy xoli sifatida qaraladi. Sistemaga qo'yilgan kuchlarning teng ta'sir etuvchisi nolga teng bo'lganda, jism olgan tezlanish xam nolga teng bo'ladi.

Halqaro birliklar tizimi (SI) da (3.3) - tenglikdagi proporsional lik koeffitsienti k = 1 bo'lgani uchun

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

yoki

$$F = ma = m * \left(\frac{dV}{dt}\right) \tag{3.4}$$

bo'ladi. Jism massasi klassik mexanikada o'zgarmas miqdor bo'lgani uchun (3.4) - tenglikni:

$$F = \frac{d(mV)}{dt} \tag{3.5}$$

kabi yozish mumkin. *Moddiy nuqta massasini tezligiga ko'paytmasi uning harakat miqdorini (impulsini) belgilaydi,* ya'ni

$$R = mV \tag{3.6}$$

Bu tenglikni (3.5) ga qo’yib

$$F = \frac{dP}{dt} \tag{3.7}$$

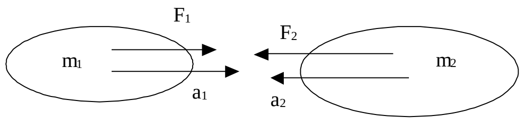
ni hosil qilamiz. (3.7) - tenglik Nyutonning ikkinchi qonunini umumiy ko’rinishini ifodalaydi. (3.7) ga ko’ra *jismga ta’sir etuvchi kuch impulsdan vaqt bo’yicha olingan birinchi tartibli hosilaga teng ekan.*

3.3. Nyutonning uchinchi qonuni. Nyuton qonunlarini zamonaviy talqin etilishi. Moddiy nuqta harakatini klassik usulda ifodalashning chegarasi.

Nyutonning III-qonuniga ko’ra *ikki jism o’rtasidagi o’zaro ta’sir kuchlari miqdor jihatidan teng yo’nalishi qarama-qarshi bo’ladi,* ya’ni

$$\mathbf{F_1} = -\,\mathbf{F_2} \tag{3.8}$$

Masalan, massalari m_1 va m_2 bo’lgan turli ishorali zaryadlangan ikki jismni ko’raylik (3.1-rasm).



3.1-rasm

$\mathbf{F_1}$ va $\mathbf{F_2}$ kuchlar ta’sirida jismlar $\boldsymbol{a_1}$ va $\boldsymbol{a_2}$ tezlanishlar oladi. Ikkinchi qonunga ko’ra

$$G'_1 = m_1\mathbf{a_1} \text{ va } F_2 = m_2\,\mathbf{a_2} \tag{3.9}$$

3.8 va 3.9-tengliklardan

$$m_1\mathbf{a_1} = -\,m_2\,\mathbf{a_2}$$

yoki

$$a_1 = -\,\frac{m_2 a_2}{m_1},$$

ya’ni o’zaro ta’sirlashuvchi jismlar tezlanishlari ularning massalariga teskari proporsional bo’lib, qarama-qarshi tomonga yo’nalgan bo’ladi.

3.4. Massa markazi. Massa markazining harakati haqidagi teorema

Ko’p hollarda bir necha jism (moddiy nuqtalar)dan iborat mexanikaviy tizimning harakat qonunlarini o’rganish bilan ish ko’rishga to’g’ri keladi. Bunday tizimning harakat qonunlarini o’rganishda mazkur tizim tarkibidagi jismlarning unda qanday taqsimlanganligini yoki bu jismlar bir-biriga nisbatan tizimda qanday joylashganligini bilish zaruriyati tug'iladi. SHu munosabat bilan inersiya markazi (massa markazi) degan tushuncha (inersiya markazi va massa markazi atamalari aynan bir maonoda ishlatiladi, chunki jismning massasi uning inersiya o'lchovidir) kiritiladi.

Inersiya markazi va og'irlik markazi degan tushunchalar orasida quyidagi farq borligini esdan chiqarmaslik kerak: og'irlik markazi-bir jinsli og'irlik kuchi maydonida joylashgan qattiq jismlar uchungina maonoga ega; inersiya markazi esa hech qanday maydon bilan bog'liq emas va ixtiyoriy mexanikaviy tizim uchun o'rinlidir. Og'irlik kuchi maydonida joylashgan qattiq jismlar uchun inersiya markazi va og'irlik markazi bir-biri bilan mos tushadi, ya'ni bir nuqtada joylashgan bo'ladi. Inersiya markazi massaning taqsimlanishini tasvirlovchi geometrik nuqta bo'lib, uning vaziyati koordinatalar boshiga nisbatan $\vec{r}_c$ radius-vektor bilan quyidagicha aniqlanadi.

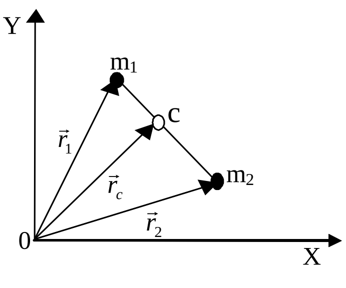
$$\vec{r}_c = \frac{m_i\vec{r}_1 + m_2\vec{r}_2 + ... + m_n\vec{r}_n}{m_1 + m_2 + ... + m_n},$$

ya'ni:

$$\vec{r}_c = \frac{1}{m}\sum_i m_i\vec{r}_i, \tag{3.10}$$

bu erda

m_i - tizimga mansub, i-jismning massasi;



3.2-rasm

r_i - koordinatalar boshi O ga nisbatan i-jismning vaziyatini aniqlovchi radius-vektor; $m = m_1 + m_2 + ... + m_n$ - tizimning umumiy massasi.

Soddalashtirish maqsadida ikkita jismdan iborat tizimni olib qaraylik (3.2-rasm). Massalari m_1 va m_2 bo'lgan jismlarning vaziyatlari koordinata boshi O ga nisbatan mos ravishda $\mathbf{r_1}$ va $\mathbf{r_2}$ radius- vektorlar bilan berilgan bo'lsa, bu ikki jismdan iborat tizimning inersiya markazi

$$\vec{r}_c = \frac{m_1\vec{r}_1 + m_2\vec{r}_2}{m_1 + m_2}$$

formula orqali ifodalanib, ikki jismning geometrik markazlarini birlashtiruvchi to’g’ri chiziqda yotadi.

(3.10) tenglama vektor orqali ifodalangan tenglamadir, lekin inersiya markazlarining vaziyatini aniqlovchi mazkur radius-vektorni uning koordinata o’qlaridagi proektsiyalar orqali ham ifodalash mumkin:

$$X_c = \frac{1}{m}\sum_i m_i x_i,\ Y_c = \frac{1}{m}\sum_i m_i y_i,\ Z_c = \frac{1}{m}\sum_i m_i z_i, \tag{3.11}$$

bunda

m - tizimining umumiy massasi;

x_i ,y_i ,z_i - tizim tarkibidagi i - jismning koordinatalari.

Xususiy holda, agar tizim massalari m_1 va m_2 bo’lgan ikkita jismdan iborat bo’lsa va ularni X o’qi bo’yicha joylashtirsak, inersiya markazining koordinatasi

$$X_c = \frac{m_1 x_1 + m_2 x_2}{m_1 + m_2}$$

bo’ladi. Tizim inersiya markazini aniqlovchi radius-vektor r_c dan vaqt bo’yicha olingan hosila (r_c ning birlik vaqt davomida o’zgarishi) inersiya markazining tezligini ifodalaydi:

$$V_c = \frac{dr_c}{dt} \tag{3.12}$$

(3.10) formulani (3.12) ga qo’yib, inersiya markazining tezligi uchun

$$V_c = \frac{d}{dt}\left(\frac{1}{m}\sum_i m_i r_i\right) = \frac{1}{m}\sum_i m_i \frac{dr_i}{dt} = \frac{1}{m}\sum_i m_i V_i = \frac{1}{m}\sum_i P_i \tag{3.13}$$

ga ega bo’lamiz; bu erda V_i va ρ_i mos ravishda i-jismning tezligi va impulsi; ravshanki

$$P = \sum_i P_i = \sum_i m_i V_i \tag{3.14}$$

tizimning to’la impulsi bo’lib, ko’pincha R-inersiya markazining impulsi ham deyiladi; m-tizimining umumiy massasi ya’ni:

$$\mathrm{m} = \mathrm{m}_1 + \mathrm{m}_2 + \ldots + \mathrm{m}_n = \sum_i \mathrm{m}_i . \tag{3.15}$$

Endi (3.14) ni ko'zda tutib, (3.13) ifodani quyidagicha yozamiz:

$$V_c = \frac{P}{m} \quad \text{yoki R = mV}_s$$

Nyutonning ikkinchi qonuniga asoan tizimning to'la impulsidan vaqt bo'yicha olingan hosila shu tizimga ta'sir etayotgan tashqi kuchlarning vektor yig'indisiga teng:

$$\frac{d\vec{P}}{dt} = m\frac{d\vec{V}_c}{dt} = m\vec{a}_c = \vec{F}_r, \qquad (3.16)$$

bu erda

***a*$_c$**- inersiya markazining tezlanishi,

F$_r$- tizimiga ta'sir etayotgan tashqi kuchlarning vektor yig'indisi.

Berk tizimda unga ta'sir etuvchi tashqi kuchlar mavjud emas yoki tashqi kuchlarning teng ta'sir etuvchisi nolga teng (F_t = 0). U holda oxirigi tenglikdan inersiya markazining tezlanishi

$$a_c = \frac{dV_c}{dt} = 0$$

bo'ladi. Bundan V_s = const ekanligi kelib chiqadi. Bu xulosa inersiya markazining saqlanish qonunini ifodalaydi va u quyidagicha taoriflanadi: *berk tizimning inersiya markazi to'g'ri chiziq bo'ylab tekis harakat qiladi yoki tinch holatda bo'ladi.*

Tizim impulsining saqlanish qonunidan massaning additivlik qonuni kelib chiqadi.

Tizimning massasi uning tarkibidagi ayrim jismlar massalarining yig'indisiga teng.

Inersiya markazi tushunchasi bir necha jismdan iborat bo'lgan tizim harakatini tavsiflashda ancha qulayliklarga ega. Shu maqsadda (3.16) formulani quyidagicha yozamiz:

$$m\frac{d\vec{V}_c}{dt} = \vec{F}_T, \qquad (3.17)$$

ma'lumki, bu erda

V_s - inersiya markazining tezligi,

F_t - tizimga ta’sir etayotgan barcha tashqi kuchlarning teng ta’sir etuvchisi (ichki kuchlarning teng ta’sir etuvchisi nolga teng).

Demak, tizim inersiya markazining olgan tezlanishi, ya’ni dV_s/dt tashqi kuchlarning teng ta’sir etuvchisiga to’g’ri va tizim tarkibidagi jismlar massalarining yig’indisiga teskari mutanosibidir.

Ko’rinib turibdiki, bu formula shaklan massasi m va tezligi V bo’lgan bitta moddiy nuqtaning tashqi F_t kuch ta’sirida qilayotgan harakatini ifodalovchi tenglamaga o’xshashdir. Shuning uchun bu formula inersiya markazining harakat tenglamasini ifodalaydi va u quyidagi xulosaga olib keladi: *tizimning inersiya markazi tashqi kuchlar ta’sirida massasi tizim tarkibidagi barcha jismlarning massasiga teng bo’lgan moddiy nuqta kabi harakatlanadi. Bu xulosa inersiya markazining harkakati haqidagi teorema deb ataladi.*

(3.17) formuladan ko’rinadiki, inersiya markazining tezligini o’zgartirish uchun tizimga tashqi kuchlar ta’sir etishi kerak; tizim tarkibidagi jismlarning o’zaro ta’siri tufayli vujudga keladigan ichki kuchlar o’sha jismlarning inersiya markaziga nisbatan tezliklarini o’zgartirsa-da, bu kuchlar inersiya markazining holatini, harakat yo’nalishini va tezligini o’zgartira olmaydi.

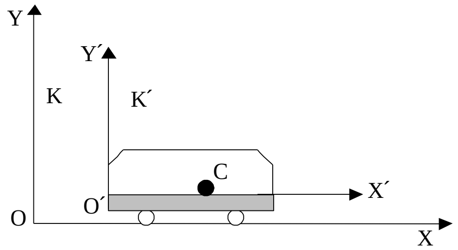
3.5. Ilgarilanma harakat qilayotgan noinersial tizimdagi inersiya kuchlari.

Tekis va to’g’ri chiziqli (ya’ni inersiyasi bilan) harakatlanayotgan sanoq tizimi inersial tizim deyiladi. Inersial tizimlarga nisbatan tezlanish bilan harakatlanayotgan sanoq tizimlari noinersial tizimlar deyiladi.

Yo’lning gorizontal qismida harakatlanayotgan vagon ichidagi jismning vaziyatini ko’raylik (3.3-rasm). K - Er sirti bilan bog’langan sanoq tizimi, K′-vagon bilan bog’langan sanoq tizimi.

K va K′ sanoq tizimida turgan kuzatuvchilar quyidagicha fikr yuritadilar:

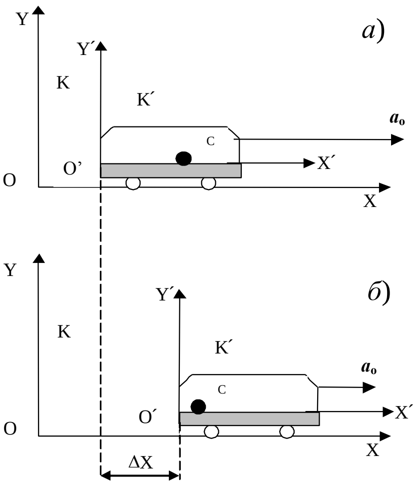
1. Vagon harakatlanmaganda uning gorizontal polida turgan sharning og’irlik kuchi polning reaktsiya kuchi bilan muvozanatlashgani uchun, shar o’zining tinch holatini saqlaydi, ya’ni bunday holatda Nyutonning birinchi qonuni bajariladi. Vagon to’g’ri chiziq bo’ylab tekis harakatlanganda (V_o = const) S shar tinchlikdagi vaziyatini o’zgartirmaydi. Er sirti bilan bog’langan sanoq tizimini taqriban inersial sanoq tizimi deyish mumkin. Shuning uchun K^1 sanoq tizimi K sanoq tizimiga nisbatan tinch turgan yoki



3.3-rasm

to'g'ri chiziqli harakat qilayotgan hollarda inersial sanoq tizimi deb hisoblanadi.

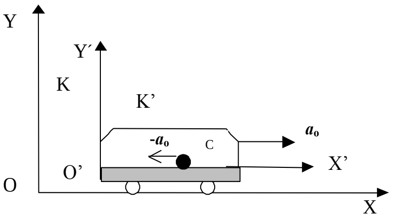
2. Vagon $\mathbf{a_0}$ tezlanish bilan harakatlanayotgan holda K va K^1 tizimlardagi kuzatuvchilarning fikrlari o'zgaradi (3.4-rasmga qarang).



3.4-rasm

K sanoq tizimidagi kuzatuvchining fikri bo'yicha vagon va u bilan bog'langan jismlar OX yo'nalishda a_o tezlanish bilan harakatlanadi. C shar bilan vagon poli o'rtasidagi ishqalanish kuchi juda kichik bo'lgani uchun shar vagon bilan birgalikda tezlanuvchan harakatda ishtirok etmaydi. Aksincha, Nyutonning birinchi qonuniga asosan, shar o'zining tinchlikdagi holatini saqlaydi. Shuning uchun vagonning tezlanuvchan harakati boshlangan t_o vaqtda (3.4(a)-rasm qismiga qarang) sharcha tezlanish oladi va harakat boshlanganidan biror Δt vaqt davomida OX yo'nalishda biror ΔX masofaga siljib qoladi. Shu sababli vagon devori va shar orasidagi masofa o'zgaradi (3.4 (b)-rasm).

K′ sanoq tizimidagi kuzatuvchi esa sharni chap tomonga qarab tezlanuvchan harakat qilayotganini qayd qiladi (3.5-rasm ga qarang). Nyutonning ikkinchi qonuniga asosan C shar tezlanishga erishish uchun unga biror kuch ta'sir qilishi kerak. Shuning uchun tizimdagi K′ kuzatuvchi S sharga ta'sir etuvchi kuchni axtaradi, lekin topaolmaydi.



3.5-rasm

Shundan so'ng kuzatuvchi quyidagi fikrga keladi: K′ tizimdagi jismga boshqa jismlar ta'sir etmasada o'z holatini saqlamaydi, ya'ni, inersiya qonuni bajarilmaydi. Shuning uchun K′ tizimdagi kuzatuvchi mazkur tizimni noinersial sanoq tizimi deb hisoblaydi.

Endi ilgarilanma harakat qilayotgan noinersial sanoq tizimidagi inersiya kuchini ko'raylik. K' sanoq tizimidagi C sharni kuzataylik (3.5-rasmga qarang). K' tizim K tizimga nisbatan $\boldsymbol{a_o}$ tezlanish bilan o'ng tomonga ilgarilanma harakat qilayotganda K' tizimdagi kuzatuvchi sharni a'_o tezlanish bilan chap tomonga harakatlanayotganini ko'radi. Kuzatishlardan quyidagi hulosalar chiqadi:

1). Jismlarning tezlanishlari ularning massalariga bog'liq emas.

2). Barcha jismlarning tezlanishlari (a'_o) bir hil bo'lib, uning qiymati K' tizimning ilgarilanma harakat tezlanishiga teng, yo'nalishi esa qarama-qarshi.

Demak, noinersial sanoq tizimlarida jismlar

$$\boldsymbol{a'_o} = -\boldsymbol{a_o} \tag{3.18}$$

tezlanish bilan harakatlanadi. Aslida $\boldsymbol{a'_o}$ tezlanish K' tizimning K tizimga nisbatan tezlanuvchan ilgarilanma harakati tufayli vujudga keladi. *Shuning uchun noinersial sanoq tizimdagi jismga ta'sir etuvchi bunday kuchlarni (Nyuton kuchlaridan farqlash uchun) inersiya kuchlari deyiladi.* Inersiya kuchlarining jismlarga ta'siri xuddi oddiy Nyuton kuchlarining ta'siridek bo'ladi. Bu kuchlarni kundalik turmushimizda uchratamiz. Masalan, avtobus keskin o'rnidan siljiganda yoki to'xtaganda yo'lovchilar oldinga yoki orqaga egilishiga majbur etuvchi kuchni sezadilar.

Agar vagon misoliga qaytadigan bo'lsak, jism (shar) olgan tezlanish a'_o inersiya kuchi F_i tufayli vujudga keladi,

$$F_i = m \cdot a'_o \tag{3.19}$$

3.18 tenglikni hisobga olib 3.19 tenglikni quyidagicha yozamiz:

$$\mathbf{F_u} = -\, m \cdot a_o\,. \tag{3.20}$$

Demak, inersiya kuchining yo'nalishi sanoq tizimining harakat yo'nalishiga teskari ekan.

Sanoq tizimi o'zgarmas tezlanish bilan harakatlanganda m massali jismga ta'sir etuvchi inersiya kuchi ham doimiy bo'ladi. 3.20 tenglikka ko'ra inersiya kuchining qiymati jism massasiga proporsional ekan. Bu hossasi bilan inersiya kuchi og'irlik kuchiga (R = mg) o'xshab ketadi.

Endi, noinersial sanoq tizim uchun harakat tenglamalarini ko'raylik. Tabiiydirki, bu holda jismga ta'sir etuvchi kuchlarning vektor yig'indisiga Nyuton kuchlari bilan bir qatorda inersiya kuchi ham qo'shiladi.

$$m\,\boldsymbol{a} = \sum \mathbf{F_i} + \mathbf{F_i}$$

yoki

$$-\, m\,\boldsymbol{a'_o} = \sum \mathbf{F_i} - \mathbf{F_i} \tag{3.21}$$

3.21 tenglamada

$\mathbf{a'_o}$ - noinersial sanoq tizimi K' ning inersial sanoq tizimi K ga nisbatan ilgarilanma harakatining tezlanishi,

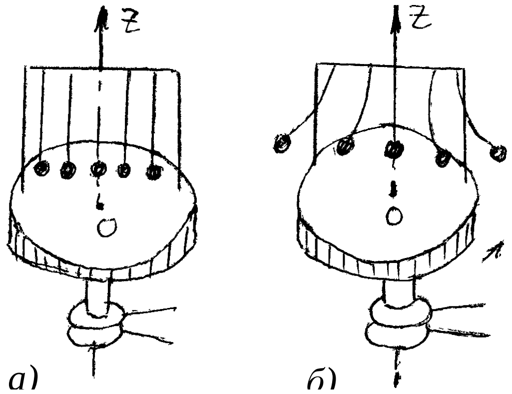
$\sum F_i$ - jismga ta'sir etuvchi Nyuton kuchlarining vektor yig'indisi,

a - inersial sanoq tizimidagi jismning barcha kuchlar ta’sirida erishgan tezlanishi.

Markazdan qochma va Koriolis inersiya kuchlari

Aylanuvchi sanoq tizimlaridagi jismlar uchun ham inersiya qonuni bajarilmaydi. Bunga quyidagi tajriba asosida ishonch hosil qilish mumkin. 3.6-rasmda tasvirlangan disk ustiga T - simon sterjen o’rnatilgan, sterjenga esa sharlar osilgan.

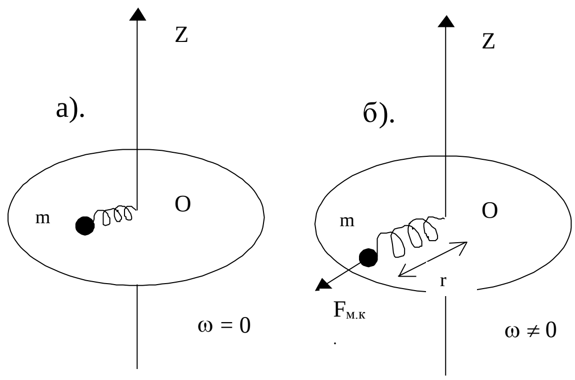
Disk tinch turganda sharlar osilgan barcha iplar vertikal ravishda yo’nalgan. Agar disk ω burchak tezlik bilan aylantirilsa, sharlarga boshqa jismlar ta’sir etmasada, sharlar tezlanish olib og’adilar. Demak, mazkur tizimni ham, noinersial sanoq tizimi deb hisoblash mumkin ekan.



3.6-rasm

Endi qo’zg’olmas o’q atrofida o’zgarmas burchak tezlik (ω = const) bilan aylanayotgan noinersial sanoq tizimidagi jism harakatini ko’raylik.

3.7 - rasmda ko’rsatilgan disk aylanma harakatga keltirilmaguncha m massali sharcha tinch holatini saqlaydi. Disk OZ o’ki bo’ylab yo’nalgan ω burchak tezlikda harakatlansa, u bilan birgalikda prujinaga maxkamlangan shar ham OZ o’qi atrofida aylana boshlaydi va sterjen bo’ylab sirg’anib prujinani cho’zadi, Sharcha O aylanish markazidan g masofaga uzoqlashganda cho’zilgan prujinaning elastiklik kuchi ($F_{el.}$) endi sharni disk markazidan yanada uzoqlashishga yo’l qo’ymaydi. Bunga sabab, aylanuvchi sanoq tizimidagi sharga ta’sir etuvchi inersiya kuchi va elastiklik kuchi bir-birini muvozanatlaydi. *Inersiya kuchi disk radiusi bo’ylab aylanish markazidan tashqariga yo’nalgani uchun uni markazdan qochma inersiya kuchi ($F_{m.q.}$) deb ataladi.*



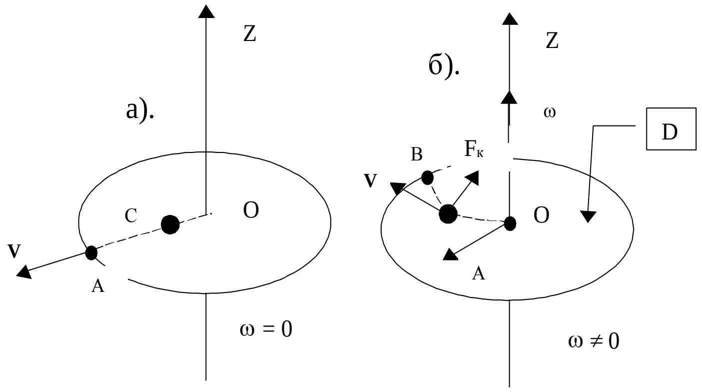
3.7-rasm

U quyidagi ifoda bilan aniqlanadi:

$$F_{m.q.} = m \cdot \omega^2 \cdot r, \quad (3.22)$$

bundagi ω - aylanuvchi sanoq tizimining burchak tezligi, r - aylanish markazi va moddiy nuqtani (m massali sharni) birlashtiruvchi radius - vektor.

3.22 tenglikka ko'ra *sharga ta'sir etadigan markazdan qochma inersiya kuchi, sharning massasiga, burchak tezlik kvadratiga va aylanish o'qidan sharchagacha bo'lgan masofaga proporsional ekan.*



3.8-rasm

Aylanuvchi sanoq tizimidagi jismga $F_{m.q}$ dan tashqari Koriolis inersiya kuchi deb ataluvchi kuch ham ta'sir qiladi. 3.8 (b) - rasmda ko'rsatilganidek, D disk ω burchak tezlik bilan aylana boshlasa, S shar OA to'g'ri chiziq bo'yicha emas, balki OV egri chiziq bo'yicha harakatlanadi. Bunga sabab, *sharcha tezligi V ga tik bo'lgan Koriolis kuchi (Fk) ning sharchaga ta'siridir*. Bu kuch:

$$\mathbf{F_q} = 2m[\mathbf{V},\boldsymbol{\omega}] \tag{3.23}$$

yoki

$$F_k = 2mV \cdot \omega \cdot \mathrm{Sin}\alpha. \tag{3.24}$$

Demak, tekis aylanuvchi sanoq tizimiga nisbatan jismning harakat tenglamasini tuzish uchun mazkur jismga ta'sir etayotgan Nyuton kuchlari, markazdan qochma inersiya kuchi va Koriolis inersiya kuchining yig'indisini olish kerak:

$$m\,\mathbf{a} = \sum (\mathbf{F_i} + \mathbf{F_{m.q.}} + \mathbf{F_k}) \tag{3.25}$$

Biz yashab turgan sayyora - Er ham, aylanuvchi sanoq tizimidir. Er bilan bog'liq bo'lgan sanoq tizimining noinersial ligi tufayli Er sirtidagi jismlarga markazdan qochma va Koriolis inersiya kuchlari ta'sir etadi.

Mustahkamlash uchun savollar

1. Inersial va noinersial sanoq tizimlari deb nimaga aytiladi ?
2. Nyuton kuchlari bilan inersiya kuchlari orasidagi farqni tushuntiring.
3. Aylanuvchi tizimlarda inersiya va Koriolis kuchlari qanday vujudga keladi?
4. Qanday kuchlar inersiya kuchlari deb ataladi?
5. Qanday sanoq tizimlari noinersial sanoq tizimi deyiladi?

6. Aylanuvchi sanoq tizimlaridagi jismning harakat tenglamasi qanday ifodalanadi?
7. Er sirtidagi jismlarga qanday kuchlar ta’sir etadi?
8. Koriolis kuchi nimaga bog’liq?
9. Markazdan qochma inersiya kuchi tenglamasini tushuntirib bering.
10. Noinersial sanoq sistemasidagi jismning harakat tenglamasini izohlab bering.

Asosiy adabiyotlar

1. O.Axmadjonov. Fizika kursi, I-tom. Toshkent, “O’qituvchi”. 1991.
2. **I.V.Savelev. Kurs obshey fiziki. T.1,M., Nauka,2000g.**
3. **A.A.Detlaf, B.M.Yavorskiy. Kurs fiziki. M., “Visshaya shkola”.2000g.**
4. **T.I.Trofimova Kurs fiziki, M., «Visshaya shkola». 2000 g, 380c.**
5. **G.A.Zisman, O.M.Godess. Kurs obshey fiziki. M, izd.“Visshaya shkola”, 1991 g**
6. **D.V.Sivuxin «Obshiy kurs fiziki». Tom 1. M.Nauka.1977-90 g**
7. O’.Q.Nazarov, H.Z.Ikromova va K.A.Tursunmetov. Umumiy fizika kursi. Mexanika va molekulyar fizika. Toshkent, “O’zbekiston”, 1992, 279 bet.
8. Nuomonxo’jaev A.S. Fizika kursi. 1-qism. Mexanika, statistik fizika, termodinamika. Toshkent:«O’qituvchi»,1992,208 b.

Mustahkamlash uchun savollar

1. Nyuton birinchi qonuni qanday hollarda bajariladi?
2. Massa, kuch tushunchalariga taorif bering.
3. Nyuton ikkinchi qonuning umumiy ifodasini yozing va tushuntiring.
4. Nyuton uchinchi qonunini ta’riflang.
5. Massa markazi haqidagi teoremani izohlang.
6. Dinamikaning asosiy vazifasi nima?
7. Moddiy nuqtaning holati qanday ifodalanadi?
8. Qanday jism erkin jism deyiladi?
9. Kuch qanday birliklarda o’lchanadi?
10. Massa markazi va og’irlik markazi deganda nimalarni tushunasiz?

Asosiy adabiyotlar

1. O.Axmadjonov. Fizika kursi, I-tom. Toshkent, “O’qituvchi”. 1991.
2. I.V.Savelev. Kurs obshey fiziki. T.1,M., Nauka,2000g.
3. A.A.Detlaf, B.M.Yavorskiy. Kurs fiziki. M., “Visshaya shkola”.2000g.
4. T.I.Trofimova Kurs fiziki, M., «Visshaya shkola». 2000 g, 380c.
5. G.A.Zisman, O.M.Godess. Kurs obshey fiziki. M, izd. “Visshaya shkola”, 1991 g
6. D.V.Sivuxin «Obshiy kurs fiziki». Tom 1. M.Nauka.1977-90 g

7. O’.Q.Nazarov, H.Z.Ikromova va K.A.Tursunmetov. Umumiy fizika kursi. Mexanika va molekulyar fizika. Toshkent, “O’zbekiston”, 1992, 279 bet.
Nuomonxo’jaev A.S. Fizika kursi. 1-qism. Mexanika, statistik fizika, termodinamika. Toshkent:«O’qituvchi»,1992,208 b.

4-MARUZA. BUTUN OLAM TORTISHISH QONUNI. TABIATDA KUCHLAR

Reja:

1.Gravitasion tortishish kuchi

2.Kulon kuchi

3.Bir jinsli og’irlik kuchi

4.Ishqalanish kuchi

5.Qarshilik kuchi

Tabiatda kuchlar

Gravitasion tortishish kuchi – bu ikkita moddiy nuqtalar orasidagi o’zaro ta’sir etuvchi kuchdir. Butun dunyo tortishish qonuniga asosan m_1 va m_2 massali jismlar orasidagi gravitasion tortishish kuchi jismlar massalariga to’g’ri proporsional va oralaridagi masofaning kvadratiga teskari proporsional bo’lib, ikki jism markazlarini tutashtiruvchi to’g’ri chiziq bo’ylab yo’nalgan bo’ladi:

$$\vec{F} = \gamma \frac{m_1 m_2}{r^2} \left| \frac{\vec{r}}{r} \right| \qquad (4.1)$$

bu yerda γ - gravitasion doimiylik.

$$\boldsymbol{\gamma = 6{,}6720 \cdot 10^{-11}\ N\,m^2/kg^2}$$

Bu ifodada massalar tortishish xususiyatini belgilagani uchun ularni **gravitasion massalar** deb atashadi, ammo qiymati bo’yicha inersion massalarga tengdir.

Kulon kuchi

Bu ikkita q_1 va q_2 nuqtaviy zaryadlar orasidagi ta’sir etuvchi kuchdir:

$$F = k\frac{q_1 q_2}{r^2}, \qquad (4.2)$$

k – proporsionallik koeffisiyenti, r – zaryadli nuqtalar orasidagi masofa.

Gravitasion tortishish kuchidan farqli ravishda Kulon kuchi tortishish yoki itarish xususiyatlariga ega bo'lishi mumkin.

Agar zaryadlar harakatlansa, Kulon qonuni aniq bajarilmaydi, chunki zaryadlar harakatiga bog'liq magnit maydon va uning kuchlari paydo bo'la boshlaydi.

Bir jinsli og'irlik kuchi

Butun olam tortishish qonuniga ko'ra, tabiatdagi barcha jismlar bir-birini tortishish xususiyatiga egadirlar. Bu qonunga binoan, Yer atrofidagi barcha jismlar Yerning tortish kuchi ta'sirida bo'ladi. Yerning tortish kuchi ta'sirida hosil bo'ladigan kuch **og'irlik kuchi** deyiladi va bu kuch jismlarning erkin tushish tezlanishiga bog'liqdir. Shuning uchun bu kuchni jismlarning erkin tushish tezlanishi ta'sirida paydo bo'luvchi **kuch** ham deyiladi

$$F = mg \quad , \qquad (4.3)$$

m – jism massasi, g – erkin tushish tezlanishi

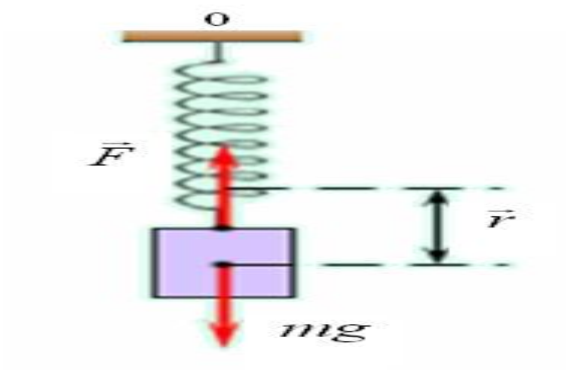
Elastiklik kuchi

Elastiklik kuchi moddiy nuqtaning muvozanat holatidanko'chishiga proporsional va muvozanat holati tomon o'nalgan bo'ladi (*3.2-rasm*):

$$\vec{F} = -\alpha\vec{r} \quad , \qquad (4.4)$$

bu yerda $\vec{r}$ - jismning muvozanat holatidan siljishini belgilovchi radius-vektordir.

α - jismning elastiklik xususiyatiga bog'liq bo'lgan proporsionallik koeffisiyenti.



4.1 - rasm. Prujinaga osilgan jismning muvozanat holatidan siljishi

Ishqalanish kuchi

Ishqalanish kuchi jismning boshqa jism sirtida sirpanishiga qarshilik ko'rsatadigan kuch bo'lib, jismning sirtiga normal bo'yicha bergan bosim kuchiga tengdir.

$$\vec{F} = k\vec{R}_n \quad , \qquad (4.5)$$

k – jism sirtining holatiga bog'liq bo'lgan ishqalish koeffisiyenti. R_n – jism sirtiga normal bo'yicha yo'nalgan bosim kuchi.

Qarshilik kuchi

Qarshilik kuchi gaz va suyuqliklarning ilgarilanma harakatlarida hosil bo'ladigan kuchdir.

Gaz va suyuqliklarda harakatlanuvchi har qanday jism qarshilikka uchraydi va bu ilgarilanma harakatni susaytirishga olib keladi. Bu kuch harakatlanuvchi jismni harakat tezligiga kuchli bog'lanishda bo'ladi:

$$\vec{F} = -k_1\vec{\upsilon} \quad , \qquad (4.6)$$

bu yerda k_1 – muhitni xarakterlovchi doimiylik (moy, suv, yopishqoq suyuqliklar).

Bu kuch suyuqlik yoki gazning harakat tezligiga proporsional kuch bo'lib, kichik tezliklar uchun o'rinli bo'ladi. Katta tezliklarda esa formula biroz boshqacha ko'rinishga ega bo'lib, kuch tezlikning kvadratiga proporsional bo'ladi.

$$\vec{F} = -k_2\vec{\upsilon}^2 \quad . \qquad (4.7)$$

Mustahkamlash uchun savollar

1. Massa deb nimaga aytiladi?
2. Kuch tushunchasida qanday ma'no yotadi?
3. Dinamikaning asosiy qonunlari, Nyuton qonunlarini tushuntiring.
4. Bu qonunlar qanday sanoq tizimlari uchun o'rinli?
5. Tabiatdagi kuchlarni izoxlab, tushuntirib bering.
6. Gravitasion tortishish kuchi nima?
7. Kulon kuchi nima?

8. Bir jinsli og'irlik kuchi nima?

9. Elastiklik kuchi nima?

10. Ishqalanish kuchi nima?

11. Qarshilik kuchi nima ?

Asosiy adabiyotlar

1. O.Axmadjonov. Fizika kursi, I-tom. Toshkent, "O'qituvchi". 1991.

2. I.V.Savelev. Kurs obshey fiziki. T.1,M., Nauka,2000g.

3. A.A.Detlaf, B.M.Yavorskiy. Kurs fiziki. M., "Visshaya shkola".2000g.

4. T.I.Trofimova Kurs fiziki, M., «Visshaya shkola». 2000 g, 380c.

5. G.A.Zisman, O.M.Godess. Kurs obshey fiziki. M, izd."Visshaya shkola", 1991 g

6. D.V.Sivuxin «Obshiy kurs fiziki». Tom 1. M.Nauka.1977-90 g

7. O'.Q.Nazarov, H.Z.Ikromova va K.A.Tursunmetov. Umumiy fizika kursi. Mexanika va molekulyar fizika. Toshkent, "O'zbekiston", 1992, 279 bet.

8. Nuomonxo'jaev A.S. Fizika kursi. 1-qism. Mexanika, statistik fizika, termodinamika. Toshkent:«O'qituvchi»,1992,208 b.

5-Ma'ruza: MEXANIKADA SAQLANISH QONUNLARI

Reja:

1. Harakat miqdori (impuls) ning saqlanish qonuni.
2. Jismlar harakati energiyasining bir butunligi. Energiya saqlanish qonunining umum fizikaviy ma'nosi.
3. Imuls momentining saqlanish qonuni.
4. Energiya impuls va impuls momentining saqlanish qonuni – fazo va vaqt simmetriyasining natijasi.

1. Harakat miqdori (impuls)ning saqlanish qonuni

Moddiy nuqtalar yoki jismlar to'plamiga mexanik tizim deyiladi. Tizimdagi jismlarning o'zaro ta'sirlari tizimning ichki kuchlarini tashkil qiladi. Agar mexanik tizimga tashqi kuchlar ta'sir etmasa tizim yopiq yoki himoyalangan bo'ladi. *Agar bir necha jismlardan tashkil topgan mexanik tizim mavjud bo'lsa, tizimdagi jismlarning o'zaro ta'sir kuchlari, Nyutonning uchunchi qonuniga ko'ra, miqdor jihatidan teng,* *yo'nalishlari bir-biriga qarama-qarshi bo'ladi, ya'ni ichki kuchlarning geometrik yig'indisi nolga teng bo'ladi.*

Tekshirilayotgan mexanik tizim n ta jismlardan iborat bo'lsin. Tizimdagi jism massalari $m_1, m_2, ..., m_n$ tezliklari $\vartheta_1, \vartheta_2, ..., \vartheta_n$ ichki kuchlarning teng ta'sir etuvchisi F', tashqi kuchlarning teng ta'sir etuvchisi F bo'lsin. Har bir jism uchun Nyuton ikkinchi qonunini tadbiq etamiz:

$$\frac{d}{dt}\left(m_1\vec{\vartheta}_1\right)=\vec{F}_1{}' + \vec{F}_1$$
$$\frac{d}{dt}\left(m_2\vec{\vartheta}_2\right)=\vec{F}_2{}' + \vec{F}_2$$
$$.............................$$
$$\frac{d}{dt}\left(m_n\vec{\vartheta}_n\right)=\vec{F}_n{}' + \vec{F}_n$$

Bu tenglamalarni hadma-had qo'shib quyidagini hosil qilamiz:

$$\frac{d}{dt}(m_1\boldsymbol{\vartheta}_1 + m_2\boldsymbol{\vartheta}_2 + ... + m_n\boldsymbol{\vartheta}_n) = \vec{F}_1{}' + \vec{F}_2{}' + ... + \vec{F}_n{}' + \vec{F}_1 + \vec{F}_2 + ... + \vec{F}_n$$

Mexanik tizim ichki kuchlarining geometrik yig'indasi nolga teng bo'lganligi uchun

$$\frac{d}{dt}(m_1\boldsymbol{\vartheta}_1 + m_2\boldsymbol{\vartheta}_2 + ... + m_n\boldsymbol{\vartheta}_n) = \mathbf{F_1} + \mathbf{F_2} + ... + \mathbf{F_n}$$

yoki

$$\frac{d\vec{p}}{dt} = \vec{F}_1 + \vec{F}_2 + ... + \vec{F}_n \qquad (5.1)$$

Shunday qilib, mexanik tizim impulsidan vaqt bo'yicha olingan hosila, tizimga ta'sir etuvchi tashqi kuchlarning geometrik yig'indisiga teng ekan.

Mexanik tizim yopik bo'lgani uchun

$$\mathbf{F_1} + \mathbf{F_2} + ... + \mathbf{F_n} = 0$$

Shunday qilib,

$$\frac{d\vec{p}}{dt} = \frac{d}{dt}(m_1\boldsymbol{\vartheta}_1 + m_2\boldsymbol{\vartheta}_2 + ... + m_n\boldsymbol{\vartheta}_n) = 0$$

yoki

$$\frac{d\vec{p}}{dt} = \sum_{i=0}^{n}\frac{d}{dt}(m_i\vec{\vartheta}_i) = 0,$$

ya'ni

$$\vec{P} = \sum_{n-1}^{n} m_i \vec{\vartheta}_i = const \qquad (5.2)$$

tenglik harakat miqdorining (impulsning) saqlanish qonunini ifodalaydi: Unga ko’ra *yopiq mexanik tizimning impulsi vaqt o’tishi bilan o’zgarmaydi.* Bu hulosa klassik mexanika uchungina o’rinli bo’lib qolmay, balki tabiatning fundamental qonunlaridan biri hisoblanadi.

2 Jismlar harakati energiyasining bir butunligi. Energiya saqlanish qonunining umumfizikaviy ma’nosi.

Jismlar harakati energiyasining bir butunligi. Umumiy holda jism bir vaqtda ham kinetik energiyaga, ham potensial energiyaga ega bo’lishi mumkin. Bu energiyalarning yig’indisi to’la mexanik energiyani tashkil qiladi. Masalan, Er sirtidan h balandlikda Erga nisbatan ϑ tezlik bilan harkatlanayotgan M jism

$$W = \frac{m\vartheta^2}{2} + mgh \qquad (5.3)$$

to’la energiyaga ega bo’ladi.

Potensial va kinetik energiyalar bir-birlariga aylanishi mumkin. M jismning tushish oxiridagi tezligi $\vartheta = \sqrt{2gh}$ ga tengligi uchun uning kinetik energiyasi

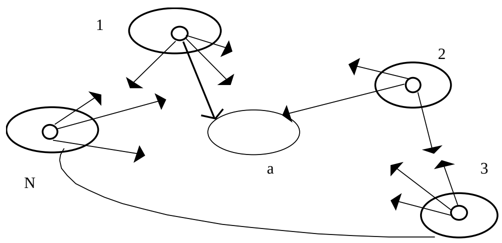
$$E = \frac{m\vartheta^2}{2} = \frac{m(\sqrt{2gh})^2}{2} = mgh \qquad (5.4)$$

potensial energiyaga tenglashadi.

Shunday qilib, potensial energiya ekvivalent miqdordagi kinetik energiyaga aylanadi.

Agar sistema N ta jismdan tashkil topgan bo’lsa, to’la mexanik energiya butun sistemaning potengtsial energiyasi bilan kinetik energiyasining yig’indisidan tashkil topadi:

$$W = U + E = U + \sum_{i=1}^{n} \frac{m_i \vartheta_i^2}{2} \qquad (5.5)$$



5.1-rasm

Energiyaning saqlanish qonuni tajribalardan olingan natijalarni umumlashtirish yo’li bilan chiqarilgan.

Aytaylik, yopiq tizim ichidagi moddiy nuqta massalari m_1, m_2, ..., m_n tezliklari ϑ_1, ϑ_2, ..., ϑ_n bo’lsin. Jismlarga ta’sir etuvchi konservativ kuchlar F'_1, F'_2, ..., F'_n va teng, ta’sir etuvchi tashqi kuchlar F_1, F_2, ..., F_n bo’lsin. $\vartheta \ll c$ bo’lgan holda moddiy nuqta massalari doimiy bo’ladi. Nyutonning ikkinchi qonuniga ko’ra

$$m_1\frac{d\vartheta_1}{dt}=F_2'+F_1.$$
$$m_2\frac{d\vartheta_2}{dt}=F_2'+F_2,\qquad(5.6)$$
$$\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots,$$
$$m_n\frac{d\vartheta_n}{dt}=F_n'+F_n.$$

Tizimning moddiy nuqtalari dt vaqt oralig'ida dx_1, dx_2, ,..., dx_n masofalarga siljisin. 5.6 - tenglamalar tizimini xar ikki tomonini dx_1, dx_2, ...,dx_n ga ko'paytirib va $dx_1 = \vartheta_1 \cdot dt$ ekanligini hisobga olib quyidagini hosil qilamiz:

$$m_1(\vartheta_1\cdot d\vartheta_1) - (F'_1 + F_1)\,dx_1 = 0$$

$$m_2(\vartheta_2\cdot d\vartheta_2) - (F'_2 + F_2)\,dx_2 = 0$$

$$\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots$$

$$m_n(\vartheta_n\cdot d\vartheta_n) - (F'_n + F_n)\,dx_n = 0$$

Bu tenglamalar tizimini qo'shib va tizim yopiqligini hisobga olib, ya'ni

$$F_1 + F_2 + \ldots + F_n = 0$$

$$\sum_{i=0}^{n} m_i\vartheta_i d\vartheta_i - \sum_{i=0}^{n} F_1'\cdot dx_1 = 0 \qquad (5.7)$$

ni hosil qilamiz.

(5.7) – tenglikdagi ikki ayriluvchilardan birinchisi

$$\sum_{i=1}^{n} m_i\vartheta_i d\vartheta_i = \sum_{i=1}^{n} d\left(\frac{m_i\vartheta_i^2}{2}\right) = dE_k \qquad (5.8)$$

ya'ni yopiq tizim kinetik energiyasi o'zgarishini belgilaydi, va ikkinchisi esa

$$\sum_{i=1}^{n} F_i\cdot dx_i = dE_P \qquad (5.9)$$

tenglik tizim ichki konservativ kuchlari bajargan ish - potensial energiyaning o'zgarishini ifodalaydi. Demak, butun tizim uchun $dE_k + dE_r = 0$ bo'lishi kerak. Yopiq tizimning to'liq mexanik energiyasi esa o'zgarmas kattalikka teng bo'ladi.

$$W = E_k + E_r = \text{const} \qquad (5.10)$$

Ushbu tenglik yopiq tizim uchun mexanik energiyaning saqlanish qonunini ifodalaydi. Bu tenglikka ko'ra yopiq tizimdagi jismlarning o'zaro ta'sir kuchlari konservativ kuchlardan iborat bo'lsa, tizimning mexanik energiyasi vaqt o'tishi bilan o'zgarmaydi. Yopiq tizimdagi jismlarning o'zaro ta'siri konservativ kuchlardan iborat bo’lsa, tizimning mexanik energiyasi boshqa turdagi energiyaga aylanmaydi. Bunday tizimga yopiq konservativ tizim deyiladi. Dissipativ tizimda tizimning mexanik energiyasi asta - sekin kamayib boshqa turdagi energiyaga aylanadi. Tabiatda hamma tizim dissipativ bo’ladi.

Shunday qilib, energiya yo’qolmaydi va yangidan paydo bo’lmaydi, u faqat bir turdan ikkinchi turga o’tib turadi. Bu qonuniyat materiyaning doimo harakatda ekanligini va hech qachon yo’qolmasligini ifodalaydi.

Oralarida fakat konservativ kuchlar ta’sir ko’rsataetgan N jismdan tashkil topgan sistemani qarab chiqaylik. Faraz qilaylik, 1 jism ixtiyoriy traektoriya bo’ylab a holatga ko’chsin. Bunda 1 jismga sistemaning boshqa jismlari tomonidan ta’sir etuvchi kuchlar 1 jismning ko’chish yo’liga bog’lik bo’lmagan va faqat jismning qolgan barcha jismlarga nisbatan boshlang’ich va so’nggi holatlariga bog’lik bo’lgan ishni bajaradi. Xuddi shunga o’xshash barcha N jismlar yangi holatlarga ko’chgan vaqtda sistemada ta’sir ko’rsatuvchi konservativ kuchlar bajargan ish faqat jismlarning bir-birlariga nisbatan boshlang’ich va so’nggi holatlariga bog’lik bo’ladi. Demak, jismlarning xar bir o’zaro vaziyatiga (xar bir holatga) U potensial energiyaning ma’lum qiymatini ko’rsatish va bir holatdan boshqa holatga o’tgan vaqtda konservativ kuchlar bajargan ishini U ning shu holatlarga mos kiymatlarining ayirmasi sifatida qarash mumkin.

$$A_{12} = U_1 - U_2 . \qquad (5.11)$$

Sistemaning jismlariga ichki konservativ kuchlardan tashqari, tashqi kuchlar ham ta’sir ko’rsatadi deb faraz qilaylik. i - jismga qo’yilgan barcha kuchlar bajargan ishni ichki kuchlar bajargan (A_{12}) ish va berilgan jismga ta’sir etuvchi tashqi kuchlar $A_i^{'}$ ishining yig’indisi sifatida tasavvur qilish mumkin. Biz bilamizki, to’la ish jism kinetik energiyasini ortishiga sarf bo’ladi. Demak,

$$(A_{12})_i + A_i' = (E_2)_i - (E_1)_i . \qquad (5.12)$$

(5.12) ifodaning butun jismlar bo’yicha yig’indisini olsak, quyidagiga ega bo’lamiz:

$$\sum (A_{12})_i + \sum A'_i = \sum (E_2)_i - \sum (E_1)_i \qquad (5.13)$$

(5.13) ifodadagi yig’indilarning birinchisi sistema boshlang’ich (birinchi) holatidan sunggi (ikkinchi) holatiga o’tgan vaqtida konservativ kuchlarning jismlar ustida bajargan ishidan iborat. (5.11) ga binoan bu ish potensial energiyaning jarayon boshidagi va oxiridagi qiymatlari ayirmasi ko’rinishida yozilishi mumkin:

$$\sum (A_{12})_i = U_1 - U_2 .$$

(5.13) ifodaning chap tomonidagi ikkinchi yig’indi tashqi kuchlar tomonidan sistema jismlari ustida bajarilgan to’la ishdan iborat. Uni A’ bilan belgilaymiz. (5.13) ning o’ng tomoni $E_2 - E_1$ ga, ya’ni sistema to’liq kinetik energiyasining jarayon boshidagi va oxiridagi qiymatlari ayirmasiga teng ekanligi ravshan.

Shunday qilib, (5.13) formulani quyidagi ko’rinishda yozish mumkin ekan:

$$U_1 - U_2 + A' = E_2 - E_1$$

Formuladagi hadlarni tegishli ravishda gruppalab quyidagini topamiz:

$$(E_2 + U_2) - (E_1 + U_1) = A'$$

Nihoyat, sistema to'la energiyasi W = E + U belgisini kiritsak, quyidagi munosabatni topamiz:

$$\Delta W = W_2 - W_1 = A'. \quad (5.14)$$

Shunday qilib, oralarida konservativ kuchlar ta'sir etayotgan jismlar sistemasi to'la energiyasining orttirmasi sistema jismlariga qo'yilgan tashqi kuchlarning bajargan ishiga teng ekan.

Agar sistema yopik bo'lsa, u vaqtda (5.14) ga binoan $\Delta W = 0$, bundan:

$$W = const \quad (5.15)$$

degan xulosa chiqadi.

(5.15) formula mexanikaning asosiy qonunlaridan biri-energiyaning saqlanish qonuni aks ettiradi.

Mexanikada bu qonun quyidagicha ta'riflanadi: *oralarida faqat konservativ kuchlar ta'sir etayotgan jismlar yopik sistemasining to'la mexanik energiyasi o'zgarmaydi.*

Agar yopik sistemaga konservativ kuchlardan tashqari nokonservativ kuchlar, masalan, ishqalanish kuchlari, ta'sir ko'rsataetgan bo'lsa, u vaktda sistemaning to'la mexanik energiyasi saqlanmaydi. Nokonservativ kuchlarini tashqi kuchlar deb qarab quyidagini yozish mumkin:

$$W_2 - W_1 = A_{nk} \quad (5.16)$$

bu erda A_{nk} - nokonservativ kuchlar bajargan ish. Shuning uchun yopik sistemada ishqalanish kuchlari bo'lsa, vaqt o'tishi bilan to'la mexanik energiya kamaya boradi. Nokonservativ kuchlarining ta'sirida mexanik energiya boshqa nomexanik turdagi energiyalarga aylanadi. Bunday hollarda umumiyroq bo'lgan saqlanish qonuni bajariladi. *Istalgan tashqi ta'sirlardan himoyalangan sistemada energiyaning barcha turlarining (nomexanik turlarning ham) yig'indisi o'zgarmaydi.*

3. Imuls momentining saqlanish qonuni.

Ilgarilanma harakatda jism massasi qanday rol o'ynasa, aylanma harakatda inersiya momenti jism inertligini ifodalaydi va jism massasi vazifasida keladi. Bu ikki kattalik (J va m) o'rtasidagi farq shundan iboratki, aylanma harakatda bo'lgan jism turlicha aylanish o'qlariga ega bo'lishi va turlicha qiymatlar qabul qilishi mumkin. Agar jismni aylantiruvchi kuch momenti va inersiya momenti o'zgarmas kattalikka teng bo'lsa, shuningdek, jism burchak tezligi t vaqt ichida ω_o dan ω gacha o'zgarsa, 5,16-tenglikni:

$$M = J\frac{\omega - \omega_o}{t} \quad \text{yoki} \quad Mt = J\omega - J\omega_o \qquad (5.17)$$

kabi yozamiz. 5.17 - tenglikda Mt - kuch momenti impulsi, Jω - harakat miqdor momenti. 5.17 - ga ko'ra *vaqt birligi ichida kuch momenti impulsining o'zgarishi harakat miqdor momentining o'zgarishiga teng ekan.*

Yopiq tizim ichidagi aylanma harakatdagi jismlar uchun (M = 0) harakat miqdor momentining saqlanish qonunining ifodasi:

$$J_1\omega_1 + J_2\omega_2 + \ldots + J_n\omega_n = const \qquad (5.18)$$

5.18 - tenglikka ko'ra yopiq tizimdagi jismlarning harakat miqdor momentlarining yig'idisi o'zgarmas miqdorga teng. Agar yopiq tizim bitta jismdan iborat bo'lsa, 5.18 - tenglik:

$$J\,\omega = const \qquad (5.19)$$

ko'rinishda bo'ladi. 5.19-tenglikdan *jismning inersiya momenti o'zgarsa, uning burchak tezligi ham o'zgarishi kelib chiqadi.* Masalan, J ko'paysa ω ozayadi va aksincha. Bunday holni Jukovskiy o'rindiqida (skamyasida) namoyish qilish mumkin. Odam qo'lini yozib o'rindiq (skamya) bilan birga aylanadi va tezda tushiradi. Bunday holda odamni inersiya momenti (J) kamayib burchak tezligi (ω) ortadi. Shuningdek, harakat miqdor momentining saqlanish qonunini "giroskop" deb ataluvchi asboblarda kuzatish mumkin.

4. Energiya, impuls va impuls momentining saqlanish qonuni – fazo va vaqt simmetriyasining natijasi.

Fazo va vaqtning simmetriyasi deganimizda vaqtning bir jinsliligi, fazoning esa bir jinsliligi va uning izotropligi tushuniladi. Bu tushunchalar kiritilishi bilan vaqtning bir jinsliligi, fazoning esa bir jinsliligi va izotropligini qanday tasavvur qilish mumkin, degan savolning tug'ilishi tabiiydir.

Vaqtning bir jinsliligi – o'tayotgan vaqtning turli paytlari bir-biridan farq qilmaydi demakdir. Shu boisdan, ko'pincha, vaqtning barcha paytlari o'zaro muqobil, ya'ni ular teng xuquqli degan ibora qo'llaniladi.

Misol: ba'zi bir tajriba natijalari biror vaqt o'tgandan keyin qayta tekshirilib ko'riladi va ko'pincha bir hil natija olinadi. Demak, vaqtning bir jinsliligi turli paytlarda o'tkazilgan tajriba natijalarini taqqoslab ko'rishga imkon beradi.

Fazoning bir jinsliligi deganimizda uning barcha nuqtalari bir-biriga muqobil ekanligi tushiniladi, ya'ni fazoning hamma nuqtalarining fizik hususiyatlari bir hil. Amaliy jixatdan fazoning bir jinsliligi shunda namoyon bo'ladiki, jismlarning o'zaro joylashishlari va tezliklarini o'zgartirmasdan berk tizimni bir joydan ikkinchi joyga ko'chirsak, uning hususiyatlari va harakat qonunlari o'zgarmaydi: avvalgi joyida sodir bo'ladigan hodisa bir hil sharoit yaratilganda fazoning ikkinchi joyida ham o'zgarishsiz takrorlanadi. Bu natija fazoning barcha nuqtalarining hususiyatlari bir xil ekanligining isboti, ya'ni fazoning bir jinsliligini namoyon bo'lishi demakdir.

Fazoning izotropligi shuni bildiradiki, undagi ixtiyoriy nuqtaga nisbatan olingan barcha yo’nalishlarning hususiyatlari bir-biridan farq qilmaydi, ya’ni fazoda qaysi yo’nalishni olib qaramaylik, ular bir-biriga muqobil. Mazkur muqobillik shunda nomoyon bo’ladiki, bir hil sharoit yaratilganda jismlardan tashkil topgan berk tizimni (tadqiqot qurilmalarini, o’lchash asboblarini, laboratoriyani va boshqalarni) istalgan burchakka burilsa, bu burish barcha kelgusi hodisalarining borishiga ta’sir etmaydi.

***a*) Energiyaning saqlanish qonuni – vaqt bir jinsliligi natijasi.**

Vaqtning bir jinsliligi, fazoning bir jinsliligi va izotropligini bilib olganimizdan so’ng mexanikada energiya saqlanish qonunini isbot qilishga kirishamiz. Ma’lumki, mexanik sistema ustida bajarilgan ish kinetik energiyaning orttirmasiga teng, ya’ni

$$\mathrm{A}_{12} = \frac{m\upsilon_2^2}{2} - \frac{m\upsilon_1^2}{2} = E_2 - E_1 \qquad (5.20)$$

Navbatdagi mulohaza faqat bitta moddiy nuqtaga tegishli bo’lib, moddiy nuqtalar tizimi uchun ham shunday yo’l to’g’ri bo’ladi. Potensial funktsiya u ning o’zi koordinatagagina emas, balki vaqtga ham bog’liq u=u(x,y,z,t). Potensial maydonda moddiy nuqtani ko’chirishda bajarilgan ish quyidagi integral ko’rinishda ifodalanadi:

$$\mathrm{A}_{12} = -\int\left(\frac{\partial u}{\partial x}dx + \frac{\partial u}{\partial y}dy + \frac{\partial u}{\partial z}dz\right)$$

bunga $\frac{\partial u}{\partial t}dt$ ni qo’shib va ayirib bajarilgan ishni topamiz:

$$\mathrm{A}_{12} = -\int du + \int\frac{\partial u}{\partial t}dt$$

Integrallashdan so’ng

$$\mathrm{A}_{12} = u_1 - u_2 + \int\frac{\partial u}{\partial t}dt \qquad (5.21)$$

ifodani hosil qilamiz.

5.20 va 5.21 dan

$$E_2 - E_1 = u_1 - u_2 + \int\frac{\partial u}{\partial t}dt$$

yoki

$$(E_2 + u_2) - (E_1 + u_1) = \int\frac{\partial u}{\partial t}dt \quad . \qquad (5.22)$$

Biz bu xulosalarda vaqtning bir jinsliligi xossasidan va sistemaning berk tizimliligi shartidan foydalanmadik, Shuning uchun bu muloxazalar berk bo’lmagan tizimlar uchun ham o’rinlidir.

Faraz qilaylik, tizim berk tizim bo’lsin, unda vaqtning bir jinsliligi uchun U funktsiya vaqtga oshkor bog’liq bo’lmaydi, ya’ni $\frac{\partial u}{\partial t} = 0$.

Natijada

$$E_1 + u_1 = E_2 + u_2 \tag{5.23}$$

Bu tenglama mexanikada energiya saqlanish qonunini ifodalaydi.

Bu qonunning asosida vaqtning bir jinsliligi yotadi. Chunki ana shu xususiyat tufayli berk tizimdagi jarayonlarni sodir bo’lish qonuniyati bu jarayonlarni vaqt bo’yicha boshqa paytga ko’chirilganda ham o’zgarmaydi.

b). Impuls saqlanish qonuni – fazo bir jinsliligi natijasi

Endi impulsning saqlanish qonunini isbotlaymiz. Faraz qilaylik, berk mexanik tizim berilgan bo’lsin. Tizimga ta’sir qiluvchi kuchlar F_1, F_2, F_3, … ichki kuchlardan iborat bo’lsin.

Tizimni 1 ixtiyoriy holatdan boshqa bir 2 ixtiyoriy holatga o’tkazamiz. Unda tizimni tashkil qilgan barcha moddiy nuqtalar bir hil masofaga siljisin va ularning tezliklari yo’nalish va miqdor jixatidan o’zgarmay qolsin. Fazoning bir jinsligi sababli bunday siljishda ish bajarilmaydi: $(\mathbf{F_1} + \mathbf{F_2} + \mathbf{F_3}) \cdot \mathbf{r} = 0$. Demak, bu ish r ko’chish qanday bo’lishidan qat’iy nazar nolga teng bo’ladi. Bundan berk tizim uchun $\mathbf{F_1} + \mathbf{F_2} + \ldots = 0$ ekanligi kelib chiqadi. Bu xulosa Nyutonning II –qonunidan kelib chiqadigan impuls saqlanish qonunini ifodalaydi, ya’ni

$$d\mathbf{R} = 0 \text{ yoki } \mathbf{R} = \text{const} \quad . \tag{5.24}$$

Demak, impulsning saqlanish qonuni fazoning bir jinsligi natijasidir, chunki fazoning ana shu xususiyati tufayli berk tizim bir butun holda ko’chirilganda ham uning impulsi o’zgarishsiz saqlanadi.

v). Impuls momentining saqlanish qonuni bilan fazoning izotropligi orasidagi bog’lanish.

Impuls momentining saqlanish qonuni ham berk tizim uchun xuddi impulsning saqlanish qonuni kabi isbotlanadi. Fazoning izotropligidan foydalanib tizimga ta’sir qiluvchi ichki kuch momentlarining geometrik yig’indisi nolga teng ekanligini isbotlash mumkin:

$$\mathbf{M_1} + \mathbf{M_2} + \ldots = 0 \tag{5.25}$$

Bundan to’g’ridan-to’g’ri

$$d\mathbf{L} = 0 \text{ yoki } \mathbf{L} = \text{const} \tag{5.26}$$

ekanligi kelib chiqadi. Bundan ko’rinadiki, berk tizim impuls momentining saqlanish qonuni fazoning izotropligi natijasidir. Chunki fazoning ana shu hususiyatiga ko’ra berk tizim butun holatda biror burchakka burilganda berk tizimning impuls momenti o’zgarmaydi.

Mustahkamlash uchun savollar

1. Mexanik tizim deb nimaga aytiladi?
2. YOpiq mexanik tizim deb qanday tizimga aytiladi?
3. Qanday sharoitda mexanik sistemaning impulsi saqlanadi?
4. Qanday sharoitda mexanik sistemaning impuls momenti saqlanadi?
5. Energiya saqlanish qonunining ta’rifini ayting.
6. Fazo va vaqtning simmetriyaligi deganda nimani tushunasiz?
7. Impulsning saqlanish qonuni fazoni bir jinsligi natijasi deganda nimani tushunasiz?
8. Impulsning momentining saqlanish qonuni bilan fazoni iztropligi orasidagi bog’lanishini tushutiring.
9. Mexanik tizimning to’la energiyasi qanday ifodalanadi?
10. Jismlar harakati energiyasining bir butunligi deganda nimani tushunasiz?

Asosiy adabiyotlar

1. O.Axmadjonov. Fizika kursi, I-tom. Toshkent, “O’qituvchi”. 1991.
2. I.V.Savelev. Kurs obshey fiziki. T.1,M., Nauka,2000g.
3. A.A.Detlaf, B.M.Yavorskiy. Kurs fiziki. M., “Visshaya shkola”.2000g.
4. T.I.Trofimova Kurs fiziki, M., «Visshaya shkola». 2000 g, 380c.
5. G.A.Zisman, O.M.Godess. Kurs obshey fiziki. M, izd. “Visshaya shkola”, 1991 g
6. D.V.Sivuxin «Obshiy kurs fiziki». Tom 1. M.Nauka.1977-90 g
7. O’.Q.Nazarov, H.Z.Ikromova va K.A.Tursunmetov. Umumiy fizika kursi. Mexanika va molekulyar fizika. Toshkent, “O’zbekiston”, 1992, 279 bet.

Nuomonxo’jaev A.S. Fizika kursi. 1-qism. Mexanika, statistik fizika, termodinamika. Toshkent:«O’qituvchi»,1992,208 b.

6,7-MA’RUZA. TABIATDA TEBRANMA HARAKAT. ERKIN VA MAJBURIY TEBRANISHLAR. AMPLITUDA, DAVR, CHASTOTA. MATEMATIK MAYATNIKNING TEBRANISH DAVRI.

Reja

1. Tebranishlar haqida ma’lumot.
2. Garmonik tebranishlar.
3. Prujinali va matematik mayatniklar.

Tabiat texnikada juda ko’p tarqalgan takrorlanuvchi protsess asosida u yoki bu darajada tebranishlar va u1arning hosil qilgan to’1qinlari yotadi. Bunday protsesslarga soat mayatnigining tebranishi, zanjirdagi o’zgaruvchan tok, elektromagnit tebranishlar, tovush va shu kabilar misol bo’la oladi.

Tebranma harakat yoki tebranish deb, davriy ravishda takrorlanadigan harakatga aytiladi.

Tebranma harakatning asosiy belgilaridan biri uning davriyligidir. Har qanday davriy ravishda takrorlanuvchi harakat T davr va ν chastota bilan xarakterlanadi.

Tebranish davri deb, bir marta to'la tebranish uchun ketgan vaqtga miqdor jihatdan teng bo'lgan fizik kattalikka ayti1adi.

Tebranish chastotasi deb, vaqt birligi ichida to'la tebranishlar soniga teng bo'lgan fizik kattalikka aytiladi.

Agar tebranayotgan moddiy nuqta t vaqt ichida N marta to'la tebransa, uning T davri va ν chastotasi quyidagicha yoziladi.

Bu ifodadan ko'rinadiki, davr bilan chastotabir-biriga nisbatan teskari munosabatdadir,

$$T = \frac{1}{\nu} \quad \text{yoki} \quad \nu = \frac{1}{T} \qquad (6,1)$$

Tebranish chasiotasining birligi qilib gers (Gs) qabul qilingan. 1 Gs deb, bir sekundda bir marta to'la tebranadigan nuqtaning tebranish chastotasiga aytiladi, ya'ni:

$$|\nu| = \left|\frac{N}{t}\right| = \frac{1ayl}{1s} = 1s^{-1} = 1Gs(gers)$$

Nuqtaning tebranish kengligi amplituda deb ataluvchi kattalik bilan xarakterlanadi,

Tebranish auylitudasi deb, tebanuvchi muvozanat vaziyatidan eng katta chetlanish masofasiga teng bo'lgan kattalikga aytiladt.

Amplitudasi A ning vaqt bo'yicha o'zgarishiga qarab tebranishlar ikki xil. so'nmas va so'nuvchi tebranishlarga bo'linadi.

Vaqt o'tishi bilan amplitudasining moduli o'zgarmay qoladigan tebranishga so'nmas tebranish deyi1adi, vaqt o'tishi bilan kamayib boruvchi tebranishga esa so'nuvchi tebranish deyiladi.

Garmonik tebranishning asosiy qonuniyatlari va xarakteristikalari bilan moddiy nuqtaning aylana bo'ylab tekis harakati misolida qarab chiqish qulay.

Faraz qilaylik, rasmda ko'rayotganimizdek M moddiy nuqta A radiusli aylana bo'ylab soat aylanishinig yo'nalishiga teskari yo'nalnshda o'zgarrnas burchakli tezlik bilan harakatlanayotgan bo'lsin. U vaqtda bu nuqtaning vertikal X o'qi bo'ylab proyeksiyasi O muvozanat holati atrofidagi davriy tehranishni ifodalaydi. Bu proveksivaning X=OX dan iborat bo'lgan siljish kattaligi + A dan - A gacha chegarada o’zgaradi. U vaqtda tebranishning t vaqtdagi m siljishi quyidagiga teng bo’ladi,

$$X = A\ \mathrm{Sin}\varphi \qquad (6,2)$$

bunda φ - fazoviy burchak yoki tebranishning fazasini radianlarda, chunki (6,2) formuladan ko’rinib turibdiki, tebranayotgan nuqtaning holatini ham, berilgan paytdagi harakatning yo’nalishini ham xarakterlaydi.

Shunday qilib, tebranishning fazasini radianlarda hisoblangan fazoviy burchak bilan ifodalash mumkin. Modomiki, M nuqtaning harakati tekis aylanrna harakat bo’lganligi uchun φ ni (4) formuladan topish mumkin:

$$\varphi = \omega t \qquad (6,3)$$

Ay1amna harakatdan farqli ravishda tebramna protsesslarda ishlatiladigan kattalikka doiraviy chastota yoki siklik chastota deyiladi.

Tekis aylanma harakatning davri T, aylanish chastotasi ν va ω burchakli tezligi quyidagi munosabat bilan bog’lanishga ega edi

$$\omega = \frac{2\pi}{T} = 2\pi\nu \qquad (6,4)$$

Fazoviy burchak φ ni (4) formulaga asosan davr T va chastota ν orqali ifodalash mumkin:

$$\varphi = \omega t = 2\pi\nu t = \frac{2\pi}{T}t \qquad (6,5)$$

U vaqtda 5) ga asosan (2) formulani quyidagi ko’rinishda yozish mumkin:

$$X = A\sin\omega t = A\sin 2\pi\nu t = A\sin\frac{2\pi}{T} \qquad (6,6)$$

Xuddi shu yo’l bilan M nuqtaning gorizontal o’qdagi proyeksiyasi olinsa, quyidagi hosil bo’ladi:

$$X = A\cos\omega t = A\cos 2\pi\nu t = A\cos\frac{2\pi}{T} \qquad (6,7)$$

Tebranayotgan nuqtaning berilgan sondagi siljish kattaligini aniqlaydigan (6,6) va (6,7)

formulalar garmonik tebranish tenglamalarining har xil ko’rinishdagi ifodasidir. Shunday qilib, garmonik tebranishni quyidagicha ta’riflash mumkin.

Garmonik tebranish deb, sinus yoki kosinus funksiyalari bilan ifodalanadigan eng sodda tebranma harakatga aytiladi.

Garmonik tebranishga misol qilib kichik burchak ostida tebranayotgan matematik mayatnikning tebrariishini olish mumkin.

Mayatnik deb, og'irlik markazidan o'tmagan ixtiyoriy o'q atrofida tebrana oladigan har qanday qattiq, jismga aytiladi.

Mayatnikdarga mixga osilgan gardislmi, shipga osilgan qandilni, tarozining shayinini va shu kabilarni misol qilib ko'rsatish mumkin.

Mayatniklarning eng sodda turi matematik mayatnikdir. Matematik mayatnik deb, vaznsiz ingichka cho'zilmaydigan ipga osilgan, ma'lum massali moddiy nuqtadan iborat ideallashtirilgan sistemaga aytiladi

Juda kichik shar osilgan ingichka ipdan tashkil topgan mayatnik amalda matematik mayatnik bo'la oladi.

Asosiy adabiyotlar

1. O.Axmadjonov. Fizika kursi, I-tom. Toshkent, "O'qituvchi". 1991.
2. I.V.Savelev. Kurs obshey fiziki. T.1,M., Nauka,2000g.
3. A.A.Detlaf, B.M.Yavorskiy. Kurs fiziki. M., "Visshaya shkola".2000g.
4. T.I.Trofimova Kurs fiziki, M., «Visshaya shkola». 2000 g, 380c.
5. G.A.Zisman, O.M.Godess. Kurs obshey fiziki. M, izd. "Visshaya shkola", 1991 g
6. D.V.Sivuxin «Obshiy kurs fiziki». Tom 1. M.Nauka.1977-90 g
7. O'.Q.Nazarov, H.Z.Ikromova va K.A.Tursunmetov. Umumiy fizika kursi.
8. Mexanika va molekulyar fizika. Toshkent, "O'zbekiston", 1992, 279 bet.
9. Nuomonxo'jaev A.S. Fizika kursi. 1-qism. Mexanika, statistik fizika, termodinamika. Toshkent:«O'qituvchi»,1992,208 b.

8-MA'RUZA. MAJBURIY TEBRANISHLAR.REZONANS.MEXANIK TO'LQINLAR.KO'NDALANG VA BO'YLAMA TO'LQINLAR.TO'LQIN UZUNLIGI.TO'LQIN UZUNLIGINING TEBRANISH DAVRI VA CHASTOTAGA BOG'LIQLIGI

Reja

1.Majburiy tebranishlar.Rezonans..
2.Mexanik to'lqinlar.Ko'ndalang va bo'ylama to'lqinlar
3.To'lqin uzunligi.To'lqin uzunligining tebranish davri va chastotaga bog'liqligi

Muvozanat holatidan chiqarilgan va tashqi kuchlar ta'sirida bo'lmagan mayatniklarning tebranishlariga erkin tebranishlar yoki xususiy tebranishlar deyiladi.

Mayatniklarning erkin tebranishlari faqat ishqalanish bo'lmagan hollardagina garmonik tebranishlar bo'la oladi.

Aslida tebranayotgan mayatnikka ishqalanish kuchlari; -aniqrog'i qarshilik. kuchlari ozmi-ko'pmi hamma vaqt ta'sir ko'rsatadi. Qarshilik kuchlari manfiy ish bajaradi, shu bilan sistemaning mexanik energiyasini kamaytiradi. Shuning uchun, ishqalanish sababli mayatnik tebranishlarining amplitudasi vaqt o'tishi bilan kamayadi.

Vaqt o'tishi bilan amplitudasi kamaya boradigan tebranishlarga so'nuvchi tebranishlar deyiladi. Mayatnik tebranishlari so'nmasligi uchun atrof-mutitga sarflanayotgan mayatnikning energiyasi uzluksiz kompensatsiya qilinib turilishi kerak. Masalan, soat mexanikalarida yo'qotilgan energiya qisilgan purjina energiyasi hisobiga yoki pastga tushayotgan toshning potensial energiyasi hisobiga to'ldirilib to'riladi.

Majburiy tebranishlar. Rezonans. Erkin tebranishlar o'zinik ko'pmi vaqt o'tgandan keyin bora-bora to'xtaydi, shu sababli ulardan amalda kamdan-kam foydalaniladi. Istalgancha uzoq vaqt davom eta oladigan so'nmas tebranishlar esa katta amaliy ahamiyatga ega.

So'nmaydigan tebranishlarni hosil qilishning eng oson usuli sistemaga tashqi davriy ravishda o'zgarib turuvchi kuch bilan ta'sir etishdir.

Tebranuvchi sistemada davriy ravishda o'zgaruvchi tashqi kuch majbur etuvchi kuch ta'sirida sodir bo'ladigan so'nmovchi tebranishga majburiy tebranish deyiladi.

Majburiy tebranish so'nmaydigan tebranishdan iborat bo'lgani uchun bir garmonik tebranishdan iboratdir. Majburiy tebranishning amplitudasi tebranayotgan sistemaning xossalariga, majburiy kuchning amplitudasi va chastotasiga, hamda sistema xususiy chastotasining nisbatiga bog'liq bo'ladi. Sistemaga ta'sir qiluvchi majburiy kuchning chastotasi o'zgarganida uning amplitudasi ham o'zgaradi. Davriy ravishda o'zgaruvchi majburiy kuchning chastotasi sistemaning xususiy chastotasiga yaqinlashishi bilan majburiy tebranishning amplitudasi ortadi va chastotalar teng bo'lganda u maksimal qiymatga erishadi.

Tebranayotgan sistemaga ta'sir qiluvchi davriy o'zgaruvchi majburiy kuchning chastotasi sistemaning xususiy tebranish chastotasiga tenglashganda majburiy tebranish amplitudasining keskin o'sishiga rezonans deyiladi.

Ma'lum bo'lishicha, sistema tebranishlar amplitudasining qiymati rezonans vaqtidagi muhitning qarshilik va ishqalanish kиchlariga kuchli bog'liq bo'lar ekan Bu kuchlar qancha kichik bo'lsa, sistema rezonans tebranishining amplitudasi shuncha katta bo'lib, hatto butun tebranuvchi sistemani buzib yuboroshi mumkin ekan.

Rezonans hodisasi tabiat va texnikada katta amaliy ahamiyalga ega. Rezonans hodisas faqat mexanik hodisalardagina emas, hatto elektrotexnikada, optikada va yadro fizikasida ham foydalaniladi. Radiopriyomnik, televizor va hokazolarning ishlashi rezonans hodisasiga asoslangandir.

Rezonans hodisasi ko’pincha zarar ham keltiradi. Masalan, ma’lum tovush chastotalarida ba’zan radiopriyomnik korpusi titraydi, ritmik ravishda ishlaydigan mashinalarda o’rnatilgan fundamentlar parchalanishi va buzilishi mumkin. Aviatsiyada rezonans hodisasi samolyotlarni parchalab yuborishi mumkin. Shuning uchun ham rezonans hodisasi zarar keltiradigan joylarda nazariya va tajribalar yordamida rezonans hosil bo’lishining oldini olish rnumkin. Mexanik to’lqin deb, mexanik tebranishlarning elastik muhitda, tarqalish protsessiga aytiladi. To’lqinlar tebranishi va tarqalish yo’nalishining o’zaro munosabatiga qarab ikki turga bo’linadi: bo’ylama va ko’ndalang to’lqinlar.

Bo’ylama to’lqin deb, muhit zarrachalari tebranish bo’ylab tarqaladigan to’lqinga aytiladi.

Ko’ndalang to’lqin deb, muhit zarrachalari tebranishiga ko’ndalang tarqaladigan to’lqinga aytiladi. Bo’ylama va ko’ndalang to’lqinlarning hosil bo’lishi yimshoq prujina yordamida kuzatish juda qulaydir.

Erkin osilgan uzun prujinaning pastki qismiga gorizontal yo’nalishda zarba berilsa, unda ko’ndalang to’lqin hosil bo’ladi. Agar shu prujina vertikal yo’nalishida zarba berilsa, bo’ylama to’lqin hosil bo’ladi.

Bo’ylama to’lqinlar elastik hajmga ega bo’lgan muhitda, ya’ni qattiq, suyuq va gazsimon jismlardagina tarqala oladi.

Ko’ndalang to’lqinlar esa siljish deformatsiyasiga ega bo’1gan muhitda, ya’ni faqat qattiq jismlarda va ikki muhit chegarasida tarqala oladi.

Bo’ylama to’lqinlarga misol qilib, kamertonning tebranishidan hosil bo’lgan to’lqinni, ya’ni umuman tovush to’lqinlarini misol qilib olish mumkin.

Ko’ndalang to’lqinlarga esa suyuqlik sirtida, arqon, rezina shnur, tor va shu kabilar bo’ylab tarqalgan to’lqinlar miso1 bo’la oladi.

To’lqinlarning shakli to’lqin sitrti, to’lqin fronti bilan xarakterlanadi.

To’lqin sirti qilib, bir xil fazada tebranayotgan nuqtalarning geometrik o’rniga aytiladi.

To’lqin manbalarining shakliga qarab to’lqin sirtlari ham har hil ko’rinishga ega bo’ladi. Masalan, yassi to’lqinga to’lqin sirtlar tekisliklardan iborat bo’ladi.

To’lqin sirtida normal yo’nalishda o’tkazilgan chiziqlarga nur deyiladi. Nurning yo’nalishi to’qinning tarqalish yo’nalishi bilan mos tushadi. To’lqin manbaining energiyasi nur bo’ylab tarqaladi.

Yassi to’lqinda nurlar parallel yo’nalgan chiziqlardan iborat bo’ladi. Yassi to’lqinning tarqalishida to’lqin sirtining o’lchami manbadan uzoqlashgan sari o’zgarmaganligi sababli yassi to’lqinning energiyasi fazoda sochilmaydi, lekin tebranish amplitudasi ishqalanish, qarshilik kuchlarining ta’siri tufayligina kamayadi.

Agar to’lqin sirti sferadan iborat bo’lsa bunday to’lqinga sferik to’lqin deyiladi. Shunday to’lqin muhit ichiga joylashgan pulsatsiyalanuvchi sferadan iborat manbadan hosil bo’ladi (3). Bu holda to’lqin sirtlar sferalardan iborat bo’lib, nurlar esa pulsatsiyalanuvchi sfera radiuslarining davomi bo’ylab yo’nalgan bo’ladi.

Sferik to’lqinlar tarqalayotganda ham muhit zarrachalarining tebranish amplitudalari, ishqalanish kuchi sababli, manbadan uzoqlashgan sari kamaya boradi. Sferik to’lqin manba energiyasi sfera sirti bo’ylab tekis taqsinilanadi, sferaning radiusi esa to’lqin tarqalib borgan sari kattalashib boradi:

Binobarin, sferik to’lqin manbadan uzoqlashgan sari energiyasining zichligikamaya boradi..

Barcha yo’nalishi bo’yicha bir xil fizik xususiyatlarea ega bo’lgan muhitda. Уa’ni izotrop muhitda to’lqinning froriti o’zgarmas tezlik bilan siljiydi.

Shuning uchun, to’lqin tarqalayotganda har bir muhit zarrachalarining tebranish davri T va chastotasi ν to’lqin manbaining tebranish davri va chastotasiga teng bo’ladi.

Muhitning xususiyatiga va tebranish chastotasiga bog’liq ravishda to’lqin sirtining, ya’ni to’lqin fazasining bir davr ichidagi siljishini xarakterlovchi kattalikga to’1qin uzunligi deb aytiladi.

Takroriy davrlar vaqtiga mos kelgan to’lqin nuridagi nuqtalar bu xil fazalarda tebranadi, binobarin, to’lqin uzunligini umumiy ko’rinishda quydagicha ta’riflash mumkin.

To’lqin uzunligi deb, bitta nurda yotgan bir xil fazada tebranayotgan qo’shni nuqtalar orasidagi masofaga aylanadi.

Ko’ndalang to’lqinda to’lqining uzunligi l ikki qo’shni do’nglik yoki chuqurliklar orasidagi’ masofaga teng bo’ladi. Bo’ylama to’lqinlarda esa ikki qo’shni zichlashish yoki siyraklashish markazlari orasidagi masofa ham to’1qin uzunligi 1 ga teng bo’1adi.

To’lqin jarayonining xarakteristikasi deb muhit zarrachalarining muvozanat holatlaridan siljishiga aytiladi. Siljishning vaqtga va koordinataga bog’liqligi **to’lqin tenglamasi** deb ataladi.

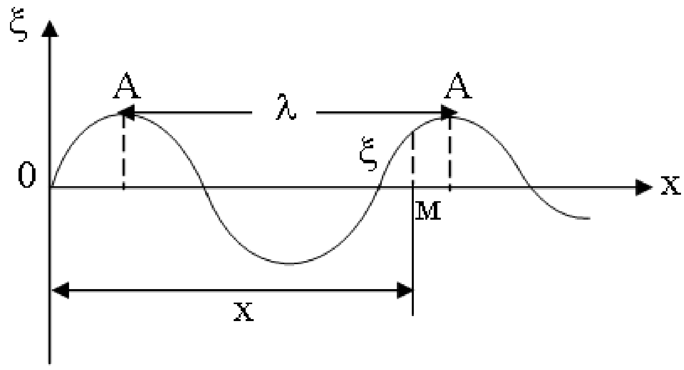
Misol uchun, to’lqin manbai koordinatasi boshi 0 nuqta bo’lsin va

$$\xi = A\sin(\omega t + \varphi) \qquad (8.1)$$

qonun bo’yicha garmonik tebranish hosil qilsin. Bu yerda A, ω, φ - tebranishning amplitudasi, siklik chastotasi va boshlang’ich fazasidir. U holda 0*X* o'qidagi *M* nuqtada ξ kattalikning tebranishi ξ_0 tebranishdan faza bo'yicha orqada qoladi.

$$\xi = ASin[(\omega t - \tau) + \varphi] = ASin\left(\omega t - \frac{\omega}{\upsilon}x + \varphi\right) = ASin(\omega t - kx + \varphi) \text{ , (8.2)}$$

Bu yerda $\tau = \dfrac{X}{\upsilon}$ – to'lqinning $0M = X$ masofaga yetib kelishi uchun zarur bo'lgan vaqt (***8.1 - rasm***), $k = \dfrac{\omega}{\upsilon} = \dfrac{2\pi}{T\upsilon} = \dfrac{2\pi}{\lambda}$ – to'lqin soni, $\lambda = \upsilon T$ – to'lqin uzunligidir.



8.1 - rasm. Garmonik tebranuvchi to'lqin

To'lqin uzunligi deb *T* bir davrga teng vaqtda to'lqin frontini ko'chgan masofasiga aytiladi. Nuqta ko'chishining masofaga bog'liq grafigida bir-biriga yaqin ikkita maksimum orasidagi masofa to'lqin uzunligiga tengdir.

To'lqin soni deb *2π* masofadagi uzunlik birligida joylashadigan to'lqin uzunliklari soniga aytiladi.

2 – tenglama yassi to'lqinning tenglamasini eslatadi. Yassi to'lqinning amplitudasi barcha tebranayotgan nuqtalar amplitudasi bir-xil ekanligini bildiradi, chunki yassi to'lqin tarqalganda, har birlik vaqtda, tebranma harakatga muhitning bir xil hajmi jalb qilinadi.

Sferik to'lqin tarqalganda, manbadan to'lqin fronti uzoqlashganda, bir xil vaqtda, tebranma harakatga oshib boruvchi miqdorda muhit hajmi jalb qilinadi. Shu sababli vaqt o'tishi bilan amplituda kamayib boradi:

$$\xi = \frac{A_0}{\tau} Sin(\omega t - kr + \varphi), \qquad (8.3)$$

bu yerda *A* - muhitning *r* - masofadagi nuqtalarida to'lqin amplitudasidir.

Istalgan to'lqinning funksiyasi to'lqin deb ataluvchi differensial tenglamaning yechimidir.

OX yo'nalishda tarqalayotgan yassi to'lqin uchun to'lqin tenglamasini topib ko'ramiz.

ξ dan t va x bo'yicha ikkinchi tartibli xususiy hosilalarni olamiz.

$$\frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2} = -\omega^2 ASin(\omega t - kx + \varphi) = -\omega^2 \xi \quad , \qquad (8.4)$$

$$\frac{\partial^2 \xi}{\partial x^2} = -k^2 ASin(\omega t - kx + \varphi) = -k^2 \xi$$

Ikki tenglamaning o'ng taraflarini taqqoslasak

$$\frac{\partial^2 \xi}{\partial x^2} = \frac{1}{\upsilon^2} \frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2} \quad , \qquad (8.5)$$

0X o'qi bo'yicha tarqalayotgan **yassi to'lqinning to'lqin tenglamasiga** ega bo'lamiz .

Bu yerda $\frac{k^2}{\omega^2} = \left(\frac{2\pi}{\lambda} \cdot \frac{T}{2\pi} \right)^2$, $\frac{\lambda}{T} = \upsilon$.

Umumiy holda, istalgan yo'nalishlarda tarqaladigan to'lqin uchun, ξ x, y, z kordinatalar va t vaqtga bog'liq bo'ladi

$$\frac{\partial^2 \xi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \xi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \xi}{\partial z^2} = \frac{1}{\upsilon^2} \frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2} , \qquad (8.6)$$

Sinusoidal to'lqinlarning tarqalish tezligi **fazaviy tezlik** deb ataladi. U fazaning belgilangan qiymatiga mos keladigan to'lqin sirtlarining ko'chish tezligini bildiradi

$$\omega t - kx + \varphi = const$$

bu yerdan $x = \frac{\omega}{k} t = const$

$$\frac{dx}{dt} = \frac{\omega}{k} = \frac{\alpha}{T} = \upsilon \quad , \qquad (8.7)$$

Amalda, doimo to'lqinlar guruhiga duch kelamiz, ya'ni real to'lqin, yaqin chastotaga ega bo'lgan ko'p sonli cinusoidal to'lqinlarning ustma-ust tushgan **to'lqin paketidan** iborat bo'ladi. Bu to'lqin paketining tarqalish tezligi - **guruhli tezlik** deb ataladi.

Umumiy holda *u* fazaviy tezlik bilan mos tushadi. Fazaviy tezlik guruhli tezlik bilan quyidagichabog'langan:

$$U = \upsilon - \lambda \frac{d\upsilon}{dt} \quad , \qquad (8.8)$$

Agarda, har xil uzunlikdagi to'lqinlar bir xil tezlik bilan tarqalgansa

$$\frac{d\upsilon}{d\lambda} = 0$$

teng bo'ladi, ya'ni guruhli tezlik fazaviy bilan mos tushadi.

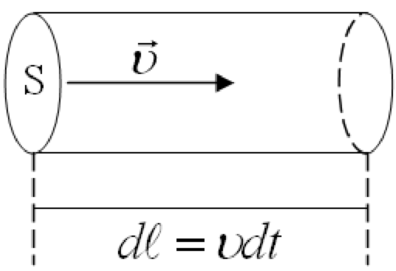
To'lqin jarayoni tebranayotgan bir nuqtadan ikkinchisiga energiyani uzatish bilan bog'liqdir. Agarda *dV* hajm elementida *m* massali *n* ta tebranayotgan zarrachalar bo'lsa, u holda har bir zarrachaning energiyasi $\frac{m\omega^2}{2}A^2$ dan iborat bo'ladi.

Energiyaning hajmiy zichligi, ya'ni birlik hajmdagi zarrachalar energiyasi

$$w = \frac{dE}{dV} = \frac{(m/V)\omega^2 A^2}{2} = \frac{\omega^2 A^2}{2}\rho \quad , \qquad (8.9)$$

bu yerda $\rho = m/V$ - muhit zichligidir.

Birlik vaqtda to'lqin tarqalish yo'nalishiga perpendikulyar bo'lgan birlik sirt yuzasidan ko'chiriladigan energiya - **energiya oqimining zichligi** deb ataladi. Uni shunday tasavvur etish mumkin: Kesimi *dS* va $d\ell = \upsilon dt$ bo'lgan kichik silindr bo'ylab (***8.2 - rasm***),



(*8.2-rasm*)

2 - rasm. To'lqin tarqalish yo'nalishiga perpendikulyar bo'lgan birlik yuzadan ko'chiriladigan energiya oqimi

to'lqin υ fazaviy tezlik bilan tarqalayotgan bo'lsin. Bu silindr hajmidagi energiya quyidagiga teng bo'ladi.

$$dE = wdV = w\upsilon dtds$$

Energiya oqimi zichligi esa

$$j = \frac{dE}{ds \cdot dt} = \frac{w \cdot \upsilon \cdot dt \cdot ds}{ds \cdot dt} = w \cdot \upsilon = \frac{Sw^2 A^2 \upsilon}{2} \quad , \qquad (8.10)$$

ga teng bo'ladi. Buni vektor ko'rinishda shunday ifodalash mumkin

$$\vec{j} = w\vec{\upsilon}$$

Energiya ko'chishi bo'yicha yo'nalgan bu vektor **energiya oqimi_zichligining vektori** yoki **Umov vektori** deb ataladi.

Mustahkamlash uchun savollar

1. To'lqin nima?

2. Qanday to'lqinlarni bilasiz?

3. To'lqinlarning tarqalish tezligi qanday fizik kattaliklarga bog'liq?

4. To'lqinlarning faza va guruh tezligini tushuntirib bering.

5. To'lqinning siljish tenglamasi qanday ko'rinishda?

6. Differensial ko'rinishi qanday yoziladi?

7. Umov vektorini tushintiring.

Asosiy adabiyotlar

1. O.Axmadjonov. Fizika kursi, I-tom. Toshkent, "O'qituvchi". 1991.
2. I.V.Savelev. Kurs obshey fiziki. T.1,M., Nauka,2000g.
3. A.A.Detlaf, B.M.Yavorskiy. Kurs fiziki. M., "Visshaya shkola".2000g.
4. T.I.Trofimova Kurs fiziki, M., «Visshaya shkola». 2000 g, 380c.
5. G.A.Zisman, O.M.Godess. Kurs obshey fiziki. M, izd. "Visshaya shkola", 1991 g
6. D.V.Sivuxin «Obshiy kurs fiziki». Tom 1. M.Nauka.1977-90 g
7. O'.Q.Nazarov, H.Z.Ikromova va K.A.Tursunmetov. Umumiy fizika kursi.
8. Mexanika va molekulyar fizika. Toshkent, "O'zbekiston", 1992, 279 bet.
9. Nuomonxo'jaev A.S. Fizika kursi. 1-qism. Mexanika, statistik fizika, termodinamika. Toshkent:«O'qituvchi»,1992,208 b.

9-ma'ruza. KOGERENT TO'LQINLAR. TEBRANISHLAR INTERFERENSIYASI

Reja:

1.Superpozisiya prinsipi.
2. Kogerent to'lqinlar.
3. Tebranishlarning interferensiyasi

Agarda, muhitda bir vaqtda bir nechta to'lqinlar tarqalayotgan bo'lsa, u holda muhit zarrachalarining natijaviy tebranishi har bir to'lqinning alohida tarqalishiga bog'liq zarrachalar tebranishlarining geometrik yig'indisidan iborat bo'ladi. Shu sababli, to'lqinlar bir-birini qo'zg'atmay, oddiygina bir-birining ustiga tushadi.

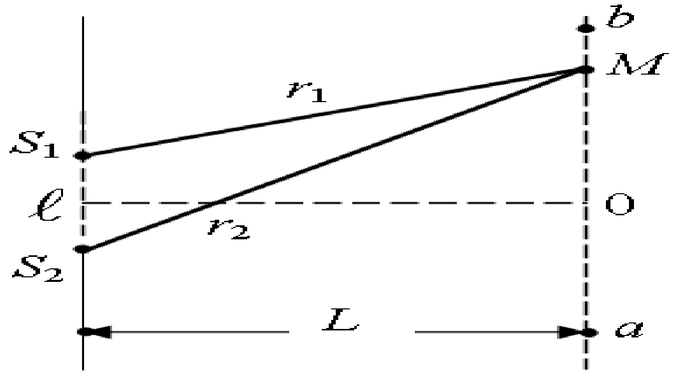
Tajribalardan olingan bu tasdiq to'lqinlarning **superpozisiya prinsipi** deb ataladi. Zarrachalarning natijaviy harakati tashkil etuvchi tebranishlarning chastota, amplituda va fazalariga bog'liqdir. Bir xil yo'nalishga ega bo'lgan manba'dan chiqayotgan ikkita to'lqinning qo'shilishi alohida qiziqish tug'diradi. Masalan, bu to'lqinlar S_1 va S_2 nuqtaviy manbalardan qo'zg'atilgan bo'lib ularning chastotalari ω_1 va ω_2, boshlang'ich fazalari bir xil va nolga teng bo'lsin (*1 - rasm*).

Ixtiyoriy *M* nuqtada hosil bo'lgan tebranishlar quyidagi tenglamalarni qanoatlantiradilar:

$$\left.\begin{aligned} \xi_1 &= A_1 Sin\left(\omega_1 t - \frac{2\pi}{\lambda_1} r_1\right) \\ \xi_2 &= A_2 Sin\left(\omega_2 t - \frac{2\pi}{\lambda_2} r_2\right) \end{aligned}\right\}, \qquad (9.1)$$

Tebranishlar bir xil yo'nalishda sodir bo'lganligi uchun *M* nuqtada natijaviy tebranish amplitudasi

$$A = \sqrt{A_1^{\ 2} + A_2^{\ 2} + 2A_1 A_2 Cos(\varphi_1 - \varphi_2)}\ , \qquad (9.2)$$



9.1 - rasm. Ikkita nuqtaviy manbadan bir xil yo'nalishda tarqalayotgan to'lqinlarning qo'shilishi

ga teng bo’ladi va u **tebranishlar fazalari farqi** qiymatiga bog’liq bo’ladi:

$$\varphi_1 - \varphi_2 = \left(\omega_1 t - \frac{2\pi}{\lambda_1} r_1\right) - \left(\omega_2 t - \frac{2\pi}{\lambda_2} r^2\right)$$

Agarda tebranishlar chastotasi bir-biriga teng bo’lmasa

$$\omega \neq \omega_2 ,$$

u holda fazalar farqi vaqt o’tishi bilan o’zgarib boradi:

$$\varphi_1 - \varphi_2 = (\omega_1 - \omega_2)t - 2\pi\left(\frac{r_1}{\lambda_1} - \frac{r_2}{\lambda_2}\right)$$

Bunday to’lqinlar **kogerent bo’lmagan to’lqinlar** deb ataladi, chunki vaqt o’tishi bilan natijaviy tebranish amplitudasi ham o’zgaraboradi. Kogerent bo’lmagan to’lqinlar bir - birining ustiga tushganda natijaviy to’lqin amplitudasi kvadratining o’rtacha qiymati qo’shiladigan to’lqinlar amplitudalarining kvadratlari yig’indisiga teng bo’ladi

$$\langle A^2 \rangle = A_1^{\ 2} + A_2^{\ 2}$$

Bu holda fazalar farqining o’rtacha qiymati nolga teng bo’lishi kerak:

$$< \omega(\varphi_1 - \varphi_2) > = 0$$

Yuqoridagi qonuniyatlar shunday xulosaga olib keladi: har bir nuqtadagi natijaviy tebranish energiyasi barcha nokogerent to’lqinlar energiyalarining yig’indisiga tengdir.

Agarda manbalar to’lqinlarining chastotalari teng bo’lsa,

$$\omega_1 = \omega_2 \ ,$$

u holda, fazalar farqi, vaqtga bog’liq bo’lmagan, o’zgarmas kattalik bo’ladi

$$\varphi_1 - \varphi_2 = \frac{2\pi}{\lambda}(r_1 - r_2)$$

Tebranishlari o’zgarmas fazalar farqiga ega bo’lgan to’lqinlar **kogerent to’lqinlar** deb ataladi.

Kogerent to’lqinlar uchun, qo’shiladigan tebranishlar fazalar farqi faqat

$$\Delta = r_1 - r_2$$

kattalikka bog'liq bo'ladi va bu **yo'lning** geometrik farqi deb ataladi.(9.2) - ifodadan kogerent to'lqinlar uchun

$$Cos(\varphi_1 - \varphi_2) = 1$$

bo'lgan nuqtalarda amplituda maksimal qiymatga erishadi:

$$A_{\max} = A_1 + A_2$$

$Cos(\varphi_1 - \varphi_2)$ qiymati quyidagi hollarda birga teng bo'ladi:

$$\varphi_1 - \varphi_2 = \frac{2\pi}{\lambda}\Delta = 2m\pi \ ,$$

bu yerda m = 0, 1, 2, … , hamma nuqtalar uchun, yo'l farqi kattaligi to'lqin uzunligining butun sonlariga teng bo'lganda bajariladi

$$\Delta = m\lambda \ , \qquad (9.3)$$

Bu shart, to'lqinlar qo'shilishida **tebranishlar kuchayishi** sharti deb ataladi.

Kogerent to'lqinlar uchun,

$$Cos(\varphi_1 - \varphi_2) = -1$$

bo'lgan nuqtalarda tebranish amplitudasi minimal qiymatga ega bo'ladi:

$$A_{\min} = A_1 - A_2$$

$Cos(\varphi_1 - \varphi_2) = -1$ shart quyidagi hollarda bajariladi:

$$\varphi_1 - \varphi_2 = \frac{2\pi}{\lambda}\cdot\Delta = (2m+1)\pi \quad \text{yoki} \quad \Delta = (2m+1)\frac{\lambda}{2} \ , \qquad (9.4)$$

Bu tenglik **tebranishlarning susayish** sharti deb ataladi.

Agarda, qo'shiladigan tebranishlar amplitudalari bir-biriga teng bo'lsa

$$A_1 = A_2,$$

u holda to'lqinlar kuchayadigan nuqtalarda

$$A = 2A_1$$

ga teng bo'ladi, to'lqinlar susayadigan nuqtalarda

$$A = 0$$

ga teng bo'ladi.

Shunday qilib, kogerent to'lqinlarning bir-birining ustiga tushishi fazaning ayrim nuqtalarida muhit zarrachalari tebranishlarining turg'un kuchayishiga va boshqa nuqtalarida tebranishning susayishiga olib keladi. Bu hodisa **tebranishlarning interferensiyasi** deb ataladi.

(9.3) - va (9.4) tengliklardagi *m* kattalik **interferensiya maksimumi** yoki **minimumining tartibi** deb ataladi.

1 - rasmdagi S_1, S_2 manbalar chizig'iga parallel bo'lgan va undan *L* masofada joylashgan $< ab >$ to'g'ri chiziqda nol tartibli markaziy maksimum, S_1 va S_2 manbalardan barobar masofada bo'lgan 0 nuqtada kuzatiladi.

Agarda manbalar orasidagi masofa

$$\ell << L$$

bo'lsa, $< ab >$ chiziqda, 0 nuqtadan < *u* > masofada joylashgan *M* nuqta uchun yo'l farqi

$$\Delta = \frac{ly}{L} \tag{9.5}$$

ga teng bo'ladi.

m va *m* + 1 tartibli maksimumlar quyidagi masofalarda kuzatiladi:

$$Y_m = \frac{m\lambda L}{l} \quad , \qquad Y_{m+1} = \frac{(m+1)\lambda L}{l} \quad , \tag{9.6}$$

Qo'shni maksimumlar yoki minimumlar orasidagi masofa **interferensiya yo'llari kengligi** deb ataladi. (9.5) -ifodadan interferensiya yo'llari kengligi quyidagiga tengdir:

$$\Delta y = Y_{m+1} - Y_m = \frac{h}{l}\lambda \quad , \tag{9.7}$$

To'lqinlar interferensiyasida energiyalar yig'indisi murakkab ko'rinishga ega.

To'lqinlar interferensiyasi muhitning qo'shni sohalari orasida tebranishlar energiyasining qayta taqsimlanishiga olib keladi. Ammo energiyaning umumiy miqdori o'zgarmay qoladi.

Mustahkamlash uchun savollar

1. To'lqinlarni qo'shish?
2. Superpozisiya prinsipi qanday bo'ladi?
3. Tebranishlar fazalari farqini yozing?
4. Kogerent bo'lmagan to'lqinlar qanday shartni bajaradi?
5. Kogerent to'lqinlar qanday shartni bajaradi?
6. Tebranishlarning interferensiyasi deb qanday hodisaga aytiladi?
7. Interferensiya maksimumi yoki minimumining tartibi deb nimaga aytiladi?
8. Interferensiya yo'llari kengligi deb nimaga aytiladi?

Asosiy adabiyotlar

1.O.Axmadjonov. Fizika kursi, I-tom. Toshkent, "O'qituvchi". 1991.

2.I.V.Savelev. Kurs obshey fiziki. T.1,M., Nauka,2000g.
3.A.A.Detlaf, B.M.Yavorskiy. Kurs fiziki. M., "Visshaya shkola".2000g.

4.T.I.Trofimova Kurs fiziki, M., «Visshaya shkola». 2000 g, 380c.

5.G.A.Zisman, O.M.Godess. Kurs obshey fiziki. M, izd. "Visshaya shkola", 1991 g

6.D.V.Sivuxin «Obshiy kurs fiziki». Tom 1. M.Nauka.1977-90 g

7.O'.Q.Nazarov, H.Z.Ikromova va K.A.Tursunmetov. Umumiy fizika kursi. Mexanika va molekulyar fizika. Toshkent, "O'zbekiston", 1992, 279 bet.

8.Nuomonxo'jaev A.S. Fizika kursi. 1-qism. Mexanika, statistik fizika, termodinamika. Toshkent:«O'qituvchi»,1992,208 b.

10-MA'RUZA. AKUSTIK TO'LQINLAR ULARNING TARQALISHI

REJA:

1. Tovush bosimi.
2. Tovush balandligi.
2. Infratovushlar va ultratovushlar xaqida tushuncha.

Tovush to'g'risidagi ta'limot **akustika** deb ataladi. Inson va hayvonlarning tovushni sezishi sababi havo yoki boshqa elastik muhitda tarqalayotgan elastik to'lqinlarning eshitish organlariga ta'siridir. Bu elastik to'lqinlar manbai tebranayotgan jismlardir. Tebranayotgan jism o'z atrofida tebranayotgan muhit zarrachalarining siyraklashishi yoki quyuqlashishini hosil qiladi. Zarrachalarning siyraklashishi va quyuqlashishi, muhitning elastikligi sababli, unda tarqalib, tovush to'lqinlarini hosil qiladi.

Tovush to'lqinlari, odatdagi mexanik to'lqinlarga o'xshab, sferik yoki yassi frontga ega bo'lishi mumkin. Tovush to'lqinlari gazli, suyuqlik va qattiq muhitlarda tarqalishi mumkin. Gaz va suyuqliklarda ular bo’ylama to’lqin shaklida bo’ladilar, qattiq jismlarda bo’ylama va ko’ndalang to’lqin shaklida bo’ladilar.

Tovush o’zining kuchi, balandligi va tembri bilan tavsiflanadi. Tovushning kuchi yoki jadalligi to’lqin tarqalishi yo’nalishiga perpendikulyar bo’lgan birlik yuza kesimidan uzatilayotgan to’lqin energiyasi miqdori bilan aniqlanadi. To’lqin uzatayotgan energiya to’lqin amplitudasining va chastotasining kvadratlariga proporsional bo’lgani uchun, tovush kuchi ham shu kattaliklarga proporsionaldir.

$$I = \frac{1}{2} A^2 \omega^2 \rho \upsilon \quad , \qquad (10.1)$$

bu yerda *A* to’lqin amplitudasi, ω - to’lqinning siklik chastotasi, ρ - muhit zichligi, υ - to’lqin tarqalishining fazaviy tezligidir.

Misol uchun, chastota o’zgarmas bo’lganda, amplituda ikki marotaba kuchayadi, tovush jadalligi esa bir marotaba oshadi. XBT da tovush jadalligi birligi Vt/m^2 da o’lchanadi, SGS tizimida esa $\frac{\text{Эрг}}{\text{см}^2 \text{с}}$ da o’lchanadi.

Elastik muhitda bo’ylama tovush to’lqinlarining tarqalishi muhitning xajmiy deformasiyalanishi bilan bog’liqdir. Shuning uchun muhitning har bir nuqtasidagi bosim uzluksiz tebranib turadi va u muhit bosimining muvozanatdagi qiymati va ΔP qo’shimcha bosim yig’indisiga tengdir. ΔP qo’shimcha bosim muhitning tovush bosimi deb ataladigan deformasiyasi ta’sirida vujudga keladi.

Sinusoidal to’lqin **tovush bosimi**, muhitning to’lqin qarshiligini $(\rho\upsilon)$ zarrachalarning tebranish tezligiga $\left(\frac{\partial S}{\partial t}\right)$ ko’paytmasiga tengdir

$$\Delta P = \rho \upsilon \frac{\partial S}{\partial t} \quad , \qquad (10.2)$$

Tovush bosimi balandligining birligi qilib «Bell» olingan. «Bell» katta o’lchov birligi bo’lgani uchun uning o’ndan bir qismi desibell *(dB)* olinadi.

Fiziologik akustikada tovush sezishining tavsifi sifatida tovushning balandligi, tembri va qattiqligi qabul qilinadi. Tovush **balandligi** deb, tebranish chastotasi va eshitish qobiliyatiga bog’liq bo’lgan, deyarli, davriy tovushning sifatiga aytiladi. Chastota pasayishi bilan tovushning balandligi pasayadi.

Tovushning kuchi va jadalligidan farqli, tovush **qattiqligi** eshitish sezgirligi kuchining subyektiv bahosidir, u muhitning zichligi va quloqning sezgirligiga bog’liqdir.

Tovush qattiqligi birligi sifatida «fon» qabul qilinadi va uni chastotasi 10^3 Gs bo'lgan tovushning hosil qilgan bosimi 1 dB ga tengligini bildiradi.

Inson qulog'i tovushning ayrim jadalligini qabul qiladi. Past yoki sust tovushlarni inson qabul qila olmaydi.

Tovushning har bir chastotasi uchun eshitish chegarasi deb ataladigan ayrim tovush jadalligi mavjud, ya'ni bundan past holatlarda shu chastotali tovush eshitilmaydi. Kuchli tovushlarni ham, inson qulog'i eshitmasligi mumkin, chunki u faqat quloqda og'riq qo'zg'atishi mumkin.

Inson qulog'i ayrim chastotali tovushlarni qabul qilishi mumkin va u har xil odamlarda har xildir, ammo inson o'rtacha 20 Gs dan 20000 Gs gacha bo'lgan chastotadagi tovushlarni qabul qiladi.

Chastotasi 20 Gs dan past tovushlar - **infratovushlar**, 20000 Gs dan yuqorisi - **ultratovushlar** deb ataladi.

Odatda, ultratovush to'lqinlarni generasiya qilish uchun, asosan pyezoelektrik va magnitostriksiyaviy nurlatgichlar ishlatiladi.

Ultratovushli to'lqinlar bir qator o'ziga xos xususiyatlarga ega. Ulardan eng muhimi, yorug'likka o'xshab tor yo'nalgan dastalar - ultratovushli nurlar kabi nurlanishi mumkin.

Ultratovushli nurlarning ikki muhit chegarasida qaytishi va sinishi geometriyaviy optika qonunlariga asosan sodir bo'ladi. Shuning uchun ultratovush nurlari tarqalish yo'nalishini o'zgartirish va fokuslashda har xil formadagi oynalar, tovushli linzalar, prizmalar va boshqa qurilmalar qo'llaniladi.

Tovushli linzalar, tovush tarqaladigan muhitdagi tezligidan farq qiluvchi tezlikka ega bo'lgan materiallardan foydalaniladi. Masalan, suyuqlikdan iborat bo'lgan muhitga mo'ljallangan tovushli linzalar plastmassalardan tayyorlanadi.

Optikadagiga o'xshash, tovushli oyna va linzalarga bir-biriga qarama-qarshi bo'lgan talablar qo'yiladi.

Tovushli oynalar ultratovushli to'lqinlarni iloji boricha to'la qaytarish xususiyatiga ega bo'lishlari kerak.

Shuning uchun oynaga mo'ljallangan moddaning to'lqin qarshiligi << $\rho_1\upsilon_1$ >> muhitning to'lqin qarshiligidan << $\rho_2\upsilon_2$ >> juda ko'p marta katta bo'lishi zarur.

$$\gamma = \frac{\rho_2\upsilon_2}{\rho_1\upsilon_1} >> 1$$

Aksincha, tovushli linzalar ultratovush to'lqinlar uchun judayam tiniq bo'lishi kerak. Shu sababli, linzalar uchun ishlatiladigan moddalarning to'lqin qarshiligi muhit qarshiligiga iloji boricha teng bo'lishi kerak, yani $\gamma = 1$.

Ultratovushlarning to'g'ri chiziqli tarqalishi qonuniga asosan, ularni defektoskopiya va ultratovushli lokasiyada qo'llaniladi.

Kuchli ultratovushlar hosil qiladigan tovush bosimining amplitudasi katta bo'lgani tufayli, suyuqlikda **kavitasiya** hodisasi paydo bo'ladi, ya'ni uzluksiz ichki uzilishlar hosil bo'ladi va yo'qolib turadi. Natijada, suyuqlikda makro organizmlar, qattiq jismlar parchalanishiga olib keladi.

Gaz, suyuqlik va qattiq jismlarda ultratovushlarning tarqalishi va yutilishiga bog'liq tajribalarni kuzatish orqali moddalarning tuzilishi, termodinamik xususiyatlarini, molekulyar jarayonlar kinetikasi, o'zaro ta'siri, moddaning issiqlik sig'imi elastikligi va b.ga tegishli qonuniyatlarni o'rganish mumkin.

Yopiq xonalarda, devorlar orasidagi masofa kichik bo'lgani uchun, devordagi qaytgan tovush (exo), asosiy tovush bilan qo'shilishi mumkin.

Ikkita muhit chegarasida tovush faqat qaytishi emas, balki yutilishi ham mumkin, chunki to'lqin bosimi energiyasining bir qismi qaytishi, qolgan qismi muhitga o'tib tartibsiz molekulalar harakat energiyasiga aylanishi mumkin.

Mustahkamlash uchun savollar

1.Akustika nima?

2.Tovush bosimi nima?

3.Tovush balandligi deb nimaga aytiladi?

4.Tovush qattiqligi deb nimaga aytiladi?

5.Infratovush nima?

6.Ultratovush nima?

7.Tovushli linzalar nima?

8.Tovushli oynalar nima?

9. Kavitasiya hodisasi qanday yuz beradi?

Asosiy adabiyotlar

1.O.Axmadjonov. Fizika kursi, I-tom. Toshkent, “O‘qituvchi”. 1991.

2.I.V.Savelev. Kurs obshey fiziki. T.1,M., Nauka,2000g.
3.A.A.Detlaf, B.M.Yavorskiy. Kurs fiziki. M., “Visshaya shkola”.2000g.

4.T.I.Trofimova Kurs fiziki, M., «Visshaya shkola». 2000 g, 380c.

5.G.A.Zisman, O.M.Godess. Kurs obshey fiziki. M, izd. “Visshaya shkola”, 1991 g

6.D.V.Sivuxin «Obshiy kurs fiziki». Tom 1. M.Nauka.1977-90 g

7.O‘.Q.Nazarov, H.Z.Ikromova va K.A.Tursunmetov. Umumiy fizika kursi. Mexanika va molekulyar fizika. Toshkent, “O‘zbekiston”, 1992, 279 bet.

8.Nuomonxo‘jaev A.S. Fizika kursi. 1-qism. Mexanika, statistik fizika, termodinamika. Toshkent:«O‘qituvchi»,1992,208 b.

11- ma’ruza: STATISTIK FIZIKA ASOSLARI

Reja:

1. Molekulyar - kinetik nazariya asoslari va uni tajribalarda tasdiqlanishi.
2. Tadqiqotning statistik va termodinamik usullari. Makroskopik holatlar va parametrlar.
3. Ideal gaz qonunlari.
4. Molekulyar massa va Avogadro qonuni.
5. Klapeyron - Mendeleev tenglamasi. Universal gaz doimmiysi.
6. Gazlar molekulyar - kinetik nazariyasining asosiy tenglamasi.

1. Molekulyar - kinetik nazariya asoslari va uni tajribalarda tasdiqlanishi

Jismlarni mayda zarrachalardan - atomlardan tashkil topganligi haqidagi tushuncha qadim zamonlarda paydo bo‘lgan bo‘lib, bu haqida grek faylasufi Demokrit (eramizdan oldingi V asr) aniq fikrlarni aytib o‘tgan. Keyinchalik jismlarni atomlardan tuzilganligi haqidagi bunday ta’limot unutilib ketdi. Lekin u XVI asrda Gassendi, XVII asrda Boyl, XVIII va XIX asrlarda Lomonosov, Dalton, Klauzius, Boltsman, Maksvell va boshqa olimlar tomonidan klassik molekulyar - kinetik nazariya deb nom olgan ilmiy nazariya sifatida yaratildi.

Energiyaning saqlanish qonunini kashf etilishi molekulyar-kinetik nazariyaning yanada rivojlanishiga olib keladi. 1856 yilda Krenigning “Gazlar nazariyasi asoslari” kitobi bosilib chiqdi. 1857 yilda Klauzius (1822-1888) o‘z risolasida gazlar kinetik nazariyasining ko‘p masalalarini echilishini va bu nazariyaning asosiy tenglamasini kelib chiqishini ko‘rsatib berdi. 1860 yilda Maksvellning “Gazlar dinamik nazariyasini tushuntirish” deb nomlangan klassik ishi bosilib chiqdi. U bu asarida birinchi marta statistik usul orqali molekulalarning tezliklari haqidagi masalani ochib berdi. *Molekulyar kinetik nazariya uchta muhim qoidani o‘z ichiga oladi.*

1. Hamma moddalar malekula deb ataluvchi mayda zarrachalardan tashkil topgan.

Ma’lum bir modda bir xil molekulalar to‘plamidan iborat. Tabiatda turli - tuman moddalar uchragani uchun ularning molekulalari ham har xil bo‘ladi. Molekulalar o‘z navbatida atom deb ataluvchi mayda zarrachalardan tashkil topgan. Tabiatdagi atomlar turi sanoqli, u Mendeleev elementlar davriy sistemasidagi elementlar va ularning izotoplari soniga teng.

Atom ham murakkab tuzilishga ega bo‘lib, musbat zaryadli yadrodan va uni o‘rab olgan manfiy zaryadli elektron qobiqlardan tashkil topgan. Ammo, molekulyar - kinetik nazariyada atomni qanday tuzilganiga e’tibor bermay, uni qattiq elastik shar deb qaraladi.

Atom va molekulalarning diametri 10^{-8} - 10^{-7} sm atrofida bo‘lib, 10 million molekulani yonma-yon qo‘yib chiqilsa, 1-10 mm.li zanjir xosil bo‘ladi. Lekin bir tomchi suvdagi molekulalardan shunday zanjir tuzilsa, 300 mln.km.li zanjir xosil bo‘ladi. Bunday zanjir bilan Er va Quyoshni o‘rab olsa bo‘ladi.

2. Molekulalar orasida bir vaqtning o‘zida o‘zaro tortishish va itarishish kuchlari mavjud.

O‘zaro ta’sir kuchlari molekulalar orasidagi masofaga kuchli darajada bog‘liq bo‘ladi. Molekulalar orasidagi o‘zaro ta’sir kuchlari elektr tabiatga egadir. O‘zaro itarishish kuchlarini musbat, o‘zaro tortishish kuchlarini manfiy deb hisoblanadi. Molekulalar o‘zaro ta’sirlashgani uchun kinetik energiyadan tashqari potensial energiyaga ham ega bo‘ladi.

3. Moddani tashkil qilgan molekulalar to‘xtovsiz betartib harakatda bo‘ladi.

Ular bir-biri bilan to‘qnashish natijasida tezligi va o‘z yo‘nalishlarini doimo o‘zgartirib turadi. Temperatura ortishi bilan molekulalarning tartibsiz harakat tezligi ham ortadi. Molekulalarning harakat tezligi moddaning ichki energiyasini belgilaydi. *Molekulalarning tartibsiz harakatini issiqlik harakati deb ataladi.* Moddaning ichki energiyasi deganda molekulalarning kinetik va potensial energiyalarini yig‘indisi tushuniladi.

Moddani temperaturasi ortishi bilan molekulalarning issiqlik harakati kuchayishi va molekulalar orasidagi masofa ortishi natijasida molekulalar orasidagi tortishish kuchi kamayib, modda suyuq holatga o‘tadi. Temperatura yana ortirilsa, molekulalar orasidagi masofa ortib ($r>1,5\cdot10^{-7}$ sm), molekulalar orasidagi o‘zaro tortishish kuchlari juda kamayib ketadi, natijada modda suyuq holatdan gaz holatga o‘tadi. Shunday qilib moddani qattiq, suyuq yoki gaz holatda bo‘lishi modda molekulalarini issiqlik harakat tezligiga va tashqi sharoitga bog‘liq.

Moddalarni molekulalardan tashkil topganligi, molekulyar-kinetik nazariyaning biz yuqorida ko‘rib o‘tgan uch qoidasi to‘g‘riligi ko‘p tajribalarda uzil - kesil isbotlandi. Moddalarning molekulalardan tuzilganligini oddiy ko‘z yoki mikroskop bilan ko‘rib bo‘lmaydi. Elektron mikroskoplar bilan ulkan molekulalarni, masalan, oqsil molekulasini ko‘rish mumkin. Lekin keyingi vaqtda elektron mikroskoplarni takomillashtirish natijasida ayrim atomlarni ham ko‘rishga muvaffaq bo‘lindi.

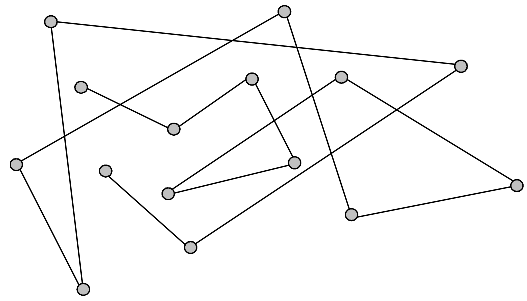
Gazlarni siqilishi natijasida ularning xajmini kamayishi molekulalar orasida ma’lum masofa borligini ko‘rsatadi. Gaz siqilganda molekulalar orasidagi masofa kichrayadi. Molekulalar orasida tortishish va itarishish kuchlari borligi qattiq jismning o‘z shaklini saqlashga intilishida ko‘rinadi. Qattiq jismni ozgina deformatsiyalash uchun ham katta mexanik kuchlanish kerak. Ularning cho‘zilishiga molekulalar orasidagi tortishish kuchlari, siqilishga esa molekulalar orasidagi itarishish kuchlari qarshilik qiladi. Qattiq jismni sindirib bo‘laklarga bo‘lish uchun ham katta kuchlanish kerak. Ma’lumki, bu katta kuchlanish molekulalar orasidagi o‘zaro tortishish kuchini engish uchun sarflanadi. singan qattiq jismni qayta butun qilib bo‘lmaydi, chunki qattiq jismni singan parchalari bir-biriga jips yopishmaydi, bunga uni sirtidagi g‘adur-budurliklar to‘sqinlik qiladi. Agar bir-biriga biriktirilayotgan qattiq jismlarning sirti juda silliq qilinsa, qattiq jism sirtidagi ko‘pchilik molekulalar bir-biriga juda yaqin kelishi natijasida molekulalar orasida o‘zaro tortishish kuchi hosil bo‘lib, qattiq jism bo‘laklari yopishib qolishi mumkin. Masalan, sirti silliqlanib yopishtirilgan ikkita shisha plastinkani bir-biridan ajratish uchun 5.10^5 Pa chamasida kuchlanish kerak bo‘ladi. Qattiq jismlarni bir-biriga elimlab biriktirish, payvandlash, molekulalar orasida o‘zaro tortishish kuchlari borligiga asoslangan.

Molekulalarning tartibsiz harakatini diffuziya hodisasida va Broun harakatida ko‘rishimiz mumkin. Agar shisha idish tubiga bir tomchi brom tomizilsa, bir necha sekunddan so‘ng idish tubida to‘q jigarrang brom bug‘lari xosil bo‘ladi. Bu bug‘ tepaga ko‘tarilib, havo bilan aralasha boshlaydi, ya’ni diffuziya jarayoni kuzatiladi. Havo va brom molekulalarini diffuziyasi ularning molekulalarining betartib issiqlik harakati tufayli yuz beradi.

1827 yilda ingliz tabiatshunosi Broun molekulyar-kinetik nazariyani tasdiqlovchi muhim kashfiyot qildi. U tajribada suyuqlik ichida muallaq turgan gul changi zarrachalari doimo betartib harakat qilishi natijasida ularning ma’lum vaqt davomidagi vaziyatlari murakkab siniq chiziqlar shaklida bo‘lishini kuzatdi.

11.1-rasmda Broun zarrachasini 30 s davomidagi vaziyatlari ko‘rsatilgan. Suyuqlik ichidagi zarrachalarni bunday harakat qilishiga ularga suyuqlik molekulalarini turli tomonlardan kelib urilishi sabab bo‘ladi.

Bir vaqtning o‘zida zarrachaga suyuqlik molekulalarining bir nechtasi urilishi mumkin. Lekin unga qaysi tomondan ko‘proq molekulalar urilsa, zarracha o‘sha molekulalar yo‘nalishida siljiydi, keyin boshqa tomondan ko‘proq molekulalar urilishi natijasida yana harakat yo‘nalishi o‘zgaradi va bu jarayon uzluksiz davom etadi. *Suyuqlik ichidagi zarrachaning bunday murakkab harakati broun harakati deb ataladi.*



11.1-rasm

Broun harkatini gazlarda ham kuzatish mumkin. Agar Quyosh nurlari deraza oynasidan tushayotgan bo‘lsa, siz havodagi chang zarrachalarida broun harakatini kuzatishingiz mumkin. Broun harakatini kuzatib gaz va suyuqlik molekulalarining ham betartib harakat qilishi haqida xulosa chiqarish mumkin.

Molekulyar-kinetik nazariya bilan jismlarning ko‘p xossalarini va ularda yuz beradigan ko‘p xodisalarning fizik mohiyatini tushunish mumkin. Masalan, bunday xodisalar qatoriga issiqlik o‘tkazuvchanlik, ichki ishqalanish, diffuziya, modda holatlarini o‘zgarishi va boshqalarni olish mumkin.

Molekulyar-kinetik nazariyani gazlarga juda yaxshi qo‘llash mumkin. Lekin qattiq va suyuq holatdagi moddalarga qo‘llash bilan ham juda ko‘p muhim qonuniyatlar aniqlangan. Biz quyida shu nazariyani oldin gazlarga qo‘llanishini ko‘rib chiqamiz.

2. Molekulyar fizikada tadqiqotning statistik va termodinamik usullari. Makroskopik holatlar va parametrlar.

Biz oldin molekulyar fizika nimani o‘rganishiga to‘htalib o‘taylik. Molekulyar fizika makroskopik jismlarning (qattiq, suyuq va gaz xolatdagi) fizik xossalarini va ularni tashkil qilgan mikrozarrachalarning (atomlar, molekulalar, ionlar) issiqlik harakati va o‘zaro ta’siri tufayli sodir bo‘luvchi fizik jarayonlarni o‘rganadi.

Makroskopik jismlarning (sistemalarining) xossalari ularni tashkil qilgan mikrozarrachalarning betartib harakati natijasida sodir bo‘luvchi mikrojarayonlar bilan aniqlangani uchun shu mikrojarayonlarni ko‘rib o‘tish asosida ularning xossalarini tushuntirish va miqdoriy ifodalash mumkin. Masalan, jism (sistema) holatining makroskopik parametrlaridan biri bo‘lgan temperatura - shu jismni tashkil qilgan molekulalarning betartib harakati jadalligi bilan belgilangani uchun molekulalar tezligi orqali miqdoriy ifodalash mumkin. Lekin sistemani tashkil qilgan molekulalarning yagona harakat tezligi yo‘q, ularning tezligi har xil bo‘lib, vaqt o‘tishi bilan o‘zgarib turadi. Shuning uchun jism temperaturasini molekulalarning o‘rtacha tezligi orqali ifodalash mumkin. Bosim ham sistemaning makroskopik parametrlaridan biridir. U ham sistemani tashkil qilgan molekulalar massasi, kontsentratsiyasi, o‘rtacha tezligi orqali aniqlanadi. *Makroskopik sistema xossalarini, uni tashkil qilgan molekulalarning harakatini aniqlovchi kattaliklarning o‘rtacha qiymatlari orqali tavsiflashga, molekulyar-kinetik yoki statistik usul deyiladi.*

Ammo, makrosistemaning (jism) xossalarini uni ichki tuzilishiga va ichida sodir bo‘luvchi jarayonlarga eotibor bermasdan ham o‘rganish mumkin. Chunki, sistemaning ko‘p xossalari energiyaning bir turdan boshqa turga o‘tish jarayonlariga bog‘liq. Energiyaning bir turdan boshqa turga o‘tish qonunlarini molekulyar fizikaning termodinamika bo‘limi o‘rganadi. *Makroskopik sistema xossalarini sistemada sodir bo‘ladigan energiyaning o‘zgarish qonunlari orqali tasiflashga termodinamik usul deyiladi.* Bu usulda sistemaning xossalari uning ichida sodir bo‘luvchi molekulyar xodisalarni hisobga olmay o‘rganiladi. Ko‘p kuzatishlar natijalarini umumlashtirish tufayli sistemadagi energiya o‘zgarishlarini ifodalovchi asosiy qonunlar aniqlanib, termodinamika asoslari yaratildi.

Molekulyar fizikaga oid tadqiotlarda statistik (molekulyar - kinetik) va termodinamik usullarning har ikkisidan ham foydalaniladi. Ko‘p hollarda bu usullar bir-birini to‘ldiradi. Masalan, entropiyani o‘rganishda har ikki usul ham qo‘llaniladi.

Endi sistema holatini belgilovchi parametrlarga to‘xtalib o‘taylik. Sistema hossalarini tekshirish uchun tajribalarda bevosita o‘lchanadigan kattaliklardan foydalanish lozim. Sistema holatini belgilaydigan bu kattaliklarni sistema parametrlari deb ataladi. Bu parametrlarga hajm, teperatura, bosim, modda miqdori kiradi.

1. Hajm. Suyuq holatdagi moddani tashkil qilgan molekulalar orasidagi tortishish kuchlari ancha katta bo‘lgani uchun ular o‘zlarini hajmini, qattiq jismlarda bu kuchlar yanada katta bo‘lgani uchun o‘z shaklini ham saqlaydi. Gazsimon holatdagi modda molekulalari orasida tortishish kuchlari zaif bo‘lgani uchun gaz o‘z xajmiga ega bo‘lmay, o‘zi qamalgan idishni to‘liq egallaydi. Shuning uchun gazning xajmi sifatida doimo idishning xajmini olinadi.

Xajm xalqaro birliklar tizimi (SI) da metr kub (m^3) larda o‘lchanadi. Xajmni o‘lchashda litr deb ataluvchi birlik ham ishlatiladi.

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

Xajmning o‘lchami – L^3.

Jismni (sistemani) zichligini topish uchun uning massasini hajmga nisbatini olish kerak:

$$\rho = m/V, \quad kg/m^3.$$

2.Temperatura. Sistema temperaturasini miqdor jihatdan baholash uchun bir nechta temperatura shkalalaridan foydalaniladi. Xalqaro birliklar tizimi (SI)da temperaturaning absolyut termodinamik (Kelvin) shkalasi ishlatiladi. Bu shkalada suvning uchlanma nuqtasini (uchlanma nuqta deganda ayni bir moddaning qattiq, suyuq, gazsimon fazalari o‘zaro muvozanatda bo‘ladigan temperatura tushuiniladi) xarakterlovchi termodinamik temperaturaning 1/273,16 ulushi 1 Kelvin (K) deb qabul qilingan. Odatda shved fizigi nomi bilan ataluvchi selsiy shkalasi ham qo‘llaniladi, normal bosim ostidagi muzning erish temperaturasi va normal bosim ostidagi suvning qaynash temperaturasining farqini teng 100 qismga boʻlingan va uni 0,01 qismiga 1^0C deb nom berilgan. Selsiy gradusi miqdor jihatdan Kelvin gradusiga teng. Suvning uchlanma nuqtasining temperaturasi Kelvin shkalasida 273,16 K ga teng deb olindi va uni absolyut shkalaning etalon nuqtasi sifatida qabul qilindi. Mazkur shkalada muzning erish va suvning qaynash temperaturalari mos holda 273,16 K va 373,16K ga teng. Kelvin shkalasi bilan selsiy shkalasi orasida quyidagicha bogʻlanish bor:

$$T = t + 273{,}16 \qquad\qquad t = T - 273{,}16$$

Odatda T absolyut temperatura, t ni esa TSelsiy tempearturasi deyiladi.

Shuni aytib oʻtish kerakki, ayrim mamlakatlarda boshqa temperatura shkalalaridan ham foydalaniladi. Masalan, Angliya va AQShda Farengeyt shkalasi (unda muzning erish temperatrurasi 32^0Gʻ, suvning qaynash temperaturasi esa 212 Gʻ deb olinadi), Frantsiyada Reomer shkalasi (unda suvning muzlash va qaynash temperaturalari mos holda O^0R va 80^0R deb olinadi) qoʻllaniladi.

3. Bosim. Bosim deb, *yuza birligiga ta'sir etuvchi kuch bilan aniqlanuvchi kattalikka aytiladi va SI da Paskal (Pa) bilan oʻlchanadi.*

$$P = F/S, \qquad\qquad 1Pa = 1N/1m^2.$$

Bosimni Paskaldan tashqari millimetr simob ustini (mm sim. ust.) va atmosfera (atm.) deb ataluvchi birliklari ham ishlatiladi. Ular orasida quyidagicha bogʻlanish bor:

$$1 \text{ atm} = 760 \text{ mm sim. ust.} = 1{,}013 \cdot 10^5 \text{ Pa}$$

Modda miqdoriga ideal gaz qonunlarini koʻrib oʻtganimizdan keyin toʻxtalib oʻtamiz.

3. Ideal gaz qonunlari.

Oldin ideal gaz deganda qanday gaz koʻzda tutilishiga toʻxtalib oʻtaylik. *Ideal gaz deb, molekulalari oʻzaro elastik sharlardek toʻqnashadigan, molekulalarining oʻlchamlari juda ham kichik va molekulalar orasida oʻzaro ta'sir kuchlari hisobga olinmaydigan gazga aytiladi.* Yuqori temperaturada siyrak gazlarni ham ideal gaz deb qarash mumkin. Odatdagi sharoitda ham geliy, vodorod va ularga oʻxshash gazlar ideal gaz uchun qoʻyilgan talablarga javob beradi.

Ma'lum massali gazni holati bosim P, hajm V va temperatura T orqali ifodalanadi. *Gaz holatini belgilovchi bu kattaliklarning oʻzgarishiga gaz jarayonlari deyiladi. Temperatura oʻzgarmas boʻlganda gaz bosimini hajmga bogʻliq holda oʻzgarishiga izotermik, bosim oʻzgarmas boʻlganda gaz hajmini temperaturaga bogʻliq holda oʻzgarishiga izobarik va gaz hajmi oʻzgarmas boʻlganda uning bosimini temperaturaga bogʻliq holda oʻzgarishiga izoxorik jarayon deyiladi.*

Gaz hossalarini modda tuzilishining molekulyar-kinetik nazariyasi asosida o'rganishdan oldin tajriba yo'li bilan yaratilgan gaz qonunlariga (Boyl-Mariott, Gey-Lyussak, Dalton, Avogadro) qonunlariga to'xtalib o'tamiz. Bu qonunlar odatdagi atmosfera sharoitidan unchalik farq qilmaydigan sharoitda tajriba o'tkazish yo'li bilan kashf etilgan.

Boyl-Mariott qonuni.

Bir-biridan mustaqil holda 1662 yilda ingliz olimi Boyl va 1667 yilda fransuz olimi Mariott izotermik jarayon uchun quyidagi qonunni kashf etdilar: *o'zgarmas temperaturada (t = const) ma'lum massali gazning bosimi hajmga teskari proporsional holda o'zgaradi:*

$$PV = \text{const} \tag{11.1}$$

Turli temperaturalar uchun (12.1) formulaning grafigi giperbolalardan iborat bo'ladi (11.2-rasm).

Bu giperbolalarga izotermalar deyiladi.

Gey-Lyussak qonuni.

1802 yilda fransuz fizigi Gey-Lyussak izobarik va izoxorik gaz jarayonlarini o'rganib quyidagi ikkita qonunni yaratdi.

1. Ma'lum massali gazning bosimi o'zgarmas bo'lganda (P = const) uning hajmi temperaturaga to'g'ri proporsional holda o'zgaradi:

$$V = V_0(1 + \alpha t) \tag{11.2}$$

P_0 - gazning O^0C temperaturadagi hajmi,

P - gazning t^0C temperaturadagi hajmi,

α - gazning hajm kengayish koeffitsienti.

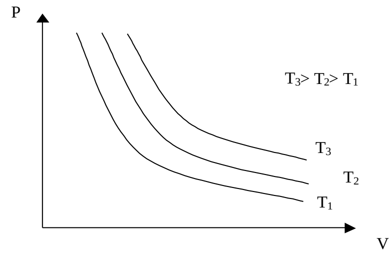
2. Ma'lum massali gazning hajmi o'zgarmas bo'lganda (V =const) uning bosimi temperaturaga to'g'ri proporsional holda o'zgaradi:

$$P = P_0(1 + \gamma t) \tag{11.3}$$

P_0 - gazni O^0C temperaturadagi bosimi,

P - gazni t^0C temperaturadagi bosimi,

γ - gaz bosimining termik koeffitsienti.



11.2-rasm

Hamma gazlar uchun $\alpha = \gamma = 1/273{,}16 \approx 1/273\ K^{-1}$ ekanligi aniqlangan.

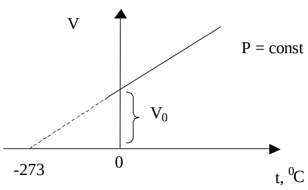
(12.2) va (12.3) formulalarni grafiklari temperatura o‘qini $t = -\ 273{,}16 \approx -273^0$ C nuqtada kesuvchi to‘g‘ri chiziqlardan (izobara va izoxora) iborat bo‘ladi (11.3 va 11.4-rasmlar).

Ko‘pincha izoxorik jarayonni Sharl qonuni ifodalaydi deb ham yuritiladi. Chunki, bu qonun Gey-Lyussakdan oldin fransuz olimi Sharl tomonidan taxminiy holda bayon etilgan.

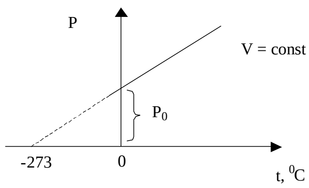
(11.2) formuladan absolyut nol temperaturada, ya’ni temperatura $t = -\ 273^0$C bo‘lganda gaz hajmini yo‘qolishi kelib chiqadi:

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

Lekin biz oldin aytganimizdek, ideal gaz qonunlarini juda past temperaturalarga qo‘llash mumkin emas. Bunday past temperaturada gaz ham o‘z holatini o‘zgartiradi, u suyuq, hatto qattiq holatga o‘tishi mumkin.



11.3-rasm



11.4-rasm

1852 yilda Kelvin absolyut nol temperaturaning fizik ma’nosini ochib berdi. *Absolyut nol shunday temperaturaki, bu temperaturada har qanday molekulalarning betartib issiqlik harakati to‘xtaydi.* Ammo, absolyut nol temperaturada har qanday harakat butunlay to‘xtaydi deyish noto‘g‘ri, chunki atomdagi elektronlar yadro atrofida aylanishda davom etadi. Hozirgi vaqtda juda kichik hajmda absolyut nol temperaturaga juda yaqin temperatura olishga ham muvaffaq bo‘lindi. Lekin bunday past temperaturada ham molekulalar harakatini to‘xtash ehtimolligi sezilgani yo‘q. Bunday hol suyuq geliyda kuzatilgan.

Absolyut temperatura shkalasiga o‘tilganda (11.2) formula boshqacha ko‘rinishni oladi:

$$V = V_0 (1 + \alpha t) = V_0 \left(1 + \frac{1}{273} t\right) = V_0 \frac{273 + t}{273} = V_0 \frac{T}{T_0}$$

O^0 C ga Kelvin shkalasida $T_0 = 273$ K mos kelishini hisobga olsak,

$$\frac{V}{V_0} = \frac{T}{T_0} \tag{11.4}$$

formula xosil bo‘ladi. (11.4) formuladan Gey-Lyussak qonunini boshqa ta’rifi kelib chiqadi: *gaz bosimi o‘zgarmas bo‘lganda uning hajmi absolyut temperaturaga to‘g‘ri proporsional* . Huddi shunday o‘zgarish qilsak (12.3) formula ham

$$\frac{P}{P_0} = \frac{T}{T_0} \tag{11.5}$$

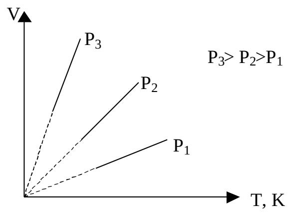
ko‘rinishni oladi. Demak, (12.5) formulaga ko‘ra gazning hajmi o‘zgarmas bo‘lganda uning bosimi absolyut temperaturaga to‘g‘ri proporsional dir. (12.4) va (11.5) formulalar ham Gey-Lyussak qonunlarini ifodalaydi.

(11.4) va (11.5) formulalar ixtiyoriy T_1 va T_2 temperaturalar uchun,

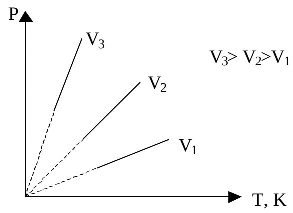
$$\frac{V_1}{V_2} = \frac{T_1}{T_2} \quad \text{va} \quad \frac{P_1}{P_2} = \frac{T_1}{T_2}$$

ko‘rinishda yoziladi.

11.5-rasmlarda ideal gaz hajmini, 11.6-rasmda ideal gaz bosimini T absolyut temperaturaga bog‘lanishini ifodalovchi turli izobaralar va izoxoralar tasvirlangan.



11.5-rasm



11.6-rasm

Dalton qonuni. Aytaylik qandaydir hajmli idishda P bosimga ega bo‘lgan gazlar aralashmasi berilgan bo‘lsin (masalan havo). Havoni tarkibidagi azotdan boshqa hamma gazlarni chiqarib yuborsak, qolgan azot butun idish hajmini egallab partsial bosim deb ataluvchi P_1 bosim hosil qiladi.

Partsial bosim deb, gazlar aralashmasidagi bir gazning o‘zi beradigan bosimiga aytiladi. Gaz aralashmasidagi ikkinchi gazni partsial bosimini aniqlash uchun idishni yana havo bilan to‘ldiramiz va idishda faqat kislorodni qoldirib boshqa gazlarni chiqarib tashlaymiz. Qolgan gaz yana idishni butun hajmini egallab P_2 partsial bosimni hosil qiladi. Xuddi shunday usulda uchinchi va qolgan gazlarning hosil qilgan partsial bosimlarini ham aniqlash mumkin.1801 yilda ingliz fizik va ximigi Dalton gaz aralashmalari bosimi bilan aralashma tarkibiga kirgan gazlarning partsial bosimlari orasidagi bog‘lanishni aniqladi. Bu bog‘lanish Dalton qonuni deb ataladi: *gaz aralashmalarini bosimi ayrim gazlarning partsial bosimlarining yig‘indisiga teng:*

$$P = P_1 + P_2 + P_3 + \ldots + P_n \tag{11.6}$$

4. Molekulyar massa. Avogadro qonuni.

Molekulalar massasi $10^{-27} \div 10^{-26}$ kg oralig‘ida bo‘ladi. Fizikada atom yoki molekulani massasi massaning atom birligida (m.a.b) o‘lchanadi. M.a.b. sifatida miqdor jihatdan uglerod 12 atomi massasining 1/12 ulushi olinib, (kg) larda ifodalanadi:

$$m_b = 1\text{m.a.b.} = 1/12\ m_c = 1{,}66057 \cdot 10^{-27}\ \text{kg}.$$

Atom va molekulalarning massasi shu 1 m.a.b. ga nisbatan solishtiriladi va uni atomning nisbiy massasi va nisbiy molekulyar massa deb yuritiladi.

Moddaning nisbiy molekulyar massasi M deb, shu modda molekulasi massasini (m_m) uglerod 12 atom massasining 1/12 qismiga nisbatiga aytiladi:

$$M = \frac{m_м}{\frac{1}{12} m_c} \qquad (11.7)$$

Nisbiy molekulyar massa (nisbiy atom massasi) M o‘lchamsiz kattalikdir. Shunday usul bilan hisoblanganda kislorod va vodorod nisbiy atom massalari uchun 15,9946 va 1,0080 sonlarini olamiz. D.I.Mendeleev elementlar davriy sistemasida atomlarning nisbiy massalari ko‘rsatiladi. 1-jadvalda ayrim atom va molekulalarning kg larda hisoblangan massalari va nisbiy massalari keltirilgan. Molekula yoki atomning massasini (kg) larda hisoblash uchun ularning nisbiy massalarini 1 m.a.b. (m_b) ga ko‘paytirish kerak:

$$m_m = m_b \cdot M = M \cdot 1{,}66057 \cdot 10^{-26}\ \text{kg}.$$

$$m_a = m_b \cdot A = A \cdot 1{,}66057 \cdot 10^{-27}\ \text{kg}.$$

Misol uchun azot molekulasining massasini aniqlaylik. Azot atomining davriy sistemasidagi nisbiy atom massasi 14,01, azot molekulasi ikkita azot atomidan tashkil topgani uchun uni nisbiy molekulyar massasi 28,02 ga teng bo‘ladi. Azot molekulasi massasini kg larda olish uchun 28,02 ni 1 m.a.b. ga ko‘paytiramiz:

$$m_m = m_b \cdot 28{,}02 = 1{,}66057 \cdot 10^{-27}\ \text{kg} \cdot 28{,}02 = 4{,}64 \cdot 10^{-27}\ \text{kg}.$$

Halqaro birliklar tizimi (SI)da modda miqdorini o‘lchash uchun asosiy birlik sifatida mol qabul qilingan. *1 mol deb, moddaning nisbiy molekulyar massasiga teng kg larda olingan modda miqdoriga aytiladi.* Masalan, kislorod gazidan 1 mol miqdorda olish uchun 32 g yoki 0,032 kg olish kerak, chunki kislorodning nisbiy molekulyar massasi 32 ga teng. Xuddi shunga o‘hshash 1 mol azot 0,028 kg ni tashkil qiladi. Shuning uchun azotning molekulyar massasi M = 0,028 kg/ mol ko‘rinishda yoziladi. Moldan tashqari kmollar ham ishlatiladi. 1 kmol = 1000 mol ekanini hisobga olsak, azot uchun M = 28 kg/kmol deb yozish mumkin. Ma’lum massali modda necha moldan iborat ekanini topish uchun uning massasini molekulyar massasiga nisbatini olish kerak: *$\nu = m/M$. Bu erda ν mollar soni yoki modda miqdori deb ataladi.*

Italyan olimi Avogadro 1811 yilda 1mol gaz uchun quyidagi qonunni yaratdi: *normal sharoitda har qanday 1 mol gaz 22,4 l hajmni egallaydi va unda* $6{,}02 \cdot 10^{23}$ *1/mol dona molekula bo'ladi.*

1 mol moddadagi molekulalar soni Avogadro soni deb ataladi: $N_A = 6{,}02 \cdot 10^{23}$ 1/mol

1-Jadval

Atom, molekula	m_m, 10^{-27} kg	M
Vodorod (N)	1,67	1,008
Vodorod (N_2)	3,34	2,016
Kislorod (O_2)	53,2	31,98
Azot (N_2)	46,4	28,02
Uglerod (S)	19,9	12,00
Temir (Fe)	92,8	55,9
Qo'rg'oshin (Pb)	344	207,2

Avogadro qonunidan har qanday massali moddadagi molekulalar sonini aniqlash mumkin. Buning uchun Avogadro sonini mollar soniga ko'paytirish kerak:

$$N = \frac{m}{M} N_A \qquad (11.8)$$

Agar bitta gaz molekulasi massasini Avogadro soniga ko'paytirsak, moddaning molekulyar massasi kelib chiqadi:

$$M = m_m \cdot N_A \qquad \text{(kg/mol)}$$

Avogadro qonunidan foydalanib, molekulalar o'lchamlarini taxminan hisoblash mumkin. Misol uchun suv molekulasining hajmini topish uchun 1 kmol (18 kg) suvni hajmini (0,018 m^3) avogadro soniga bo'lish kerak.

$$V_m = 0{,}018/6 \cdot 10^{26} = 30 \cdot 10^{-30}\ m^3$$

Bundan suv molekulasining chiziqli o'lchami taxminan quyidagiga teng ekanligi kelib chiqadi:

$$d = \sqrt[3]{30 \cdot 10^{-30}} \approx 3 \cdot 10^{-10} = 3\overset{0}{A}$$

Boshqa molekulalar o‘lchamlari ham bir necha angstrem tartibida bo‘ladi.

5. Klapeyron - Mendeleev tenglamasi. Universal gaz doimiysi.

Biz yuqorida ideal gaz xolatini belgilovchi parametrlardan biri o‘zgarmas bo‘lgan izojarayonlarni ko‘rib o‘tdik. Endi gaz holatini aniqlovchi uchala parametr (xajm, bosim va temperatura) ham bir vaqtda o‘zgaradigan jarayonni ko‘rib o‘tamiz. Bunday jarayonni ifodalovchi qonunni 1834 yilda fransuz olimi Klapeyron aniqladi. Klapeyron 1830 yildan boshlab Peterburgda ishlagan. Klapeyron, Boyl-Mariott va Gey-Lyussak qonunlarini birlashtirib gaz holat tenglamasini yaratdi.

Qandaydir m massali gazning holati V_1, P_1 va T_1 parametrlar bilan ifodalansin. Bu gazni V_2, P_2 va T_2 parametrlar bilan aniqlanuvchi boshqa holatga o‘tkazaylik. Gazni ikkinchi holatga izotermik (T_1 = const) va izoxorik (V_2 = const) jarayonlar orqali o‘tkazish mumkin.

1) Izotermik jarayon vaqtida gazning hajmi V_2 ga o‘zgarib bosim P_1' bo‘lib qoladi. Boyl - Mariot qonuniga asosan

$$V_1P_1 = V_1\,P_1'$$

bo‘ladi, bundan

$$P_1' = V_1P_1/\,V_2$$

ekanini topamiz.

2) Izoxorik jarayon Gey-Lyussak qonuni bilan ifodalandi:

$$P_1'/\,P_2 = T_1/T_2$$

Keyingi formulaga yuqoridagi P_1' ning ifodasini qo‘yib quyidagini hosil qilamiz.

$$V_1P_1/\,V_2P_2 = T_1/T_2$$

bundan

$$V_1P_1/T_1 = V_2P_2/T_2$$

Yuqoridagi ifodadan ko‘rinadiki, ma’lum massali gaz uchun VP/T nisbat doimo o‘zgarmasdan qoladi.

$$PV/T = C = const \qquad (11.9)$$

(12.9) formula Klapeyron tenglamasi (qonuni) deb ataladi. Klapeyron tenglamasidagi C doimiylik turli gazlar uchun turli qiymatlarni olib, noqulaylik tug‘diradi. 1875 yilda Mendeleev, Klapeyron tenglamasini Avogadro qonuni bilan birlashtirib, uning kamchiligini tuzatdi.

Avogadro qonuniga ko‘ra har qanday 1 mol gaz normal bosim va temperaturada bir xil V_m hajmni egallaydi. Natijada C doimiylik hamma gazlar uchun bir xil bo‘ladi va uni R bilan belgilasak.

$$PV_m/T = R \qquad (11.10)$$

R doimiylik universal gaz domiysi deb ataladi. (13.10) formula ko‘pincha

$$PV_m = R \cdot T$$

ko‘rinishda yoziladi. *Bu ifoda 1 mol gaz uchun Klapeyron-Mendeleev tenglamasi (qonuni) deyiladi.* Ma’lum bosim va temperaturada gaz hajmi uni massasiga proporsional bo‘lgani uchun

$$V_m/V = \frac{M}{m}$$

bo‘ladi. M - gazni molyar massasi, V - m massali gazni egallagan hajmi. Yuqoridagi ifodadan

$$V_m = V\frac{M}{m}$$

kelib chiqadi. V_m ning bu ifodasini (12.10) formulaga qo‘yib quyidagi tenglamani xosil qilamiz

$$PV\frac{M}{m} = RT$$

yoki

$$PV = \frac{m}{M}RT \qquad (11.11)$$

(11.11) formula ixtiyoriy massali gaz uchun Klapeyron - Mendeleev tenglamasi (qonuni) deyiladi. (11.11) formuladan gazni zichligi ρ ni aniqlash mumkin:

$$P = \frac{m}{MV}RT,$$

$\frac{m}{V} = \rho$ bo‘lgani uchun $P = \frac{\rho}{M}RT$ bo‘ladi,

bundan

$$\rho = \frac{MP}{RT} \tag{11.12}$$

Universal gaz doimiysi son qiymatini (11.10) formuladan aniqlaylik. Buning uchun 1 mol gaz normal sharoitda $P = 1{,}013 \cdot 10^{5}$ Pa bosim, $V_m = 0{,}02241$ m^3/mol hajm, T = 273 K temperaturaga ega bo‘lishini hisobga olamiz:

$$R = \frac{PV_m}{T} = \frac{1{,}013 \cdot 10^5 \, Pa \cdot 0{,}02241 \frac{m^3}{mol}}{273 \, K} = 8{,}31 \; J / K \, mol$$

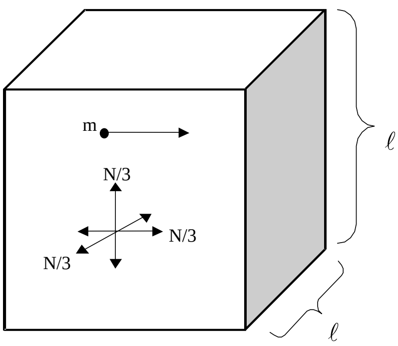
Klapeyron-Mendeleev tenglamasi tajriba asosida topilgan gaz qonunlarini birlashtirgani uchun u ham amaliy qonun deb ataladi. Quyida molekulyar-kinetik nazariya asosida ideal gazlarni nazariy o‘rganamiz.

6. Gazlar molekulyar-kinetik nazariyasining asosiy tenglamasi.

Molekulyar-kinetik nazariyaga ko‘ra idishdagi gaz doimo tartibsiz harakat qiluvchi ko‘plab molekulalardan iborat deb qaraladi. Molekulalar o‘z harakati vaqtida idish devorlariga to‘xtovsiz urilib turadi. Molekulaning idishga har bir urilishidagi kuch nisbatan kichik. Lekin molekulalar juda ko‘p bo‘lgani uchun idish devorlariga ta’sir etayotgan umumiy kuch ancha katta bo‘ladi.

Idish devorining yuza birligiga to‘g‘ri keluvchi molekulalarining ta’sir kuchi gaz bosimini ifodalaydi. Molekulani idish devoriga urilish kuchi uni harakat tezligiga, qolaversa molekulalarning ilgarilanma harakat kinetik energiyasiga bog‘liq.

Asosiy tenglamani biz gaz kub shaklidagi idishda joylashgan hol uchun chiqaraylik. Tomonlari l bo‘lgan kub shaklidagi idishda massalari m bo‘lgan N ta molekula bo‘lsin. Molekulalarning tartibsiz harakatini hisobga olib, ularning 1/3 qismi kubning oldingi va orqa devori yo‘nalishida, yana 1/3 qismi kubning chap va o‘ng devorlari yo‘nalishida, va qolgan 1/3 qismi kubning tepa va pastki devorlari yo‘nalishida to‘g‘ri chiziqli harakatlanadi deyish mumkin (11.7-rasm). Har uch yo‘nalishda harakatlanayotgan molekular umumiy molekulalarning N′ = N/3 qismini tashkil qiladi. Biz fikran bitta molekulani idishning o‘ng tomondagi devoriga ϑ tezlik bilan harakatlanayotganini kuzataylik (11.7-rasm). Molekula devorga urilib, undan qaytadi va chap devorga tomon harakatlanadi. Molekulaning urilish kuchini ΔF bilan, urilish vaqtini Δt bilan belgilasak, molekulaning devorga bergan impulsi $\Delta F \cdot \Delta t$ bo‘ladi. Impulsning saqlanish qonuniga ko‘ra kuch impulsi harakat impulsini o‘zgarishiga teng:



11.7-rasm

$$\Delta F \cdot \Delta t = m_0\vartheta - (-m_0\vartheta) = 2m_0\vartheta.$$

Bu ifodadagi minus ishora molekula idish devoriga urilgandan keyin o‘z yo‘nalishini o‘zgartirib orqaga qaytishini ko‘rsatadi. Gazning o‘rtacha bosim kuchini topish uchun molekulalarning bir sekund davomidagi urilishlarda berilgan impulslar yig‘indisini hisoblash kerak.

Har bir molekula bir urilishdan keyingi urilishgacha ϑ tezlik bilan 2ℓ masofani bosib o‘tgani uchun ikkita ketma-ket urilishlar orasidagi vaqt $\Delta t = 2\ell/\vartheta$ bo‘ladi. Vaqtning bu ifodasini hisobga olib, yuqoridagi ifodadan o‘rtacha urilish kuchini topamiz.

$$\Delta F = m_0\vartheta^2/\ell \tag{11.13}$$

Idishning o‘ng va chap tomonlariga umumiy molekulalarning N/3 qismi turli ϑ_1, ϑ_2,....., ϑ_n tezliklar bilan harakatlanishlarini hisobga olib, urilishlarning yig‘indi kuchini topamiz:

$$F = \frac{1}{3}\left(\frac{m_0\vartheta_1^2}{\ell} + \frac{m_0\vartheta_2^2}{\ell} + ... + \frac{m_0\vartheta_n^2}{\ell}\right)$$

yoki

$$F = \frac{1}{3}\frac{m_0 N}{\ell}\frac{\left(\vartheta_1^2 + \vartheta_2^2 + ... + \vartheta_n^2\right)}{N}$$

Bu ifoda $<\vartheta^2>=\dfrac{\vartheta_1^2 + \vartheta_2^2 + ... + \vartheta_n^2}{N}$ kattalik gaz molekulalarining o‘rtacha kvadratik tezligini bildiradi. U holda yuqoridagi formula

$$F = \frac{1}{3}\frac{m_0 N}{\ell} <\vartheta^2>$$

ko‘rinishni oladi. Molekulalarning bosimini topish uchun yuqoridagi ifodani har ikki tomonini idish tomonining yuzasiga ($S = \ell^2$) bo‘lamiz:

$$\frac{F}{\ell^2} = \frac{1}{3}\frac{N}{\ell^3} m_0 < \vartheta^2 > .$$

Bunda $\frac{F}{\ell^2}$ gaz bosimini, N/ℓ^3 gaz kontsentratsiyasi n_0 ni bildiradi. Demak gaz bosimi uchun

$$P = \frac{1}{3} n_0 m_0 < \vartheta^2 > \tag{11.14}$$

formula xosil bo‘ladi. *(12,14) formula gazlar uchun molekulyar-kinetik nazariyaning asosiy tenglamasi deb ataladi.* (11.14) formulani surat va mahrajini 2 ga ko‘paytiramiz: $P = \frac{2}{3} n_0 \frac{m_0 < \vartheta^2 >}{2}$ va $m_0<\vartheta^2>/2$ molekulalarning o‘rtacha kinetik energiyasi $<E_k>$ ekanini hisobga olsak, molekulyar-kinetik nazariyaning asosiy tenglamasi

$$P = \frac{2}{3} n_0 < E_K > \tag{11.15}$$

ko‘rinishni oladi. Demak, *gazning bosimi hajm birligidagi molekulalar ilgarilanma harakat o‘rtacha kinetik energiyasining 2/3 qismiga teng. (11.15) formula Klauzius tenglamasi deb ham ataladi.*

Agar bir mol gazning hajmini V desak, gazni kontsnetratsiyasi

$$n_0 = N_A/V$$

bo‘lib, (11,15) formula quyidagi ko‘rinishni oladi.

$$P = \frac{2}{3} \frac{N_A}{V} < E_к >$$

Ma’lumki, 1 mol uchun gaz holat tenglamasi

$$PV = RT$$

ekanini hisobga olib, temperatura uchun

$$T = \frac{2}{3} \frac{N_A}{R} < E_к > \tag{11.16}$$

formulani hosil qilamiz. (11.16) formuladan ko‘rinadiki, gazning absolyut temperaturasi molekulalar ilgarilanma harakatining o‘rtacha kinetik energiyasiga proporsional ekan. (11.16) formuladan molekulalarning o‘rtacha kinetik energiyasi uchun

$$<E_k> = \frac{3}{2} \frac{R}{N_A} T$$

ifodani hosil qilamiz. Bu ifodada k = R/N_A nisbat - Boltsman doimiysi deb ataladi va

u $$k = \frac{R}{N_A} = \frac{8{,}32\,\frac{J}{mol\,K}}{6{,}023\cdot 10^{23}\,\frac{1}{mol}} = 1{,}38\cdot 10^{-23}\,\frac{J}{K}$$

tarzida aniqlanadi. Boltsman doimiysi fizikaning ko‘p formulalari tarkibiga kiradi. Demak, gaz molekulasining o‘rtacha kinetik energiyasi

$$\langle E_k\rangle = \frac{3}{2}kT \qquad (11.17)$$

formula bilan ifodalanadi. (11.17) formuladan absolyut nol temperaturada molekulalarning ilgarilanma harakatdan to‘htashi kelib chiqadi. Lekin harakatning boshqa turlari, masalan atom ichidagi harakatlar saqlanib qoladi.

Agar (11.15) formuladagi $\langle E_k\rangle$ o‘rniga uni (11.17) ifodasini qo‘ysak, gazni bosimi uchun

$$P = n\,kT \qquad (11.18)$$

formula kelib chiqadi. (11.18) formuladan normal bosim va temperatura sharoitida 1m^3 gazdagi molekulalar sonini (kontsentratsiyasini) hisoblash mumkin.

$$n = \frac{P}{kT} = \frac{1{,}013\cdot 10^{5}\,Pa}{1{,}38\cdot 10^{-23}\,\frac{J}{K}\cdot 273\,K} = 2{,}69\cdot 10^{25}\,m^{-3}$$

Bu n soni fizikada Loshmidt soni deb ataladi.

(11,17) formuladan normal sharoit uchun gaz molekulalarining ilgarilanma harakatdagi o‘rtacha kinetik energiyasini hisoblaymiz:

$$< E_K >= \frac{3}{2}kT = \frac{3}{2}\cdot 1{,}38\cdot 10^{-23}\cdot 273 = 5{,}7\cdot 10^{-21}\,J$$

Yuqoridagi (11.17) formulada $\langle E_k\rangle = m\langle\vartheta^2\rangle/2$ ekanligini hisobga olib, molekulalarni o‘rtacha kvadratik tezligi $\langle\vartheta^2\rangle$ ni topamiz:

$$\frac{m_0 < \vartheta_{\kappa v}^2 >}{2} = \frac{3kT}{2}$$

bundan

$$<\vartheta_{\kappa v}> = \sqrt{\frac{3kT}{m_0}} \qquad (11.19)$$

kelib chiqadi. Agar (11.19) formulada

$$k/m_0 = R/m_0 N_A = R/M$$

ekanligini hisobga olsak, u boshqacha ko‘rinishni oladi:

$$<\vartheta_{\kappa v}> = \sqrt{\frac{3RT}{M}} \qquad (11.19a)$$

Molekulalarni $<\vartheta_{kv}>$ tezligini (11.19a) formula bilan hisoblash qulayroqdir.

Agar yuqoridagi (11.14) ifodada n_0 = N/V va PV = RT ekanini hisobga olsak, molekulyar - kinetik nazariyaning asosiy tenglamasini boshqacha ko‘rinishda ifodalash mumkin:

$$p = \frac{m_0 N < \vartheta_{\kappa v}^2 >}{3V}$$

Agar m_0N idishdagi gazni massasiga teng ekanini hisobga olsak

$$pV = \frac{m < \vartheta_{\kappa v}^2 >}{3} \qquad (11.20)$$

formula xosil bo‘ladi. (11.20) formuladan Boyl-Mariot qonuni kelib chiqishini ko‘rsatish mumkin. Izotermik jarayonda T = const bo‘lgani uchun (11,19) formuladan ϑ_{kv} = const bo‘lishi, (11.20) formuladan o‘zgarmas massali gaz uchun

$$pV = \frac{m < \vartheta_{\kappa v}{}^2 >}{3} = \text{const}$$

ekanligi kelib chiqadi.

Mustahkamlash uchun savollar

1. Modda tuzilishini molekulyar kinetik nazariyasining asosiy uch qoidasini tushuntiring.
2. Broun harakati nimani isbotlaydi?
3. Ideal gaz qonunlarini tushuntiring.
4. Klayperon-Mendeleev, Avogadro va Dalton qonunlari qanday tushunasiz?
5. Gazlar molekulyar-kinetik nazariyasining asosiy tenglamasi va undan kelib chiqadigan formulalarni tushuntiring.

5. Taqiqotning statistik usuli nimadan iboratq

6. Taqiqotning termodinamik usuli deganda nimani tushunasiz.

7. “Molyar massa” deb nimaga aytiladi?

9. Absolyut nol temperatura deganda nimani tushunasiz?

10. Ixtiyoriy massali moddadagi atom yoki molekulalar soni qanday topiladi?

Asosiy adabiyotlar

1. O.Axmadjonov. Fizika kursi, I-tom. Toshkent, “O‘qituvchi”. 1991.
2. I.V.Savelev. Kurs obshey fiziki. T.1,M., Nauka,2000g.
3. A.A.Detlaf, B.M.Yavorskiy. Kurs fiziki. M., “Visshaya shkola”.2000g.
4. T.I.Trofimova Kurs fiziki, M., «Visshaya shkola». 2000 g, 380c.
5. G.A.Zisman, O.M.Godess. Kurs obshey fiziki. M, izd. “Visshaya shkola”, 1991 g
6. D.V.Sivuxin «Obshiy kurs fiziki». Tom 1. M.Nauka.1977-90 g
7. O‘.Q.Nazarov, H.Z.Ikromova va K.A.Tursunmetov. Umumiy fizika kursi. Mexanika va molekulyar fizika. Toshkent, “O‘zbekiston”, 1992, 279 bet.

Nuomonxo‘jaev A.S. Fizika kursi. 1-qism. Mexanika, statistik fizika, termodinamika. Toshkent:«O‘qituvchi»,1992,208 b.

12-MA’RUZA. IDEAL GAZ VA UNING QONUNLARI

Reja:

1. Molekulalarni tezliklar va energiyalar bo‘yicha taqsimlanishiga oid Maksvell qonuni.
2. Maksvell taqsimot qonunining Shtern tajribasida tasdiqlanishi.
3. Potensial maydondagi zarrachalar uchun Boltsman taqsimot qonuni va barometrik formula.

Gazlarda effuziya xodisasi.

1. Molekulalarning tezliklar va energiyalari bo‘yicha taqsimlanishiga oid Maksvell qonuni

Biz yuqorida ma’lum bir temperatura uchun molekulyar kinetik nazariya asosida gaz molekulalarining o‘rtacha kvadratik tezligini hisoblash formulasini ko‘rib o‘tdik. Aslida esa gazdagi har bir molekulaning tezligi bir-biridan farq qiladi. Ular doimo tartibsiz harakat qilganliklari uchun bir-birlari bilan to‘xtovsiz to‘qnashib turadilar. Bir sekundda bir molekula boshqa molekulalar bilan 10^9 marta to‘qnashar ekan. Har bir to‘qnashishdan keyin molekulani tezligi miqdor va yo‘nalish jihatdan o‘zgaradi. Lekin bu o‘zgarish ma’lum chekli miqdor oralig‘ida bo‘ladi. Molekulaning tezligi cheksiz katta yoki cheksiz kichik bo‘lib qolmaydi. Bunga ehtimollik harakterda bo‘lgan tasodifiy to‘qnashishlar yo‘l qo‘ymaydi. Ma’lum vaqt momentida aniq bir ϑ tezlik bilan harakterlanuvchi molekulalar sonini topish mumkin emas. Lekin muvozanatli sistemada tezliklari ma’lum oralig‘ida bo‘lgan molekulalar sonini hisoblash mumkin. Tezligi ϑ, $\vartheta + d\vartheta$ oralig‘ida bo‘lgan molekulalar sonini $dN(\vartheta)$ deb belgilasak, mulohazalar asosida uni sistemadagi umumiy molekulalar soni N ga va tezlik oralig‘i $d\vartheta$ ga proporsional ekaniga ishonch hosil qilish mumkin, ya’ni

$$dN(\vartheta) \sim Nd\vartheta \tag{12.1}$$

Bizga ma’lumki, o‘zgarmas kattalik kiritish bilan proporsional likdan tenglikka o‘tish mumkin. Lekin bunday usul (12.1) ifodada o‘rinli bo‘lmaydi. Faqat kiritilgan kattalik tezlik funktsiyasi bo‘lsa, (12.1) ni tenglik ko‘rinishida yozish mumkin:

$$dN(\vartheta) = f(\vartheta)Nd\vartheta \tag{12.2}$$

(12.2) ifodadagi $f(\vartheta)$ funksiyasini taqsimot funktsiyasi deb ataladi. Uning ma’nosini tushunib olish uchun quyidagi misolni ko‘rib o‘taylik. Toshkent shahar aholisining umumiy soni N ta, ular ichida yoshi 20-21 oralikda bo‘lganlarining soni dN ta bo‘lsin. Agar yosh oralig‘i $d\vartheta$ ni oshirsak, ya’ni 20-22 yosh oralig‘ini olsak, yoshi shu oralikdagi fuqarolar soni dN ham mos holda ortadi. Statistik ma’lumotni jumhuriyat miqyosida olsak, dN yanada ortadi. Lekin statistik ma’lumotlar yosh oralig‘i bir xil bo‘lgan 20-21 va 80-81 yosh oraliqlari uchun olinsa, yoshi bu oraliqdagi fuqarolar soni har xil bo‘lib chiqadi. Bundan yosh oralig‘i ma’lum qiymatga ega bo‘lgan fuqarolar soni, qaysi yoshga nisbatan olinishiga bog‘liq ekanligini ko‘rish mumkin. Keltirilgan misolni molekulalar tezligiga ko‘chirsak, tezligi $d\vartheta$ oraliqda bo‘lgan molekulalar soni tezlikni qaysi qiymatlari orasidan olinishiga, ya’ni f (ϑ) taqsimot funktsiyasiga bog‘liq bo‘ladi. Yuqoridagi (12.2.) ifodani quyidagi

$$\frac{dN(\vartheta)}{N} = f(\vartheta)d\vartheta$$

ko‘rinishga keltiraylik. Bunda $f(\vartheta)d\vartheta$ ifoda tezliklari ϑ, $\vartheta + d\vartheta$ oraliqda bo‘lgan molekulalar, hamma molekulalarning qanday qismini tashkil etish ehtimoligini ko‘rsatadi.

1860 yilda ingliz olimi K.Maksvell (1831-1879) ma’lum bir temperaturali gaz molekulalari tezliklariga ehtimoliklar nazariyasini qo‘llab, molekulalarning tezliklar bo‘yicha taqsimot funksiyasining matematik ifodasini aniqladi:

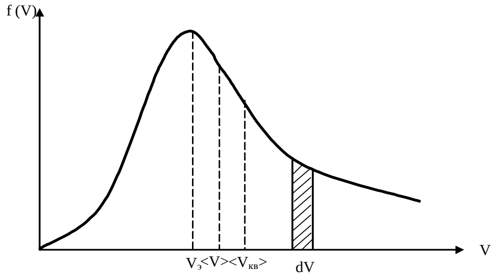
$$f(\vartheta) = \frac{4}{\sqrt{\pi}}\left(\frac{m_0}{2kT}\right)^{3/2} \cdot e^{-\frac{m_0\vartheta^2}{2KT}}\vartheta^2 \tag{13.3}$$

Bunda m_0 -molekula massasi, T-gazning absolyut temperaturasi. Maksvell taqsimot funksiyasini grafigi 12.1-rasmda ko‘rsatilgan.

Tezliklari ϑ dan $\vartheta + d\vartheta$ orliqda bo‘lgan molekulalarning nisbiy soni

$$\frac{dN}{N}=f(\vartheta)d\vartheta=\frac{4}{\sqrt{\pi}}\left(\frac{m_0}{2\kappa\ T}\right)^{3/2}\cdot e^{-\frac{m_o\vartheta^2}{2KT}}\vartheta^2 d\vartheta \qquad (13.4)$$

munosabatdan topiladi va u Maksvell egri chizig‘i ostidagi shtrixlangan yuzachaga teng. Maksvell egri chizig‘i bilan chegaralangan yuza idishdagi molekulalar soniga teng. (12.4) munosabat gaz molekulalari issiqlik harakat tezligining absolyut qiymatlari bo‘yicha Maksvell taqsimot qonunining ifodasidir. Bir xil $d\vartheta$ tezlik oralig‘idagi molekulalar nisbiy soni faqat $d\vartheta$ ga bog‘liq bo‘lmasdan, balki tezlik ϑ ga ham bog‘liq. Xaqiqatdan ham $\frac{dN}{N}$ ning eng katta qiymati $f(\vartheta)$ funktsiya maksimumga erishadigan tezlikka mos keladi. *Tezlikning bu qiymati eng katta ehtimol tezlik yoki qisqacha ehtimol tezlik deb ataladi va* ϑ_e *deb belgilanadi. Ehtimol tezlik shunday tezlikki, tezlikning bir birlik* $d\vartheta$ *oralig‘iga eng ko‘p sondagi molekula to‘g‘ri keladigan tezlikdir*. Ehtimol tezlik qiymati hisoblanadigan ifodani topish uchun (12.3) funktsiyadan ϑ bo‘yicha birinchi tartibli hosila olib, uni nolga tenglaymiz.



12.1-rasm

$$f'(\vartheta)=\frac{4}{\sqrt{\pi}}\left(\frac{m_0}{2kT}\right)^{3/2}\left[e^{-\frac{m_0\vartheta_э^2}{2kT}}2\vartheta_э-\vartheta_э^2 e^{-\frac{m_0\vartheta_э^2}{2kT}}\frac{2m_0\vartheta_э}{2kT}\right]=0$$

Bu tenglik qavs ichidagi ifoda nolga teng bo‘lganda o‘rinli bo‘ladi. Shuning uchun qavs ichidagi ifodani nolga tenglab, ehtimol tezlik ifodasini topamiz:

$$\vartheta_v^2=\frac{2kT}{m_0}$$

bundan

$$\vartheta_e=\sqrt{\frac{2kT}{m_0}} \qquad (12.5)$$

kelib chiqadi.

$$k/m_0 = R/M$$

ekanini hisobga olsak

$$\vartheta_e=\sqrt{\frac{2RT}{M}} \qquad (12.5,a)$$

hosil bo‘ladi.

Maksvell taqsimot qonuni grafigidan ko‘rinadiki, kichik va katta tezlik bilan harakatlanuvchi molekulalar soni nisbatan oz. Ko‘pchilik molekulalar ehtimol tezlikka yaqin tezlik bilan harakatlanadilar. Maksvell egri chizig‘i assimmetrik, uning maksimumining o‘ng tomoni chap tomoniga nisbatan sekinroq kamayib, uzoqroqqa cho‘zilgan. Shuning uchun grafikda $\vartheta > \vartheta_e$ bo‘lgan o‘ng tomondagi yuza, $\vartheta < \vartheta_e$

bo‘lgan chap tomondagi yuzadan katta bo‘lishi, ehtimol tezlikdan katta tezlikda harakat qiluvchi molekulalarning soni, ehtimol tezlikda kichik tezlikda harakatlanuvchi molekulalar sonidan ko‘p ekanini ko‘rsatadi.

Molekulalarning tezliklar bo‘yicha taqsimsotini bilgan holda tezlikning o‘rtacha arifmetik va o‘rtacha kvadratik qiymatlarini ifodalovchi formulalarni ham keltirib chiqarish mumkin. Lekin biz bu tezlik ifodalarini keltirib chiqarish ko‘p matematik amallarni bajarishni talab qilgani uchun ularni tayyor holda yozamiz.

$$<\vartheta> = \sqrt{\frac{8\kappa T}{\pi m_0}} \qquad (12.6)$$

$$<\vartheta> = \sqrt{\frac{8RT}{\pi M}} \qquad (12.6,a)$$

$$<\vartheta_{kv}> = \sqrt{\frac{3kT}{m_0}} \qquad (12.7)$$

$$<\vartheta_{kv}> = \sqrt{\frac{3RT}{M}} \qquad (12.7a)$$

(12.7) formulani biz yuqorida molekulyar-kinetik nazariya asosida keltirib chiqargan edik.

Agar (12.5), (12.6) va (12.7) formulalarni taqqoslasak, molekula tezliklari molekula massasi va temperaturasiga bir xilda bog‘liq ekanini ko‘ramiz, ular bir-biridan faqat sonli ko‘paytiruvchilari bilan farq qiladi. Ularni solishtirsak, miqdori $<\vartheta_{kv}> \; > \; <\vartheta> \; > \vartheta_e$ ekanini ko‘ramiz. Agar $<\vartheta_{kv}>$ va $<\vartheta>$ tezliklarni ϑ_e ga nisbatan solishtirsak, $<\vartheta> = 1{,}13\ \vartheta_e$ va $<\vartheta_{kv}> = 1{,}22\ \vartheta_e$ ekanligi kelib chiqadi.

Molekulalarning o‘rtacha arifmetik va o‘rtacha kvadratik tezliklari miqdor jihatdan ehtimol tezlikdan katta bo‘lgani bilan bunday tezliklarda harakatlanuvchi molekulalar soni nisbatan kam. O‘rtacha arifmetik tezlik bilan harakatlanuvchi molekulalar sonidan, o‘rtacha kvadratik tezlikda harakatlanuvchi molekulalar soni ham nisbatan oz.

Ehtimol tezlik ma’nosini va molekulalarning tezliklar bo‘yicha taqsimlanishini yaxshi tushunib olish uchun aniq bir misolni ko‘rib chiqaylik. Qandaydir sig‘imli idishda 0^0C temperaturada $\Delta\vartheta$=100m/s tezlik oralig‘iga mos kelgan molekulalar sonini taqsimot qonuni asosida hisoblab topilgan natijalari 2-jadvalda keltirilgan. Jadval juda katta bo‘lib ketmasligi uchun $\Delta\vartheta$ tezlik oralig‘i katta qilib olindi.

Jadvaldan ko‘rinadiki, ko‘pchilik molekulalar tezligi 200 dan 600 m/s gacha bo‘lgan oralig‘da haraktlanadi. Tezlig 300 m/s dan 400 m/s gacha bo‘lgan oraliqqa eng ko‘p molekulalar to‘g‘ri keladi. Chunki molekulalarni ehtimol tezligi shu oraliqqa to‘g‘ri keladi va (123.5) formula bilan hisoblanadi:

$$\vartheta_э = \sqrt{\frac{2RT}{M}} = \sqrt{\frac{2 \cdot 8{,}32 \cdot 273}{0{,}032}} \approx 377 \frac{м}{с}$$

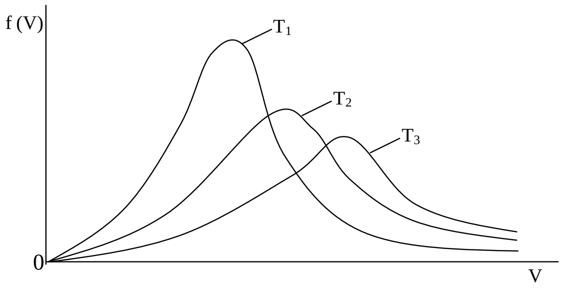
(12,6) va (12,7) formulalardan $<\vartheta>$ va $<\vartheta_{kv}>$ tezliklarni ham topamiz:

$<\vartheta> = 423$m/s, $<\vartheta_{kv}> = 460$ m/s.

2-jadval

$\Delta\vartheta$, m/s	$\Delta N, 10^3$	$\Delta N/N$,%
0-100	14	1,4
100-200	81	8,1
200-300	165	16 ,5
300-400	214	21,4
400-500	206	20,6
500-600	151	15,1
600-700	92	9,2
700-800	48	4,8
800-900	20	2,0
900-1000	6	0,6
>1000	3	0,3
jami	10^6	100

Temperatura ortishi bilan taqsimot egri chizig‘i maksimumi o‘ng tomonga, ya’ni tezliklar katta tomonga siljiydi. Lekin taqsimot egri chizig‘i bilan chegaralangan yuza kattaligi o‘zgarmasdan qoladi. Shuning uchun temperatura ortishi bilan taqsimot egri chzig‘i pasayib, tezlik o‘qi bo‘yicha cho‘ziladi (12.2-rasm). Temperatura pasayganda buning aksi bo‘ladi.



12.2-rasm

Maksvell taqsimot qonuni molekulalar kinetik energiyalari bo‘yicha taqsimot qonuni sifatida ham yozish mumkin. Buning uchun

$$E_k = m_0\vartheta^2/2 \qquad (12.8)$$

formuladan

$$\vartheta = \sqrt{\frac{2E_\kappa}{m_0}} \qquad (12.9)$$

ekanini topamiz. So‘ngra (12,8) ifodani differensiyalaymiz:

$$d\,E_k = m_0\vartheta\, d\vartheta.$$

Bundan:

$$\vartheta\, d\vartheta = dE_k/\, m_0 \qquad (12,10)$$

munosabatni hosil qilamiz. (12.9) va (12.10) munosabatlarini hisobga olsak, (12.1) ifodadagi $\vartheta^2\, d\vartheta$ ko‘paytma quyidagi ko‘rinishni oladi.

$$\vartheta^2 d\vartheta = \vartheta v d\vartheta = \sqrt{\frac{2E_k}{m_0}}\ \frac{dE_k}{m_0} = \frac{\sqrt{2}}{m_0^{\frac{3}{2}}}\sqrt{E_k}\,dE_k$$

Buni hisobga olsak, Maksvell taqsimot qonunini quyidagi ko‘rinishda yozamiz:

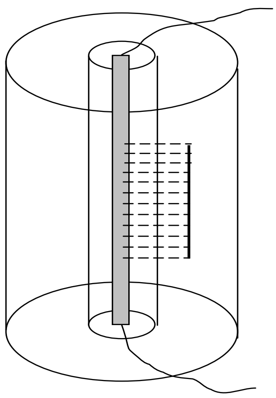
$$\frac{dN}{N} = \frac{2}{\sqrt{\pi}}\left(\kappa\ T\ \right)^{-\frac{3}{2}} e^{-\frac{E_k}{KT}}\sqrt{E_k}\,dE_k \qquad (12,11)$$

Bu munosabat, gaz molekulalarining issiqlik harakat energiyalarini absolyut qiymatlar bo‘yicha Maksvell taqsimot qonunini ifodalaydi.

2. Maksvell taqsimot qonunining Shtern tajribasida tasdiqlanishi.

Molekulalarning tezliklar bo‘yicha Maksvell taqsimot qonunini 1920 yilda nemis olimi Shtern tajribada tekshirib ko‘rdi. Molekulalar tezligini o‘lchashga moslashtirilgan Shtern qurilmasi o‘qlari ustma-ust tushadigan qilib, biri ikkinchisining ichiga joylashtirilgan ikki silindrdan iborat (12.3-rasm).

Silindrning o‘qlari bo‘ylab, kumush bilan qoplangan platina sim o‘tkazilgan. Platinadan elektr toki o‘tkazilsa, u qizib sirtidan kumush atomlari bug‘lanib chiqadi.

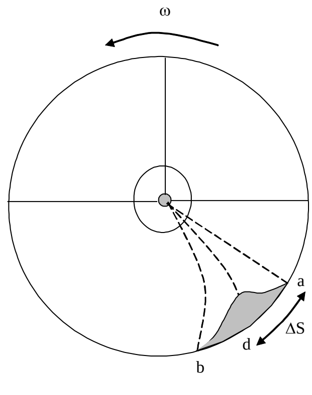


12.3-rasm

Ichki tslindrda bo‘ylanmasiga ketgan ensiz tirqishdan kumush atomlari dastasi chiqib, tashqi tslindrni ichki devoriga yopishib, unda ensiz vertikal tasma shaklida qatlam hosil qiladi.

Qurilma vakuumda joylashgani uchun kumush atomlari havo molekulalari bilan to‘qnashmaydi. Agar qurilma umumiy o‘q atrofida ω burchakli tezlik bilan aylanma harakatga keltirilsa, kumush atomlari tirqishdan chiqib, tashqi silindr devoriga etib kelguncha, devor ΔS masofaga siljib qoladi. Natijada kumush atomlari undan qandaydir masofaga siljib yopishadi.

Shuning uchun ingichka tasma shaklidagi kumush o‘rnida ancha enli *ab* kumush qatlami hosil bo‘ladi (12.4-rasm). Kumush qatlamining qalinligi ham turlicha bo‘lib, o‘rtasi qalinroq, ikki chekkasi yupqalashib boradi. Rasmda bu qatlamning kesimi ko‘rsatilgan. Qurilma aylanganda unga o‘tirgan kumush qatlamini eniga ikki tomonlama kengayishiga atomlar tezliklarining har xil bo‘lishi sabab bo‘ladi. Tezligi kattaroq atomlar qatlamning *a* chetiga yaqinroq nuqtalarga, kichikroq tezlikda harakatlanuvchi atomlar qatlamning *b* chetiga yaqinroq bo‘lgan nuqtalarga o‘tiradi. Qatlam qalinligini har xilligi turlicha tezlik bilan harakatlanuvchi atomlar soni bir xil emasligini ko‘rsatadi. Qatlamning yupqa ikki cheti tezligi katta yoki kichik bo‘lgan atomlar sonining kamligini ko‘rsatadi. Qatlamdagi har bir nuqta (masalan d nuqta) atomning aniq bir tezligiga mos keladi. Demak, qatlam kesimining shakli atomlarning tezliklar bo‘yicha taqsimlanishiga mos keladi. Shuning uchun ham qatlam kesimining shakli Maksvell funktsiyasi grafigiga o‘xshaydi. Bu esa Maksvell taqsimot qonunini Shtern tajribasida sifat jixatdan tasdiqlanganligini ko‘rsatadi.



12.4-rasm

Qurilmaning burchak teziligini ω, tashqi tslindr radiusini R, atomni uchib o‘tish vaqtini Δt deb belgilasak, ΔS masofa quyidagicha aniqlanadi:

$$\Delta S = \omega R \Delta t$$

Ichki tslindrning radiusi tashqi tslindr radiusi R ga nisbatan juda kichik bo‘lgani uchun kumush atomlarini uchib borib o‘tirish vaqti

$$\Delta t = R/\upsilon$$

bo‘ladi. Bu ifodani hisobga olib, yuqoridagi ifodadan kumush atomlarining tezligini topamiz:

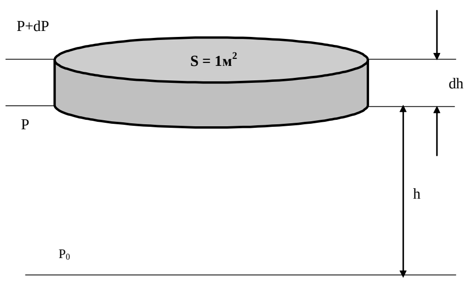
$$\upsilon = \omega R^2/\Delta S \qquad (12.12)$$

Shtern kumush atomlarini tezliklar bo‘yicha taqsimlanishini baholash uchun ularning tezligini qatlamning qator nuqtalari uchun aniqlab, $\Delta N/\Delta\upsilon$ kattalikni ham hisoblab topdi.

Taqsimot qonuni boshqa olimlarning tajribalarida yanada aniqroq tekshirib ko‘riladi. Masalan, bunday tajribani 1929 yilda Lammert va keyinchalik Eldrij o‘tkazdi. Ularning tajribasida ham Maksvell taqsimot qonunining to‘g‘riligi tasdiqlangan.

3. Potensial maydondagi zarrachalar uchun Boltsman taqsimot qonuni va barometrik formula.

Ma’lumki, tashqi ta’sirlar bo‘lmasa biror idishdagi gaz muvozanat holatiga keladi. Uning hamma nuqtalaridagi temperatura va bosim bir xil bo‘ladi. Idishda bir necha xil gaz aralashmasi (masalan, havo) bo‘lsa ham idishning hamma nuqtalarida uning tarkibi bir xil bo‘ladi. Lekin gazga tashqi potensial maydon ta’sir etayotgan bo‘lsa, manzara o‘zgaradi. Masalan, Erning atrofidagi havo qatlami (atmosfera) Erning tortish kuchi ta’sirida bo‘ladi. Agar Erning tortish kuchi ta’sir etmaganda havo molekulalarining issiqlik harakati tufayli ular olam fazosiga tarqab ketgan bo‘ladi. Agar tortish kuchi bo‘lsa-yu, molekulalarning issiqlik harakati bo‘lmasa, barcha molekulalar Er sirtida yupqa qatlam xosil qilib to‘planib qolar edi. Erning tortish kuchi va molekulalarning issiqlik harakati borligi uchun Er atmosferasi (havo qatlami) hozirgi ko‘rinishda mavjud. Havo molekulalarining balandlik bo‘yicha taqsimlanishiga shu ikki sabab ta’sir ko‘rsatadi. Molekulalarning taqsimotini ifodalovchi statistik qonuniyatni aniqlaylik.



12.5-rasm

Er sirtining dengiz sathidan h_0 balandlikdagi sohasida atmosfera bosimi p_o, birlik hajmdagi molekulalar soni n_0 bo‘lsin. Er sirtidan h balandlikda birlik hajmda n molekula bor deb hisoblaylik. Atmosferaning h balandlikdagi sohada qalinligi dh, asos yuzi $S = 1m^2$ bo‘lgan tslindrsimon elementar qatlamni hayolan ajratamiz.(12.5-rasm). Bu qatlamning quyi va yuqori asoslariga ta’sir etadigan atmosfera bosimining qiymatlarini mos ravishda p va p + dp deb belgilaylik.

Atmosferaning h balandlikdagi bosimi p yuqoridagi qatlamlarning og‘irligi tufayli vujudga keladi. Shuning uchun h + dh balandlikdagi atmosfera bosimining qiymati (p + dp), undan dh qadar pastroq sohadagi bosimdan dp miqdorga kichikroq bo‘ladi. Bundan dp manfiy ekanligi kelib chiqadi. dr bosim dh qalinlikdagi havo qatlamida mavjud bo‘lgan barcha molekulalarning og‘irligiga teng:

$$dp = -\rho g dh = -nm_o g dh \qquad (12.13)$$

Ikkinchi tomondan normal sharoitlarga yaqin bo‘lgan hollarda atmosfera tarkibidagi gazlarga ham ideal gaz qonunlarini tadbiq etish mumkin. Shuning uchun h balandlikdagi bosim p bilan, molekulalar kontsentratsiyasi n orasida quyidagicha bog‘lanish bor:

$$r = nkT \qquad (12.14)$$

(12.13) ni (12.14)ga nisbatini olamiz.

$$dp/r = (m_0 g/kT)\, dh$$

munosabatni hosil qilamiz va uni mos holda h_o dan h gacha, p_o dan p gacha bo‘lgan chegarada integrallaymiz, bunda g va T ni o‘zgarmas deb hisoblaymiz ,ya’ni:

$$\int_{p_o}^{p} \frac{dp}{p} = -\frac{m_0 g}{kT}\int_{h_0}^{h} dh$$

$$\ln p - \ln p_0 = -\frac{m_0 g}{kT}\left(h - h_0\right)$$

bundan tenglamani xosil qilamiz. Yuqoridagi ifodani potentsirlab

$$p = p_o e^{-\frac{m_o g}{kT}(h - h_o)}$$

ifodani hosil qilamiz. Boshlang‘ich balandlik dengiz sathidan boshlanganligi uchun u $h_o = 0$ ga teng ekanligini hisobga olsak, yuqoridagi ifoda quyidagi ko‘rinishni oladi.

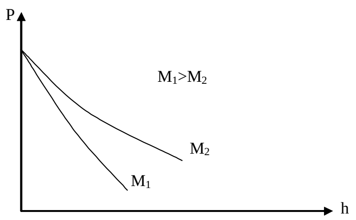
$$p = p_o e^{-\frac{m_0 g h}{kT}} \qquad (12.15)$$

Bu ifodada

$$m_0/k = M/R$$

ekanini hisobga olsak,

$$p = p_o e^{-\frac{Mgh}{RT}} \qquad (12.15,a)$$



12.6-rasm

formula xosil bo‘ladi. (12.15) yoki (12.15a) tenglama barometrik formula deb ataladi.

Bu formuladan ko‘rinadiki, balandlik ortgan sari atmosfera bosimi eksponentsial qonun bo‘yicha kamayib boradi. Atmosfera havosi turli gazlardan tarkib topgani uchun bu formulani har bir gazning partsial bosimi uchun qo‘llash mumkin. (12.15) formulaga asosan balandlik ortgan sari molyar massasi kattaroq gazlarni bosimi, molyar massasi kichikroq gazlarnikiga qaraganda tezroq kamayib boradi (12.6-rasm).

Bosim molekulalar kontsentratsiyasiga to‘g‘ri proporsional ekanini hisobga olib barometrik formulada molekulalar kontsentratsiyasini balandlik bo‘yicha taqsimlanish qonunini yozish mumkin, ya’ni

$$p/p_0 = n/n_0$$

bo‘lgani uchun

$$n = n_0\, e^{-\frac{m_0 g h}{kT}} \qquad (12.16)$$

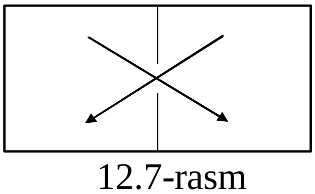
bo‘ladi. (12.16) formulada m_0gh molekulani h balandlikdagi potensial energiyasi ekanini hisobga olsak,

$$n = n_0\, e^{-\frac{E_p}{kT}} \qquad (12.16a)$$

bo‘ladi. (12.16) yoki (12.16a) formulalar og‘irlik kuchi maydonidagi gaz molekulalarini potensial energiyalari bo‘yicha Boltsman taqsimot qonunini ifodalaydi. Boltsman taqsimot qonuni faqat og‘irlik kuchi maydonidagi gaz molekulalari uchun taaluqli bo‘lmay, balki har qanday potensial maydondagi zarrachalar uchun ham to‘g‘ridir. Masalan, suyuqlik ichidagi Broun zarrachalari ham shu taqsimot qonuniga bo‘ysunadi. 1909 yilda Perren, Broun zarrachalariga Boltsman taqsimot qonunini qo‘llab, Avogadro sonini tajribada aniqlashga muvaffaq bo‘lgan.

4. Gazlarda effuziya xodisasi.

Effuziya hodisasi ultrasiyraklashgan gazlarda kuzatiladi. Ultrasiyraklashgan gazlarda molekulalar erkin chopish yo‘lining uzunligi idishning chiziqli o‘lchamlaridan katta bo‘ladi. Bunday hol yuqori vakuum sharoitida kuzatiladi. Masalan, bosim 10^{-4} Pa bo‘lganda $1 m^3$ xajmda taxminan 10^{16} dona molekula bo‘ladi va molekulalar bir-biri bilan to‘qnashmasdan idish devorlariga borib uriladi.



12.7-rasm

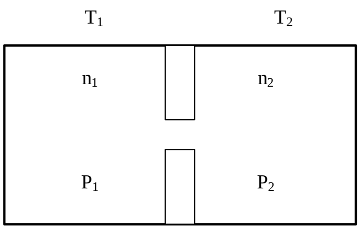
Ichida ultrasiyrak gazi bor idishni ko‘rib o‘taylik. Bu idish teshikli to‘siq bilan ikki qismga ajratilgan bo‘lsin (12.7-rasm).

Agar teshikning o‘lchamlari molekulalarining erkin chopish yo‘lining uzunligidan kichik bo‘lsa, molekulalar teshikdan bir-biri bilan to‘qnashmasdan yakka-yakka uchib o‘tadi. Ultrasiyrak gazlarda gaz molekulalarini teshik orqali oqishi effuziya deb ataladi. Effuziya vaqtida o‘ziga hos xodisalar yuz beradi. Biz shulardan ikkitasini ko‘rib o‘taylik.

1) Issiqlik effuziyasi. Idish ikkala qismining temperaturalari har-xil bo‘lsin (12.8-rasm). Agar molekulalar erkin chopish yo‘lining uzunligi teshik kengligidan kichik bo‘lsa ($\lambda << d$), idishning ikkala tomonidagi p_1 va p_2 bosimlar tenglashganda issiqlik muvozanati o‘rnatiladi. T_1 va T_2 temperaturalar uchun $p_1 = n_1kT_1$ va $p_2 = n_2kT_2$ ekanligidan va muvozanat vaqtida $p_1=p_2$ bo‘lgani uchun idishning ikkala qismidagi molekulalar soni va zichligi, temperaturaga teskari munosabatda ekanligi kelib chiqadi:

$$\frac{\rho_1}{\rho_2} = \frac{n_1}{n_2} = \frac{T_2}{T_1} \tag{12.17}$$

Ultrasiyrak gazda ($\lambda << d$), esa muvozanat sharti boshqacha bo‘ladi. Agar teshikdan idishning bir qismidan ikkinchi qismiga o‘tayotgan molekulalar soni, ikkinchi qismidan birinchi qismiga o‘tayotgan molekulalar soniga teng bo‘lsa, vaqt o‘tishi bilan o‘zgarmaydigan turg‘un holat qaror topadi. Bunda teshik orqali o‘tayotgan molekulalar soni tezlikka proporsional bo‘lgani uchun muvozanat sharti



12.8-rasm

$$n_1\langle\upsilon_1\rangle = n_2\langle\upsilon_2\rangle$$

ko‘rinishda bo‘ladi. $\langle\upsilon\rangle \sim \sqrt{T}$ ekanligidan quyidagi munosabatni yozish mumkin.

$$\frac{\rho_1}{\rho_2} = \frac{n_1}{n_2} = \sqrt{\frac{T_2}{T_1}} \tag{12.18}$$

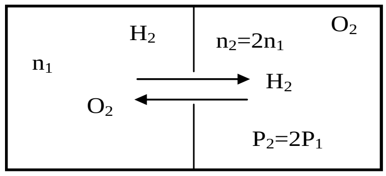
Buni hisobga olsak, bosim bosim bilan temperatura orasidagi munosabat quyidagi ko‘rinishda bo‘ladi:

$$\frac{P_1}{P_2} = \sqrt{\frac{T_1}{T_2}} \tag{12.19}$$

Bundan ko‘rinadiki, (λ<< d), bo‘lganda odatdagi sharoitdan farqli ravishda bosim, idishni temperaturasi yuqori bo‘lgan qismida katta bo‘lar ekan.

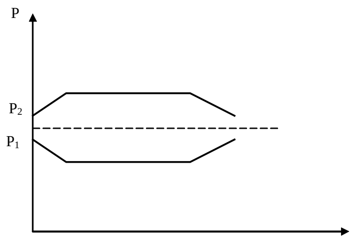
2) Ikki gazning uchrashma izotermik effuziyasi

Teshikli to‘siqqa ega bo‘lgan idishni ikki tomonida molekulalarining massasi katta farq qiladigan ikki xil gaz bor bo‘lsin. Idishning hamma nuqtalaridagi temperatura bir xil va teshikli to‘siq bo‘lsin. Aniqlik uchun idishning chap tomonida vodorod, o‘ng tomonida kislorod bor deb olamiz. Vodorodning bosimi kislorodning bosimidan 2 marta kichik bo‘lsin, ya’ni, kislorod molekulalarini kontsentratsiyasi vodorod molekulalari kontsentratsiyasidan 2 marta katta: $n_2 = 2n_1$. Idishning har ikki tomonidagi gaz ham ultrasiyrak, ya’ni λ >>d.



12.9-rasm

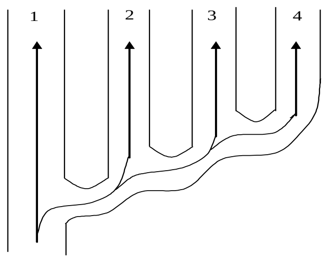
Agar to‘siqdagi teshik ochilsa, bu teshik orqali kislorod va vodorodning uchrashma effuziyasi yuzaga keladi (12.9-rasm). Bunda vodorod molekulalarini oqimi $n_1<\vartheta_1>$ ga kislorod molekulalariniki esa $n_2<\vartheta_2>$ ga proporsional bo‘ladi. Molekulalarning tezligi $\vartheta \sim \frac{1}{\sqrt{m}}$ bo‘lgani uchun vodorod molekulalarining o‘rtacha tezligi, kislorod molekulalarining o‘rtacha tezligidan 4 marta katta bo‘ladi: $<\vartheta_1> = 4<\vartheta_2>$. Vodorodning bosimi kislorodning bosimidan 2 marta kichik bo‘lsa ham vodorodning oqimi kislorodning oqimidan ikki marta ortiq bo‘ladi. Effuziya oqimi idishni ikki tomonidagi bosimlarni tenglashtirish o‘rniga ularni farqini oshiradi. Ammo, vaqt o‘tishi bilan idishning ikkala qismida vodorod va kislorodning kontsentratsiyasi, ya’ni bosimlari tenglashadi (12.10-rasm).



12.10-rasm

Izotoplarni ajratishida effuziya xodisasidan foydalaniladi. Izotoplarning ximiyaviy xossalari aynan bir xil bo‘lgani uchun ularni kimyoviy usullar bilan ajratib bo‘lmaydi.

Izotoplarni ajratishning effuziya usuli sxemasi 13.11-rasmda ko‘rsatilgan. Gaz oqimi ikkiga tarmoqlanadi, uni bir qismi mayda teshikchalari (λ >d) bor to‘siqdan o‘tadi. Massalari kichik bo‘lgan izotoplar oqim tezligi katta bo‘lgani uchun, to‘siqdan o‘tgan oqim boshlang‘ich oqimga qaraganda engil izotoplarga bir oz boyiydi. Boyitilgan bu oqim (1′) yana ikki qismga ajraladi, ulardan yana biri ikkinchi g‘ovak to‘siqdan o‘tib engilroq izotoplarga yanada boyiydi. Bu jarayon bir necha marta takrorlanishi natijasida tegishli elementning engilroq izotoplariga boy gaz olish mumkin.



12.11-rasm

Mustahkamlash uchun savollar

1. Ehtimol tezlik deganda nimani tushunasiz?
2. Molekulalarning tezliklari bo‘yicha taqsimlanishini Maksvell taqsimot funktsiyasi orqali tushuntiring.
3. Molekulalarning tezliklari bo‘yicha taqsimlanishiga temperatura qanday ta’sir ko‘rsatadi?
4. Molekulalarning o‘rtacha kinetik energiyalari bo‘yicha taqsimlanishini tushuntiring.
5. Barometrik formula nimani ifodalaydi?
6. Molekulalarning og‘irlik kuchi maydonida taqsimlanishini tushuntiring.
7. Effuziya hodisasini qanday tushuntirasiz?
8. Shtern tajribasini tushuntiring.
9. Qanday gazlarga ultrasiyrak gazlar deyiladi?
10. Boltsman taqsimot qonuni nimani ifodalaydi?

Asosiy adabiyotlar

1. O.Axmadjonov. Fizika kursi, I-tom. Toshkent, “O‘qituvchi”. 1991.
2. I.V.Savelev. Kurs obshey fiziki. T.1,M., Nauka,2000g.
3. A.A.Detlaf, B.M.Yavorskiy. Kurs fiziki. M., “Visshaya shkola”.2000g.
4. T.I.Trofimova Kurs fiziki, M., «Visshaya shkola». 2000 g, 380c.
5. G.A.Zisman, O.M.Godess. Kurs obshey fiziki. M, izd. “Vishaya shkola”,1991 g
6. D.V.Sivuxin «Obshiy kurs fiziki». Tom 1. M.Nauka.1977-90 g
7. O‘.Q.Nazarov, H.Z.Ikromova va K.A.Tursunmetov. Umumiy fizika kursi. Mexanika va molekulyar fizika. Toshkent, “O‘zbekiston”, 1992, 279 bet.

Nuomonxo‘jaev A.S. Fizika kursi. 1-qism. Mexanika, statistik fizika, termodinamika. Toshkent:«O‘qituvchi»,1992,208 b.

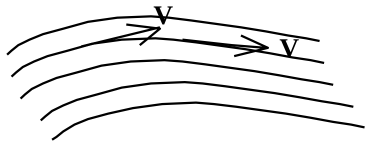
13– MA’RUZA. YAXLIT MUHIT MEXANIKASI ELEMENTLARI

Reja:

1. Suyuqlik va gazlarning umumiy xossalari.
2. Suyuqlik harakatining kinematik tavsiflash.
3. Bernulli tenglamasi va uni qo‘llanilishi.
4. Yopishqoqlik koeffitsienti. Suyuqlikni quvrdagi oqimi. Puazeyl formulasi. O‘xshashlik qonuni.
5. Stoks formulasi. Gidrodinamik betayinlik.Turbulentlik.

1. Suyuqlik va gazlarning umumiy xossalari.

Suyuqlikning harakatlanishi haqida fikr yuritish uchun qattiq jismlarga xos bo‘lmagan yangi tushuncha va kattaliklardan foydalanamiz. Xususan, *suyuqlikning harakatlanishi oqish deyiladi va harakatlanayotgan suyuqlik zarralarning to‘plamini oqim deb yuritiladi.* Oqimdagi har bir zarra muayyan paytda aniq ϑ tezlikka ega. Lekin suyuqlikning har bir individual zarrasi harakatini kuzatishdan ko‘ra boshqacharoq yo‘l tutgan maoqul. Buning uchun oqim chiziqlari tushunchasidan foydalaniladi. *Oqim chizig‘i suyuqlik ichidagi shunday hayoliy chiziqki, uning har bir nuqtasiga o‘tkazilgan urinma chiziq urinish nuqtasi orqali o‘tayotgan suyuqlik zarrasi oniy tezligining yo‘nalishiga mos bo‘ladi* (rasm - 13.1). Oqim chiziqlari yordamida tezlik vektorining yo‘nalishinigina emas, balki tezlik qiymatini ham tasvirlash mumkin. Buning uchun suyuqlik harakati yo‘nalishiga perpendikulyar ravishda muayyan sohaga joylashtirilgan birlik yuzani kesib o‘tuvchi oqim chiziqlarning soni shu sohadagi suyuqlik zarralari tezligining qiymatiga proporsional qilib o‘tkazilishi lozim. Demak, *tezligi kattaroq bo‘lgan sohalarda oqim chiziqlari zichroq bo‘ladi.*

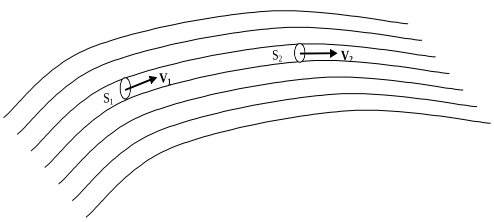


13.1 - rasm

Oqim chiziqlarining manzarasi vaqt o‘tishi bilan o‘zgarishi mumkin. Lekin *oqim egallagan fazoning ixtiyoriy biror nuqtasidan o‘tayotgan suyuqlik zarralarining tezliklari o‘zgarmas bo‘lsa, oqim chiziqlarining shakli va vaziyati vaqt o‘tishi bilan o‘zgarmaydi. Oqim chiziqlarining manzarasi o‘zgarmaydigan holdagi suyuqlikning harakatini barqaror yoki statsionar oqish deb ataladi.* Statsionar oqishdagi oqim chiziqlari suyuqlik zarrachalarning traektoriyasi sifatida ham hizmat qiladi.

2. Suyuqlik harakatini kinematik tavsiflash

Suyuqlik oqimining statsonar harakatini tekshirish uchun uni hayolan oqim naylariga ajratiladi va har bir oqim nayidagi harakat o‘rganiladi. *Oqim nayi deganda suyuqlik oqimining shunday hayoliy qismi tushuniladiki, uning yon sirtlari oqim chiziqlaridan tashkil topgan bo‘lishi kerak* (rasm – 13.2). *Bunday nay ichidagi suyuqlik zarrachalari undan tashqariga chiqa olmaydi va nay tashqarisidagi zarralar uning ichiga kira olmaydi.* Odatda, oqim nayining ko‘ndalang kesimi etarlicha kichik qilib olinadiki, natijada mazkur kesimning barcha nuqtalaridan o‘tayotgan suyuqlik zarralarining tezliklarini birday deb hisoblash mumkin. *Oqim nayi ichidagi suyuqlik sharra deb ataladi.* 11.2 - rasmda tasvirlangan oqim nayining S_1 va S_2 kesimlaridagi suyuqlik oqimining tezliklari mos ravishda V_1 va V_2, suyuqlikning zichliklari esa ρ_1 va ρ_2 bo‘lsin.



13.2 - rasm

Oqim nayining S_1 va S_2 kesimlaridan 1 s davomida statsionar ravishda oqib o‘tayotgan suyuqlik massalari $m_1 = \rho_1 V_1 S_1$ va $m_2 = \rho_2 V_2 S_2$ o‘zaro teng bo‘lishi kerak ($m_1 \neq m_2$ bo‘lgan holda suyuqlikni oqishi statsionar bo‘lmaydi).

Shuning uchun

$$\rho_1 V_1 S_1 = \rho_2 V_2 S_2 \qquad (13.1)$$

munosabat o‘rinli. Siqilmas suyuqliklar uchun $\rho_1 = \rho_2$ bo‘ladi. Natijada (13.1) quyidagi ko‘rinishga keladi:

$$V_1 S_1 = V_2 S_2 \qquad (13.2)$$

(13.1) ifoda siqiluvchan suyuqliklar uchun, (13.2) esa siqilmas suyuqliklar uchun uzilmaslik tenglamasidir. (13.2) ga asosan, oqim nayi ensizroq bo‘lgan sohalarda suyuqlikning oqim tezligi ortib boradi.

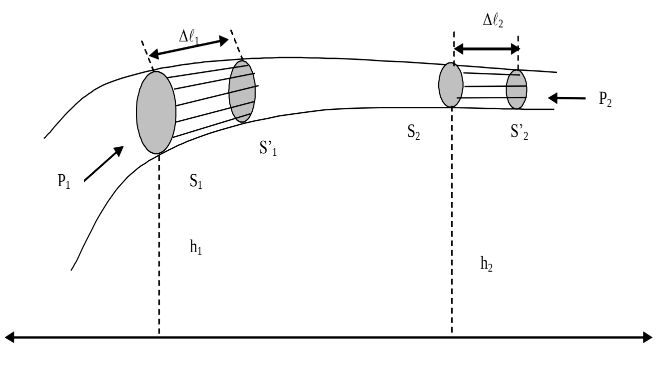
Demak, *siqilmas suyuqlik uchun oqim nayi ko‘ndalang kesimining yuzini shu kesimdan o‘tayotgan suyuqlikning oqim tezligiga ko‘paytmasi mazkur oqim nayi uchun doimiy kattalikdir.*

$$S \cdot \vartheta = const \qquad (13.2')$$

Suyuqliklar siqiluvchanlik va ichki ishqalanish hossalariga ega. Suyuqlik harakatini o‘rganish chog‘ida bu hossalarning barchasini hisobga olmoqchi bo‘lsak masala ancha murakkablashadi. Shu sababli suyuqlik oqimining umumiy manzarasini tekishirayotganda ideal suyulik modelidan foydalanish ancha qulaylik tug‘diradi. *Ideal suyuqlik deganda yopishqoqlikka ega bo‘lmagan siqilmas suyuqlik tushuniladi.* Ideal suyuqlik uchun hosil qilingan xulosalarni siqiluvchanligi va yopishqoqligi kuchsiz namoyon bo‘ladigan real suyuqliklarga ham qo‘llash mumkin.

3. Bernulli tenglamasi va uni qo‘llanilishi.

Ideal suyuqlikning oqim tezligi va bosimi orasidagi bog‘lanishni aniqlaylik. Buning uchun ideal suyuqlik barqaror oqim ichida ko‘ndalang kesimi etarlicha kichik bo‘lgan oqim nayini hayolan ajrataylik (rasm – 13.3). Oqim nayining S_1 kesimidagi suyuqlik tezligi va bosimini mos ravishda V_1 va R_1 bilan, S_2 kesimidagilarni esa V_2 va R_2 harflari bilan belgilaylik.



13.3-rasm

S_1 va S_2 kesimlar markazlarining biror gorizontal satxidan balandliklari mos ravishda h_1 va h_2 bo‘lsin. S_1 va S_2 kesimlar bilan chegaralangan oqim nayi ichidagi suyuqlik massasining Δt vaqt davomidagi to‘liq energiyasining o‘zgarishini aniqlaylik. SHu vaqt davomida suyuqlikning tekshirilayotgan massasi oqim nayi bo‘ylab o‘ng tomonga siljib qoladi va Δt vaqtning oxirida $S_1^{'}$ va $S_2^{'}$ kesimlar bilan chegaralangan xajmni egallaydi. 13.3 - rasmdan ko‘rinishicha, tekshirilayotgan suyuqlik massasining S_1 va $S_1^{'}$ kesimlar orasidagi m massali suyuqlik

$$W_1 = \frac{m\vartheta_1^2}{2} + mgh_1$$

to‘liq energiyaga ega bo‘lgan vaziyatdan S_2 va S_2' kesimlar orasidagi xajmni egallagan

$$W_2 = \frac{m\vartheta_2^2}{2} + mgh_2$$

to‘liq energiyali vaziyatga o‘tib qolgandek bo‘ladi. Natijada tekshirilayotgan suyuqlik massasining S_1 va S_2 kesimlar bilan chegaralangan vaziyatga ko‘chishi tufayli uning to‘liq energiyasi

$$\Delta W = W_2 - W_1 = \left(\frac{m\vartheta_2^2}{2} + mgh_2\right) - \left(\frac{m\vartheta_1^2}{2} + mgh_1\right) \tag{13.3}$$

miqdoriga o‘zgaradi. Energiyaning bu o‘zgarishini mexanik energiyaning saqlanish qonuniga asosan, tashqi kuchlarning bajargan ishiga teng bo‘lishi lozim. Mazkur holda ish bajaradigan tashqi kuchlar - oqim nayining tekshirilayotgan qismiga suyuqlik tomonidan ta’sir etuvchi bosim kuchidir. Oqim nayining yon devorlariga ta’sir etuvchi bosim kuchlari suyuqlik zarralarining harakati yo‘nalishiga tik bo‘lganligi uchun ular xech qanday ish bajarmaydi. Shuning uchun S_1 va S_2 kesimlar orqali ta’sir etuvchi $F_1 = R_1 S_1$ va $F_2 = R_2 S_2$ kuchlargina ish bajaradi. Δt vaqt davomida S_1 - kesimdagi suyuqlik zarralari $\Delta\ell_1 = \vartheta_1 \Delta t$ masofaga siljiganligi tufayli F_1 kuch bajargan ishning qiymati

$$\Delta A_1 = F_1\, \Delta\ell_1 = R_1 S_1 \vartheta_1 \Delta t$$

ifoda bilan aniqlanadi va bu ish musbat. R_2 - bosim kuchi suyuqlik zarralarining ko‘chish yo‘nalishlariga teskari bo‘lganligi tufayli u bajargan ish manfiy, ya’ni

$$\Delta A_2 = -F_2\, \Delta\ell_2 = -R_2 S_2 \vartheta_2 \Delta t$$

bo‘ladi.

Natijada tashqi kuchlarning to‘liq ishi quyidagi ifoda bilan aniqlanadi:

$$\Delta A = \Delta A_1 + \Delta A_2 = R_1 S_1 \vartheta_1 \Delta t - R_2 S_2 \vartheta_2 \Delta t \tag{13.4}$$

3-rasmdan ko‘rinadiki, $S_1 \vartheta_1 \Delta t$ - oqim nayiga Δt vaqt davomida S_1 kesim orqali kirayotgan suyuqlik hajmi, $S_2 \vartheta_2 \Delta t$ esa S_2 kesimdan chiqayotgan suyuqlikning hajmi. Ikkinchi tomondan, uzilmaslik tenglamasiga asosan, $S_1 \vartheta_1 = S_2 \vartheta_2$. Shuning uchun

$$S_2 \vartheta_2 \Delta t = S_2 \vartheta_2 \Delta t = \Delta V$$

Natijada (13.4) ni quyidagicha yoza olamiz

$$\Delta A = R_1 \Delta V - R_2 \Delta V \tag{13.5}$$

Yuqorida qayd qilganimizdek, ideal suyuqlikning statsionar oqimida ΔW = ΔA shart bajarilishi lozim. Shunga asosan (13.3) va (13.5) ifodalarni birlashtirib quyidagi tenglamani hosil qilamiz.

$$\frac{m\vartheta_1^2}{2} + mgh_1 + P_1\Delta V = \frac{m\vartheta_2^2}{2} + mgh_2 + P_2\Delta V$$

Bu tenglikni ikkala tomonini ΔV ga bo‘lib yuborsak va m/ΔV = ρ suyuqlik zichligi ekanligini hisobga olsak, yuqoridagi tenglama yangi ko‘rinishdagi quyidagi

$$\frac{\rho\vartheta_1^2}{2} + \rho g h_1 + P_1 = \frac{\rho\vartheta_2^2}{2} + \rho g h_2 + P_2 \tag{13.6}$$

munosabat vujudga keladi. Hisoblashlarda S_1 va S_2 kesimlarni ixtiyoriy ravishda tanlagan edik. Shuning uchun (13.6) munosabat oqim nayining ixtiyoriy kesimlariga ham talluqlidir.

Demak, *statsionar oqayotgan ideal suyuqlikning ixtiyoriy oqim chizig‘i bo‘ylab*

$$\frac{\rho\vartheta^2}{2} + \rho g h + p = const \tag{13.7}$$

shart bajariladi. Bu ifodani Bernulli tenglamasi deb ataladi.

Bernulli tenglamasida qo‘shiluvchi hadlarning fizik ma’nosi bilan tanishaylik:

1. r *-harakatlanuvchi suyuqlik ichidagi bosim, statik bosim deb ataladi.* (13.7) ga asosan statik bosim

$$p = const - \frac{\rho\vartheta^2}{2} - \rho g h \tag{13.8}$$

munosabat bilan aniqlanadi. Agar mazkur ifodada ϑ = 0, h = 0 deb olsak, r = r_0 = const bo‘ladi. Bundan Bernulli tenglamasidagi o‘zgarmasning ma’nosi kelib chiqadi: u tinch turgan suyuqlikning sanoq boshi tarzida qabul qilingan sathdagi (nolinchi sath) bosimdir. U holda (13.8) ga asosan, oqim tezligi ortsa yoki oqim nayini nolinchi sathga nisbatan balandroq ko‘tarilsa, statik bosimning qiymati kamayadi, degan xulosaga kelamiz.

2. $\frac{\rho\vartheta^2}{2}$ – *dinamik bosim.* U suyuqlik ichidagi bosim suyuqlikning harakatlanishi tufayli qandaydir miqdorga kamayishini harakterlaydi.

3. ρgh - *gidravlik bosim.* U oqim nayi h balandlikka ko‘tarilgan taqdirda statik bosimning qanchagacha kamayishini ifodalaydi.

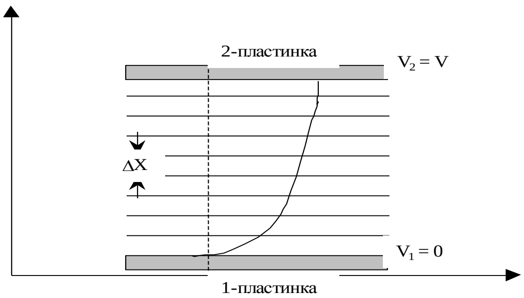
Bularni hisobga olib Bernulli tenglamasining mohiyatini quyidagicha ta’riflash mumkin: *ideal suyuqlikning statsionar oqimdagi to‘liq bosim - dinamik, gidravlik va statik bosimlarning yig‘indisidan iborat bo‘lib, uning qiymati oqim nayining barcha kesimlari uchun birday bo‘ladi.*

Bosimni xalqaro birliklar tizimi "SI" dagi o'lchov birligi sifatida 1 m^2 yuzaga tik ravishda ta'sir etayotgan 1 N kuchning bosimi qabul qilinib, unga Paskal (Pa) deb nom berilgan

$$[P]=\left[\frac{F}{S}\right]=\left[\frac{H}{\text{м}^2}\right]=\Pi a$$

4. Yopishqoqlik koeffitsienti. Suyuqlikni quvrdagi oqimi. Puazeyl formulasi, o'xshashlik qonuni.

Suyuqlik (gaz) qatlamlarining bir-biriga nisbatan harakatlanishi jarayonida ichki ishqalanish kuchlari vujudga keladi. Bunga quyidagi tajribada ishonch hosil qilish mumkin. Ikki o'zaro paralel gorizontal plastinkalarning biri ikkinchisining tepasida joylashgan bo'lib, ular oralig'ida biror suyuqlik, masalan, suv qatlami mavjud (13.4-rasm). Pastdagi plastinka harakatlanmaydi, ya'ni $\vartheta_1 = 0$. Yuqoridagi plastinkani $\vartheta_2 = \vartheta$ tezlik bilan harakatlantiraylik. Bu plastinkaga bevosita tegib turgan suyuqlik qatlami molekulyar tutinish kuchi tufayli plastinkaga yopishgan bo'ladi va u bilan birga ϑ tezlik bilan harakatlanadi. Pastdagi plastinkaga bevosita tegib turgan suyuqlik qatlami esa shu ko'zg'almas plastinkaga yopishganligi tufayli harakatlanmaydi. Oraliq qatlamlarning tezliklari esa 13.4-rasmda tasvirlangan .



13.4-rasm

Suyuqlik har bir qatlamning o'ziga qo'shni quyi qatlamga nisbatan tezligi harakatlanayotgan plastinka yo'nalishida, qo'shni yuqori qatlamga nisbatan tezligi esa plastinka harakatiga teskari yo'nalgan bo'ladi. Bundan quyidagi hulosaga kelamiz: suyuqlikning ikki qo'shni qatlamlariga oid molekulalar orasidagi o'zaro tutinish tufayli quyi qatlam yuqori qatlam tezligini kamaytiradi va aksincha, yuqori qatlam quyi qatlam tezligini oshiradi. *Suyuqlikning bir-biriga nisbatan harakatlanayotgan qatlamlari orasida vujudga kelayotgan bu kuchni ichki ishqalanish kuchi deb yuritiladi, ichki ishqalanish kuchi bilan bog'liq bo'lgan suyuqlik hossasi esa yopishqoqlik deb ataladi.*

Tajribalarning ko'rsatishicha, *suyuqlikning ikki qatlami orasidagi ichki ishqalanish kuchi (F) ning qiymati qatlamlarning bir-biriga tegish sohasining yuzi (S) ga va tezlik gradienti deb ataladigan* $\frac{\Delta\vartheta}{\Delta x}$ *kattalikka to'g'ri proporsional :*

$$F = \eta S\frac{\Delta\vartheta}{\Delta x} \qquad (13.9)$$

Bu ifoda Nyuton formulasi deb ataladi. Undagi *tezlik gradienti suyuqlik qatlamlari tezliklarining bir qatlamdan ikkinchi qatlamga o'tganda (OX yo'nalishida) o'zgarish* *jadalligini harakterlaydi. (13.9) dagi η - suyuqlikning tabiatiga bog'liq bo'lib, u suyuqlikning (dinamik) yopishqoqlik koeffitsienti deb yuritiladi.*

Yopishqoqlik koeffitsientining o'lchov birligini

$$\eta = \frac{F}{S\frac{\Delta\vartheta}{\Delta x}} \tag{13.10}$$

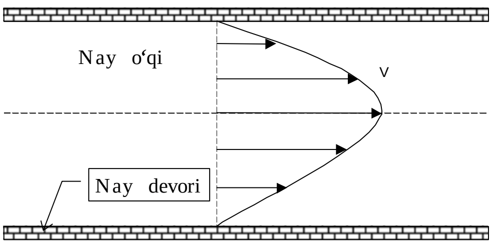
munosabatdan foydalanib aniqlaymiz: yopishqoqlikning xalqaro birliklar tizimi «SI» dagi birligi sifatida shunday suyuqlikning yopishqoqligi qabul qilinishi kerakki, tezlik gradienti $\frac{\Delta\vartheta}{\Delta x} = 1c^{-1}$ bo'lgan holda mazkur suyuqlikning ikki bir-biriga tegib turgan qatlami orasidagi S = 1m^2 sirtda 1N ga teng ichki ishqalanish kuchi vujudga keladi. Bu birlik paskal - sekund (Pa ·s) deb ataladi. Haqiqatan, (13.10) da F, S, $\frac{\Delta\vartheta}{\Delta x}$ larning o'rniga ularning xalqaro birliklar tizimi «SI» dagi birliklarini qo'yib $[\eta] = \frac{H}{м^2c^{-1}} = \frac{H}{м^2}\cdot c = Пa * c$ ni hosil qilamiz.

Adabiyotlarda yopishqoqlikning puaz (P) deb ataladigan lekin foydalanilmaydigan o'lchov birligi ham uchraydi: 1Puaz = 0,1Pa ·s.

Suyuqliklarning yopishqoqligi temperaturaga teskari proporsional ravishda o'zgaradi. Buning sababi - temperatura ortishi bilan suyuqlik molekulalari orasidagi o'zaro ta'sirning susayishidadir .

5. Stoks formulasi. Gidrodinamik betayinlik.Turbulentlik.

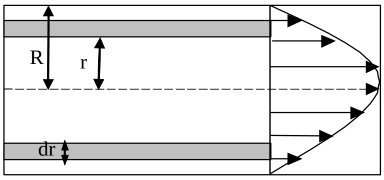
Suyuqlik oqishining turlari haqida fikr yuritaylik. Buning uchun yana bir marta suyuqlikning qatlamsimon oqishi qanday vujudga kelishi bilan tanishaylik.



13.5-rasm

Molekulyar tutinish tufayli suyuqlikning qattiq jismga bevosita tegib turgan yupqagina qatlami shu qattiq jismga "yopishgan" bo'ladi. Qattiq jism harakatlangan xolda, 13.2- rasmda tasvirlangan tajribadagi yuqori plastinka harakatlanganda unga "yopishgan" suyuqlik qatlami ham harakatlanadi. Ichki ishqalanish kuchlari tufayli bu qatlam qo'shni qatlamni ilashtiradi, u esa o'ziga qo'shni bo'lgan yana bir qatlamni ilashtiradi va hokazo. Qattiq jism sirtidan unga perpendikulyar yo'nalishda uzoqlashgan sari suyuqlik qatlamlarining tezliklari kamayib boradi.

Suyuqlikning qatlamsimon oqishini kuzatish maqsadida shaffof shishadan yasalgan qo'zg'almas nayni gorizontal ravishda joylashtirib, uning ichidan biror suyuqlikni (suv) tashqaridan bosim berish usuli bilan oqizaylik. Tashqaridan berilayotgan bosimga monand ravishda suvning oqish tezligini o'zgartirish mumkin. Suv oqishning manzarasini kuzatish uchun suv oqimi ichiga biror rangli suyuqlik sharrasini kirgizamiz. Kuzatishlardan aniqlanishicha, suv oqimining unchalik katta bo'lmagan tezliklarda rangli sharraning shakli nayning barcha qismlarida saqlanadi. Demak, suyuqlik zarralarining bir qatlamdan boshqa qatlamga o'tishlari sezilarli darajada kuzatilmaydi. Boshqacha qilib aytganda, *suyuqlik qatlamlari bir-biri bilan aralashmasdan bir-biriga nisbatan siljiydi, ya'ni qatlamsimon oqish sodir bo'ladi. Suyuqlikning bunday harakatlanishi laminar oqish deb ataladi.* Tajribalarning ko'rsatishicha, laminar oqish sodir bo'layotgan suyuqlik qatlamlarining tezliklari nay o'qidan uzoqlashgan sari parabolik qonun asosida o'zgarib boradi.



13.6-rasm

Ingichka kapilyar quvrlardagi suyuqlikning laminar oqishini fransuz fizik va fiziolog olimi J.Puazeyl (1799 - 1869) tekshirgan. R - radiusli va ℓ uzunlikdagi kapilyar kuvrni olamiz. Suyuqlik ichida qalinligi dr va r radius bilan chegaralangan qatlamni fikran ajratib olamiz 13.3 - rasm. Bu qatlamga ichki tomondan ichki ishqalanish kuchi ta'sir etadi.

$$F = -\eta \frac{d\vartheta}{dr} S = -\eta 2\pi r \ell \frac{d\vartheta}{dr}$$

Berilgan suyuqlikning oqimi uchun ichki ishqalanish kuchi tsilindirning chekkalaridagi bosimlar farqiga proporsional bo'ladi:

$$-\eta 2\pi r \ell \frac{d\vartheta}{dr} = \Delta p \pi r^2$$

bundan

$$d\vartheta = \frac{-\Delta p}{2\eta\ell} r dr$$

Silindr o'qidan R masofada suyuqlikning tezligi $\vartheta = 0$ deb hisoblab, oxirgi tenglamani integrallash orqali quyidagini hosil qilamiz.

$$\vartheta = \frac{\Delta P}{4\eta\ell}(R^2 - r^2) \qquad (13.11)$$

Bundan ko'rinadiki trubada suyuqlik zarrachalarning tezligi parabolik qonun asosida o'zgarib boradi, parabolaning cho'qqisi (eng katta qiymati) quvrning o'qiga to'g'ri keladi.

t vaqt ichida trubadan oqib chiqayotgan suyuqlikning hajmi:

$$V=\int_0^R \vartheta t 2\pi r\, dz=\frac{2\pi\,\Delta P\, t}{4\eta\ell}\int_0^R r\left(R^2-r^2\right)dr=\frac{\pi\,\Delta P\, t}{2\eta\ell}\left[\frac{r^2R^2}{2}-\frac{r^4}{4}\right]_0^R=\frac{\pi R^4\,\Delta P\, t}{8\eta\ell} \qquad (13.12)$$

Bundan suyuqlikning ichki ishqalanish koeffitsienti

$$\eta=\frac{\pi R^4 \Delta P\, t}{8\vartheta\ell} \qquad (13.13)$$

ifoda bilan xarakterlanadi.

Suvning naydagi oqish tezligini oshirib borsak, tezlikning biror qiymatidan (kritik qiymat) boshlab rangli suyuqlik sharrasi nay kesimi bo‘ylab yoyila boshlaydi. *Oqimning qatlamsimonligi buzilib, suyuqlikning aralashishi sodir bo‘ladi. Suyuqlikning bunday harakatlanishini turbulent oqish deb ataladi.* Turbulent oqishi jarayonida suyuqlik zarralarining tezliklari xaotik ravishda o‘zgarib turadi. Shuning uchun nay kesimining u yoki bu nuqtasidagi suyuqlik zarrasining o‘rtacha tezligi haqida mulohaza yuritish mumkin. Suyuqlikning aralashishi tufayli nay kesimining deyarli barcha qismida zarralar bir xil o‘rtacha tezliklar bilan harakatlanadi. Faqat nay devorlariga bevosita yaqin qatlamdagina o‘rtacha tezlik boshqa qatlamdagiga nisbatan kichik bo‘ladi. Bundan laminar oqishda suyuqlikning yopishqoqligi nay kesimining barcha qismida, turbulent oqishda esa faqat nay kesimining devorlariga juda yaqin qismida nomoyon bo‘ladi degan xulosa kelib chiqadi.

Demak, *nay orqali oqayotgan suyuqlik tezligining biror kritik qiymatidan boshlab oqish turbulentlik harakteriga ega bo‘la boshlaydi. Tekshirishlar natijasida suyuqlik oqishining xarakteri Reynolds soni (Re) deb ataladigan*

$$\mathrm{Re}=\frac{\rho\vartheta\ell}{\eta} \qquad (13.14)$$

o‘lchamsiz kattalikka bog‘liqligi aniqlangan.

(13.14) dagi:

ρ - suyuqlik zichligi,

ϑ - nay kesimi bo‘yicha suyuqlik oqishining o‘rtacha tezligi,

η - suyuqlikning yopishqoqligi,

ℓ - nay kesimining o‘lchami.

(13.14) dagi *η va ρ larning nisbatini kinematik yopishqoqlik deb ataldigan $\nu=\eta/\rho$ kattalik* bilan almashtirsak, quyidagi ko‘rinishga keladi:

$$\mathrm{Re}=\vartheta\cdot\ell/\nu \qquad (13.15)$$

Kinematik yopishqoqlik (m^2/s) birligi bilan o‘lchanadi. 1 m^2/s - zichligi 1kg/m^3 va dinamik yopishqoqligi 1 Pa ·s bo‘lgan suyuqlikning kinematik yopishqoqligidir. Tajribalarning ko‘rsatishicha, oddiy sharoitlarda silindrsimon naylar orqali suyuqlikning oqimi laminar xarakterga ega bo‘lishi uchun Re < 2300, turbulent oqim namoyon bo‘lishi uchun esa Re > 2300 bo‘lishi lozim.

Qattiq jism va suyuqlikning o‘zaro ta’sirlashishida vujudga keluvchi kuchlar qo‘zg‘almas suyuqlik ichida qattiq jism harakatlanganda ham yoki suyuqlik harakatlanib qattiq jism esa qo‘zg‘almas bo‘lganda ham, bir hil bo‘ladi.

Qattiq jism suyuqlikda harakatlanish jarayonida qarshilikka uchraydi. Suyuqlik tomonidan jismga ta’sir etuvchi kuch, umumiy holda, harakat yo‘nalishi bilan biror burchak hosil qiladi. Tajribalarning ko‘rsatishicha, bu kuch ikki kuchning yig‘indisidan iborat (13.4-rasm):

1) Harakatga qarshilik ko‘rsatuvchi kuch suyuqlik oqishi bo‘ylab yo‘nalgan, uni ro‘baro‘ (peshona) qarshilik kuchi (Fr) deb ataladi.

2) Suyuqlikning oqimga perpendikulyar ravishda ta’sir etadigan kuch, uni ko‘taruvchi kuch (F) deb ataladi.

Bu kuchlarning vujudga kelishi va tabiati bilan tanishaylik. Tekshirishlardan aniqlanishicha, mazkur kuchlar qattiq jismga tegib turgan suyuqlik qatlami (chegaraviy qatlam) da yuzaga keladi. Chegaraviy qatlam deganda suyuqlikning shunday qatlami tushuniladiki, undagi suyuqlik zarralarining tezligi noldan suyuqlik oqish tezligiga teng bo‘lgan qiymatigacha o‘zgaradi. Binobarin, chegaraviy qatlamda suyuqlikning yopishqoqligi tufayli tezlik gradienti mavjud. Chegaraviy qatlam qalinligi taqriban

$$\delta = \frac{\ell}{\sqrt{\mathrm{Re}}} \qquad (13.16)$$

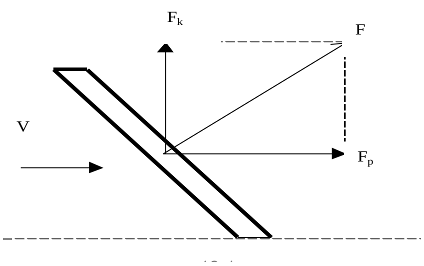
ifoda yordamida aniqlanishi mumkin.

(13.16) dagi:

ℓ - jismning harakterli o‘lchami,

Re - Reynolds soni.

Suyuqlik va jismning, bir-biriga nisbatan tezligi unchalik katta bo‘lmagan xollarda harakatga ko‘rsatiladigan qarshilik kuchi suyuqlikning yopishqoqligi bilan bog‘liq. Agar suyuqlik yopishqoqligi, jismning shakli va o‘lchamlari hamda jismning suyuqlik oqishi yo‘nalishiga nisbatan joylashishini hisobga oluvchi S_x koeffitsientidan foydalansak



13.7-rasm

$$F_{ishq} = S_x \cdot \vartheta \qquad (13.17)$$

munosabat o‘rinli bo‘ladi.

Reynolds sonining qiymati birga yaqin bo‘lganda chegaraviy qatlam qalinligi jism o‘lchami bilan taqqoslanadigan darajada, Re < 1 da esa chegaraviy qatlam oqimning deyarli barcha sohasini egallaydi. Bunday hol uchun *r radiusli sharsimon jismning harakatiga suyuqlik tomonidan ko‘rsatiladigan qarshilik kuchi ishqalanish kuchidan iborat bo‘ladi va u*

$$F_{ishq} = 6\pi\eta\vartheta r \qquad (13.18)$$

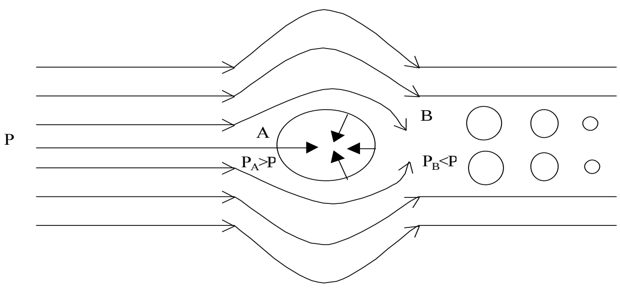
ifoda bilan aniqlanadi. (11.11) ni Stoks ((1819 - 1903) ingliz fizik olimi) formulasi deb ataladi.

Oqish tezligining ancha katta qiymatlarida, masalan, Re ≥ 10^4 bo‘lganda, chegaraviy qatlamning qalinligi (δ) jism o‘lchamining 0,01 ulushidan ham kichik bo‘ladi. Mazkur holda jismni o‘rab turgan yupqa chegaraviy qatlam suyuqlikning umumiy oqimidan keskin ajralib turadi. Tajribalarning ko‘rsatishicha, suyuqlik va jismning bir-biriga nisbatan harakat tezligini orttirib borsak, biror paytda manzara o‘zgaradi (11.5-rasm). Jismning orqa tomonida uyurmalar vujudga kelib, ular vaqt-vaqti bilan uziladi. Oqim bu uyurmalarni olib ketishi tufayli uyurmalardan iborat yo‘l hosil bo‘ladi. Jismdan ancha uzoqlikda uyurmalar yo‘qolib, yana oqish qatlamsimon shaklini tiklaydi.

G‘alayonlanmagan suyuqlikni bosimini R deb belgilasak, jismning orqa tomonida vujudga kelayotgan uyurmalar sohasidagi bosim R_V<R.

Jismning old qismidagi bosim esa, Bernulli tenglamasiga asosan, R_A>R. Shuning uchun

suyuqlik tomonidan jismga ko‘rsatiladigan natijaviy bosim kuchi (F_V) oqish yo‘nalishida ta’sir etadi. Uning qiymati oqish tezligi (ϑ) ga, suyuqlik zichligi (ρ) ga va jism orqasida hosil bo‘ladigan uyurmalar sohasining kattaligiga bog‘liq bo‘lib,



13.8-rasm

$$F_B = C_x * S * \frac{\rho\vartheta^2}{2} \qquad (13.19)$$

ifoda bilan aniqlanishi mumkin. Bunda S - jismning oqishga tik yo‘nalishga proeksiyasining yuzi. SHuni alohida qayd qilmoq lozimki, jism shaklining bosim qarshiligiga xissasi juda sezilarli bo‘ladi.

Samolyot qanotining ko‘tariluvchanlik xislati ham ko‘taruvchi kuchdan foydalanishga asoslangan. Ko‘taruvchi kuch (13.19) ga o‘xshash quyidagi ifoda bilan aniqlanishi mumkin:

$$F_k = C_u \cdot \frac{\rho\vartheta^2}{2} \cdot S \qquad (13.20)$$

Samolyot qanoti uchun koʻtarish kuchi juda katta boʻlishi, bosim kuchi esa (peshona qarshilik kuchi) juda kichik boʻlishi lozim. Qanotning sifati $K = S_u/S_x$ ifoda bilan aniqlanadi.

Koʻtaruvchi kuch koeffitsientiga jismlar geometrik shaklining ta’sirlarini “rus aviatsiyasining otasi” N.E.Jukovskiy chuqur tekshirgan.

Mustahkamlash uchun savollar

1. Qanday suyuqlikka ideal suyuqlik deyiladi?
2. Siqilmas suyuqlik uchun uzulmaslik tenglamasini yozing va izohlang.
3. Bernulli tenglamasini yozing va tenglamani tashkil etuvchi qismlarini tushuntirib beringq
4. Yopishqoqlik kuchi qanday sodir boʻladi?
5. Yopishqoqlik koeffitsientiga taorif bering.
6. Nyuton formulasini tushuntirib bering.
7. Kinematik yopishqoqlik nimani ifodalaydi?
8. Reaktsiya kuchlari qanday hosil boʻladi?
9. Samolyot nima sababdan havoga koʻtariladi?
10. Reynolds sonining fizik ma’nosini tushuntiring.

Asosiy adabiyotlar

1. O.Axmadjonov. Fizika kursi, I-tom. Toshkent, “Oʻqituvchi”. 1991.
2. I.V.Savelev. Kurs obshey fiziki. T.1,M., Nauka,2000g.
3. A.A.Detlaf, B.M.Yavorskiy. Kurs fiziki. M., “Visshaya shkola”.2000g.
4. T.I.Trofimova Kurs fiziki, M., «Visshaya shkola». 2000 g, 380c.
5. G.A.Zisman, O.M.Godess. Kurs obshey fiziki. M, izd. “Visshaya shkola”, 1991 g
6. D.V.Sivuxin «Obshiy kurs fiziki». Tom 1. M.Nauka.1977-90 g
7. Oʻ.Q.Nazarov, H.Z.Ikromova va K.A.Tursunmetov. Umumiy fizika kursi. Mexanika va molekulyar fizika. Toshkent, “Oʻzbekiston”, 1992, 279 bet.
8. Nuomonxoʻjaev A.S. Fizika kursi. 1-qism. Mexanika, statistik fizika, termodinamika. Toshkent:«Oʻqituvchi»,1992,208 b.

14-ma’ruza. TERMODINAMIKANING 1-QONUNI VA UNING TADBIQLARI

Reja:

1. Ideal gazning ichki energiyasi. Energiyaning erkinlik daralari boʻyicha tekis taqsimlanishi.
2. Gazning xajmini oʻzgarishida bajarilgan ish.
3. Termodinamikaning 1-qonuni va uning izojarayonlarga tadbiqi.

4. Ideal gazning issiqlik sig‘imi.

5. Adiabatik jarayon.

Termodinamika turli jarayonlarda (issiqlik, mexanik, elektr, magnit va boshqalar) molekulalarning issiqlik harakati bilan aniqlanuvchi energiyaning miqdoriy o‘zgarish qonunlarini o‘rganadi.

XIX asrning birinchi yarimida issiqlik mashinalarining foydali ish koeffisientini orttirish maqsadida issiqlik energiyasini mexanik energiyaga, mexanik energiyani, aksincha, issiqlik energiyasiga aylanishini o‘rganishga katta eotibor berila boshladi. Natijada fizikaning issiqlik jarayonlarini o‘rganiuvchi termodinamika sohasi tez rivojlandi.

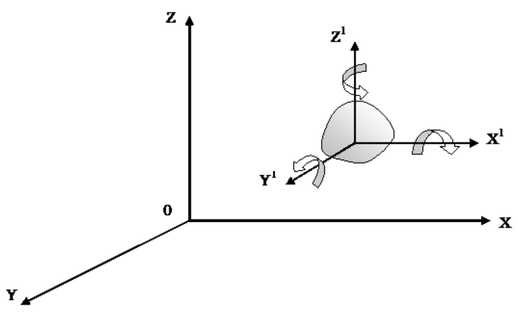
Termodinamika insonlarning ko‘p yillik tajribasi natijasida yaratilgan ikkita qonunga asoslangan. Termodinamikaning 1-bosh qonuni energiyaning miqdoriy va sifat o‘zgarishlarini ifodalaydi. Uning 2-bosh qonuni esa jarayonlarning sodir bo‘lish yo‘nalishi haqidadir.

1. Ideal gaz ichki energiyasi. Energiyani erkinlik darajasi bo‘yicha tekis taqsimlanishi.

Moddaning ichki energiyasi deganda uni tashkil qilgan molekulalarning potensial va kinetik energiyalarning yig‘indisi tushuniladi. Ideal gaz molekulalari o‘zaro ta’sirlashmagani uchun molekulalarning potensial energiyasi nolga teng. Ideal gazni ichki energiyasi molekulalarining ilgarilanma va aylanma harakat o‘rtacha kinetik energiyalarining yig‘indisiga teng bo‘ladi.

Molekulalar ilgarilanma harakat o‘rtacha kinetik energiyasini oldingi ma’ruzamizda ko‘rib o‘tgan edik. Molekulalarning aylanma harakatidagi o‘rtacha kinetik energiyasini hisobga olish uchun jismning erkinlik darajasi tushunchasini ko‘rib o‘tamiz.

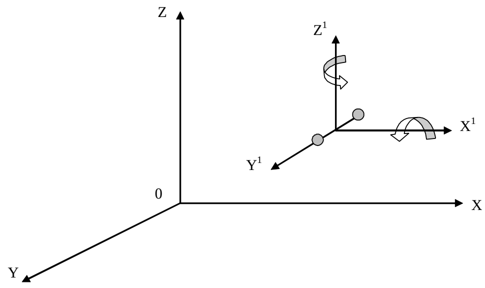
Jismning erkinlik darajasi deb, uni fazodagi holatini belgilovchi, bir-biriga bog‘liq bo‘lmagan koordinatalar soniga aytiladi.



14.1-rasm

Masalan, jism fazoda erkin siljiyotgan bo‘lsa, uning bu siljishi bir-biriga bog‘liq bo‘lmagan oltita tashkil etuvchidan, ya’ni uchta ilgarilanma (fazodagi Dekart koordinata sistemesining X,Y,Z o‘qiga nisbatan) va uchta burchakli (jismni massa markazidan o‘tuvchi o‘zaro tik uch o‘q atrofida) tashkil etuvchidan iborat deb qarash mumkin (14.1-rasm).

Agar jismning harakat erkinligi chegaralansa erkinlik darajasi ham 6 tadan kam bo‘ladi. Masalan, erda dumalab ketayotgan to‘pni olsak, uning erkinlik darajasi ikkita ilgarilanma va uchta o‘q atrofida aylanishini ifodalovchi 3 ta erkinlik darajasidan iborat bo‘ladi. Yoki temir yo‘l vagonini olsak, u faqat bitta yo‘nalishda ilgarilanma harakat qilgani uchun erkinlik darajasi birga teng. Agar vagon g‘ildiragini olsak, u bitta ilgarilanma va bitta aylanma (gorizontal o‘q atrofida) harakatga mos keluvchi ikkita erkinlik darajasiga ega. Gaz atomlarining erkinlik daraja sonini ko‘rib o‘taylik. Bir atomli gaz molekulalarining (Masalan; Ne) erkinlik darajasi uchga teng, chunki atomning fazodagi vaziyati x, y, z koordinatalar bilan to‘liq aniqlanadi. Atom aylangani bilan uning fazodagi o‘rni o‘zgarmaydi. Shuning uchun aylanma harakatini belgilovchi uchta erkinlik darajasi nolga teng.



14.2-rasm

Ikki atomli gaz molekulasini erkinlik darajasi beshga teng. Molekulalar orasidagi masofani o‘zgarmas deb hisoblasak, molekulaning ilgarilanma harakati molekula massa markazining vaziyatini aniqlovchi x, y, z koordinatalarning o‘zgarishlari bilan bog‘liq bo‘lgan uchta erkinlik darajasiga ega. Ikki atomli molekula aylanma harakat qilishi ham mumkin. Uni aylanma harakatini aniqlash uchun qo‘zg‘aluvchi koordinata sistemasining koordinata boshini O′ nuqtaga shunday joylashtiramizki, O′ Y′ o‘q, molekula o‘qi bilan ustma -ust tushsin. Molekula O′Y′ o‘q atrofida aylangani bilan uning fazodagi vaziyati o‘zgarmaydi. Shuning uchun bu o‘qqa nisbatan aylanma erkinlik darajasi nolga teng. Ikki atomli molekula O′Z′ va O′X′ o‘qlar atrofida aylanishini ifodalovchi ikkita aylanma erkinlik darajasiga ega bo‘ladi. Demak, ikki atomli molekulaning erkinlik darajasi uchta ilgarilanma va ikkita aylanma harakatni ifodalovchi beshta erkinlik darajasiga ega (14.2-rasm).

Uch atomli molekulaning erkinlik darajasi 6 ga teng. Chunki, bunday molekulani massa markazi fazoda uch yo‘nalishda ilgarilanma harakat qilishdan tashqari massa markazidan o‘tgan uchta o‘q atrofida aylanma harakat qilishi ham mumkin. Shuni alohida qayd qilish ham kerakki, molekula nechta erkinlik darajasiga ega bo‘lishidan qat’iy nazar, ularning uchtasi uning ilgarilanma harakatini ifodalaydi.

Bir qator fiziklar, xususan Boltsman va Maksvell molekulani har bir erkinlik darajasiga bir xil kinetik energiya to‘g‘ri kelishini aniqladilar. Bir erkinlik darajasiga κT/2 kinetik energiya mos keladi. Biz yuqorida molekulani ilgarilanma harakat o‘rtacha kinetik energiyasi 3κT/2 ga teng ekanini topgan edik. Bu ifodadagi 3 soni molekulani fazodagi uch yo‘nalishda ilgarilanma harakat qilishini ko‘rsatadi. Demak, har bir erkinlik darajasiga κT/2 energiya mos keladi. Umumiy holda molekulaning erkinlik daraja sonini i deb belgilasak, bitta molekulani o‘rtacha kinetik energiyasi

$$< E_k >= \frac{i}{2} kT \qquad (14.1)$$

bo‘ladi. Ikki atomli molekula uchun i = 5 bo‘lgani uchun

$$< E_k >= \frac{5}{2} kT,$$

uch atomli molekula uchun

$$< E_k >= \frac{6}{2} kT = 3kT$$

bo‘ladi.

Agar (14.1) formulani N_A Avogadro soniga ko‘paytirsak, 1mol gaz molekulalarining yig‘indi kinetik energiyasini topamiz:

$$U_M = N_A < E_\kappa >= N_A \frac{i}{2} RT = \frac{i}{2} RT \qquad (14.2)$$

Ixtiyoriy gaz massasi uchun (14.2) ifoda quyidagi ko‘rinishda bo‘ladi.

$$U = \frac{m}{M} \frac{i}{2} RT \qquad (14.3)$$

Ideal gaz molekulalari o‘zaro ta’sirlashmagani uchun ularning potensial energiyasi nolga teng. Ideal gazning ichki energiyasi molekulalarning kinetik energiyalarini yig‘indisiga teng bo‘lgani uchun (14.2) va (14.3) formulalar mos holda bir mol va ixtiyoriy massali ideal gaz ichki energiyasini ifodalaydi.

Misol tariqasida 27^0 C temperaturali 1 kg kislorodning kinetik energiyasini hisoblaylik. Kislorod (0_2) uchun i = 5, M = 0,032 kg/mol bo‘lgani uchun

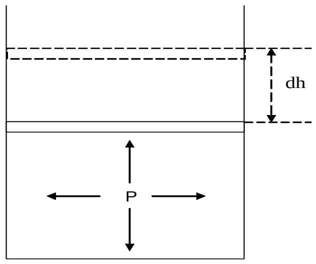
$$U = \frac{m}{M} \frac{i}{2} RT = \frac{1kg}{0{,}032 \frac{kg}{mol}} \frac{5}{2} 8{,}32 \frac{J}{K \cdot mol} \cdot 300\,K = 1{,}95 \cdot 10^5\,J$$

kelib chiqadi. Bu ancha katta energiya, lekin bu energiyadan foydalanib bo‘lmaydi. Ixtiyoriy jism yoki jismlar to‘plamining ichki energiyasini hisoblash juda qiyin. Chunki, jism ichki energiyasi uni tashkil qilgan molekulalarning issiqlik harakat kinetik energiyalari, molekulalarni o‘zaro ta’sir potensial energiyalari, molekulalarni tashkil qilgan atomlarning tebranma harakat energiyalari, molekulalar xosil qilgan atomlarning bog‘lanish energiyalari va atom yadrolarining energiyalari yig‘indisi tarzida aniqlanishi kerak. Lekin amaliy masalalarni hal qilishda jismning biror holatiga mos keluvchi qiymati emas, balki biror jarayonning boshlanish va tugallanishida ichki energiyaning o‘zgarishi hisoblanadi. Ichki energiyaning o‘zgarishi temperatura o‘zgarishiga to‘g‘ri proporsional :

$$\Delta U = \frac{m}{M} \frac{i}{2} R \Delta T \qquad (14.4)$$

2. Gaz xajmining o'zgarishida bajarilgan ish.

Gaz xajmining o'zgarishida bajarilgan ishni hisoblash uchun silindr shaklidagi idishda gaz olamiz (14.3-rasm). Gaz ishqalanishsiz engil harakatlanuvchi porshen ostida bo'lsin. Tashqi bosim va porshen og'irligi gaz tomonidan ta'sir etuvchi bosim kuchi F = PS bilan muvozanatlashganligi uchun porshen tinch turadi. Bunda P-gazning bosimi, S-porshen yuzi. Agar gazni isitsak, porshen yuqoriga ko'tarilib, gazning kengayish jarayonida



14.3-rasm

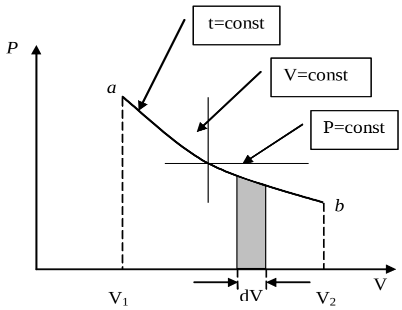
$$A = Fdh = PSdh = PdV \qquad (14.5)$$

ish bajariladi. Bunda Sdh = dV gaz hajmining o'zgarishi. Gaz xajmini V_1dan V_2 ga o'zgarganda bajarilgan ish, uning hajmini dV elementar o'zgarishlarida bajarilgan ishlarning yig'indisiga teng. Buni tushunib olish uchun (P,V) diagrammadan foydalanamiz. 14.4-rasmda gazning hajmini V_1 dan V_2ga kengayishini ifodalovchi grafik tasvirlangan. Gazning hajmi dV ga o'zgarganda bajarilgan elementar ish ikki marta shtrixlangan yuzaga teng. Gazni V_1 dan V_2 ga o'zgarganda bajarilgan ish *ab* egri chiziq bilan chegaralangan shtrixlangan yuzaga teng. Gazni xajmi V_1 dan V_2 ga o'zgarganda bajarilgan to'liq ishni (14.5) ifodani V_1 va V_2 chegarada integrallab topamiz:

$$A = \int_{V_1}^{V_2} PdV \qquad (14.6)$$

Agar jarayon izobarik bo'lsa (P=const), P ni integral tashqarisiga chiqarish mumikin**:**

$$A = P\int_{V_1}^{V_2} dV = P(V_2 - V_1) \qquad (14.7)$$



14.4-rasm

Shuni alohida takidlash kerakki, gazning xajmini turli usullar bilan o'zgartirish mumkin. Boshlang'ich holatdan oxirgi holatga o'tish jarayonida gaz bosimi faqat hajmga bog'liq bo'lmasdan, balki temperaturaga ham bog'liq, ya'ni

$$P = RT/V$$

bo'lgani uchun (14.6) ifodaga bosimning bu ifodasini qo'yib, gazni izotermik kengayish jarayonida bajarilgan ishni topishimiz mumkin:

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

yoki

$$A=RT\ln\frac{V_2}{V_1}. \quad (14.8)$$

(14.8) formula 1 mol gazni izotermik kengayishida bajarilgan ishni

ifodalaydi.

3. Termodinamikaning 1-qonuni va uni izojarayonlarga tadbiqlari.

Termodinamikaning birinchi bosh qonunini idishdagi gaz misolida ko‘rib o‘taylik. Bizga silindr shaklidagi idishda porshen ostida gaz berilgan bo‘lsin. Porshen idish ichida erkin harakatlanishi mumkin. Agar idishni temperaturasi yuqori bo‘lgan isitgich ustiga qo‘ysak, gaz isitgichdan ma’lum miqdorda issiqlik olishi natijasida temperaturasi ortadi. Temperaturani ortishi ichki energiyani ΔU miqdorga ortishiga olib keladi. Gazni dastlabki temperaturasi T_1 bo‘lsa, gaz ichki energiyasini U_1 deyish mumkin. Gaz isitgichga qo‘yilgandan keyin temperaturasi T_2 ga ko‘tarilib, ichki energiyasi U_2 bo‘lib qoldi. Ichki energiyani o‘zgarishi $dU=U_2-U_1$ bo‘ladi. Jismning boshqa jismlarga berayotgan yoki ulardan olayotgan energiya miqdoriga qarab, ichki energiyasining o‘zgarishini aniqlash mumkin. Masalan, gaz kengayish jarayonida porshen yuqoriga ko‘tarilib ish bajaradi. Bu ish gaz ichki energiyasining kamayishi hisobiga bajariladi.

$$A = -\Delta U = -(U_2 - U_1) = U_1 - U_2 .$$

Gazga issiqlik miqdori berilsa, gazni ichki energiyasi ortishidan tashqari gaz issiqlikdan kengayib, tashqi kuchlarga qarshi ish bajarishi mumkin, ya’ni porshen dh balandlikka ko‘tarilib, gaz dA ish bajaradi. Bunda gazga berilgan dQ issiqlik miqdori gazni ichki energiyasini ortishiga va ish bajarishga sarflanadi:

$$dQ = dU + dA \quad (14.9)$$

Ushbu matematik ifoda termodinamikaning 1-bosh qonunini ifodalaydi. Bu qonun tabiatning aosiy qonunlaridan bo‘lib, termodinamik jarayonlarda energiyaning saqlanish qonunini ifodalaydi.

Isitgichdan sistemaga uzatilgan issiqlik miqdori sistemaning ichki energiyasini oshirishga va tashqi kuchlarga qarshi ish bajarishga sarf bo‘ladi.

Lekin termodinamika 1-qonunining (14.9) ifodasidan sistemaga issiqlik berilganda doim sistema ichki energiyasi ortadi degan xulosa kelib chiqmasligi kerak. Masalan, sistemaga issiqlik berilishiga qaramasdan uni ichki energiyasi kamayishi, ya’ni $U_2 < U_1$ bo‘lishi mumkin. Bunday holda (14.9) ga asosan $dA < dQ$ bo‘lib, ish sistema

olayotgan issiqlik miqdori va sistemaning ichki energiyasini kamayishi hisobiga bajariladi. Ichki energiyani kamayishi $U_1 - U_2 = -dU$ ga teng bo‘ladi. Gazni tashqi kuchlarga qarshi bajarayotgan ishi va unga tashqaridan berilgan issiqlik miqdori musbat hisoblanadi. Agar aksincha bo‘lsa, ular manfiy ishora bilan olinadi.

Gaz ichki energiyasini unga taqshqaridan issiqlik miqdori berish va gaz ustida ish bajarish bilan o‘zgartirish mumkin. Bunda gaz ichki energiyasini o‘zgarishi gazga berilgan issiqlik miqdori bilan gaz ustida tashqi kuchlar bajargan ishning yig‘indisiga teng bo‘ladi.

$$U_2 - U_1 = dQ + dA \tag{14.10}$$

(14.9) formuladan (14.10) formula kelib chiqishi uchun ish ishorasini manfiy olish kerak. CHunki, bunda tashqi kuchlar gaz ustida ish bajaradi.

Termodinamikaning 1-qonuni birinchi tur abadiy dvigatel yasash yo‘lidagi urinishlarga chek qo‘ydi. Birinchi tur abadiy dvigatel shunday dvigatelki, u bir marta berilgan energiya hisobiga uzoq vaqt ish bajaradi. Lekin termodinamikaning 1-qonunga ko‘ra sistemaga berilgan issiqlik miqdoridan ortiqcha ish bajarib bo‘lmaydi, chunki sistemaning ichki energiyasi o‘zgarmasdan qolishi kerak. Bundan $\Delta U = 0$ bo‘lsa, (14.8) ifodadan $dQ = dA$ bo‘lishi kelib chiqadi. Demak, dvigatel bajargan ish hech qachon unga berilgan issiqlik miqdoridan katta bo‘lmaydi degan xulosa kelib chiqadi.

Termodinamikaning 1-qonunini ideal gazlardagi sodir bo‘luvchi izotermik, izobarik va izoxorik jarayonlarda qanday bajarilishini ko‘rib o‘taylik.

1. Izotermik jarayon.

Gaz izotermik kengayganda yoki siqilganda uning temperaturasi ($T = const$) o‘zgarmagani uchun gazni ichki energiyasi ham o‘zgarmaydi va termodinamikaning 1-qonuni quyidagi ko‘rinishni oladi:

$$dQ=dA. \tag{14.11}$$

Demak, izotermik jarayonda gazga berilgan issiqlik miqdori to‘lig‘icha mexanik ish bajarishga sarflanadi. Biz yuqorida gazni izotermik kengayishda bajargan ishi:

$$A = \frac{m}{M} R T \ln\frac{V_2}{V_1} \tag{14.12}$$

ko‘rinishda bo‘lishini ko‘rib o‘tgan edik. Izotermik jarayonda bajarilgan ishni bosimning o‘zgarishi orqali ham ifodalash mumkin. Buning uchun $T = const$ bo‘lganda:

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

bo‘lishini hisobga olib, (14.12)ni

$$A = \frac{m}{M} R\, T \ln \frac{P_1}{P_2} \qquad (14.13)$$

ko‘rinishda yozish mumkin.

2. Izobarik jarayon.

Bosim o‘zgarmas (p=const) bo‘lganda gazga berilgan issiqlik miqdori uning temperaturasini T_1 dan T_2 gacha ortishiga, hajmini V_1 dan V_2 gacha kengayishiga olib keladi. Bunday jarayonda bajarilgan ishni hisoblash uchun gaz holat tenglamasini hajm va temperatura bo‘yicha differensiallaymiz

$$\mathrm{P}dV = \frac{m}{M} R\, dT \ .$$

Bu holda to‘liq ish

$$A = P\int_{V_1}^{V_2} dV = \frac{m}{M} R\left(T_2 - T_1\right) \qquad (14.14)$$

ko‘rinishdagi formula bilan aniqlanadi.

Demak, izobarik jarayonda bajarilgan ish gaz hajmi yoki temperaturasini o‘zgarishi orqali aniqlanishi mumkin. Agar xususiy holda m/M = 1 mol, $T_2 - T_1$ = 1 K bo‘lsa, bajarilgan ish unversal gaz doimiysiga teng bo‘ladi, ya’ni A = R bo‘ladi**.** Demak, *bir mol gazni o‘zgarmas bosimda temperaturasini 1K ga oshirilgandagi ish miqdoriga teng bo‘lgan kattalik universal gaz doimiysi deyiladi.* Izobarik jarayonda bajarilgan ish 14.5-rasmda ko‘rsatilgan shtrixlangan to‘g‘ri to‘rt burchakning yuzasiga teng.

Izobarik jarayonda gazga berilgan issiqlik miqdori sistema ichki energiyasini oshirishga va mexanik ish bajarishga sarflanadi, ya’ni

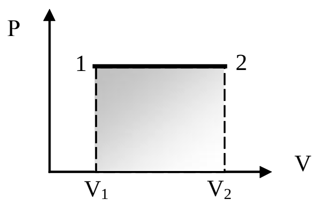
$$dQ = dU + PdV \qquad (14.15)$$

Bu ifodani integrallab, ichki energiyani o‘zgarishini va bajarilgan to‘liq ishni hisoblaymiz:

$$Q = U_2 - U_1 + P(V_2 - V_1) = (U_2 + PV_2) - (U_1 + PV_1) \qquad (14.16)$$

(14.16) ifodadagi

$$N = U + PV \qquad (14.17)$$



14.5-rasm

kattalik holat funktsiyasi bo'lib, u entalpiya deb ataladi. (14.17)ni hisobga olsak, (14.16) quyidagi ko'rinishda yoziladi.

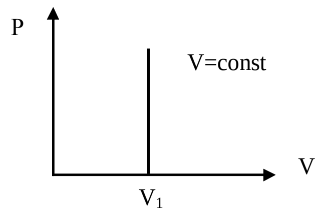
$$Q = H_2 - H_1 \qquad (14.18)$$

Demak, izobarik jarayonda ideal gazga berilgan issiqlik miqdori etalpiyaning o'zgarishi bilan aniqlanadi. Shuning uchun N ni Ba'zan energiya jamg'armasi yoki issiqlik saqlami deb ham ataladi. (14.17) formulada U = iRT/2 va RV = RT ekanini hisobga olib, uni quyidagi ko'rinishda yozish mumkin:

$$н = \frac{i}{2}RT + RT = \left(\frac{i}{2}R + R\right)T \qquad (14.19)$$

3. **Izoxorik jarayon**.

Agar gazga o'zgarmas hajm (V = const) sharoitida issiqlik miqdori berilsa, uning bosimi va temperaturasi ortadi. Aksincha, sistema issiqlik miqdori yo'qotsa, uning temperaturasi va bosimi kamayadi. Izoxorik jarayon grafigi RV diagrammada bosim o'qiga parallel to'g'ri chiziqdan iborat bo'ladi. (14.6-rasm) Izoxorik jarayonda gazning hajmi o'zgarmagani uchun unga berilgan issiqlik miqdori to'lig'icha gazni ichki energiyasini o'zgarishiga teng bo'ladi.



14.6-rasm

$$dQ = dU$$

Demak, izoxorik jarayonda gazdan olingan issiqlik miqdori uning ichki energisini kamayishiga, unga berilgan issiqlik miqdori esa uning ichki energiyasini oshishiga miqdor jihatdan teng bo'ladi.

4. Ideal gazning solishtirma issiqlik sig'imi.

Jismning issiqlik sig'imi uning muhim fizik xarakteristikalaridan hisoblanadi. Fizikada jismning issiqlik sig'imi va solishtirma issiqlik sig'imi tushunchalari ishlatiladi. *Jismning issiqlik sig'imi deb, jism temperaturasini bir gradusga oshirish uchun kerak bo'lgan issiqlik miqdori bilan o'lchanadigan kattalikka aytiladi.*

Issiqlik sig'imi J/grad. birlik bilan o'lchanadi. *Jismning solishtirma issiqlik sig'imi deb, 1 kg modda temperaturasini 1 K ga ko'tarish uchun zarur bo'lgan issiqlik miqdoriga aytiladi va u*

$$c = \frac{dQ}{mdT} \qquad (14.20)$$

formula bilan aniqlanadi, J/kg·K birlikda o'lchanadi.

Moddaning molyar issiqlik sig‘imi tushunchasi ham ishlatiladi va S harfi bilan belgilanadi. *Molyar issiqlik sig‘imi deb, 1 mol modda temperaturasini 1 K ga oshirish uchun kerak bo‘lgan issiqlik miqdori bilan o‘lchanuvchi kattalikka aytiladi.* U J/mol·K birliklarda o‘lchanadi va

$$C = \frac{dQ}{dT} \tag{14.21}$$

formula bilaan ifodalanadi.

Jismning molyar issiqlik sig‘imi C bilan solishtirma issiqlik sig‘imi **c** orasida quyidagicha bog‘lanish bor:

$$C = M \cdot c \qquad \text{yoki} \quad c = \frac{C}{M}$$

Ixtiyoriy m massali moddaning issiqlik sig‘imi $mc = \frac{m}{M}C$ ga teng bo‘ladi.

Moddaning solishtirma issiqlik sig‘imi modda bir holatdan boshqa holatga o‘tganda keskin o‘zgaradi. Masalan, suv bug‘ining solishtirma issiqlik sig‘imi $2{,}2\cdot10^3$ J/kg·grad. ga teng bo‘lsa, bug‘ suvga aylangandan keyin uning issiqlik sig‘imi $4{,}19\cdot10^3$ J/kg·grad.ga teng bo‘lib qoladi. Gaz holatdagi moddalarning solishtirma issiqlik sig‘imlari unga issiqlik qanday sharoitda uzatilishiga bog‘liq. Masalan, gaz izotermik kengayganda unga ma’lum miqdorda issiqlik ($\Delta Q>0$) uzatiladi, gaz temperaturasini o‘zgarishi 0 ga teng: $\Delta T = 0$. Bunday sharoitda gazning solishtirma issiqlik sig‘imi cheksiz katta bo‘ladi.

Gazga issiqlik uzatishning turli jarayonlari mavjud, biz shularning ichida eng oddiysini, ya’ni o‘zgarmas hajm sharoitida issiqlik o‘zatilish holini ko‘rib chiqaylik. Bunday sharoitda gazning xajmi o‘zgarmagani uchun ish bajarilmaydi, gazga berilgan issiqlik miqdori termodinamikaning 1-qonuniga ko‘ra to‘lig‘icha uning ichki energiyasini oshishiga sarflanadi.

$$dQ = dU \tag{14.22}$$

(14.22) tenglikni har ikki tomonini dT ga bo‘lib,

$dU = \frac{i}{2}RdT$ ekanini hisobga olib, (14.2)ga asosan ideal gazning o‘zgarmas hajm sharoitidagi molyar issiqlik sig‘imi uchun quyidagi ifodani xosil qilamiz:

$$C_V = \frac{dQ}{dT} = \frac{dU}{dT} = \frac{i}{2}R \tag{14.23}$$

Demak, C_v ning qiymati gaz molekulalarining erkinlik darajasi i ga bog‘liq ekan. (14.23) ni hisobga olsak 1 mol gazning ichki energiyasini o‘zgarishi $dU = C_V\, dT$ ko‘rinishni oladi.

Agar gaz o‘zgarmas bosim (r = const) sharoitida isitilsa, uning hajmi ortadi. Bunda gazga berilgan issiqlik miqdori gazni ichki energiyasini oshishiga va gazning kengayish ishiga sarflanadi:

$$dQ = dU + dA.$$

Bu ifodaning har ikki tomonini dT ga bo‘lib, gazning o‘zgarmas bosim sharoitidagi solishtirma issiqlik sig‘imini aniqlaymiz.

$$C_p = \frac{dQ}{dT} = \frac{dU}{dT} + \frac{dA}{dT} \tag{14.24}$$

Agar dA = RdV ekanini va (14.23) ifodani hisobga olsak, (14.24) tenglik quyidagi ko‘rinishga keladi.

$$C_P = C_V + \frac{PdV}{dT} \tag{14.25}$$

Bu ifodadagi PdV o‘rniga PdT ni qo‘yish mumkin. Chunki, gaz holat tenglamasida bosimni o‘zgarmas hisoblab differentsiyalasak, PdV=RdT ekanligi kelib chiqadi. Ya’ni (14.25) ifoda

$$C_r = C_V + R \tag{14.26}$$

ko‘rinishiga keladi. (14.26) ifodani boshqacha ko‘rinishda ham yozish mumkin

$$,,_P = \frac{i}{2}R + R = \frac{i+2}{i}R. \tag{14.26,a}$$

(14.26)da universal gaz doimiysi uchun R = Cp – Cv ifodani xosil qilamiz. (14.26a) ni (14.23) ga bo‘lib, gazlar uchun Cp/Cv nisbatini topamiz:

$$\gamma = \frac{Cp}{Cv} = \frac{Cv+R}{Cv} = \frac{i+2}{i}. \tag{14.27}$$

Bir atomli, ikki atomli va uch atomli molekulalardan tashkil topgan gazlarda erkinlik daraja sonlari i = 3, i = 5 va i = 6 ga teng ekanligidan γ uchun quyidagi natijalarni olamiz :

$$\gamma = \frac{5}{3} = 1{,}67, \qquad \gamma = \frac{7}{5} = 1{,}40, \qquad \gamma = \frac{8}{6} = 1{,}33.$$

Ko‘p gazlarning 300 K temperaturada tajribada topilgan γ ning qiymatlari formula bilan nazariy hisoblangan qiymatlarga yaqin keladi. Masalan, geliy (He) uchun 1,67; kislorod (O_2) uchun 1,40; suv bug‘lari (N_2O) uchun 1,31 natija olingan. (14.23) va

(14.26,a) formulalardan foydalanib, bir atomdan va ikki atomdan tashkil topgan gazlar uchun Cv va Cp larni hisoblash mumkin:

$$C_v = \frac{i}{2}R = \frac{3}{2}R = \frac{3}{2}\cdot 8{,}314\frac{J}{mol\cdot K} = 12{,}47\frac{J}{mol\cdot K}$$

$$C_p = C_v + R = \frac{i+2}{i}R = \frac{5}{2}\cdot 8{,}314\frac{J}{mol\cdot K} = 20{,}78\frac{J}{mol\cdot K}$$

$$C_v = \frac{i}{2}R = \frac{5}{2}R = 20{,}78\ \frac{J}{mol\cdot K}$$

$$C_p = \frac{i+2}{2}R = \frac{7}{2}R = 29{,}09\ \ J/mol\ K$$

Uch va undan ortiq molekulalardan tashkil topgan gazlarda i = 6 deb qabul qilingan. Bunda molekula massa markazini fazodagi uchta yo‘nalishdagi ilgarilanma va molekulani massa markazidan o‘tgan uchta o‘q atrofida aylanma harakatini aniqlovchi erkinlik darajalarini yig‘indisi olinadi:

$$i = i_{il} + i_{ayl} = 3 + 3 = 6$$

Shuning uchun Cv va Cr uchun quyidagi qiymat kelib chiqadi:

$$C_V = \frac{i}{2}R = 3R = 24\cdot 94\frac{J}{mol\cdot K},$$

$$C_p = \frac{i+2}{2}R = 4R = 33{,}25\frac{J}{mol\cdot K}.$$

Quyidagi 3-jadvalda ba’zi gazlarning molyar issiqlik sig‘imlari C_V va C_r uchun tajribalarda topilgan qiymatlar keltirilgan

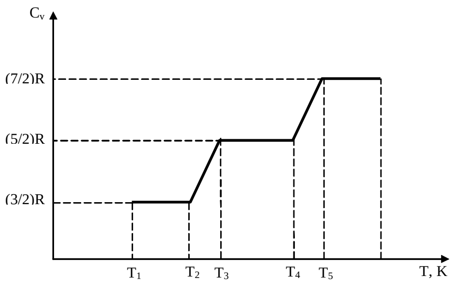
3-jadval

Gaz	S_v, $\frac{J}{mol\cdot K}$	C_p, $\frac{J}{mol\cdot K}$
Geliy (ne)	12,48	20,94
Argon (Ar)	12,48	21,23
Vodorod (H_2)	20,39	28,76
Azot (H_2)	20,77	28,64
Kislorod (O_2)	20,89	28,89
Is gazi (SO)	20,98	29,35
Suv bug‘lari (H_2O)	27,84	36,22
Metan (SN_4)	27,26	35,63

Xloroform ($SnSl_3$)	63,64	72,01
Etil spirt (S_2N_5 ON)	79,13	87,50

Jadvaldan ko‘rinib turibdiki, issiqlik sig‘imlarining tajribalardan olingan qiymatlari bir va ikki atomli molekulalardan iborat gazlar uchun formula bilan topilgan qiymatlarga mos tushadi. Lekin uch va undan ortiq atomlardan tashkil topgan gazlar uchun tajriba natijalari nazariy hisoblarga mos kelmaydi. Nazariya bilan tajriba orasidagi keskin farq ideal gaz issiqlik sig‘imining temperaturaga bog‘liqligini tekshirishda aniqlandi. Nazariyaga asosan, issiqlik sig‘imi temperaturaga bog‘liq emas.

Tajribada esa uni temperaturaga bog‘liqligi aniqlanadi. 14.7-rasmda ikki atomli molekulalardan iborat gazlar uchun $S_V$ni temperaturaga bog‘liqlik grafigi berilgan. Ko‘rinib turibdiki, S_v faqat ayrim temperatura oraliqlaridagina o‘zgarmaydi va ular molekula erkinlik darajasining turli qiymatlariga mos keladi. Xususan, $T_1 – T_2$ temperatura oralig‘ida i = 3 ga, $T_3 – T_4$ temperatura oralig‘ida i = 5 ga va T_5 dan yuqori temperaturalarda i = 7 ga mos kelgan S_V ning qiymatlari tajribadan topildi. Ko‘rinib turibdiki, S_V ni nazariy va tajribada topilgan qiymatlari T_3 – T_4 temperatura oralig‘ida mos keladi. Temperatura xona temperaturasidan juda past bo‘lsa ham yoki xona temperaturasidan juda yuqori bo‘lsa ham, S_V ni tajribada topilgan qiymati nazariy qiymatiga mos kelmaydi. Past temperaturalarda ikki atomli molekuladan iborat gazlarni solishtirma issiqlik sig‘imi S_v bir atomli molekulalardan tashkil topgan gaznikiga yaqin bo‘ladi. Buni sababini tushintirishga klassik nazariya ojizlik qiladi. YUqori temperaturada issiqlik sig‘imini keskin ortib ketishini tushintirish uchun klassik nazariya ikki atomli gaz molekulalarini yuqori temperaturada bir-biriga nisbatan tebranma harakat qiladi deb qaraydi. Natijada molekulalarning erkinlik darajasiga tebranma harakatga bog‘liq bo‘lgan erkinlik daraja soni ham qo‘shilib, ikki atomli gaz molekularining erkinlik darajasi umumiy holda



14.7-rasm

$$i = i_{il} + i_{ayl} + 2 \cdot i_{teb} = 3 + 2 + 2 \cdot 1 = 7$$

ko‘rinishda aniqlanadi. Tebranma harakatda energiya potensial va kinetik energiyalar o‘rtasida teng taqsimlangani uchun tebranma harakatdagi erkinlik daraja soni ham 2 ga teng bo‘ladi. Demak, yuqori temperaturada $C_V = 7R/2$ formula o‘rinli bo‘ladi.

5. Adiabatik jarayon. Adiabata tenglamasi

Tashqi muhit bilan issiqlik almashmasdan sodir bo‘ladigan jarayonga adiabatik jarayon deyiladi. Adiabatik jarayonda sistema tashqaridan hech qanday issiqlik miqdori olmaydi va tashqariga ham hech qanday issiqlik miqdori bermaydi. Shuning uchun adiabatik jarayon uchun termodinamikaning 1-qonuni quyidagi ko‘rinishda bo‘ladi:

$$dU + dA = 0 \qquad (14.28)$$

Adiabatik jarayonni amalga oshirish uchun gaz qamalgan idishni tashqi muhitdan ximoyalash kerak. Buning uchun idish issiqlik va yorug‘lik o‘tkazmaydigan material bilan o‘raladi. Bunday idishdagi gaz ustida ish bajarilsa, bu ish to‘lig‘icha gazni ichki energiyasiga aylanadi. Lekin gazni hajmini keskin o‘zgartirsak, gaz qamalgan oddiy idishda ham adiabatik jarayonni amalga oshirish mumkin. Masalan, porshen bilan gazni keskin qissak, tashqi kuch bajargan ish to‘lig‘icha gaz ichki energiyasini oshishiga sarflanadi. Bunda issiqlik tashqi muhitga chiqib ulgurmaydi. Gaz hajmini keskin oshirsak ham adiabatik jarayon yuz beradi. Natijada gazni ichki energiyasi kamayib, gaz soviydi.

Bunday holda bajarilgan ish gazni ichki energiyasini kamayishiga teng bo‘ladi:

$$dA = -\,dU \qquad (14.29)$$

Formuladagi minus ishora gazni ichki energiyasini kamayayotganini bildiradi.

Ish va ichki energiya ifodalarini hisobga olib, (14.29) formuladan temperaturani o‘zgarishini topamiz:

$$PdV = -\,CvdT$$

Bundan

$$dT = -\frac{1}{Cv} P\, dV \qquad (14.30)$$

munosabat xosil bo‘ladi.

Adiabatik jarayon formulasini keltirib chiqarish uchun gaz holat tenglamasini r, V, T o‘zgaruvchilar bo‘yicha differentsiyalaymiz.

$$PdV + VdP = RdT$$

dT ni o‘rniga uni yuqoridagi (14.30) ifodasini qo‘yamiz:

$$PdV + VdP = -\frac{R}{Cv}\, PdV$$

yoki

$$\left(1 + \frac{R}{C_V}\right) PdV + VdP = 0 \qquad (14.31)$$

ifodani hosil qilamiz.

Bundagi

$$\left(1+\frac{R}{C_V}\right)=\frac{Cv+R}{Cv}=\frac{\frac{i}{2}R+R}{\frac{i}{2}R}=\frac{i+2}{i}=\gamma$$

ekanini e'tiborga olsak, (14.31) munosabatni

$$\gamma PdV + VdP = 0$$

ko'rinishda yozish mumkin. Bu ifodani PV ga bo'lamiz

$$\gamma\frac{dV}{V}+\frac{d\,\text{p}}{P}=0$$

Yuqoridagi tenglama $\ln P{\cdot}V^{\gamma}$ funktsiyaning differensialidir. Shuning uchun uni

$$d\ln(P{\cdot}V^{\gamma})=0$$

ko'rinishda yozish mumkin. Bu munosabatdan adiabatik jarayonda bosim bilan xajm orasidagi bog'lanishni topamiz.

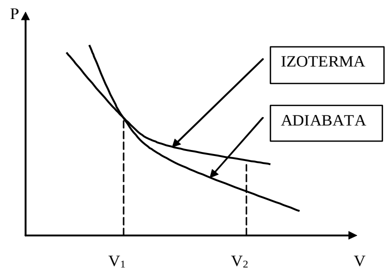
$$PV^{\gamma} = \text{const} \qquad (14.32)$$

Bu tenglik Puasson tenglamasi yoki adiabata tenglamasi deyiladi.

14.8-rasmda adiabata va izoterma chiziqlari o'zaro solishtirilgan. Ko'rinib turibdiki, adiabata chizig'i izotermaga qaraganda tikroq, chunki adiabata ko'rsatkichi $\gamma>1$. Adiabatik jarayonda ish sistemaning boshlang'ich va oxirgi ichki energiyalarining ayirmasiga teng bo'ladi.

$$A = -\int_{U_1}^{U_2} dU = U_1 - U_2 = \frac{i}{2}R(T_1 - T_2)$$

Adiabatik jarayonda bajarilgan ish sistemaning boshlang'ich va oxirgi holatlari orqali topiladi va jarayonni o'tish yo'liga bog'liq emas. Adiabatik jarayonda bajarilgan ish adiabata chizig'i bilan chegaralangan yuzaga teng. Adiabatik jarayonda bajarilgan ish izotermik jarayonda bajarilgan ishdan doimo kichik. Chunki adiabatik kengayish vaqtida sistema tashqi muhitdan issiqlik olmay kengayadi. Izotermik kengayish vaqtida sistema temperaturasini doimiy saqlash uchun tashqi jismlardan issiqlik miqdori olib turadi. Gaz izotermik siqilganda mexanik ishdan hosil bo'lgan energiyani tashqi muhitga uzatadi. Shuning uchun izotermik sistema bilan tashqi muhit orasida yaxshi issiqlik o'tkazuvchanlik sharoiti bo'lishi kerak. Adiabatik jarayonda esa aksincha, sistema muhit bilan butunlay issiqlik almashmasligi kerak.



14.8-rasm

Mustahkamlash uchun savollar

1. Ideal gazni ichki energiyasi deganda nimani tushunasiz?
2. Termodinamikaning birinchi qonuni qanday tushuntiriladi?
3. Teromdinamikaning birinchi qonuni izojarayonlarda qanday bajariladi?
4. Adiabatik jarayon qanday jarayon va uning tenlamasi qanday keltirilib chiqariladi?
5. Nima sababdan gazlarning oʻzgarmas bosimdagi issiqlik sigʻimi oʻzgarmas xajmdagidan katta?
6. Gazning kengayganda bajargan ishi qanday hisoblanadi?
7. Adiabatik jarayonda bajarilgan ish kattami yoki izotermik jarayondagimi?
8. Molekulalarning erkinlik daraja soni nima?
9. Gazning oʻzgarmas xajm sharoitidagi solishtirma issiqlik sigʻimi temperaturaga qanday bogʻlangan?
10. Etalpiya deganda nimani tushunasiz?

Asosiy adabiyotlar

1. O.Axmadjonov. Fizika kursi, I-tom. Toshkent, “Oʻqituvchi”. 1991.
2. I.V.Savelev. Kurs obshey fiziki. T.1,M., Nauka,2000g.
3. A.A.Detlaf, B.M.Yavorskiy. Kurs fiziki. M., “Visshaya shkola”.2000g.
4. T.I.Trofimova Kurs fiziki, M., «Visshaya shkola». 2000 g, 380c.
5. G.A.Zisman, O.M.Godess. Kurs obshey fiziki. M, izd. “Vishaya shkola”, 1991 g
6. D.V.Sivuxin «Obshiy kurs fiziki». Tom 1. M.Nauka.1977-90 g
7. Oʻ.Q.Nazarov, H.Z.Ikromova va K.A.Tursunmetov. Umumiy fizika kursi. Mexanika va molekulyar fizika. Toshkent, “Oʻzbekiston”, 1992, 279 bet.

Nuomonxoʻjaev A.S. Fizika kursi. 1-qism. Mexanika, statistik fizika, termodinamika. Toshkent:«Oʻqituvchi»,1992,208 b.

15-MA’RUZA. TERMODINAMIKANING II QONUNI

Reja:

1. Qaytar, qaytmas va aylanma jarayonlar.
2. Issiqlik dvigatellari va sovutkich mashinalar.
3. Termodinamikaning II-qonuni.
4. Ideal gaz uchun Karno tsikli va uning f.i.k.
5. Entropiya. Ideal gaz entropiyasi.

6. Termodinamika II-qonunining statistik ma’nosi.

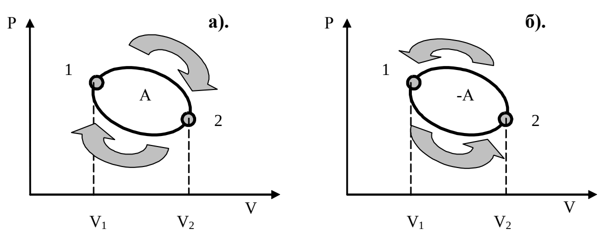
1. Qaytar, qaytmas va aylanma jarayonlar.

Agar biror jarayonga termodinamik nuqtai nazardan qarasak, uni qanday moddadan tashkil etganligi bizni qiziqtirmaydi, balki uni holatini xarakterlovchi parametrlarini bilish muhimdir.

Sistema holatini aniqlaydigan va tashqi sabablar ta’sirida o‘zgarishi mumkin bo‘lgan kattaliklar parametrlar deyiladi.

Sistemaning parametrlari sistemaning faza soniga bog‘liq. *Faza deb, kimyoviy tarkibi, tuzilishi va holati bir xil bo‘lgan va ma’lum sirt bilan chegaralangan jismga (sistemaga) aytiladi.* Masalan, suv ma’lum bir temperaturada uchta fazada bo‘lishi mumkin: suyuq, suvni ichidagi muz parchalari va uning ustidagi suv bug‘i.

Agar muz ham, suv bug‘i ham bo‘lmasa, ya’ni sistema faqat suvdan iborat bo‘lsa, sistema bir fazali bo‘ladi. Ma’lum bir ideal gaz ham bir fazali sistemadir.Uning holati uchta parametr: hajm V, bosim R va temperatura T orqali to‘liq bir qiymatli ravishda aniqlanadi.



15.1-rasm

Agar sistema bir necha holatlarda bo‘lib, yana boshlang‘ich holatiga qaytib kelsa, bunday protsessga aylanma protsess yoki tsikl deyiladi.

Diagrammada bunday protsess yopiq egri chiziq bilan ifodalanadi. Masalan, gaz kengayib 1-holatdan 2 -holatga o‘tishi va so‘ngra qisish natijasida u yana 1-holatiga qaytib kelishi mumkin. Gazni kengayish vaqtida bajargan ishi musbat, siqilishda bajargan ishi esa manfiy hisoblalandi (chunki $dV<0$). Aylanma jarayonda bajarilgan ish egri chiziq bilan chegaralangan yuza bilan aniqlanadi (15.1-rasm). *Agar tsikl soat strelkasi yo‘nalishida yuz bersa, to‘g‘ri tsikl (15.1(a)-rasm). unga teskari yo‘nalishda yuz bersa, teskari tsikl (15.1(b)-rasm) deyiladi.*

2.Issiqlik dvigatellari va sovutgich mashinalar.

To‘g‘ri tsikl tashqaridan davriy ravishda issiqlik olib ishlaydigan issiqlik mashinalarida (15.2(a)-rasm), teskari tsikl esa tashqi ish hisobiga ishlaydigan sovitgich mashinalarida (15.2(b)-rasm) kuzatiladi. *Isitgichdan olingan Q_1 - Q_2 issiqlik hisobiga to‘g‘ri tsikl bilan ish bajaradigan qurilmaga issiqlik mashinasi deyiladi.* Aylanma jarayonda sistema dastlabki holatiga qaytib kelgani uchun uni to‘liq energiyasining o‘zgarishi nolga teng. Shuning uchun termodinamika (TD)ning I - qonuni

$$Q = \Delta U + A = A \qquad (15.1)$$

ko‘rinishda yoziladi. Ammo aylanma jarayonda sistema issiqlik olishi va berishi mumkin bo‘lani uchun

$$Q = Q_1 - Q_2$$

bo‘ladi. Bu erda:

Q_1- sistemaning tashqaridan olgan issiqlik miqdori.

Q_2- sistemaning tashqariga bergan issiqlik miqdori.

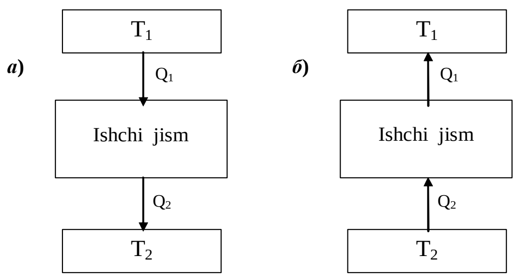
Isitgichdan olingan Q_1 issiqlik miqdorining qancha qismi A ishga aylanganini bilish amaliy ahamiyatga egadir. Shuning uchun foydali ish koeffitsienti (f.i.k.) tushunchasi kiritiladi.

Issiqlik mashinasining f.i.k.

$$\eta = \frac{A}{Q_1} = \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1} = 1 - \frac{Q_2}{Q_1} \qquad (15.2)$$

formula bilan aniqlanadi.

Agar sistema jarayon davomida dastlabki holatiga qaytib kelmasa, bunday jarayonga qaytmas jarayon deyiladi. Agar to‘g‘ri va teskari jarayondan so‘ng sistema dastlabki holatiga qaytib kelsa-yu, atrof muhitda o‘zgarish yuz bersa, bu jarayon qaytmas jarayondir. Tabiatdagi real jarayonlar qaytmas jarayonlardir. Ularga ko‘plab misollar keltirish mumkin. Masalan: isiqlik o‘tkazuvchanlik, nurlanish, ishqalanish va boshqalar.



15.2-rasm

Qaytuvchan jarayonda sistema dastlabki holatiga qaytib keladi, atrof muhitda xech qanday o‘zgarish yuz bermaydi. To‘g‘ri va teskari yo‘nalishda sodir bo‘luvchi qaytuvchan jarayonda sistema bir holatdan turli yo‘nalishda o‘tishi va shu holatga qaytib kelishi mumkin. *Qaytuvchan jarayon deb, har ikki yo‘nalishda ham o‘ta oladigan va dastlabki o‘zining holatiga atrofdagi jismlarda hech qanday o‘zgarish qilmasdan qaytadigan jarayonga aytiladi.*

Real sharoitda qaytuvchan jarayonni amalga oshirib bo‘lmaydi. Lekin juda sekin sodir bo‘luvchi ayrim jarayonlar qaytuvchan bo‘lishi mumkin. Qaytuvchan jarayon muvozanatli jarayon hamdir. U bir necha muvozantli holatlarning to‘plamidan iborat.

3. Termodinamikaning 2-qonuni.

Termodinamik jarayonlarini tushuntirish uchun termodinamikaning 1-qonuni etarli emas. CHunki u jarayonni qanday yo‘nalishda sodir bo‘layotganini hisobga olmaydi.

Termodinamikaning II-qonuni tarixiy jihatidan issiqlik mashinalarining ishini tahlil qilish natijasida yaratildi. Shuning uchun issiqlik dvigatelini ishlash jarayoni bilan bilan tanishamiz (15.2-rasm). Issiqlik dvigatellarida hamma vaqt tsikl davomida T_1 temperaturali isitgichdan Q_1 issiqlik miqdori olinadi va T_2 past temperaturali sovutgichga Q_2 issiqlik miqdori berib, $A = Q_1 - Q_2$ ish bajariladi. Issiqlik mashinasini f.i.k. $\eta = 1$ bo‘lishi uchun $Q_2 = 0$ bo‘lishi, ya’ni issiqlik mashinasi faqat bitta issiqlik manbai-isitgichga ega bo‘lishi va sovutgichni bo‘lmasligi kerak. Fransuz injeneri S.Karno (1796-1832) issiqlik mashinasini ishlashi uchun albatta ikki xil temperaturali issitgich va sovutgichni bo‘lishi zarurligini ko‘rsatdi. Termodinamikaning II-qonuni bitta issiqlik manbai hisobiga, ya’ni jismlarning sovushi hisobiga ishlovchi abadiy dvigatelni bo‘lishini inkor etadi. *Termodinamikaning II-qonuniga Kelvin va Planklar quyidagicha ta’rif bergan:*

1) Ikkinchi tur abadiy dvigatelni yaratish mumkin emas.

2) Oxirgi natijasi isitgichdan olingan issiqlik miqdorini to‘liq ishga aylantirib beradigan jarayonni amalga oshirib bo‘lmaydi.

Sovutgich mashinasida Q_2 issiqlik miqdori temperaturasi T_1 bo‘lgan jismga beriladi. Bunda $T_2 < T_1$. Ma’lumki, aylanma jarayonda $Q = A$, lekin $Q = Q_2 - Q_1 < 0$ shartga ko‘ra $A < 0$ ya’ni:

$$Q_2 - Q_1 = -A_1$$

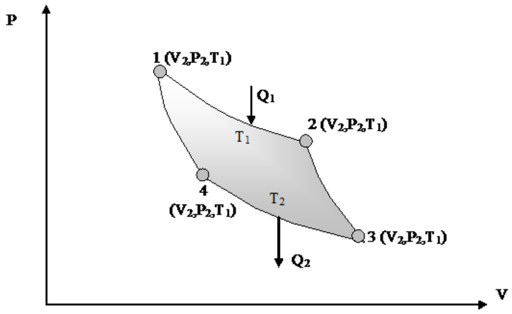
yoki

$$Q_1 = Q_2 + A$$

bo‘ladi. Bundan ko‘rinadiki, temperaturasi T_1 bo‘lgan isitgichga berilgan issiqlik miqdori, temperaturasi T_2 bo‘lgan sovutgichdan olingan issiqlik miqdoridan bajarilgan ish miqdori qadar katta bo‘lib chiqayapti. Bu shundan dalolat beradiki, ish bajarilmasdan turib issiqlikni temperaturasi past jismdan temperaturasi yuqori jismga o‘tkazib bo‘lmaydi. *Termodinamikani II-qonuni uchun bunday xulosani R. Klauzius bergan:*

Issiqlik hech qachon o‘z-o‘zidan temperaturasi past jismdan temperaturasi yuqori jismga o‘tmaydi.

4. Ideal gaz uchun Karno sikli va uning f.i.k.



15.3-rasm

Karno TD ning II-qonuniga asoslanib quyidagi teoremani chiqardi:

Sovutgich va isitgichni temperaturasi bir xil bo‘lgan davriy ravishda ishlaydigan hamma issiqlik mashinalarini ichida qaytuvchan protsess bilan ishlovchi mashina eng katta f.i.k. ega bo‘lib, ularning f.i.k. issitgich va sovutgichning temperaturalari bir xil bo‘lganida bir - biriga teng bo‘ladi va mashinani konstruktsiyasi va ishchi moddaning tabiatiga bog‘liq bo‘lmaydi.

Karno o‘rgangan tsikl ikkita izoterma va ikkita adiabatadan iborat. Karno tsiklida ishchi jism bo‘lib, poroshen ostidagi idishda joylashgan ideal gaz hizmat qilishi mumkin. 15.3-rasmda Karno tsikli sxematik ko‘rsatilgan.

Gazning izotermik kengayishi 1-2, izotermik siqilishi 3-4 egri chiziq bilan, adiabatik kengayish bilan siqilish mos holda 2-3 va 4-1 egri chiziqlar bilan ko‘rsatilgan.

Yuqorida biz izotermik va adiabatik jarayonlarda bajarilgan ishlarni ko‘rib o‘tgan edik. Shu formulalardan foydalanamiz.

Izotermik kengayish 1-2 holat va qisilishda (3-4 holat) bajarilgan ish quyidagi formulalar bilan aniqlanar edi:

$$A_{12} = \frac{m}{\mu} R T_2 \ell n \frac{V_2}{V_1} = Q_1 \qquad (15.3)$$

$$A_{34} = \frac{m}{\mu} R T_2 \ln \frac{V_3}{V_4} = Q_2 \qquad (15.4)$$

Adiabatik kengayish (2-3 xolat) va siqilishda (4-1 holat) bajarilgan ish.

$$A_{23} = \frac{m}{\mu} Cv (T_2 - T_1) \qquad (15.5)$$

$$A_{23} = \frac{m}{\mu} Cv (T_1 - T_2) \qquad (15.6)$$

Sikl davomida bajarilgan ish.

$$A = A_{12} + A_{23} + A_{34} + A_{41} = Q_1 + A_{23} - Q_2 - A_{23} =$$

$$= Q_1 + A_{23} - Q_2 - A_{23} = Q_1 - Q_2$$

bilan aniqlanib, miqdor jihatidan shtrixlangan yuzaga teng. Karno tsiklining f.i.k. (15.2) formulaga ko‘ra

$$\eta = \frac{A}{Q_1} = \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1}$$

bo‘ladi.

Yuqorida adiabatik jarayon uchun chiqarilgan formulaga asosan 2–3 va 4–1 adiabatalar uchun

$$T_1 V_2^{\gamma-1} = T_2 V_3^{\gamma-1}$$

$$T_2 V_1^{\gamma-1} = T_1 V_4^{\gamma-1}$$

formulalardan

$$\frac{V_2}{V_1} = \frac{V_3}{V_4} \qquad (15.7)$$

ekanligini topamiz.

Q_1,Q_2 ni o‘rniga (15.3) va (15.4) ifodalarni qo‘yib va (15.7) dan foydalanib, quyidagini hosil qilamiz.

$$\eta = \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1} = \frac{\frac{m}{\mu} R T_1 \ln\frac{V_2}{V_1} - \frac{m}{\mu} R T_2 \ln\frac{V_3}{V_4}}{\frac{m}{\mu} R T_1 \ln\frac{V_2}{V_1}} = \frac{T_1 - T_2}{T_1}$$

$$\eta = \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1} = \frac{T_1 - T_2}{T_1} \qquad (15.8)$$

(15.8) formuladan ko‘rinadiki, Karno tsiklining f.i.k. faqat sovutgich bilan isitgichning temperaturasiga bog‘liq. Uni oshirish uchun sovutgich bilan isitgichning temperaturalar farqini oshirish kerak. Masalan: $T_1 = 400K$ va $T_2 = 300K$ bo‘lganda $\eta = 0,25$ yoki $T_1 = 100K$, $T_2 = 50K$ bo‘lsa: $\eta = 0,4$.

Har qanday real issiqlik mashinasining f.i.k. ishqalanish va issiqlikning isrofi bo‘lgani uchun Karno siklning f.i.k. dan kichik.

Karno teoremasi temperaturaninng termodinamik shkalasini yaratishga asos bo‘ldi. (15.8) formulani chap va o‘ng tomonlarini solishtirsak.

$$T_2/T_1 = Q_2/Q_1 \qquad (15.9)$$

kelib chiqadi. Demak T_1 va T_2 temperaturali ikkita jism temperaturasini solishtirish uchun ularda Karno tsiklini amalga oshirish kerak. Bunda bir jism sovutgich, ikkinchisi isitgich rolini o‘ynaydi. (15.9) formuladan ko‘rinadiki, jismlar temperaturalarining nisbati sovutgichga berilgan issiqlik miqdorini isitgichdan olingan issiqlik miqdoriga nisbatiga teng. Bunday yo‘l bilan aniqlangan temperatura, termometrning ishchi moddasining turiga bog‘liq emas.

5. Entropiya. Ideal gaz entropiyasi.

Karno tsiklining f.i.k $\eta = \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1} = \frac{T_1 - T_2}{T_1}$ formulasidan

$Q_1/T_1 - Q_2/T_2 = 0$ ekanligi kelib chiqadi. Bu erda Q_2 ishchi jismning sovutgichga bergan issiqlik miqdori, Shuning uchun u manfiy. Buni hisobga olsak, yuqoridagi ifoda

$$Q_1/T_1 + Q_2/T_2 = 0 \qquad (15.10)$$

ko‘rinishini oladi. Bu erda Q/T nisbatga keltirilgan issiqlik miqdori deyiladi. Demak, Karno tsikli uchun keltirilgan issiqlik miqdorlarining summasi nolga teng. Aniq nazariy hisoblashlar shuni ko‘rsatadiki, har qanday qaytuvchan jarayonlar uchun keltirilgan issiqlik miqdorlarini summasi nolga teng. Shuning uchun (15.10) formulani umumiy holda

$$\oint \frac{dQ}{T} = 0 \qquad (15.11)$$

ko‘rinishda yozish mumkin.

Berk kontur bo‘yicha olingan integralning nolga tengligidan integral ostidagi ifoda sistema holatini belgilaydigan qandaydir funktsiyaning to‘liq differensiali bo‘lib, u faqat sistema holati bilan aniqlanib, sistemani bu holatga qanday yo‘llar bilan kelganiga bog‘liq emas.

dQ/T - differensial sistemaning holat funktsiyasi yoki entropiya deyiladi va S bilan belgilanadi.

Qaytuvchan jarayonlar uchun entropiyaning o‘zgarishi nolga teng.

$$\Delta S = 0 \qquad (15.12)$$

Qaytmas jarayon vaqtida sistemaning entropiyasi hamma vaqt ortadi.

$$\Delta S > 0 \qquad (15.13)$$

YUqoridagi (15.12) va (15.13) formulalar faqat yopiq sistemalar uchungina to‘g‘ridir. Agar sistema tashqi muhit bilan issiqlik almashayotgan bo‘lsa, uning entropiyasi turlicha bo‘lishi mumkin. (15.12) va (15.13) munosabatni birlashtirib

$$\Delta S \geq 0 \qquad (15.14)$$

ko‘rinishda yozish mumkin.

(15.14) ifodaga Klauzius tengsizligi deyiladi. (15.14) dan ko‘rinadiki, berk sistemada entropiya o‘sishi (qaytmas jarayonlarda) yoki o‘zgarmasdan qolishi mumkin (qaytuvchan jarayonlarda).

Agar sistema muvozanatli I-holatdan 2-holatga o‘tayotgan bo‘lsa, entropiyaning o‘zgarishi (15.11) ga ko‘ra

$$\Delta S_{1\to 2} = S_2 - S_1 = \int_1^2 \frac{dQ}{T} = \int_1^2 \frac{dU + d\text{A}}{T} \tag{15.15}$$

bo‘ladi.

Ideal gaz uchun entropiyaning o‘zgarishini ko‘raylik. Ma’lumki,

$$dU = \frac{m}{\mu} C_V dT$$

$$d\text{A} = \frac{m}{\mu} RT \frac{dV}{V}$$

bo‘lgani uchun entropiyaning o‘zgarishi (15.15) formulaga ko‘ra

$$\Delta S_{1\to 2} = S_2 - S_1 = \frac{m}{\mu} C_v \int_{T_1}^{T_2} \frac{dT}{T} + \frac{m}{\mu} R \int_{V_1}^{V_2} \frac{dV}{V},$$

yoki

$$\Delta S_{1\to 2} = S_2 - S_1 = \frac{m}{M}\left(C_V \ln \frac{T_2}{T_2} + R \ln \frac{V_2}{V_1} \right) \tag{15.16}$$

bo‘ladi.

Ideal gazda entropiyaning o‘zgarishi uning I-holatdan 2-holatga qanday jarayonlar orqali o‘tishiga bog‘liq emas.

Adiabatik jarayon vaqtida entropiya o‘zgarmaydi $\Delta S = 0$, chunki $dQ = 0$. Shuning uchun adiabatik jarayoni izoentropik jarayon ham deyiladi. (15.16) formulaga ko‘ra izotermik jarayonda ($T_1 = T_2$)

$$\Delta S = \frac{m}{\mu} R \ln \frac{V_2}{V_1}$$

izoxorik jarayonda ($V_1 = V_2$)

$$\Delta S = \frac{m}{\mu} C_v \ln \frac{T_2}{T_1}$$

bo‘ladi.

Real jarayonlarlar qaytmas bo‘lgani uchun berk sistemadagi jarayonlarlar entropiyani oshishiga olib keladi deyish mumkin.

Buni entropiyaning o‘sish prinsipi deb ham yuritiladi. Bu prinsipdan TD II-qonuni ning boshqa ta’rifi kelib chiqadi:

Makroskopik sistemalarda faqat entropiyaning oshishiga olib keladigan jarayonlarni bo‘lishi mumkin.

Ba’zi hollarda sistemaning ayni holati uchun entropiyani miqdorini bilish talab qilinadi. Bunday hollarda TDning uchinchi bosh qonuni deb ataluvchi Nernst teoremasidan foydaliniladi. Bu teoremaga asosan, *har qanday jismning absolyut temperaturasi nolga yaqinlashganda uning entropiyasi ham nolga aylanadi.*

$$\lim_{T \to 0} S = 0$$

Shuning uchun ma’lum temperaturada sistema entropiyasini hisoblashda quyi chegara sifatida T = 0 K dagi holat olinadi.

6. Termodinamikaning 2-qonunini statistik ma’nosi.

XIX asrni o‘rtalariga kelib termodinamika shu narsani isbot qildiki, tabiatdagi jarayonlar qaytmas jarayonlarlardir, issiqlik temperaturasi yuqori bo‘lgan jismdan temperaturasi past bo‘lgan jismga muntazam o‘tib turishi natijasida butun Koinotni entropiyasi ortib boradi, jismlarning temperaturasini tenglashishi, issiqlik muvozanatiga olib keladi. Natijada tabiatdagi har qanday jarayonlarlar to‘xtaydi. Ya’ni, Koinotda issiqlik holakati yuz beradi. SHunday bo‘lishi mumkinmiq

Biz ko‘rdikki, entropiya faqat yopiq sistemada vaqt o‘tishi bilan ortishi mumkin, ochiq sistemada esa uni o‘zgarishi nolga teng. Sistemamiz, ya’ni Koinot vaqt nuqtai nazardan ham, fazo nuqtai nazardan ham cheksizdir. Demak, Koinot yopiq sistema emas. Shuning uchun TDni II-qonunini tadbiq etib bo‘lmaydi. U yopiq sistema uchun to‘g‘ridir.

Entropiyaning fizik ma’nosini sistema holatini termodinamik ehtimolligi bilan bog‘lagan holda Boltsman ochib berdi. Uning ko‘rsatishicha sistema holatining termodinamik extimolligi W makroskopik sistemaning ma’lum holatga olib kelish usullarining sonidir, yoki boshqacha aytganda ma’lum makroholatni amalga oshirish uchun zarur bo‘lgan mikroholatlar soniga teng. Boltsmanning aniqlashicha, sistemaning entropiyasi sistemaning termodinamik extimolligining logarifimiga to‘g‘ri proporsional dir:

$$S = k \ln w$$

bu erda, k - Boltsman doimiysi. Demak, Boltsmanning ko‘rsatishicha, entropiya sistemaning ma’lum makroholatni amalga oshirish uchun kerak bo‘lgan mikroholatlar sonining logarifmiga teng.

Entropiya-termodinamik sistema holat extimolligining o‘lchovidir. Boltsman formulasidan entropiyaning quyidagi statistik ma’nosi kelib chiqadi:

Entropiya sistema tartibsizlik darajasining o‘lchovidir. Haqiqatdan ham makroholatni amalga oshishida mikroholatlar qancha ko‘p bo‘lsa, entropiya shuncha katta bo‘ladi.

Yopiq sistemadagi jarayonlar mikroholatlarning o‘sish yo‘nalishida, yoki boshqacha qilib aytganda sistemani ehtimolligi maksimal bo‘lgan holatga erishguncha, jarayonlar ehtimolligi kam holatdan, ehtimolligi katta bo‘lgan holat yo‘nalishida sodir bo‘ladi.

TD ning II-qonunining statistik ma’nosi shundan iboratki, *berk sistemada yuz beruvchi qaytuvchan jarayonlar vaqtida sistemaning holat ehtimolligi ortadi, qaytuvchan jarayonlar vaqtida esa o‘zgarishsiz qoladi.*

Mustahkamlash uchun savollar

1. Qaytar, qaytmas va aylanma jarayonlar deganda nimani tushunasiz?
2. Sistemaning holati va faza tushunchalarining mahnosini tushuntiring.
3. Issiqlik va sovutgich mashinalari orasida qanday farq bor?
4. Issiqlik mashinalarini va Karno tsikilini f.i.k. qanday hisoblanadi?
5. Sistema entropiyasi deganda nimani tushunasiz va u qanday hisoblanadi?
6. Entropiyaning statistik mahnosini tushuntirib bering.
7. Termodinamikaning 2-qonuniga entropiya orqali qanday ta’rif beriladi?
8. Termodinamikaning 3-qonunida nima deyiladi?
9. Ideal gaz entropiyasi qanday hisoblanadi?
10. Karno TSikli qanday jarayonlardan iborat?

Asosiy adabiyotlar

- O.Axmadjonov. Fizika kursi, I-tom. Toshkent, “O‘qituvchi”. 1991.
- I.V.Savelev. Kurs obshey fiziki. T.1,M., Nauka,2000g.
- A.A.Detlaf, B.M.Yavorskiy. Kurs fiziki. M., “Visshaya shkola”.2000g.
- T.I.Trofimova Kurs fiziki, M., «Visshaya shkola». 2000 g, 380c.
- G.A.Zisman, O.M.Godess. Kurs obshey fiziki. M, izd. “Visshaya shkola”, 1991 g
- D.V.Sivuxin «Obshiy kurs fiziki». Tom 1. M.Nauka.1977-90 g
- O‘.Q.Nazarov, H.Z.Ikromova va K.A.Tursunmetov. Umumiy fizika kursi. Mexanika va molekulyar fizika. Toshkent, “O‘zbekiston”, 1992, 279 bet.

Nuomonxo‘jaev A.S. Fizika kursi. 1-qism. Mexanika, statistik fizika, termodinamika. Toshkent:«O‘qituvchi»,1992,208 b.