



**FARG'ONA
POLITEXNIKA
INSTITUTI**

FIZIKA KURSI

MEXANIKA VA MOLEKULYAR FIZIKA BO'LIMLARIDAN

MA'RUZALAR MATNI

I -qism

**O‘zbekiston Respublikasi Oliy va o‘rta maxsus ta’lim Vazirligi
Farg‘ona politexnika instituti**

Fizika kafedrası

FIZIKA KURSI

«MEXANIKA VA MOLEKULYAR FIZIKA» BO‘LIMLARIDAN

MA’RUZALAR MATNI

1

**Institut uslubiy kengashi
tomonidan tasdiqlangan
bayon № ____ 2008 yil**

Farg‘ona – 2008

Fizika kursining “Mexanika, molekulyar fizika va termodinamika” bo‘limidan tuzilgan ushbu 18 ta ma’ruzalar matnidan iborat o‘quv qo‘llanmada moddiy nuqtalar kinematikasi, dinamikasi, qattiq jismlar va suyuqliklar mexanikasi, noinersial sanoq tizimlarida harakat, ish va energiya, mexanikada saqlanish qonunlari, maxsus nisbiylik nazariyasi prinsiplari, Lorens almashtirishlari va undan kelib chiqadigan xulosalar asosida klassik mexanikaning qo‘llanilish chegarasi, molekulyar fizika va termodinamika qonunlari, real gazlar, ko‘chirilish hodisalari va fazaviy o‘tishlar yoritilgan.

Ushbu ma’ruzalar matni O‘zbekiston Respublikasi Oliy va o‘rta maxsus ta’lim vazirligining o‘quv uslubiy boshqarmasi tomonidan tasdiqlangan “Professional oily ta’lim Davlat Standarti” ga binoan oily texnika ta’lim yo‘nalishlari bo‘yicha bakalavrlar tayyorlash uchun ishlab chiqilgan fizikadan 3 semestrlik o‘quv dasturining 1-semestriga moslab tuzilgan.

Kafedra uslubiy seminarida muhokama qilingan (7-bayonnoma, 12-aprel 2008 y.)
Fakultet uslubiy komissiyasi chop etish uchun tavsiya etgan (6-bayonnoma, 20-aprel 2008 yil).

Tuzuvchilar:

dots. Xatamov S.O.
dots. Nabiev G‘.A.

Taqrizchilar:

dots. Xomidov T.X.
dots. Tadjibaev M.

Mas’ul muharrir:

prof. Yuldashev N.X.

SO‘Z BOSHI

XXI asrda ilmiy-texnikaviy inqilobning yanada shiddatli ravishda o‘shishi oliy texnika o‘quv yurtlarida fizika kursining mazmunini tubdan qayta ko‘rib chiqishni taqozo etmoqda. Zamonaviy muhandisdan faqat klassik fizikadagina emas, balki hozirgi zamon fizikasi (kvant mexanikasi va elektronikasi, qattiq jisimlar fizikasi va boshqalar) dan ham chuqur bilimlar talab qilinmoqda. Biroq davrimizning asosiy xususiyati — axborotlar texnologiyasi va ko‘laminig tez kengayib borishi, vaqt tanqisligi esa katta hajmdagi o‘quv adabiyotlariga ehtiyojni kamaytirib, asosiy mahlumotlarni mujassamlashtirgan ixcham va uslubiy jihatdan yuqori did bilan tuzilgan qo‘llanmalarga zaruriyat tug‘dirmoqda.

Shu munosabat bilan Farg‘ona politexnika instituti «Fizika» kafedrasining professor–o‘qituvchilari uzoq yillar mobaynida muhandislikning turli yo‘nalishlari bo‘yicha tahsil olayotgan talabalarga o‘qigan ma‘ruzalari asosida ushbu 3 jildidan iborat «Fizika kursidan ma‘ruzalar matni» ni yaratishdi. U texnika oliy o‘quv yurtlarining fizika fani 3 semestr o‘qitiladigan bakalavriat yo‘nalishlarining talabalariga mo‘ljallangan bo‘lib, O‘zbekiston Respublikasi Oliy va O‘rta maxsus tahlil Vazirligining o‘quv–uslubiy boshqarmasi tomonidan tasdiqlangan fizikadan yangi namunaviy o‘quv dasturiga mos keladi. Har bir kitob 1 o‘quv semestriga mo‘ljallangan 18 ta ma‘ruzalar matnini o‘z ichiga oladi:

1-kitob: «Mexanika, molekulyar fizika va termodinamika».

2-kitob: «Elektromagnetizm, tebranishlar va to‘lqinlar».

3-kitob: «To‘lqin optikasi va kvant fizikasi».

Qo‘llanmani tayyorlashda mualliflar o‘zlarining ko‘p yillik tajribalariga tayanib, fizik tushunchalar va kattaliklar, hodisalar va qonunlarning fizik mohiyatlarini sodda va ravon tilda qiziqarli tarzda bayon qilishga harakat qildilar. Matematik saviya bo‘yicha «Ma‘ruzalar matni» oliy texnika o‘quv yurtlari birinchi bosqich talabalarining matematik tayyorgarligiga mos keladi. Ayrim joylarda zaruriyat tug‘ilganda muhim matematik ifodalar keltirib chiqarilgan yoki izoh berilgan. Har bir ma‘ruza tegishli «Reja», «Tayanch so‘zlar va iboralar», «Mustaxkamlash uchun savollar» va «Asosiy adabiyotlar» bilan ta‘minlangan.

Mualliflar ushbu «Ma‘ruzalar matni» ning mazmunini yaxshilashga qaratilgan barcha fikr-mulohazalarni chuqur minnatdorchilik bilan qabul qiladilar.

Mas‘ul muharrir.

1-ma'ruza. FIZIKA FANI HAQIDA UMUMIY MA'LUMOT

Reja:

1. Fizika fani. Fizikaviy tadqiqot usullari, tajriba, gipoteza, ilmiy izlanish, nazariya.
2. Fizika fanining boshqa fanlar bilan aloqasi. Fizika tarixining muhim bosqichlari. Texnikani rivojlanishida va muxandislik kasbini egallashda fizikaning roli.
3. Fizika kursining umumiy tuzilishi. Fizikaviy kattaliklar va ularning o'lchov birligi. Fizikaviy birliklarning xalqaro sistemasi.

Tayanch so'zlar va iboralar: Fizika, materiya, harakat, fizik qonun va hodisa, tajriba, kuzatish, eksperiment, gipoteza, fizik nazariya, fizik model, fizika va boshqa fanlar, fizika va texnika, fizik kattaliklar, asosiy va qo'shimcha birliklar.

1. Fizika fani. Fizikaviy tadqiqot usullari, tajriba, gipoteza, ilmiy izlanish, nazariya

Fizika grekcha «Phyzis» so'zidan olingan bo'lib, tabiat ma'nosini bildiradi. Fizika fani boshqa fanlar kabi bizni o'rab olgan moddiy dunyoni-materiyaning ob'ektiv xossalarini o'rganadi.

Materiya tushunchasi ob'ektiv reallikni ifodalaydigan falsafiy kategoriya bo'lib, bu ob'ektiv reallikni inson o'z sezgilari bilan idrok qiladi, undan nusxa oladi va aks ettiradi. Materiya bizni sezgi organlarimizga bog'liq bo'lmagan holda yashaydi.

Materiya ikki ko'rinishda – modda (elementar zarralar -elektron, proton, neytron v. b., atom va molekulalar, ionlar, fizik jismlar) va fizik maydonlar (gravitatsion, kuchli, kuchsiz, elektronmagnit) shaklida bo'ladi.

Fizika materiya harakatining eng umumiy ko'rinishlarini va ularni bir-biriga aylanishlarini o'rganadi. Masalan, Er va osmon jismlarining hammasi ximiyaviy jixatdan sodda yoki murakkabligidan qat'iy nazar fizika kashf qilgan butun dunyo tortishish qonuniga bo'ysunadi. Hamma tabiatda bo'ladigan jarayonlar fizika aniqlagan qonunga – energiya saqlanish qonuniga bo'ysunadi.

Fizika barcha tabiat fanlarining muvaffaqiyatli rivojlanishi uchun zarur bo'lgan tadqiqot uslublarini ishlab chiqadi va zarur asboblarni yaratishga imkon beradi. Masalan, mikroskopning biologiya fani taraqqiyotidagi, spektral analizning kimyodagi, rentgen analizning tibbiyot taraqqiyotidagi, teleskopning astronomiyadagi ahamiyati kattadir.

Stoletovni fotoeffekt hodisasi ustida olib borgan ishlari xozirgi zamon televideniyesi va avtomatikasining taraqqiyotida keng qo'llanilmokda. Fizika fanining qishloq xo'jaligi maxsulotlari ishlab chiqarishdagi roli ham kattadir. 1778 yili Komov "Dexqonchilik xaqida" degan kitobida shunday deb yozgandi: "Dexqonchilik deyarli boshqa fanlar qatori butun fizika bilan chambarchas bog'liqdir, uning o'zi ham amaliy fizikaning bir qismidir". O'simliklarining hayot faoliyati jarayonlari o'simlik rivojlanayotgan muhitning fizik sharoitlariga: yorug'lik, issiqlik, temperatura, namlik, bosim va x.k. larga bog'liq bo'ladi. Bu sharoitlarni o'rganish fizikaning vazifalaridan biri hisoblanadi.

Qonun keng ma'noda qandaydir zaruriy, ichki, takrorlanuvchi ketma-ketliklarni bog'lanish asosida bajarilayotgan, aniqlangan va umumqoida bo'lishi mumkin.

Fizik qonunlar tajribalardan olingan ma'lumotlarni umumlashtirish natijasida topiladi. Fizik qonunlar *fizik hodisalar* orasidagi ob'ektiv ichki bog'lanishni va fizik kattaliklar orasidagi real munosabatlarni ifodalaydi.

Fizik hodisalarni o'rganish *tajriba* asosida boshlanadi. Hodisalarni tabiiy sharoitlarda o'rganish asosida tajriba orttirish - *kuzatish* deb, hodisalarni sun'iy sharoitda, ya'ni *laboratoriya* sharoitlarda amalga oshirib tajriba o'tkazishni esa *eksperiment* deb atash odat bo'lib qolgan. Albatta, eksperiment kuzatishga nisbatan bir qator afzalliklarga ega. Birinchidan, eksperimentda axborot olish uchun sarflanadigan vaqtni tejash mumkin. Masalan, tabiiy sharoitlarda biror hodisa ro'y berishi uchun bir necha sutkalab, hattoki oylab kutishga to'g'ri keladi. Laboratoriyalarda esa bu hodisani istalgan vaqtda amalga oshiriladi. Ikkinchidan, tabiiy sharoitlarda amalga oshayotgan tajribada hodisaga bir necha faktorlarning ta'siri aks etgan bo'ladi. Laboratoriyada esa sunoiiy ravishda shunday sharoitlar yaratish mumkinki, natijada faktorlardan faqat birining o'zgarishi hodisaning o'tish jarayoniga qanday ta'sir ko'rsatishini tekshirish imkoniyati tug'iladi. Boshqacha qilib aytganda, eksperimentda "tozaroq sharoitlar" yaratish mumkin. Bu esa tajribada aniqlanayotgan kattaliklarni aniqroq o'lchashga imkoniyat yaratadi.

Umuman, tajriba deganda faktlarni qayd qilishnigina emas, balki faktlarni sistemaga keltirish, hodisa yoxud jarayonni xarakterlovchi fizik kattaliklar orasidagi bog'lanishni ham sifat, ham miqdoriy jihatdan aniqlashni tushunish lozim.

Tajribalarda yig'ilgan axborotlar hodisani tushuntirish uchun *gipoteza* (ilmiy faraz)lar yaratishga asos bo'lib xizmat qiladi. Gipotezani mantiqan rivojlantirish tufayli vujudga keladigan natijalar tajribalarda tasdiqlanmasa, bunday gipoteza sinovdan o'tmagan, ya'ni xato gipoteza hisoblanadi.

Aksincha, gipotezadan kelib chiquvchi natijalar tajribalarda tasdiqlangan taqdirda gipoteza *fizik nazariyaga* aylanadi. Fizik nazariya bir sohadagi bir qator hodisalarni, ulaning mexanizimi va qonuniyatlarini tushuntira olishi kerak. Bundan tashqari, fizik nazariya qayd qilinmagan yangi hodisalarni oldindan aytib bera oladi. Agar bu yangi hodisalar tajribada qayd qilinsa, nazariya yana sinovdan o'tgan bo'ladi. Shuni ham qayd qilmoq lozimki, nazariyalar ham vaqt o'tishi bilan rivojlantiradi. Eksperiment texnikasini o'sishi bilan yangi hodisalar kashf etiladiki, ularni tushuntirishga nazariya ojizlik qilishi mumkin. Bu hollarda nazariyaga "tuzatma" kiritiladi. Demak, fizik nazariyalarning yaratilishi va sinalishi tajribalar bilan boshlanadi hamda tajribalar bilan isbotlanadi va rivojlantiriladi.

2. Fizika fanining boshqa fanlar bilan aloqasi. Fizika tarixining muhim bosqichlari.

Texnikani rivojlanishida va muxandislik kasbini egallashda fizikaning roli

Fizika bizning eramizdan ilgariroq vujudga kelgan fan, o'sha vaqtda uning tarkibiga hozir ximiya, astronomiya, biologiya, geologiya deb nom olgan bir qator tabiiy fanlar ham kirgan. Keyinchalik, ular mustaqil fanlar darajasida shakillangan. Umuman, fizika va boshqa tabiiy fanlar orasida keskin chegara mavjud emas. Bu so'zlarning dalili sifatida ximiyaviy fizika, geofizika, biofizika kabi birlashgan fanlarning vujudga kelishini ko'rsatish mumkin. Boshqacha qilib aytganda, fizikani barcha tabiiy fanlarning poydevori deb hisoblash mumkin. Shuning uchun ham Abu Rayhon Beruniy va Abu Ali ibn Sino kabi buyuk mutafakkir olimlarimizning ilmiy meroslarida ham fizikaga oid talaygina original fikrlar topilyapti.

Fizikaning va texnikaning rivojlanishi o‘zaro chambars-chars bog‘liq. Ajoyib fizik kashfyotlar ertami-kechmi texnikada katta o‘zgarishlar yasaydi. Masalan, elektromagnit to‘lqinlarni tarqatish va qayd qilish, ya’ni radioaloqaning ixtiro qilinishi radiotexnikaga hayot bag‘ishladi. Ikkinchi misol, neytronlar va ular ta’sirida og‘ir yadrolar bo‘linishining kashf qilinishi yadroviy energetikaga asos soldi. O‘z navbatida texnika taraqqiyoti fizikaning rivojlanishini rag‘batlantiruvchi muhim omildir. **Birinchidan**, texnika fizika fani oldiga yangi vazifalar qo‘yadi. **Ikkinchidan** fiziklarni yangi materiallar, aniqroq asboblardan va qurilmalar bilan ta’minlaydi. Masalan, hozirgi vaqtda yadroviy tadqiqotlarni zamonaviy texnika taraqqiyotini o‘zida mujassamlashtirgan qurilmalar (yadroviy reaktor, sinxrofazotron, yarimo‘tkazgichli mikrosxemalar, elektron-hisoblash mashinalari) siz tasavvur qilib bo‘lmaydi, albatta.

Fizika fani erishayotgan yutuqlar falsafiy dunyoqarashlarni rivojlantiradi. Masalan, XIX asr oxiri va XX asr boshidagi fizik kashfiyotlar (radioaktivlik, elektron massasining tezlikka bog‘liq ravishda o‘zgarishi, energiya va massaning o‘zaro bog‘liqligi, elektron-pozitron juftining annigilyatsiyasi, nisbiylik nazariyasi va shunga o‘xshash) ko‘pgina fizik tasavvur va tushunchalardan voz kechishni talab qildi. Bu esa bir qator olimlar tomonidan dunyoni idealistik talqin qilish yo‘lidagi bahonalardan biri bo‘ldi.

Vaholanki, fan rivojlanishi bilan tabiatda sodir bo‘luvchi hodisalarning mohiyatini aniqlashda inson bilimi boyib boradi. Tabiiy fanlarga, xususan fizikaga, tugallangan fan deb qarash mumkin emas. Fizika fani uzluksiz rivojlanib boradi, bu rivojlanish jarayonida fizik tushunchalar, qonuniyatlar boyiydi va chuqurlashadi. Materiya tuzilishi haqidagi birorta ham fizik tasavvurni tugallangan deb hisoblash mumkin emas.

Fizik tasavvurlar ob’ektiv reallikdan taxminiy nusxa (kopiya) bo‘lib, ular ko‘pqirrali xaqiqatning ayrim bosqichlarini aks ettiradi.

Shuning uchun dialektik materializm pozitsiyasidan fizika yutuqlariga yondashish “krizis”larni bartaraf qiladi va fanning rivojlanishiga ko‘maklashadi. O‘z navbatida, fizikaning yutuqlari dialektik materializmning rivojlanishiga kattagina hissa qo‘shadi. Bunda akademik S.I. Vavilovning quyidagi so‘zlarini eslash o‘rinli: “Fizika prinsiplari va qonunlarining, asosiy tushunchalari va ta’riflarining nihoyat keng harakteri bu fanni falsafa bilan yaqinlashtiradi. Fizika fanining mohiyati haqidagi aniq tasavvurlarga ega bo‘lmasdan turib falsafiy jihatdan ma’lumotli bo‘lish mumkin emas”.

Fizika fanining taraqqiyoti boshqa fanlarning rivojlanishiga ham hissa qo‘shayapti. Masalan, ximiya va biologiya fanlarida oxirgi kashfyotlarning aksariyati nazariy va eksperimental fizika metodlariga tayangan holda amalga oshayapti. Shuning uchun ham S.I. Vavilov fizikani zamonaviy fanning “shtabi” deb atagan. Demak, ilmiy-texnik taraqqiyot bilan baravar qadam tashlaydigan har bir injener fizikaning asosiy qonunlariga oid bilimini egallashi shart.

3. Fizika kursining umumiy tuzilishi. Fizikaviy kattaliklar va ularning o‘lchov birligi. Fizikaviy birliklarning xalqaro sistemasi.

Fizika fanini quyidagi 3 qismga bo‘lib o‘rganiladi. 1-qismga: mexanika, molekulyar fizika va termodinamika bo‘limlari; 2-qismga: elektr va magnetizm, tebranish va to‘lqinlar bo‘limlari; 3-qismga to‘lqin optikasi, qattiq jism fizikasi, kvant fizikasi, atom, yadro va elementar zarrachalar fizikasi bo‘limlaridan iborat.

1960 yil oktyabrda fizik kattaliklarning Xalqaro sistemasi qabul qilindi. 1961 yilning 24 avgustida oldingi ittifoqda «Sistema internatsionalnaya» so‘zlarining bosh

xarflari bo'yicha SI («Es – I» deb o'qiladi) tarzida belgilangan birliklar sistemasi tasdiqlandi. SI da ettita asosiy birlik va ikki qo'shimcha birlik qabul qilingan.

➤ Asosiy birliklar:

- ❖ *Uzunlik, metr (m)*. Kripton-86 atomining $2R_{10}$ va $5d_5$ sathlari orasidagi o'tishga mos bo'lgan nurlanishining vakuumdagi to'liq uzunligidan 1650763,73 marta katta bo'lgan uzunlik 1 metr deb qabul qilingan.
- ❖ *Massa, kilogramm (kg)*. Kilogrammning xalqaro prototipining massasini 1 kilogramm deb qabul qilingan.
- ❖ *Vaqt, sekund (s)*. Seziy - 133 atomi asosiy holatining ikki o'ta nozik sathlari orasidagi o'tishga mos bo'lgan nurlanish davridan 9192631770 marta katta vaqt 1 sekund deb qabul qilingan.
- ❖ *Elektr tokining kuchi, Amper (A)*. Bir Amper tok vakuumdagi bir-biridan bir metr masofada joylashgan ikki parallel cheksiz uzun, lekin kesimi juda kichik to'g'ri o'tkazgichlardan o'tganda o'tkazgichlarning har bir metr uzunligiga $2 \cdot 10^{-7}$ N Amper kuchi ta'sir qiladi.
- ❖ *Termodinamik temperatura, Kelvin (K)*. Suvning uchlanma nuqtasini xarakterlovchi termodinamik temperaturaning $1/273,16$ ulishi 1 Kelvin deb qabul qilingan.
- ❖ *Modda miqdori, mol (mol)*. Uglerod – 12 izotopining 0,012 kg massasidagi moddaning miqdori 1 mol deb qabul qilingan.
- ❖ *Yorug'lik kuchi, kandela (kd)*. $540 \cdot 10^{12}$ Gz chastotali monoxromatik nurlanish chiqarayotgan manba yorug'ligining energetik kuchi $1/683$ Vt/sr ga teng bo'lgan yo'nalishdagi yorug'lik kuchi 1 kandela deb qabul qilingan.

➤ Qo'shimcha birliklar:

- ❖ *Yassi burchak, radian (rad)*. Aylanada uzunligi radiusga teng bo'lgan yoyni ajratadigan ikki radius orasidagi burchak 1 radian deb qabul qilinadi.
- ❖ *Fazoviy burchak, steradian (sr)*. Uchi sfera markazida joylashgan va shu sfera sirtidan radius kvadratiga teng yuzli sirtni ajratuvchi fazoviy burchak 1 steradian deb qabul qilingan.

Mustahkamlash uchun savollar

1. Fizika fani nimani o'rganadi?
2. Materiya turlariga misollar keltiring.
3. Fizika fani yutuqlarining boshqa fanlar taraqqiyotiga ta'siri.
4. Xalqaro birliklar tizimidagi asosiy fizik kattaliklar nimalardan iborat?
5. Fizik qonun qanday yaratiladi?
6. Fizik tadqiqot usullari nimalardan iborat?
7. Fizika va falsafa fanlarini o'zaro munosabatlarini tushuntiring.
8. Birliklarning Xalqaro sistemasi qachon qabul qilingan?
9. Xalqaro birliklar sistemasidagi qaysi birliklar qo'shimcha birlik deb hisoblanadi?
10. Fizika nechta tarkibiy qismlarga bo'linadi va qanday bo'limlardan iborat?

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.
9. Feyrabend P. «izbrannqe trudq po metodologii nauki», <http://www.vstu.ru/kaf/kf/ub/html>

1-QISM

Mexanikaning fizik asoslari

2. MODDIY NUQTA KINEMATIKASI
3. MODDIY NUQTA DINAMIKASI
4. NOINERSIAL SANOQ TIZIMLARIDAGI HARAKAT
5. ABSOLYUT QATTIQ JISMNING AYLANMA HARAKAT DINAMIKASI
6. MEXANIK ISH, QUVVAT VA ENERGIYA
7. MEXANIKADA SAQLANISH KONUNLARI
8. SAQLANISH QONUNLARINING QO‘LLANILISHI
9. MEXANIKADA NISBIYLIK PRINSIPI
10. TEZLIKLARNI QO‘SHISHNING RELYATIVISTIK QONUNI. RELATIVISTIK DINAMIKA
11. YAXLIT MUHIT MEXANIKASI ELEMENTLARI

2-ma'ruza. MODDIY NUQTA KINEMATIKASI

Reja:

1. Mexanika haqida umumiy ma'lumot. Klassik va kvant mexanikasi. Kinematika va dinamika. Asosiy fizik modellar: moddiy nuqta, moddiy nuqtalar sistemasi, absolyut qattiq jism, yaxlit muhit.
2. 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.
3. Moddiy nuqta aylanma harakat kinematikasi: burchak tezlik, chiziqli tezlik va ular orasidagi bog'lanish. Burchak tezlanish.
4. Hosila va integralning fizikaviy masalalarga tadbiqu. Absolyut qattiq jismning erkinlik darajasi.

Tayanch so'zlar va iboralar: Harakat, moddiy nuqta, ko'chish, traektoriya, yo'l, vaqt, tezlik, oniy tezlik, tekis o'zgaruvchan harakat, tekis egri chiziqli harakat, tezlanish, oniy tezlanish, normal va tangentsial tezlanish, burchak tezlik va tezlanish.

1. Mexanika haqida umumiy ma'lumot. Klassik va kvant mexanikasi. Kinematika va dinamika. 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 $s=3 \cdot 10^8 \text{ m/c}$ 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 (9-va 10-ma'ruzalarga ga qarang) 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 sodd 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 ahamiyatga 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 (sistemas) 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. Mexanik harakat - materiya harakatining eng sodda turi. Moddiy nuqta ilgarilanma harakat kinematikasi va kinematika elementlari: vaqt, fazo tushunchasi, sanoq sistemasi, tezlik, tezlanish, normal va tangentsial 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 qanday hodisa fazoning qaeridadir va qachondir sodir bo'ladi.

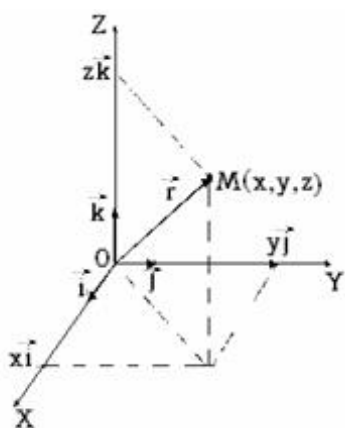
Harakatni tekshirilayotgan jismning turli paytlarda fazodagi vaziyatlarini aniqlash uchun sanoq sistemasi qabul qilinadi. Har bir harakat biror sanoq sistemasiga nisbatan qaralishi kerak. Biror jismni ulotqirib, uning uyga nisbatan qilayotgan harakatini ko'rsak, bu holda uy sanoq jismini tashkil qiladi. 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 sistemi 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:

$$\vec{r} = x\vec{i} + y\vec{j} + z\vec{k} . \quad (2.1)$$

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 sistemi ortogonal bo'lganligidan x, y, z larning qiymatlari $\vec{r}$ vektorning dekart koordinatalar o'qlaridagi proeksiyalariga teng:

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

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:

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

yoki uning radius-vektori

$$\vec{r} = \vec{r}(t) \quad (2.3')$$

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:

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

bu erda $\omega = \text{const}$.

Bu nuqta traektoriyasining tenglamasi

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

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. Urinuvchi 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 $S(t) > \cup AB$.

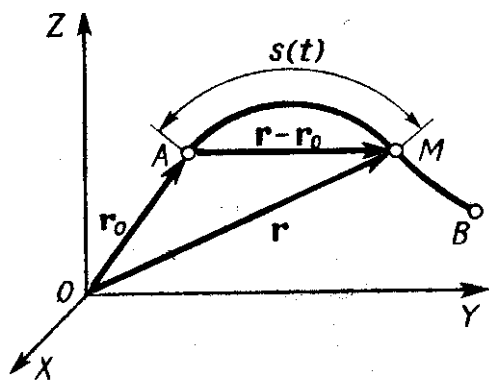
$t=t_1$ dan $t=t_2$ gacha vaqt oraligidagi **nuqtaning ko‘chish vektori** deb, ko‘rilayotgan vaqt oraligida shu nuqta radius-vektorining orttirmasiga aytiladi:

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

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,

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



2.2 - rasm

(2.1) ga asosan t dan $t + \Delta t$ 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:

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

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 $t + \Delta t$ 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 $\langle \vec{v} \rangle$ vektorga aytiladi:

$$\langle \vec{v} \rangle = \frac{\Delta \vec{r}}{\Delta t} \quad (2.6)$$

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

$$|\langle \vec{v} \rangle| \leq \frac{\Delta S}{\Delta t} . \quad (2.7)$$

(2.7) dagi tenglik belgisi t dan $t+\Delta t$ 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 $\vec{v}$ ga aytiladi.

$$\vec{v} = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta \vec{r}}{\Delta t} = \frac{d\vec{r}}{dt} , \quad (2.8)$$

yoki

$$\vec{v} = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \langle \vec{v} \rangle . \quad (2.8')$$

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

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

ya'ni nuqtaning tezlik moduli bu nuqtaning bosib o'tgan yo'lidan vaqt bo'yicha olingan birinchi tartibli hosilaga teng. Vektor $\vec{v}$ 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:

$$\vec{v} = v_x \vec{i} + v_y \vec{j} + v_z \vec{k} , \quad (2.10)$$

bunda (2.1) va (2.8) ga asosan

$$v_x = \frac{dx}{dt}, \quad v_y = \frac{dy}{dt}, \quad v_z = \frac{dz}{dt}, \quad (2.11)$$

$$v = \sqrt{v_x^2 + v_y^2 + v_z^2} = \sqrt{\left(\frac{dx}{dt}\right)^2 + \left(\frac{dy}{dt}\right)^2 + \left(\frac{dz}{dt}\right)^2} . \quad (2.11')$$

Agar nuqtaning tezlik vektori $\vec{v}$ 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 v tezlik moduli o'zgarmas, nuqtaning t dan $t+\Delta t$ gacha vaqt oralig'ida bosib o'tgan yo'li $\Delta S = v \cdot \Delta t$. Bu holda nuqta teng vaqt oraliqlarida teng uzunliklardagi yo'llarni bosib o'tadi.

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

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

$$\Delta S = \int_t^{t+\Delta t} v \cdot dt \quad (2.12)$$

ga teng. Harakat jarayonida tezlik moduli ortsa, ya'ni $\frac{dv}{dt} > 0$, nuqtaning bunday notekis

harakatini **tezlanuvchan harakat** deyiladi. Agarda $\frac{dv}{dt} < 0$ bo'lsa, u holda nuqtaning harakatini **sekinlanuvchan harakat** deyiladi.

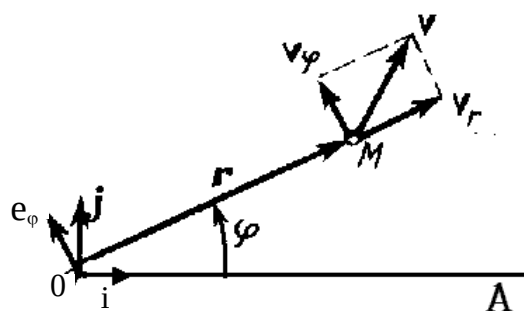
Mexanikada ko'pincha tezliklari bir-biriga nisbatan harakatlanuvchi turli sanoq sistemalarida berilgan ikki yoki undan ortiq bir vaqtda ro'y berayotgan harakatlarni qo'shilishi sodir bo'ladigan masalalar bilan ish ko'rishga to'g'ri keladi. Oddiy misol sifatida quyidagi masalani ko'ramiz: teploxod suvga 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 karakterining natijasiga 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 nuqttagacha 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 $\vec{v}$ tezligini o'zaro perpendikulyar ikkita tashkil etuvchilarga - **radial tezlik $\vec{v}_r$ va transversal tezlik $\vec{v}_\varphi$** larga ajratish mumkin:

$$\vec{v} = \vec{v}_r + \vec{v}_\varphi \quad \text{va} \quad v = \sqrt{v_r^2 + v_\varphi^2}. \quad (2.13)$$

$\vec{v}_r$ va $\vec{v}_\varphi$ larning qiymatlarini topish uchun M nuqtaning qutb radius-vektori $\vec{r}$ ning ifodasini quyidagi shaklda yozamiz: $\vec{r} = r(\vec{i} \cos \varphi + \vec{j} \sin \varphi)$, 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

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

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,

$$\vec{v}_r = \frac{dr}{dt} \cdot \frac{\vec{r}}{r}, \quad \vec{v}_\varphi = r \frac{d\varphi}{dt} \vec{e}_\varphi. \quad (2.14)$$

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 $d\varphi$ burchakka buriladi va $dS = \frac{1}{2} r^2 d\varphi$ doiraviy sektor yuzasini chizib o'tadi.

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

kattalik M nuqtaning **sektorial tezligi** deyiladi.

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

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

$$\vec{a} = \frac{d\vec{v}}{dt}. \quad (2.16)$$

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

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

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:

$$\vec{a} = a_x \vec{i} + a_y \vec{j} + a_z \vec{k}, \quad (2.17)$$

bu erda

$$\left. \begin{aligned} a_x &= \frac{dv_x}{dt} = \frac{d^2 x}{dt^2}, \\ a_y &= \frac{dv_y}{dt} = \frac{d^2 y}{dt^2}, \\ a_z &= \frac{dv_z}{dt} = \frac{d^2 z}{dt^2}. \end{aligned} \right\} \quad (2.17')$$

Bu erda v_x, v_y, v_z – nuqta tezligining komponentlari, x, y 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:

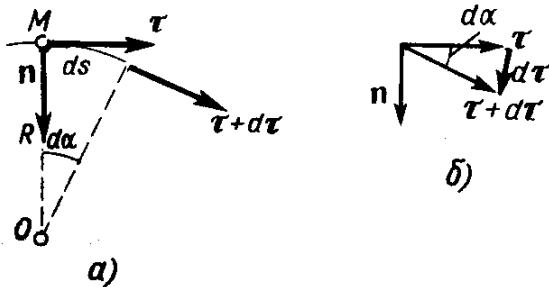
$$\vec{a} = \vec{a}_n + \vec{a}_\tau. \quad (2.18)$$

$\vec{a}_\tau = a_\tau \vec{\tau}$ 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 $\vec{v} = v \vec{\tau}$ uchun (2.9) munosabatdan foydalanamiz. Shunday qilib,

$$\vec{a} = \frac{d}{dt}(v \vec{\tau}) = \frac{dv}{dt} \vec{\tau} + v \frac{d\vec{\tau}}{dt} \quad (2.19)$$

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

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



2.4 – rasm.

bilan mos keladi. Shunday qilib,

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

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

$$\vec{a} = \frac{dv}{dt} \vec{\tau} + \frac{v^2}{R} \vec{n}. \quad (2.21)$$

Nuqtaning urinma tezlanishi (2.21)dan ko'rinadiki,

$$\vec{a}_\tau = \frac{dv}{dt} \vec{\tau} \quad (2.22)$$

Nuqtaning urinma tezlanishi tezlik modulining o'zgarish jadalligini xarakterlaydi. Tezlanuvchan harakatda $\frac{dv}{dt} > 0$ va $\vec{a}_\tau$ vektor nuqtaning $\vec{v}$ tezlik yo'nalishi bilan mos tushadi, $\vec{a}$ tezlanishning $\vec{v}$ yo'nalishdagi proeksiyasi esa $a_\tau = \left(\frac{dv}{dt} \right) > 0$. Sekinlanuvchan harakatda $a_\tau = \left(\frac{dv}{dt} \right) < 0$ 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 $a_\tau = \text{const}$ bo'lsa, nuqtaning bunday harakatini **tekis o'zgaruvchan harakat** deyiladi. Harakatning **tekis tezlanuvchan** holi uchun $a_\tau = \text{const} > 0$, harakatning **tekis sekinlanuvchan** holi uchun $a_\tau = \text{const} < 0$. Tekis harakatda $a_\tau = 0$.

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

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

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:

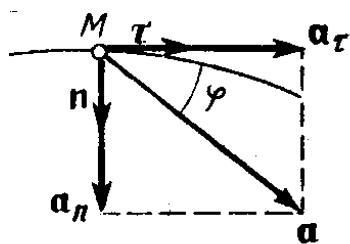
$$a_n = \frac{v^2}{R} \quad (2.23')$$

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 $a_n = \text{const}$, 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

$$a = |\vec{a}| = \sqrt{a_\tau^2 + a_n^2} = \sqrt{\left(\frac{dv}{dt}\right)^2 + \left(\frac{v^2}{R}\right)^2} \quad (2.24)$$

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 ixtiyoriy 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 keskich va hokazolar ilgarilanma harakatlanadi. 2.6-rasmda ilgarilanma harakatlanayotgan kubning ikkita A va B uchlari, shuningdek, AB diagonalidagi 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 nuqtalarini 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 $\vec{r}_A$, $\vec{r}_B$, $\vec{r}_C$, $\vec{r}$ 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:

$$\vec{v}_A = \vec{v}_B = \vec{v}_C = \vec{v} \quad \text{va} \quad \vec{a}_A = \vec{a}_B = \vec{a}_C = \vec{a}.$$

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

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

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

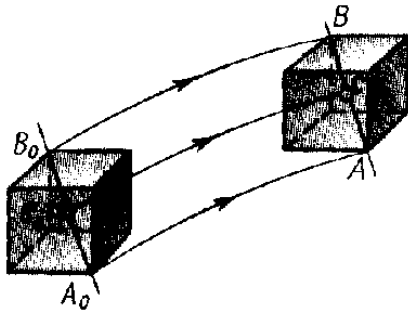
munosabatlarni esga olamiz. $a_x = \left(\frac{dv_x}{dt} \right) = \text{const}$ bo'lganligidan

$$v_x(t) = v_x(0) + a_x t. \quad (2.26)$$

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

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

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



2.6 – rasm.

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

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

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

$$\omega = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta\varphi}{\Delta t} = \frac{\Delta\varphi}{\Delta t},$$

ya'ni

$$\omega = \Delta\varphi/\Delta t, \quad (2.28)$$

ω – radian/s.

Moddiy nuqtaning chiziqli tezligi

$$V = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta S}{\Delta t} = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{R \cdot \Delta\varphi}{\Delta t} = R \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta\varphi}{\Delta t} = R \cdot \omega. \quad (2.29)$$

Agar $\omega = \text{const}$ 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

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

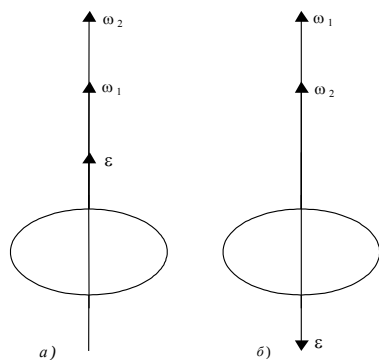
Vaqt birligi ichidagi aylanishlar soni, aylanish takrorligi deyiladi.

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

yoki

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

Burchak tezlanish vektor kattalik bo'lib, burchak tezlikdan vaqt bo'yicha olingan hosila bilan ifodalanadi.



2.8-rasm.

$$\varepsilon = d\omega/dt, \quad (2.33)$$

$\varepsilon = \text{rad/s}^2$ 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).

4. Hosila va integrallning fizikaviy masalalarga tadbiqu.

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 $v = v(t)$ 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

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

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

Shuni alohida ta'kidlash lozimki, massadan hajm bo'yicha (fizikaviy mazmunda) hosila olishda hajmning cheksiz kichik orttirmasi o'rniga chekli kichik orttirmasidan foydalanish hisoblashda xatoliklarga olib kelmaydi, aksincha, $\Delta V \rightarrow 0$ 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 differensial 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

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

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

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

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

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

Ammo fizikada $\Delta u \rightarrow 0$ 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 hisoblamochi 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 sunoij 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.
8. Nuomonxo'jaev A.S. Fizika kursi. 1-qism. Mexanika, statistik fizika, termodinamika. Toshkent:«O'qituvchi»,1992,208 b.

3-ma'ruza. MODDIY NUQTA DINAMIKASI

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.

Tayanch so'zlar va iboralar: Massa va uning birligi, kuch va uning birligi, og'irlik kuchi, erkin jism, inertlik, inersiya, inersial sanoq tizimi, Nyutonning birinchi qonuni, dinamikaning asosiy qonuni, impuls, ta'sir, aks ta'sir, Nyutonning uchinchi qonuni, massa markazi, og'irlik markazi.

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 $\mathbf{r}$ va tezligi $\mathbf{V}$ bilan, ya'ni uning x,y,z koordinatalari hamda koordinata o'qlari bo'yicha

tezlikning proeksiyalari V_x , V_y , V_z , bilan aniqlanadi. N ta moddiy nuqtadan iborat tizimning berilgan vaqtdagi holati tizimdagi moddiy nuqtalarining radius - vektorlari $r_1, r_2, \dots, r_N$ va ularning tezliklari $V_1, V_2, \dots, V_N$, 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:

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

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.

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 $F_1, F_2, \dots$ kuchlar ta'sir etsa, bu kuchlar ta'sirida jism moc ravishda $a_1, a_2, \dots$, tezlanishlar oladi. Biroq $F_1/a_1 = F_2/a_2 = \dots = \text{const}$ 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

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

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.

$$a \approx \frac{1}{m} \quad (3.2)$$

(3.1) va (3.2) tengliklardan

$$a = k \frac{F}{m} \quad (3.3)$$

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

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

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

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

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

$$R = mV \quad (3.6)$$

Bu tenglikni (3.5) ga qo'yib

$$F = \frac{dP}{dt} \quad (3.7)$$

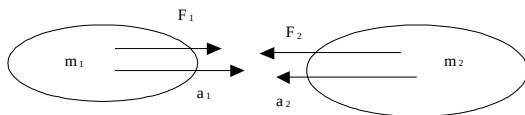
ni hosil qilamiz. (3.7) - tenglik Nyutonning ikkinchi qonunini umumiy ko'rinishini ifodalaydi. (3.7) ga ko'ra *jismga ta'sir etuvchi kuch impulsdan vaqt bo'yicha olingan birinchi tartibli hosilaga teng ekan.*

3. 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*

$$\mathbf{F}_1 = -\mathbf{F}_2 \quad (3.8)$$

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 $\mathbf{a}_1$ va $\mathbf{a}_2$ tezlanishlar oladi. Ikkinchi qonunga ko'ra

$$G'_1 = m_1 \mathbf{a}_1 \text{ va } F_2 = m_2 \mathbf{a}_2 \quad (3.9)$$

3.8 va 3.9-tengliklardan

$$m_1 \mathbf{a}_1 = -m_2 \mathbf{a}_2$$

yoki

$$\mathbf{a}_1 = -\frac{m_2 \mathbf{a}_2}{m_1},$$

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

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.

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

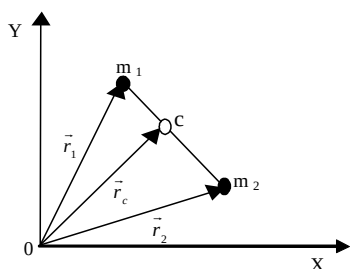
ya'ni:

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

bu erda

m_i - tizimga mansub, i-jismning massasi;

$\vec{r}_i$ - koordinatalar boshi O ga nisbatan i-jismning vaziyatini aniqlovchi radius-vektor; $m = m_1 + m_2 + \dots + m_n$ - tizimning umumiy massasi.



3.2-rasm

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 $\vec{r}_1$ va $\vec{r}_2$ 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:

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

bunda

m - tizimining umumiy massasi;

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

Xususiyl 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 $\vec{r}_c$ dan vaqt bo'yicha olingan hosila ($\vec{r}_c$ ning birlik vaqt davomida o'zgarishi) inersiya markazining tezligini ifodalaydi:

$$\vec{V}_c = \frac{d\vec{r}_c}{dt} \quad (3.12)$$

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

$$\vec{V}_c = \frac{d}{dt} \left(\frac{1}{m} \sum_i m_i \vec{r}_i \right) = \frac{1}{m} \sum_i m_i \frac{d\vec{r}_i}{dt} = \frac{1}{m} \sum_i m_i \vec{V}_i = \frac{1}{m} \sum_i \vec{P}_i \quad (3.13)$$

ga ega bo'lamiz; bu erda $\vec{V}_i$ va $\vec{P}_i$ mos ravishda i-jismning tezligi va impulsi; ravshanki

$$\vec{P} = \sum_i \vec{P}_i = \sum_i m_i \vec{V}_i \quad (3.14)$$

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

$$m = m_1 + m_2 + \dots + m_n = \sum_i m_i. \quad (3.15)$$

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

$$V_c = \frac{P}{m} \text{ yoki } R = mV_s$$

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

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

bu erda

$\vec{a}_c$ - inersiya markazining tezlanishi,

$\vec{F}_r$ - tizimga 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 $V_s = \text{const}$ ekanligi kelib chiqadi. Bu xulosa inersiya markazining saqlanish qonunini ifodalaydi va u quyidagicha taoriflanadi: *berk tizimning inersiya markazi to'g'ri chiziqli 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:

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

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 harakati 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.

Mustahkamlash uchun savollar

1. Nyuton birinchi qonuni qanday hollarda bajariladi?
2. Massa, kuch tushunchalariga ta'rif 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.
8. Nuomonxo'jaev A.S. Fizika kursi. 1-qism. Mexanika, statistik fizika, termodinamika. Toshkent:«O'qituvchi»,1992,208 b.

4-ma'ruza. NOINERSIAL SANOQ TIZIMLARIDAGI HARAKAT

Reja:

1. Ilgarilanma harakat qilayotgan noinersial tizimdagi inersiya kuchlari.
2. Aylanuvchi sanoq tizimdagi inersiya kuchlari. Markazdan qochma va Koriolis inersiya kuchlari.

Tayanch so'zlar va iboralar: Inersial tizim, noinersial tizim, Er sirti bilan bog'langan tizim, vagon bilan bog'langan tizim, aylanuvchi sanoq tizim, og'irlik kuchi, inersiya kuchi, elastiklik kuchi, markazdan qochma inersiya kuchi, Koriolis kuchi.

1. Ilgarilanma harakat qilayotgan noineriial tizimdagi inersiya kuchlari

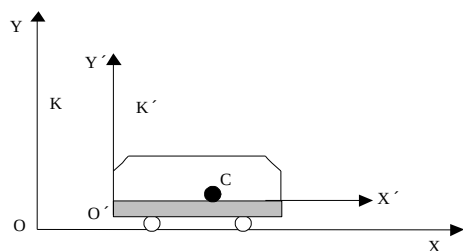
Tekis va to'g'ri chiziqli (ya'ni inersiyasi bilan) harakatlanayotgan sanoq tizimi inersial tizim deyiladi. Inersial tizimlarga nisbatan tezlanish bilan harakatlanayotgan sanoq tizimlari noinersial tizimlar deyiladi.

Yo'lning gorizontaal qismida harakatlanayotgan vagon ichidagi jismning vaziyatini

ko'raylik (4.1-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 gorizontol polida turgan sharning og'irlik kuchi

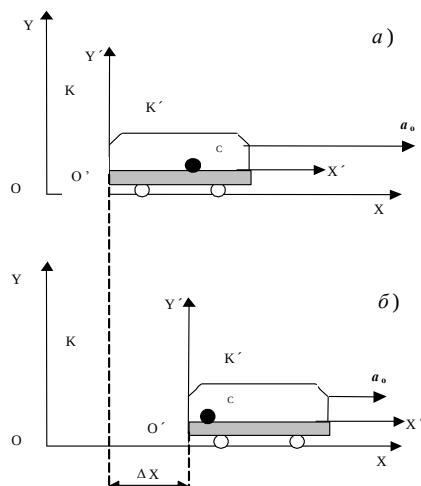


4.1-rasm

polning reaksiya kuchi bilan muvozanatlashgani uchun, shar o'zining tinch holatini saqlaydi, ya'ni bunday holatda Nyutonning birinchi qonuni bajariladi. Vagon to'g'ri chiziqli bo'ylab tekis harakatlanganda ($V_0 = \text{const}$) S shar tinchlikdagi vaziyatini o'zgartirmaydi. Er sirti bilan bog'langan sanoq tizimini taqriban inersial sanoq tizimi deyish mumkin. Shuning uchun K¹ sanoq tizimi K sanoq tizimiga nisbatan tinch turgan yoki to'g'ri chiziqli harakat

qilayotgan hollarda inersial sanoq tizimi deb hisoblanadi.

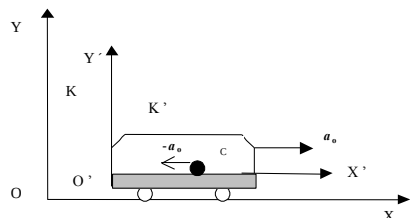
2. Vagon a_0 tezlanish bilan harakatlanayotgan holda K va K' tizimlardagi kuzatuvchilarning fikrlari o'zgaradi (4.2-rasmga qarang).



4.2-rasm

K sanoq tizimidagi kuzatuvchining fikri bo'yicha vagon va u bilan bog'langan jismlar OX yo'nalishda a_0 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_0 vaqtda (4.2(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 (4.2 (b)-rasm).

K' sanoq tizimidagi kuzatuvchi esa sharni chap tomonga qarab tezlanuvchan harakat qilayotganini qayd qiladi (4.3-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 topolmaydi.



4.3-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 ilgari lanma harakat qilayotgan noinersial sanoq tizimidagi inersiya kuchini ko'raylik. K' sanoq tizimidagi C sharni kuzataylik (4.3-rasmga qarang). K' tizim K tizimga nisbatan a_0 tezlanish bilan o'ng tomonga ilgari lanma harakat qilayotganda K' tizimdagi kuzatuvchi sharni a'_0 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

$$a'_o = -a_o \quad (4.1)$$

tezlanish bilan harakatlanadi. Aslida a'_o tezlanish K' tizimning K tizimga nisbatan tezlanuvchan ilgarilanma harakati tufayli vujudga keladi. *Shuning uchun noinersial sanoq tizimidagi 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,

$$F_i = m \cdot a'_o \quad (4.2)$$

4.1 tenglikni hisobga olib 4.2 tenglikni quyidagicha yozamiz:

$$F_u = -m \cdot a_o. \quad (4.3)$$

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

Sanoq tizimi o'zgaras tezlanish bilan harakatlanganda m massali jismga ta'sir etuvchi inersiya kuchi ham doimiy bo'ladi. 4.3 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.

$$m a = \sum F_i + F_i$$

yoki

$$-m a'_o = \sum F_i - F_i \quad (4.4)$$

4.4 tenglamada

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,

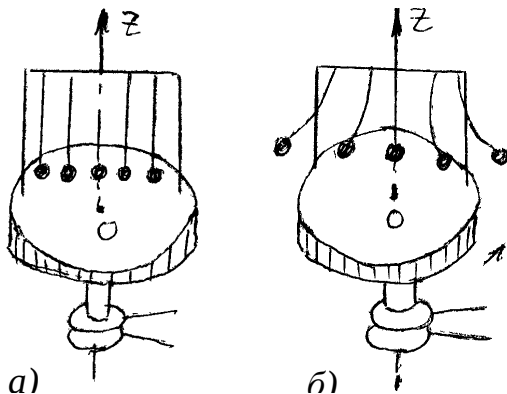
a - inersial sanoq tizimidagi jismning barcha kuchlar ta'sirida erishgan tezlanishi.

2. Aylanuvchi sanoq tizimidagi inersiya kuchlari.

Markazdan qochma va Koriolis inersiya kuchlari

Aylanuvchi sanoq tizimlaridagi jismlar uchun ham inersiya qonuni bajarilmaydi. Bunga quyidagi tajriba asosida ishonch hosil qilish mumkin. 4.4-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.

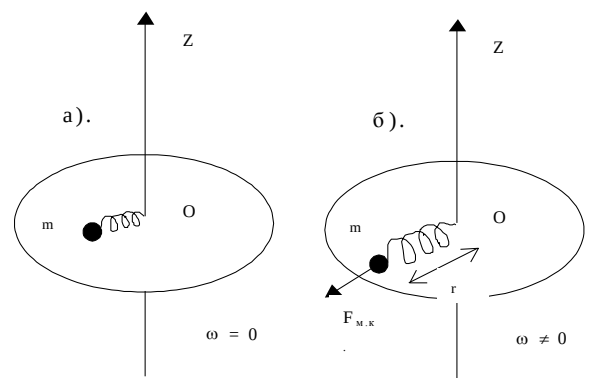


4.4-rasm

Endi qo'zg'olmas o'q atrofida o'zgarmas burchak tezlik ($\omega = \text{const}$) bilan aylanayotgan noinersial sanoq tizimidagi jism harakatini ko'raylik.

4.5 - rasmda ko'rsatilgan disk aylanma harakatga keltirilmaguncha m massali sharcha tinch holatini saqlaydi. Disk OZ o'qi 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.*

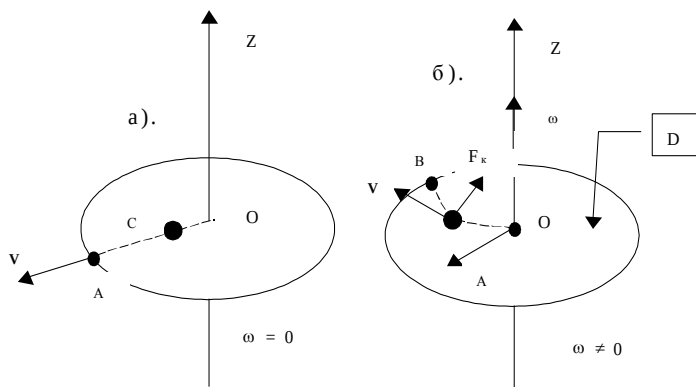


4.5-rasm

U quyidagi ifoda bilan aniqlanadi:

$$F_{m.q.} = m \cdot \omega^2 \cdot r, \quad (4.5)$$

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



4.6-rasm

4.5 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.

Aylanuvchi sanoq tizimidagi jismga $F_{m.q.}$ dan tashqari Koriolis inersiya kuchi deb ataluvchi kuch ham ta'sir qiladi. 4.6

(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 (F_k) ning sharchaga ta'siridir. Bu kuch:

$$F_q = 2m[V, \omega] \quad (4.6)$$

yoki

$$F_k = 2mV \cdot \omega \cdot \sin \alpha. \quad (4.7)$$

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:

$$m \mathbf{a} = \sum (\mathbf{F}_i + \mathbf{F}_{m.q.} + \mathbf{F}_k) \quad (4.8)$$

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.

5-ma'ruza. ABSOLYUT QATTIQ JISMNING AYLANMA HARAKAT DINAMIKASI

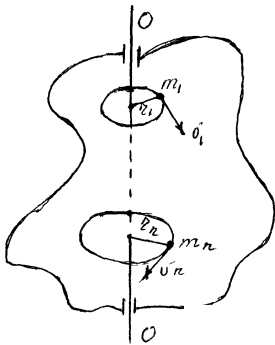
Reja:

1. Qo'zg'almas o'q atrofida aylanayotgan qattiq jismning inersiya momenti va kinetik energiyasi. Shteyner tenglamasi.
2. Kuch momenti. Impuls momenti va uning o'zgarish qonuni. Aylanma harakat dinamikasining asosiy tenglamasi.

Tayanch so'zlar va iboralar: Absolyut qattiq jism, tashqi kuchlar, chiziqli tezliklar, kinetik energiya, inersiya momenti, kuch momenti, burchak tezlanish, kuch impulsi, harakat miqdor momenti.

1. Qo'zg'almas o'q atrofida aylanayotgan qattiq jismning inersiya momenti va kinetik energiyasi. Shteyner tenglamasi.

Qo'zg'almas o'q atrofida aylanayotgan absolyut qattiq jismni ko'raylik (5.1-rasm).



5.1-rasm

Tekshirilayotgan qattiq jism n ta moddiy nuqtalardan iborat bo'lsin. Moddiy nuqtalarning massalari $m_1, m_2, \dots, m_n$ ta'sir etuvchi tashqi kuchlar $F_1, F_2, \dots, F_n$ chiziqli tezliklari $v_1, v_2, \dots, v_n$ va burchak tezligi ω bo'lsin.

Jismning aylanishdagi kinetik energiyasini topish uchun har bir moddiy nuqtaning kinetik energiyasini topib, so'ngra ularning yig'indisini olamiz:

$$\frac{m_1 v_1^2}{2} = \frac{m_1}{2} (\omega \cdot r_1)^2 = m_1 r_1^2 \frac{\omega^2}{2},$$

$$\frac{m_2 v_2^2}{2} = \frac{m_2}{2} (\omega \cdot r_2)^2 = m_2 r_2^2 \frac{\omega^2}{2},$$

.....

$$\frac{m_n v_n^2}{2} = \frac{m_n}{2} (\omega \cdot r_n)^2 = m_n r_n^2 \frac{\omega^2}{2},$$

$$\sum_{i=1}^n \frac{m_i v_i^2}{2} = \sum_{i=1}^n m_i r_i^2 \frac{\omega^2}{2}. \quad (5.1)$$

(5.1) – tenglikda

$$\sum_i \frac{m_i v_i^2}{2} = Z$$

va

$$\sum_i m_i r_i^2 = J \quad (5.2)$$

deb belgilasak, qo'zg'almas o'q atrofida aylanuvchi qattiq jismning kinetik energiyasining ifodasini quyidagicha yozamiz:

$$Z = \frac{J \omega^2}{2}. \quad (5.3)$$

Bu tenglikni ilgarilanma harakatdagi jism kinetik energiyasi ($E_k = \frac{m v^2}{2}$) bilan taqqoslasak, aylanma harakatdagi jismning inersiya momenti J jism inertligining o'lchovi ekanligi kelib chiqadi.

Jismning inersiya momenti qancha katta bo'lsa, jism katta tezlik olishi uchun shuncha ko'proq energiya sarflash kerak. 5.2 - tenglikdagi J jismning o'q aylanish o'qiga nisbatan inersiya momenti deyiladi.

5.2 - tenglikdan *moddiy nuqtaning inersiya momenti moddiy nuqta massasining nuqtadan aylanish o'qigacha bo'lgan masofa kvadratiga ko'paytirilganiga tengligi kelib chiqadi*. Ya'ni:

$$J = m r^2. \quad (5.4)$$

Xalqaro birliklar tizimi (SI)da jismning inersiya momenti (5.4) tenglikka ko'ra $\text{kg} \cdot \text{m}^2$ larda o'lchanishi kelib chiqadi. Gorizantal tekislikda harakatlanayotgan g'ildirakli jism energiyasi, jismning ilgarilanma harakat va aylanma harakatidagi kinetik energiyalarining yig'indisidan tashkil topadi:

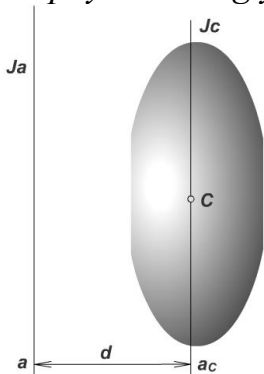
$$W = \frac{m \vartheta^2}{2} + \frac{J \omega^2}{2} \quad (5.5)$$

Qat'iy qilib aytganda, jismni m massasi uning V hajmi bo'yicha uzluksiz taqsimlangan mexanik sistema sifatida qarash lozim, bunda jismning inersiya momenti

$$J = \int_{(m)} \rho^2 dm = \int_{(V)} \rho^2 D dV \quad (5.6)$$

bo'ladi. Bu erda D - jismning zichligi, $dm = D dV$ - jismning aylanish o'qidan ρ masofada turgan dV hajm kichik elementining massasi. Jismning inersiya momenti uning materialiga, shakliga, o'lchamiga, shuningdek, jismning aylanish o'qiga nisbatan joylashishiga bog'liq.

Agar *Shteyner teoremasidan* foydalanilsa, ixtiyoriy o'qqa nisbatan jismning inersiya momentini hisoblash osonlashadi: *jismning ixtiyoriy a o'qqa nisbatan inersiya momenti, bu o'qqa parallel va jismning C massa markazidan o'tgan o'qqa nisbatan inersiya momenti J_s bilan jism massasi m ni shu o'qlar orasidagi masofaning kvadratiga ko'paytmasining yig'indisiga teng (5.2-rasm):*



$$J_a = J_c + md^2 \quad (5.7)$$

Bu teoremani isbotlaymiz. 5.2-rasmda a va a_s o'qlar chizma tekisligiga tik yo'nalgan, massasi dm bo'lgan jismning kichik elementidan bu o'qlargacha bo'lgan masofalar a va a_s bilan belgilangan. Kosinuslar teoremasi bo'yicha

$$\rho^2 = \rho_0^2 + d^2 + d\rho_c \cos \varphi \quad \text{va}$$

$$J_a = \int_{(m)} \rho^2 dm = \int_{(m)} \rho_c^2 dm + md^2 + 2d \int_{(m)} x^* dm$$

bo'ladi. Bu erda $x^* = \rho_s \cos \varphi$ - jism dm elementining boshlanishi jism massa markazida va abstsissasi a va a_s o'qlar bilan kesishuvchi va ular yotgan tekislikka tik bo'lgan koordinatalar sistemasidagi abstsissasi. Massa markazining (5.4) taorifdan

$$\int_{(m)} x^* dm = mx_c^* = 0$$

bo'lishi kelib chiqadi, chunki jismning massa markazi koordinata boshi bilan mos tushadi. Shunday qilib (5.7) munosabatning to'g'riligi isbotlandi.

Sodda shaklli jismlar inersiya momentlarini hisoblashga bir necha misollar ko'ramiz.

1-misol. Massasi m va radiusi R bo'lgan yupqa devorli doiraviy silindrning o'qiga nisbatan inersiya momenti.

Bunday silindrning hamma kichik elementlari uning massa markazi C dan o'tgan o'qdan bir xil R masofada joylashgan.

Shuning uchun

$$J_s = \int_{(m)} R^2 dm = mR^2 \quad (5.8)$$

bo'ladi.

2-misol. Massasi m va radiusi R bulgan bir jinsli yaxlit silindrning o'qiga nisbatan inersiya momenti.

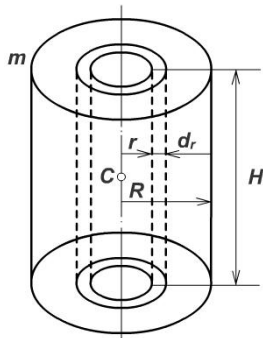
Silindrni fikran juda ko‘p sonli umumiy o‘qli yupqa silindrlarga bo‘lamiz. Aytaylik ulardan birortasining radiusi r , devorining qalinligi esa $dr \ll r$ bo‘lsin. Bu kichik silindr elementining inersiya momenti

$$dJ_c = r^2 dm = r^2 2\pi r H D dr \quad (5.9)$$

bo'ladi. Bu erda N - silindr balandligi; D - uning zichligi. Yaxlit silindrning inersiya momentini uning hamma kichik elementlari inersiya momentlarini yig'ib, ya'ni (5.9) ifodani r bo'yicha 0 dan R gacha integrallab topamiz:

$$J_C = 2\pi HD \int_0^R r^2 dr = \frac{1}{2} \pi R^2 HD = \frac{mR^2}{2} \quad (5.10)$$

bunda $m=D\pi R^2N$ silindrning massasi (5.3-rasm).



5.3-rasm.

3-Misol. Massasi m va uzunligi l bo'lgan bir jinsli ingichka sterjenning o'rtasidan o'tgan o'qqa nisbatan inersiya momenti. Sterjenni fikran kichik bo'lakchalarga bo'lamiz. Aytaylik x - bunday bo'laklardan birining aylanish o'qigacha bo'lgan masofasi, dx - bo'lakchani uzunligi. U holda bu elementning inersiya momenti

$$dJ_c = x^2 dm = x^2 DSdx \quad (5.11)$$

bo'ladi. Bu erda S- sterjenning ko'ndalang kesim yuzasi; D- uning zichligi. Sterjenning bitta yarmining inersiya momentini (5.11) ifodani x bo'yicha 0 dan $l/2$ gacha integrallab topamiz, butun sterjenning inersiya momenti ikki marta katta:

$$J_c = 2DS \int_0^{l/2} x^2 dx = \frac{2}{3}DS \left(\frac{l}{2} \right)^3 = \frac{ml^2}{12}, \quad (5.12)$$

chunki sterjenning massasi $m=D/S$. Pirovordida m massali va R radiusli bir jinsli sharning uning markazidan o'tgan o'qqa nisbatan inersiya momentini tayyor holda keltiramiz:

$$J_C = \frac{2}{5} m R^2. \quad (5.13)$$

2. Kuch momenti. Impuls momenti va uning o'zgarish qonuni. Aylanma harakat dinamikasining asosiy tenglamasi

Aytaylik, qattiq jism n-ta moddiy nuqtalardan iborat bo'lsin. Moddiy nuqta massalarini $m_1, m_2, \dots, m_n$, ta'sir etuvchi tashqi kuchlarni $F_1, F_2, \dots, F_n$, aylanish o'qidan qattiq jismgacha bo'lgan masofalarni $r_1, r_2, \dots, r_n$, chiziqli tezliklarini $\vartheta_1, \vartheta_2, \dots, \vartheta_n$ va burchak tezligini ω bilan belgilaylik. Moddiy nuqtalarga ta'sir etuvchi kuchlarni dinamikaning ikkinchi qonuniga asosan topib, so'ngra ularni yig'indisini olamiz:

$$\begin{aligned} F_1 &= m_1 \frac{d \mathcal{G}_1}{dt} = m_1 r_1 \cdot \frac{d \omega}{dt} = m_1 r_1 \varepsilon, \\ F_2 &= m_2 \frac{d \mathcal{G}_2}{dt} = m_2 r_2 \cdot \frac{d \omega}{dt} = m_2 r_2 \varepsilon, \end{aligned} \quad (5.14)$$

$$F_n = m_n \frac{d\mathcal{G}_n}{dt} = m_n r_n \cdot \frac{d\omega}{dt} = m_n r_n \varepsilon.$$

(5.14) - tenglamalar tizimining har ikki tomonlarini: $r_1, r_2, \dots, r_n$ ga ko'paytiramiz va qo'shamiz:

$$F_1 r_1 + F_2 r_2 + \dots + F_n r_n = (m_1 r_1^2 + m_2 r_2^2 + \dots + m_n r_n^2) \varepsilon \quad (5.15)$$

yoki

$$M_1 + M_2 + \dots + M_n = (J_1 + J_2 + \dots + J_n) \varepsilon.$$

U holda

$$M_1 + M_2 + \dots + M_n = M$$

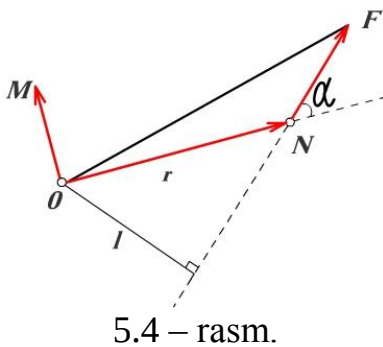
va

$$J_1 + J_2 + \dots + J_n = J$$

deb belgilasak, 5.15-tenglikni:

$$M = J \cdot \varepsilon \quad (5.16)$$

ko'rinishda yozamiz. 5.16 - tenglik aylanma harakat uchun dinamikaning ikkinchi qonunini ifodalaydi. Bu tenglikka ko'ra jismga qo'yilgan aylantiruvchi kuch momenti jismning inersiya momentini burchak tezlanishga ko'paytirilganiga teng. 5.16-tenglikdan ko'rinadiki, aylantiruvchi moment hosil qilgan burchak tezlanish (ε) jismning inersiya momentiga bog'lanib o'zgaradi, ya'ni jismning inersiya momenti qancha katta bo'lsa, burchak tezlanishi shuncha kichik bo'ladi.



5.4 – rasm.

Qo'zg'almas O nuqtaga nisbatan F kuchning momenti

deb, O nuqtadan F kuch qo'yilgan N nuqtaga o'tkazilgan r radius-vektor bilan shu kuchning vektor ko'paytmasiga aytiladi:

$$\vec{M} = [\vec{r} \vec{F}]. \quad (5.17)$$

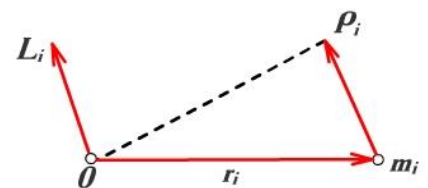
M vektori r va F vektorlar tekisligiga o'ng parma qoidasi bo'yicha tik yo'nalgan (5.4-rasm). Kuch momentining moduli

$$M = Fr \sin \alpha = Fl \quad (5.18)$$

formula bilan aniqlanadi. Bu erda α - r bilan F orasidagi burchak, $l = r \sin \alpha$ - O nuqtadan F kuchning ta'sir chizig'iga tushirilgan tik chiziqning uzunligi. Bunda l kattalik F **kuchning elkasi** deyiladi.

Biz n moddiy nuqtadan tashkil topgan mexanik sistemani ko'ramiz (xususan bu qattiq jism ham bo'lishi mumkin, lekin biz hozircha bunday cheklashni qo'ymaymiz).

Moddiy nuqtaning qo'zg'almas O nuqtaga nisbatan impuls momenti L_i - deb, moddiy nuqtaning O nuqtadan o'tgan r_i - radius vektori bilan shu moddiy nuqtaning $R_i = m_i V_i$ - impulsining vektor ko'paytmasiga aytiladi (5.5-rasm):



5.5-rasm.

$$\vec{L}_i = [\vec{r}_i m_i \vec{V}_i] = [\vec{r}_i \vec{P}_i]. \quad (5.19)$$

Mos xolda, **qo'zg'almas O nuqtaga nisbatan mexanik sistemaning impuls momenti** deb, sistemaning barcha moddiy nuqtalarining shu nuqtaga nisbatan impuls momentlarining geometrik yigindisiga teng bo'lgan vektorga aytiladi:

$$\vec{L} = \sum_{i=1}^n \vec{L}_i = \sum_{i=1}^n [\vec{r}_i \vec{p}_i]. \quad (5.20)$$

(5.20) ifodani t vaqt bo'yicha differensiyalaymiz:

$$\frac{d\vec{L}}{dt} = \frac{d}{dt} \sum_{i=1}^n [\vec{r}_i \vec{p}_i] = \sum_{i=1}^n \frac{d}{dt} [\vec{r}_i \vec{p}_i] = \sum_{i=1}^n [\vec{r}_i \frac{d\vec{p}_i}{dt}]$$

chunki, $\left[\frac{d\vec{r}_i}{dt} \right] = [\vec{V}_i \vec{p}_i] = 0$.

(5.19) va (5.20) ifodalardan

$$\frac{d\vec{L}}{dt} = \frac{d}{dt} \sum_{i=1}^n [\vec{r}_i \vec{F}_i^{tash}] + \sum_{i=1}^n \left[\vec{r}_i \sum_{k=1}^n \vec{F}_{ik} \right] \quad (5.21)$$

bo'lishi kelib chiqadi.

Mexanik sistemaga ta'sir etuvchi hamma tashqi kuchlarning O nuqtaga nisbatan momentlarning geometrik yigindisiga teng bo'lgan vektor O nuqtaga nisbatan tashqi kuchlarning bosh momenti deyiladi.

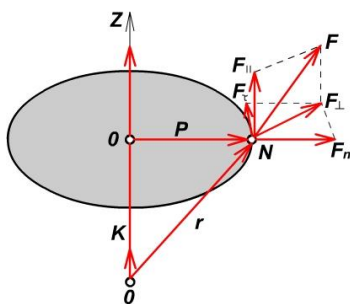
$$\vec{M}^{tash} = \sum_{i=1}^n [\vec{r}_i \vec{F}_i^{tash}]. \quad (5.22)$$

(5.21) tenglamaning o'ng tomonidagi O nuqtaga nisbatan barcha ichki kuchlarning yig'indisini ko'rsatuvchi ikkinchi summa nolga teng ekanini ko'rsatamiz. Bu summada F_{ir} va F_{ri} kuchlarning juft momentlari ishtirok etadi: $\vec{M}_{ik} = [\vec{r}_i \vec{F}_{ik}]$ va $\vec{M}_{ki} = [\vec{r}_k \vec{F}_{ki}]$ $\vec{M}_{ki} = [\vec{r}_k \vec{F}_{ki}]$.

Nyutonning uchinchi qonunidan

$$\vec{M}_{ik} + \vec{M}_{ki} = [\vec{r}_i \vec{F}_{ik}] + [\vec{r}_k \vec{F}_{ki}] = [\vec{r}_i \vec{F}_{ik}] - [\vec{r}_k \vec{F}_{ik}] = [(\vec{r}_i - \vec{r}_k) \vec{F}_{ik}]$$

bo'lishi kelib chiqadi.



5.6-rasm.

5.6- rasmdan ko'rinadiki, $(\vec{r}_i - \vec{r}_k)$ va $\vec{F}_{ik}$ vektorlar kollinear. Shuning uchun ularning vektor ko'paytmalari nolga teng. Demak,

$$\sum_{i=1}^n \sum_{k=1}^n \vec{M}_{ik} = \sum_{i=1}^n \left[\vec{r}_i \sum_{k=1}^n \vec{F}_{ik} \right] = 0, \quad (5.23)$$

$$\frac{d\vec{L}}{dt} = \vec{M}^{tash} \quad (5.24)$$

bo'ladi.

(5.24) tenglama impuls momentining o'zgarish qonunini ifodalaydi:

Qo'zg'almas nuqtaga nisbatan mexanik sistemaning impuls momentidan vaqt bo'yicha olingan hosila, sistemaga ta'sir qiluvchi barcha tashqi kuchlarning o'sha nuqtaga nisbatan bosh momentiga teng.

Mexanik sistemaning o'qqa nisbatan impuls momenti deb, ko'rilayotgan o'qdan ixtiyoriy tanlangan nuqtaga nisbatan sistema impuls momenti vektorining shu o'qqa proeksiyasiga aytiladi. Mos xolda, **o'qqa nisbatan kuch momenti** deb, shu o'qqa ixtiyoriy tanlangan nuqtaga nisbatan kuch momenti vektorining shu o'qqa proeksiyasiga aytiladi.

O'qda nuqtani tanlash shu nuqtaga nisbatan impuls momenti va kuch momenti qiymatlariga ta'sir qiladi, lekin shu bilan bir vaqtda o'qqa nisbatan impuls va kuch momentlari qiymatiga hech qanday ta'sir qilmasligini isbot qilish mumkin.

(5.24) tenglamani markazi 0 nuqtada bo'lgan to'g'ri burchakli dekart koordinata sistemasi o'qlaridagi proeksiyalaridan

$$\frac{d\vec{L}}{dt} = M_y^{\text{tash}}, \quad \frac{d\vec{L}}{dt} = M_z^{\text{tash}} \quad (5.25)$$

tenglamalarga ega bo'lamiz.

(5.25) tenglamalardan ko'rinadiki, qo'zg'almas o'qqa nisbatan mexanik sistemaning impuls momentidan vaqt bo'yicha olingan hosila sistemaga ta'sir qiluvchi barcha tashqi kuchlarning shu o'qqa nisbatan bosh momentiga teng.

(5.24) tenglama qo'zg'almas 0 nuqtaga nisbatan L impuls va M^{tash} tashki kuch momenti uchun o'rinli. Endi, L bilan A nuqtaga nisbatan erkin xolda harakatlanayotgan mexanik sistemaning L_A impuls momenti orasida qanday bog'lanish borligini tushuntiramiz. L_A ni hisoblashda biz sistema moddiy nuqtalarining koordinata boshi 0 nuqtada bo'lgan qo'zg'almas inersial sanoq sistemasiga nisbatan harakatiga mos keluvchi R_i impulslari qiymatlarini qo'yamiz (ya'ni, L ni hisoblashda qanday bo'lsa, o'shandek). Bunda r_A -A nuqtaning K sanoq sistemasidagi radius-vektori bo'lsin. U xolda A nuqtadan sistemaning birinchi nuqtasiga o'tkazilgan radius-vektori $r'_i = r_i - r_A$ bo'ladi. Shuning uchun

$$\vec{L}_A = \frac{d}{dt} \sum_{i=1}^n [\vec{r}_i \vec{P}_i] = \sum_{i=1}^n [\vec{r}_i \vec{P}_i] - \left[\vec{r}_A \sum_{i=1}^n \vec{P}_i \right]$$

yoki

$$\vec{L}_A = \vec{L} - [\vec{r}_A \vec{P}] \quad (5.26)$$

bo'lishi kelib chiqadi. Bu erda R - sistemaning K sanoq sistemasiga nisbatan impulsi. Bu munosabatni differensiallab,

$$\frac{d\vec{L}_A}{dt} = \frac{d\vec{L}}{dt} - [\vec{V}_A \vec{P}] - \left[\vec{r}_A \frac{d\vec{P}}{dt} \right]$$

ifodani olamiz.

(5.24) ga binoan, $\frac{d\vec{P}}{dt} = \vec{F}^{\text{tash}}$ bo'lgani uchun yuqoridagi ifoda quyidagi ko'rinishni oladi:

$$\frac{d\vec{L}_A}{dt} = \frac{d\vec{L}}{dt} - [\vec{V}_A \vec{P}] - \left[\vec{r}_A \frac{d\vec{P}}{dt} \right]. \quad (5.27)$$

A nuqtaga nisbatan tashqi kuchlarning momenti

$$M_A^{mau} = \sum_{i=1}^n [\vec{r}'_i \vec{F}_i^{tash}] = \sum_{i=1}^n [\vec{r}'_i \vec{F}_i^{tash}] - \left[\vec{r}_A \sum_{i=1}^n \vec{F}_i^{tash} \right],$$

ya'ni,

$$\vec{M}_A^{tash} = \vec{M}^{tash} - [\vec{r}_A \vec{F}^{tash}] \quad (5.28)$$

(5.24), (5.27) va (5.28) lardan

$$\frac{d\vec{L}_A}{dt} = \vec{M}^{tash} - [\vec{V}_A \vec{P}] \quad (5.29)$$

kelib chiqadi.

Xususan, agar A nuqta sifatida sistemaning massa markazi olinsa, $V_A = V_c$ bo'lib, $[\vec{V}_c \vec{P}] = 0$ bo'ladi. Shuning uchun

$$\frac{d\vec{L}_A}{dt} = \vec{M}^{tash} \quad (5.30)$$

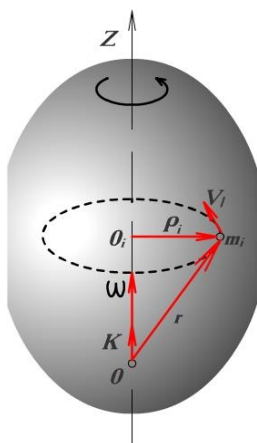
bo'lishi kelib chiqadi.

Mexanik sistemaning massa markaziga nisbatan impuls momentidan vaqt bo'yicha olingan hosila, sistemaga ta'sir etuvchi barcha tashqi kuchlarning o'sha nuqtaga nisbatan bosh momentiga teng.

Ko'rsatish mumkinki, hisoblashda teng xuquqli ravishda sistema barcha nuqtalarining K qo'zg'almas sanoq sistemasidagi yoki unga nisbatan massa markazi tezligi bilan ilgarilanma harakatlanayotgan sanoq sistemasidagi harakatlarining impulslarini olish mumkin. Haqiqatdan ham, $r'_i = r_i^* = r_i - r_c$ va $v_i^* = v_i - v_c$ belgilaridan foydalanib,

$$L = \sum_{i=1}^n [\vec{r}_i \vec{P}_i] = \sum_{i=1}^n [m_i \vec{r}_i (\vec{v}_i + \vec{v}_c)] = \sum_{i=1}^n [\vec{r}_i \vec{P}_i] + m [\vec{r}_c \vec{v}_c] = \sum_{i=1}^n [\vec{r}_i^* \vec{P}_i^*]$$

formulani olamiz, chunki $r_c^* = 0$.



5.7-rasm.

Dekart koordinatalar sistemasini shunday joylashtiramizki, OZ o'q jismning aylanish o'qi bilan mos tushsin, uning k orti esa jismning burchakli tezligi bilan bir xil yo'nalsin (5.7-rasm). Bunda $\varpi = \omega_z \vec{k}$, bu erda $\omega_z = \omega > 0$.

Qo'zg'almas OZ o'q atrofida aylanuvchi jism dinamikasining tenglamasi

$$\frac{dL_z}{dt} = M_z^{tash} \quad (5.31)$$

ko'rinishga ega bo'ladi.

Aylanuvchi jismning o'qqa nisbatan impuls momenti bilan burchakli tezlik orasidagi bog'lanishni topamiz. 5.7-rasmdan ko'rinadiki, jism tarkibiga kiruvchi m_i massali moddiy nuqtaning radius-vektori $\vec{r}_i = \vec{OO}_i + \vec{\rho}_i$ bo'ladi, bunda O_i -tekshirilayotgan moddiy nuqta harakatlanayotgan ρ_i radiusli aylananing markazi. Koordinata boshi 0 ga nisbatan jismning impuls momenti

$$\vec{L} = \sum_{i=1}^n [\vec{r}_i m_i \vec{v}_i] = \sum_{i=1}^n [(\vec{O} \vec{O}_i m_i \vec{v}_i) + \sum_{i=1}^n [\vec{\rho}_i m_i \vec{v}_i]] .$$

Vektor $[\vec{O} \vec{O}_i m_i \vec{v}_i]$ OZ o'qiga tik, vektor $[\vec{\rho}_i m_i \vec{v}_i]$ esa OZ o'q bo'ylab yo'nalgan. Shunday qilib,

$$L_z = \sum_{i=1}^n m_i \rho_i^2 \omega_z . \quad (5.32)$$

Mexanik sistemani tashkil qiluvchi hamma moddiy nuqta m_i massalarining aylana o'qidan ulargacha bo'lgan ρ_i masofaning kvadratiga ko'paytmasining yig'indisiga teng bo'lgan J kattalik sistemaning shu o'qqa nisbatan inersiya momenti deyiladi:

$$J = \sum_{i=1}^n m_i \rho_i^2 . \quad (5.33)$$

Shunday qilib, jismning OZ o'qqa nisbatan impuls momenti

$$L_z = J \omega_z \quad (5.34)$$

bo'ladi. Bu erda J jismning OZ aylanish o'qiga nisbatan inersiya momenti. (5.34) ni differensiallab, quyidagi shaklda qayta yozishimiz mumkin:

$$\frac{d}{dt}(J \omega_z) = M_z^{tash} \quad (5.35)$$

Agar jism aylanish jarayonida deformatsiyalanmasa, uning inersiya momenti o'zgarmaydi va (5.35) da uni diferentsial belgisi ostidan chiqarish mumkin:

$$J \frac{d \omega_z}{dt} = M_z^{tash}$$

yoki

$$J \varepsilon_z = M_z^{tash} \quad (5.36)$$

bu erda $\varepsilon_z = d\omega_z/dt$ - burchakli tezlanish vektorining OZ aylanish o'qiga proeksiyasi.

(5.36) dan ko'rinadiki, ε_z inersiya momenti J ga teskari proporsional . Demak, jismning aylanish o'qiga nisbatan inersiya momenti uning shu o'q atrofida aylanishidagi jism inertligining o'lchovidir.

Mustahkamlash uchun savollar:

1. Moddiy nuqta inersiya momenti deb nimaga aytiladi va qanday birliklarda ifodalanadi?
2. Ilgarilanma harakatdagi jism massasi bilan aylanma harakatdagi jism inersiya momenti o'rtasida qanday farq bor?
3. Aylanma harakat uchun dinamika ikkinchi qonuni ifodasini yozing va tushuntiring.
4. Yopiq mexanik tizim uchun harakat miqdor momentining saqlanish qonunini ta'riflang.
5. Kuch momenti deb nimaga aytiladi?
6. Harakat miqdor momenti deb nimaga aytiladi?
7. Aylanma harakatdagi qattiq jismning kinetik energiyasi qanday ifodalanadi?

8. Shteyner teoremasini ta'riflang.
9. Impuls momenti qanday aniqlanadi?
10. Ilgarilanma va aylanma harakatni aniqlovchi fizik kattaliklarni o'zaro solishtirib izohlang.

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.Todes. 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.

6-ma'ruza. MEXANIK ISH, QUUVAT VA ENERGIYA

Reja:

- 1. Energiya – sistemaning holat funktsiyasi sifatida. Ilgarilanma va aylanma harakatda ish va kinetik energiya. Quvvat.**
- 2. Potensial energiya. Potensial energiya bilan kuch orasidagi bog'lanish.**
- 3. Jismlar harakati energiyasining bir butunligi. Energiya saqlanish qonunining umum fizikaviy ma'nosi. Saqlanish qonunlari – fazo va vaqtning simmetriyaligi natijasidir.**

Tayanch so'zlar va iboralar: Ish, mexanik ish, musbat va manfiy ish, quvvat, o'lchov birliklari, energiya, kinetik energiya, tizimning holat funktsiyasi, yuqoriga ko'tarilgan jismning potensial energiyasi, deformatsialangan jismning potensial energiyasi, konservativ, nokonservativ va dissipativ kuchlar, fazo va vaqtning simmetriyaligi.

1. Energiya – sistemaning holat funktsiyasi sifatida. Ilgarilanma va aylanma harakatda ish va kinetik energiya. Quvvat

Jismning impulsi haqidagi tushunchani yuqorida ko'rib o'tdik. Impuls (harakat miqdori)ni jism mexanik harakatining muayyan o'lchovi deb qarash mumkin. Lekin jismning bunday dinamik xarakteristikasi hamma harakat formalari uchun universal o'lchov bo'la olmaydi. Buni quyidagi misollarda ko'rib chiqamiz.

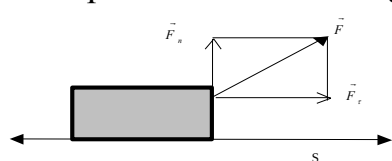
Agar bir-biriga qarama-qarshi harakatlanib kelayotgan ikkita bir xil, plastilindan yasalgan sharlarning noelastik urilishini kuzatsak, sharlar urilguncha harakatda edi, urilishdan sung sharlar tinch xolatda, ular harakatga ega emas. Bu xolatda impulsni saqlanish qonuni bajarilyapti: urilishgacha sharlarning impulsar yig'indisi nolga teng, urilishdan keyin ham nolga teng. Lekin sharlar urilishgacha harakatda edi, urilishdan keyin tinch xolatda. Agar biz impulsni harakatning universal o'lchovi sifatida qarasak,

unda harakatga ega bo'lgan sharlarning harakati yo'qolishi to'g'risida noto'g'ri xulosaga kelamiz. Agar sharlarning temperaturasini urilguncha va urilgandan keyin o'lchasak, temperatura ko'tarilganini sezamiz. Bunda sharlarning mexanik harakati yo'qolgani yo'q, u moddaning molekulyar harakatiga aylanadi. Demak, *impuls harakatning hamma hollarida ham universal o'lchov bo'la olmaydi*. Jismlarning ishqalanishi natijasida mexanik harakat issiqlikka aylanadi.

To'g'ri chiziqli tekis harakat qilayotgan jismni kuzataylik. Jismlar o'rtasida ishqalanish mavjud bo'lganligi uchun jismlar qiziydi, ya'ni bunda jismlarning mexanik harakati shu jismlarni tashkil qilgan molekulalarning xaotik - issiqlik harakatiga aylanadi. Lekin jismning impulsi tug'ri chiziqli tekis harakatda o'zgarmay qoladi, ammo u ajralib chiqqan issiqlik miqdorini xarakterlamaydi. Shunday qilib, harakat yo'qolmaydi, balki materiya harakatining boshqa formalariga o'tadi.

Demak, harakat shakllarining umumiy o'lchovi sifatida yangi fizik kattalik bo'lishi kerak. Bunday fizik kattalik energiyadir. *Energiya xar qanday ko'rinishdagi materiya harakatining universal miqdoriy o'lchovidir*. Jismlar sistemasining mexanik harakati holatini aniqlash uchun ularning o'zaro joylashishini va tezligini bilish etarli bo'ladi, gaz holatini xarakterlash uchun uni xajmi, temperaturasi va bosimini bilish zarur. *Energiya-sistema holatining funktsiyasidir*.

Jismlar o'rtasidagi mexanik harakatning almashinuvi yoki mexanik harakatni boshqa harakat formalariga o'tishi jismlarning o'zaro ta'siri natijasida amalga oshiriladi.



6.1-rasm

Tajribalar shuni ko'rsatadiki, bunday jarayonlarda o'tilayotgan harakatning kattaligi, kuchning ko'chish kattaligiga ko'paytmasiga teng ekan. Bu hosil bulgan fizik kattalik ish deyiladi. Demak, *ish bir jismdan boshqa jismga harakatni uzatish o'lchovidir yoki energiyaning bir jismdan boshqa jismga o'tish o'lchovidir*.

Agar moddiy nuqta o'zgaras kuch F (6.1-rasm) ta'sirida s masofaga ko'chsa, unda kuchning ishi:

$$A = F_{\tau} \cdot S. \quad (6.1)$$

Bunda F_{τ} kuch F kuchning ko'chish yo'nalishiga proeksiyasi bo'lib,

$$F_{\tau} = F \cdot \cos \alpha. \quad (6.2)$$

6.1-rasmda α - jismning harakat yo'nalishi bilan F kuch orasidagi burchak. (6.2) ni hisobga olib, (6.1) ni quyidagicha yozamiz:

$$A = F \cdot S \cdot \cos \alpha. \quad (6.3)$$

1) Agar kuch yo'nalishi bilan ko'chish yo'nalishi orasidagi burchak $\alpha < 90^\circ$ bo'lsa, unda $\cos \alpha > 0$. Demak, kuch musbat ish bajaradi ($A > 0$).

2) Agar $\alpha > 90^\circ$ bo'lsa, unda $\cos \alpha < 0$. Bunda kuch manfiy ish bajaradi ($A < 0$). Masalan, ishqalanish kuchi va tormozlash kuchi;

3) Agar kuch yo'nalishi ko'chishga tik yo'nalgan bo'lsa, $\alpha = 90^\circ$, unda $\cos \alpha = 0$, demak, kuchning bajargan ishi nolga teng, ya'ni energiya o'zgarmaydi. Agar ma'lum bir masofada kuch kattaligi o'zgaruvchan bo'lsa, unda bajarilgan ishni hisoblash uchun masofani elementar ko'chishlarga bo'lib chiqamiz, bu elementar ko'chishlarda, kuchni o'zgaras kattalik deb hisoblasa bo'ladi (6.2-rasm). Xar bir elementar ko'chishda bajarilgan elementar ishni hisoblab, keyin bu elementar ishlarni algebraik yig'indisini olsak, unda o'zgaruvchi F kuchning S masofada bajargan ishi quyidagicha ifodalanadi:

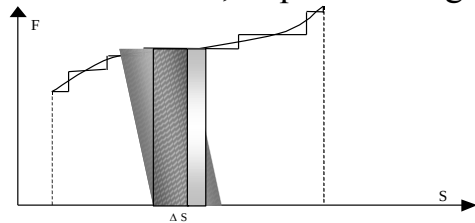
$$A = \sum_{i=1}^n \Delta A_i = \sum_{i=1}^n F_i \Delta S_i \cos \alpha_i . \quad (6.4)$$

ΔS nolga intilganda (6.4) dan limit olsak,

$$A = \lim_{\Delta S \rightarrow 0} \left(\sum_{i=1}^n \vec{F}_i \cdot \vec{\Delta S}_i \right) = \int_S F_\tau dS . \quad (6.5)$$

(6.5) integralni hisoblash uchun F_τ kuchning S masofaga bog‘liqligini bilish zarur.

Amalda, faqat kuchning bajargan ishini bilishgina emas, balki qanday vaqt oraligida shu ish bajarilishi ham muxim ahamiyatga ega. Shuning uchun kuchning qanday tezlik bilan bajargan ishini xarakterlash uchun quvvat tushunchasi kiritiladi. *Vaqt birligi ichida, F kuch bajargan ishga son jixatdan teng bo‘lgan fizik kattalik quvvat (N) deyiladi:*



6.2-rasm

$$N = \frac{\Delta A}{\Delta t} \quad (6.6)$$

Agar kuch o‘zgaruvchan bo‘lsa, qurilmaning quvvatini aniqlash uchun (6.6) dan limit olamiz:

$$N = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta A}{\Delta t} = \frac{dA}{dt} , \quad (6.7)$$

bunga oniy quvvat deyiladi. (6.3) ni e‘tiborga olsak, (6.7) quyidagi ko‘rinishga ega bo‘ladi:

$$N = F_\tau \frac{ds}{dt} = F_\tau v , \quad (6.7')$$

Demak, oniy quvvat son jihatdan tezlik o‘zgarmas bo‘lganda kuchning tangentsial tashkil etuvchisining tezlikka ko‘paytmasiga teng bo‘ladi.

Ish va quvvat birligini belgilaylik. Xalqaro birliklar sistemasi (SI)da ish birligi qilib, kuch yo‘nalishida jismni bir metr masofaga bir Nyuton kuch ta’sirida ko‘chirishda bajarilgan ish qabul qilingan. Bu ishning birligi –joul (J), $1J = 1N \cdot m$. Quvvat birligi qilib Vatt (Vt) qabul qilingan. 1Vatt – bir sekund davomida bir joule ish bajaradigan qurilma yoki mexanizmning quvvatidir, $1Vt = 1J/1s$.

Jismning kinetik energiyasi: jismlarning harakati tufayli hosil bo‘lgan energiya kinetik energiya deyiladi. Biror m massali jism o‘zgarmas F kuch ta’sirida o‘zining harakat tezligini v_1 dan v_2 qiymatgacha o‘zgartirsin. U vaqtda m massali jismning harakat tenglamasi quyidagicha ifodalanadi:

$$F = m \frac{dv}{dt} . \quad (6.8)$$

(6.8) tenglamaning ikkala tomonini $vdt=ds$ ga skalyar kupaytiramiz:

$$FdS = m \frac{dv}{dt} v dt = m v dv . \quad (6.9)$$

Ma’lum bir S_1 , S_2 masofada jismning bajargan ishini hisobga olish uchun (6.9) ning chap va uqg tomonlarini S_1 va S_2 masofalar hamda v_1 va v_2 tezlik intervali orasida integrallaymiz:’

$$\int_{S_1}^{S_2} dA = \int_{S_1}^{S_2} FdS = \int_{v_1}^{v_2} m v dv \quad (6.10)$$

(6.10) tenglikning chap tomoni F kuch bajargan to'la ishga teng, $m = \text{const}$ bo'lsa, o'ng tomoni quyidagi ko'rinishga ega bo'ladi:

$$A = \frac{m g_2^2}{2} - \frac{m g_1^2}{2} \quad (6.11)$$

(6.11) tenglikdagi $\frac{m g^2}{2} = E$ jismning kinetik energiyasining ifodasidir. Bu holda (6.11) quyidagi ko'rinishda yoziladi:

$$A = \Delta E = E_2 - E_1 = \frac{m g_2^2}{2} - \frac{m g_1^2}{2} \quad (6.12)$$

Demak, *jismning kinetik energiyasining o'zgarishi jismga ta'sir etuvchi kuchning bajargan ishiga son jixatdan teng*. Agar $v_1 = 0$ bo'lsa,

$$E = \frac{m g^2}{2} \quad (6.13)$$

Shunday qilib, m massali jism v tezlik bilan harakatlenganda, E kinetik energiyaga ega bo'ladi. (6.13) formula xususiy holda, moddiy nuqta kinetik energiyasi deb yuritiladi. Xar qanday mexanik sistemani moddiy nuqtalar sistemasi deb qarashimiz mumkin bo'lgani uchun mexanik sistemaning kinetik energiyasi shu sistemani tashkil qilgan moddiy nuqtalar kinetik energiyalarini yig'indisiga teng, ya'ni:

$$E = \sum E_i = \sum_{i=1}^n \frac{m_i g_i^2}{2}, \quad (6.14)$$

bunda m_i va v_i -moddiy nuqtaning massasi va tezligi. Demak, xar qanday mexanik sistemaning kinetik energiyasi shu sistemaga kirgan moddiy nuqtalarning massasi va harakat tezligi bilan aniqlanar ekan.

Bu muxim xulosani qisqacha qilib quyidagicha ta'riflash mumkin: *sistemaning kinetik energiyasi - uning harakat holati funksiyasidir*.

Bir vaqtda ham aylanma, ham ilgarilanma harakatda bo'lgan qattiq jismning kinetik energiyasi uning aylanma va ilgarilanma harakatiga mos keluvchi kinetik energiyalar yig'indisiga teng bo'ladi.

Aylanma harakatda bulgan qattiq jism kinetik energiyasini qarab chiqaylik. Jismni absolyut qattiq jism deb va uni moddiy nuqta deb qarash mumkin bo'lgan n ta bo'lakchaga bo'laylik. Agar i -bo'lakning massasi m_i , chiziqli tezligi g_i , harakat qilayotgan aylana radiusi r_i , aylanma harakat burchak tezligi ω bulsa, bu bo'lakning kinetik energiyasi

$$E_i = \frac{m_i g_i^2}{2} \quad (6.15)$$

bo'ladi. $g_i = \omega r_i$ ekanini hisobga olsak:

$$E_i = \frac{m_i \omega^2 r_i^2}{2}. \quad (6.16)$$

Jismning kinetik energiyasi uning bo'laklarining kinetik energiyalari yig'indisiga teng:

$$E = \sum_{i=1}^n E_i = \sum_{i=1}^n \omega^2 \frac{m_i r_i^2}{2} = \frac{\omega^2}{2} \sum_{i=1}^n m_i r_i^2,$$

bunda $\sum_{i=1}^n m_i r_i^2 = I$ bo'lganidan:

$$E = \frac{I \omega^2}{2} \quad (6.17)$$

Bu formulani ilgarilanma harakat kinetik energiyasi (6.13) bilan taqqoslasak, jism massasi o'rnida jismning aylanish o'qiga nisbatan inersiya momenti, chiziqli tezlik o'rnida burchak tezlik turganini ko'ramiz.

Jismga kuch ta'sir qilib, uni qandaydir o'q atrofida aylanma harakatga keltirganda uning bo'lakchalari siljiydi. Demak, ish bajariladi. Bu ish aylanayotgan jism kinetik energiyasi o'zgarishiga teng bo'ladi. SHu ishni hisoblaylik.

Jism OO_1 qo'zgalmas o'q atrofida aylanma harakat qilayotgan bo'lsin. Natijaviy F kuch jismning B nuqtasiga qo'yilgan bo'lib, bu nuqta aylanish o'qidan r uzoqlikda bulsin (6.3-rasm). Jism F kuch ta'sirida $\Delta\varphi$ burchakka burilganda, B nuqta V nuqtaga siljib ΔS yoyni chizadi. Unda bajarilgan elementar ish:

$$\Delta A = F \Delta S \quad (6.18)$$

buladi, $\Delta S = r \Delta\varphi$ bo'lgani uchun $\Delta A = Fr \Delta\varphi$ bo'ladi. $Fr = M$ kuch momenti bo'lganligidan:

$$\Delta A = M \cdot \Delta\varphi$$

Tula ish esa bu ifodani integrallash orqali aniqlanadi:

$$A = \int_0^{\varphi} M d\varphi \quad (6.19)$$

Agar jismning aylanma harakati davomida kuch momenti o'zgarimas ($M = \text{const}$) bo'lsa, (6.19) dan umumiy bajarilgan ish

$$A = M \varphi \quad (6.20)$$

bo'ladi. Demak, aylanma harakatda bajarilgan ish kuch momenti bilan burilish burchagi kupaytmasi orqali aniqlanar ekan.

Aylana bo'ylab o'zgaruvchan harakat uchun (6.20) ifoda quyidagicha yoziladi:

$$dA = M d\varphi = I \frac{d\omega}{dt} \omega dt = I \omega d\omega \quad (6.21)$$

Burilish burchagi φ_1 dan φ_2 gacha o'zgarganda burchak tezlik ω_1 dan ω_2 gacha o'zgargan bo'lsa, umumiy ishni hisoblash uchun shu chegaralarda yuqoridagi ifodani integrallaymiz:

$$dA = \int_{\varphi_1}^{\varphi_2} M d\varphi = \int_{\omega_1}^{\omega_2} I \omega d\omega \quad (6.21)$$

yoki

$$A = M (\varphi_2 - \varphi_1) = \frac{I \omega_2^2}{2} - \frac{I \omega_1^2}{2} \quad (6.22)$$

(6.22) dan ko'rinadiki, aylanma harakatda jism kinetik energiyasining o'zgarishi qo'yilgan natijaviy kuch momentiga bog'liqdir.

Jism bir vaqtda ham aylanma, ham ilgarilanma harakatda ishtirok etayotgan bo'lsin, bunday harakat uchun to'la kinetik energiya:

$$E = E_{uz} + E_{ayn} = \frac{m v_c^2}{2} + \frac{I \omega^2}{2}, \quad (6.23)$$

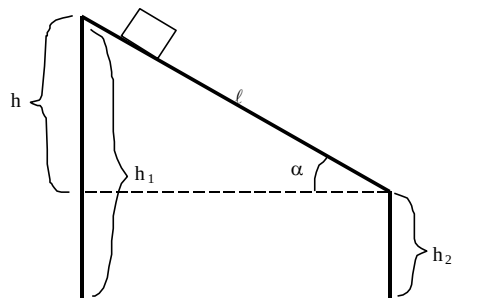
bu erda m - jismning massasi, I - jismning massa markazidan o'tgan o'qqa nisbatan inersiya momenti, ω - shu o'qqa nisbatan aylanma harakatning burchak tezligi, v_s - massa markazining chiziqli tezligi.

2. Potensial energiya. Potensial energiya bilan kuch orasidagi bog‘lanish

Jismlarning yoki jism qismlarining bir-biriga nisbatan joylashuviga bog‘liq bo‘lgan energiya potensial energiya deb ataladi.

Sistemaning potensial energiyasini aniqlash uchun sistemadagi jismlarning o‘zaro joylashuvini va ular orasidagi ta’sir kuchlarni bilishimiz kerak.

Misol tariqasida, jismga ta’sir etuvchi og‘irlik kuchi tufayli jismning potensial energiyasini o‘zgarishini ko‘rib chiqaylik. Jismning Er sirtidan ko‘tarilish balandligi h , Erning radiusiga nisbatan ancha kichik bo‘lsa, $R = mg = \text{const}$ deb hisoblash mumkin, m - jismning massasi.



6.4, a-rasm

Agar jism ℓ uzunlikdagi qiya tekislik bo‘yicha ishqalanishsiz tushaetgan bulsa (6.4(a)–rasm), og‘irlik kuchi bajargan ish quyidagi kattalikka teng bo‘ladi:

$$A = R \ell \cos \alpha = mg (h_1 - h_2) = U_1 - U_2 \quad (6.24)$$

bu erda

$$h = h_1 - h_2 = \ell \cos \alpha \quad (6.25)$$

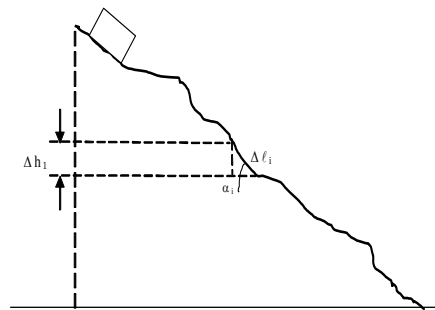
qiya tekislikning balandligi, α -qiya tekislikning gorizontga nisbatan qiyalik burchagi, $U = m g h$ jismning potensial energiyasi, (6.24) dan ko‘rinadiki, *sistema potensial energiyasining o‘zgarishi son jixatdan, tashqi kuchlar sistemaning tezligini o‘zgartirmasdan bir holatdan ikkinchi holatga o‘tkazishda bajargan ishiga teng bo‘lar ekan.*

3. Potensial maydonda bajarilgan ish. Konservativ va dissipativ kuchlar.

Endi jism harakat traektoriyasi ixteriy egri chiziqdan iborat bo‘lsin (6.4(b)-rasm). Unda bu egri chiziqni n ta kichik tug‘ri chiziqli qismlarga bo‘lamiz. Mana shu xar bir elementar qismda og‘irlik kuchining elementar bajargan ishi

$$\Delta A_i = r \cdot \Delta \ell_i \cdot \cos \alpha_i = r \cdot \Delta h_i \quad (6.26)$$

bo‘ladi. Bu erda Δh_i - vertikal tug‘ri chiziq $\Delta \ell_i$ -qismning proeksiyasi. Elementar qismlarda bajarilgan ishlarning yig‘indisi, egri chiziqli yo‘lda og‘irlik kuchi bajargan ishni ifodalaydi:



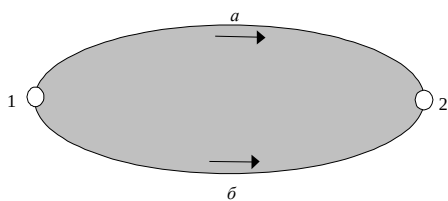
6.4, b-rasm

$$A = \sum_{i=1}^n \Delta A_i = \sum_{i=1}^n P \Delta h_i = Ph = mgh \quad (6.27)$$

Shunday qilib, og‘irlik kuchining ishi yo‘lning boshlang‘ich va oxirgi nuqtalarining koordinatalariga bog‘lik xolos. Potensial (konservativ) va dissipativ (nokonservativ) kuchlar: makroskopik mexanikada uchraydigan kuchlar ikkita potensial (konservativ) va dissipativ (nokonservativ) kuchlarga ajratiladi.

Agar berk yo‘l (kontur) bo‘yicha kuchning bajargan ishi nolga teng bo‘lsa, bu kuchlar potensial (yoki konservativ) kuchlar deb yuritiladi.

Faraz qilaylik, sistema biror kuch ta'sirida 1a 2 yo'l bo'yicha (6.5 -rasm) bir vaziyatdan ikkinchi vaziyatga o'tsin. Bunda A_{1a2} ga teng ish bajariladi. Agar sistema ikkinchi vaziyatga 1b2 yo'l bo'yicha o'tsa, unda bajarilgan ish A_{1b2} ga teng bo'ladi.



6.5-rasm

Konservativ kuchlarning ta'rifiga binoan $A_{1a2} = A_{1b2}$. Kuchlar sistemaning konfiguratsiyasiga (koordinatlariga) bog'lik bo'lmaganligi uchun $A_{1b2} = -A_{2b1}$ bo'ladi. Shuning uchun, $A_{1a2} + A_{2b1} = 0$.

Demak, shu kuch ta'sirida sistema yoki jismni bir holatdan ikkinchi bir holatga ko'chirishda bajarilgan ish $A_{1a2} = A_{1b2} = A_{12}$ ko'chish trektoriyasining shakliga bog'lik bo'lmaydi, bu kuchni konservativ (yoki markaziy) kuch deb yuritiladi.

Konservativ kuchlarga og'irlik kuchlari, elastiklik kuchlari va zaryadlangan zarralarning o'zaro elektrostatik ta'sir kuchlari ham misol bo'la oladi.

Konservativ bo'lmagan hamma kuchlar nokonservativ (yoki dissipativ) kuchlar deb yuritiladi.

Dissipativ kuchlarga, ishqalanish kuchlari va suyuqlikda yoki gazda harakatlanaётgan jismga ta'sir qilaётgan qarshilik kuchlari kiradi.

Elastik kuch bilan potensial energiya orasidagi bog'lanish. Elastik kuch ta'sirida, jism deformatsiyasining kichik (dx kattalikka) o'zgarishlarida, bajarilgan elementar ish quyidagiga teng bo'ladi.

$$dA = Fdx = -kxdx \quad (6.28)$$

Ishning to'la qiymatini aniqlash uchun (6.28) formulani deformatsiyalanmagan holatdan ($x_0 = 0$) deformatsiya kattaligi x qiymatlari chegarasida integrallaymiz:

$$A = - \int_{x_0}^x kxdx = - \frac{kx^2}{2} + \frac{kx_0^2}{2} \quad (6.29)$$

Bu kattalikka asosan prujinaning potensial energiyasi o'zgaradi:

$$U_n = \frac{kx^2}{2} - U_0, \quad (6.30)$$

bunda $U_0 = \frac{kx_0^2}{2}$ – deformatsiyalanmagan jismning potensial energiyasi, uni nolga teng deb olsak, (6.30) quyidagicha yoziladi:

$$U_n = \frac{kx^2}{2} \quad (6.31)$$

Shunday qilib, (6.29) dan ko'rinadiki, elastik jism deformatsiyalansa, unda ish deformatsiyalangan jism energiyasining o'zgarishiga sarf bo'ladi. (6.31) ifodaga deformatsiyalangan jismning potensial energiyasi deyiladi.

Potensial maydonning xar bir nuktasiga bir tomondan jismga ta'sir etuvchi f kuch vektorining biror qiymati mos kelsa, ikkinchi tomondan, jism U potensial energiyasining ham qiymati mos keladi.

Demak, kuch bilan potensial energiya orasida ma'lum bog'lanish mavjud bo'lishi kerak. Ma'lumki, ish potensial energiya hisobiga bajariladi, ya'ni:

$$\Delta A = -\Delta U \quad (6.32)$$

– ΔU – sistema potensial energiyasining kamayishini ko'rsatadi.

(6.18) bilan (6.32) ni solishtirib quyidagini topamiz:

$$F_s \Delta S = - \Delta U ,$$

bundan

$$F_s = - \frac{\Delta U}{\Delta S} . \quad (6.33)$$

(6.33) ifodada F_s – bu F kuchning s ko‘chish bo‘yicha proeksiyasi. F_s ning berilgan nuqtadagi qiymatini topish uchun limitga o‘tish kerak:

$$F_s = - \lim_{\Delta S \rightarrow 0} \frac{\Delta U}{\Delta S} \quad (6.34)$$

U , s o‘q bo‘ylab ko‘chirilgandagina emas, hatto boshqa yo‘nalishlar bo‘ylab ko‘chganda ham o‘zgarganligi uchun (6.34) formuladagi limit U dan s bo‘yicha xususiy hosiladan iborat bo‘ladi, ya’ni:

$$F_s = - \frac{\partial U}{\partial S} \quad (6.35)$$

(6.35) munosabat fazodagi ixtiyoriy yo‘nalish uchun, xususan, x , y , z dekart koordinata o‘qlari bo‘yicha yo‘nalishlar uchun ham o‘rinlidir; ya’ni:

$$\vec{F} = - \left(\frac{\partial U}{\partial X} \vec{i} + \frac{\partial U}{\partial Y} \vec{j} + \frac{\partial U}{\partial Z} \vec{k} \right) \quad (6.36)$$

Demak, kuch potensial energiyaning teskari ishora bilan olingan gradientiga teng ekan

$$\vec{F} = - \text{grad}U. \quad (6.37)$$

Mustahkamlash uchun savollar

1. Energiya deganda qanday kattalikni tushunasiz?
2. Kinetik va potensial energiya deb nimaga aytiladi?
3. Mexanik ish va quvvat deb nimaga aytiladi?
4. Aylanma harakat qilayotgan jismning bajargan ishi va kinetik energiyasi formulalarini ayting.
5. Potensial energiya bilan kuch orasida qanday bog‘lanish bor?
6. Potensial energiya bilan og‘irlik kuchi orasida-chi?
7. Konservativ va nokonservativ kuchlarni tushuntiring.
8. Deformatsiyalangan jismning potensial energiyasi deb nimaga aytiladi?
9. Elastik kuch bilan potensial energiya qanday bog‘langan?
10. Dissipativ kuchlar bajargan ishini 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.
8. Nuomonxo‘jaev A.S. Fizika kursi. 1-qism. Mexanika, statistik fizika, termodinamika. Toshkent:«O‘qituvchi»,1992,208 b.

7-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. Impuls momentining saqlanish qonuni.
4. Energiya impuls va impuls momentining saqlanish qonuni – fazo va vaqt simmetriyasining natijasi.

Tayanch soʻzlar va iboralar: Mexanik tizim, impuls saqlanish qonuni, ichki kuchlar, tashqi kuchlar, oʻzgaruvchan massali jism, raketa, harakat miqdorini oʻzgarishi, reaktiv kuch.

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 $m_1, m_2, \dots, m_n$ tezliklari $\vartheta_1, \vartheta_2, \dots, \vartheta_n$ 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:

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} (m_1 \bar{\mathcal{G}}_1) &= \bar{F}_1' + \bar{F}_1 \\ \frac{d}{dt} (m_2 \bar{\mathcal{G}}_2) &= \bar{F}_2' + \bar{F}_2 \\ &\dots\dots\dots \\ \frac{d}{dt} (m_n \bar{\mathcal{G}}_n) &= \bar{F}_n' + \bar{F}_n \end{aligned}$$

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

$$\frac{d}{dt} (m_1 \mathfrak{g}_1 + m_2 \mathfrak{g}_2 + \dots + m_n \mathfrak{g}_n) = \vec{F}_1' + \vec{F}_2' + \dots + \vec{F}_n' + \vec{F}_1 + \vec{F}_2 + \dots + \vec{F}_n$$

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

$$\frac{d}{dt} (m_1 \mathbf{g}_1 + m_2 \mathbf{g}_2 + \dots + m_n \mathbf{g}_n) = \mathbf{F}_1 + \mathbf{F}_2 + \dots + \mathbf{F}_n$$

yoki

$$\frac{d\vec{p}}{dt} = \vec{F}_1 + \vec{F}_2 + \dots + \vec{F}_n \quad (7.1)$$

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

$$\mathbf{F}_1 + \mathbf{F}_2 + \dots + \mathbf{F}_n = 0$$

Shunday qilib,

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

yoki

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

ya'ni

$$\vec{P} = \sum_{i=1}^n m_i\vec{g}_i = \text{const} \quad (7.2)$$

tenglik harakat miqdorining (impulsning) saqlanish qonunini ifodalaydi: Unga ko'ra *yopiq mexanik tizimning impulsi vaqt o'tishi bilan o'zgarmaydi*. Bu hulosasi 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 g tezlik bilan harakatlanayotgan M jism

$$W = \frac{m g^2}{2} + mgh \quad (7.3)$$

to'la energiyaga ega bo'ladi.

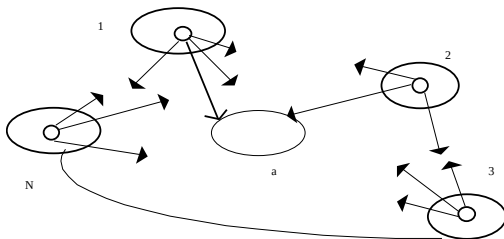
Potensial va kinetik energiyalar bir-birlariga aylanishi mumkin. M jismning tushish oxiridagi tezligi $g = \sqrt{2gh}$ ga tengligi uchun uning kinetik energiyasi

$$E = \frac{m g^2}{2} = \frac{m (\sqrt{2gh})^2}{2} = mgh \quad (7.4)$$

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 potentsial energiyasi bilan kinetik energiyasining yig'indisidan tashkil topadi:



7.1-rasm

$$W = U + E = U + \sum_{i=1}^n \frac{m_i g_i^2}{2} \quad (7.5)$$

Energiyaning saqlanish qonuni.

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

Aytaylik, yopiq tizim ichidagi moddiy nuqta massalari $m_1, m_2, \dots, m_n$ tezliklari $g_1, g_2, \dots, g_n$ bo'lsin. Jismlarga ta'sir etuvchi konservativ kuchlar $F'_1, F'_2, \dots, F'_n$ va teng, ta'sir etuvchi tashqi kuchlar $F_1, F_2, \dots, F_n$ bo'lsin. $g \ll c$ bo'lgan holda moddiy nuqta massalari doimiy bo'ladi. Nyutonning ikkinchi qonuniga ko'ra

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.

$$A_{12} = U_1 - U_2. \quad (7.11)$$

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,

$$(A_{12})_i + A_i' = (E_2)_i - (E_1)_i. \quad (7.12)$$

(7.12) ifodaning butun jismlar bo'yicha yig'indisini olsak, quyidagiga ega bo'lamiz:

$$\sum (A_{12})_i + \sum A_i' = \sum (E_2)_i - \sum (E_1)_i \quad (7.13)$$

(7.13) ifodadagi yig'indilarning birinchisi sistema boshlang'ich (birinchi) holatidan sunggi (ikkinchi) holatiga o'tgan vaqtda konservativ kuchlarning jismlar ustida bajargan ishidan iborat. (7.11) ga binoan bu ish potensial energiyaning jarayon boshidagi va oxiridagi qiymatlari ayirmasi ko'rinishida yozilishi mumkin:

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

(7.13) ifodaning chap tomonidagi ikkinchi yig'indi tashqi kuchlar tomonidan sistema jismlari ustida bajarilgan to'la ishdan iborat. Uni A' bilan belgilaymiz.

(7.43) 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, (7.13) 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:

$$\Delta W = W_2 - W_1 = A'. \quad (7.14)$$

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 (7.14) ga binoan $\Delta W = 0$, bundan:

$$W = \text{const} \quad (7.15)$$

degan xulosa chiqadi.

(7.15) formula mexikaning 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:

$$W_2 - W_1 = A_{nk} \quad (7.16)$$

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'zgaras kattalikka teng bo'lsa, shuningdek, jism burchak tezligi t vaqt ichida ω_0 dan ω gacha o'zgarsa, 7.16-tenglikni:

$$M = J \frac{\omega - \omega_0}{t} \quad \text{yoki} \quad Mt = J\omega - J\omega_0 \quad (7.17)$$

kabi yozamiz. 7.17 - tenglikda Mt - kuch momenti impulsi, $J\omega$ - harakat miqdor momenti. 7.17 - 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:

$$J_1\omega_1 + J_2\omega_2 + \dots + J_n\omega_n = \text{const} \quad (7.18)$$

7.18 - tenglikka ko'ra yopiq tizimdagi jismlarning harakat miqdor momentlarining yig'indisi o'zgaras miqdorga teng. Agar yopiq tizim bitta jismdan iborat bo'lsa, 7.18 - tenglik:

$$J\omega = \text{const} \quad (7.19)$$

ko'rinishda bo'ladi. 7.19-tenglikdan *jismning inersiya momenti o'zgarsa, uning burchak tezligi ham o'zgarishi kelib chiqadi.* Masalan, J ko'paysa ω ozayadi va aksincha. Bunday holni Jukovski 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 jinsliliigi, fazoning esa bir jinsliliigi va uning izotropligi tushuniladi. Bu tushunchalar kiritilishi bilan vaqtning bir jinsliliigi, fazoning esa bir jinsliliigi va izotropligini qanday tasavvur qilish mumkin, degan savolning tug'ilishi tabiiydir.

Vaqtning bir jinsliliigi – 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 jinsliliigi turli paytlarda o'tkazilgan tajriba natijalarini taqqoslab ko'rishga imkon beradi.

Fazoning bir jinsliliigi deganimizda uning barcha nuqtalari bir-biriga muqobil ekanligi tushiniladi, ya'ni fazoning hamma nuqtalarining fizik hususiyatlari bir hil. Amaliy jixatdan fazoning bir jinsliliigi shunda namoyon bo'ladiki, jismlarning o'zaro joylashishlari va tezliklarini o'zgartirmasdan berk tizimni bir joydan ikkinchi joyga ko'chirib, 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 jinsliliigini 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 asboblari, laboratoriyani va boshqalarni) istalgan burchakka burilsa, bu burish barcha kelgusi hodisalarining borishiga ta'sir etmaydi.

a) Energiyaning saqlanish qonuni – vaqt bir jinsliliigi natijasi.

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

$$A_{12} = \frac{m v_2^2}{2} - \frac{m v_1^2}{2} = E_2 - E_1 \quad (7.20)$$

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:

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

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

$$A_{12} = - \int du + \int \frac{\partial u}{\partial t} dt$$

Integrallashtan so'ng

$$A_{12} = u_1 - u_2 + \int \frac{\partial u}{\partial t} dt \quad (7.21)$$

ifodani hosil qilamiz.

7.20 va 7.21 dan

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

yoki

$$(E_2 + u_2) - (E_1 + u_1) = \int \frac{\partial u}{\partial t} dt \quad (7.22)$$

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

$$E_1 + u_1 = E_2 + u_2 \quad (7.23)$$

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 $F_1, F_2, F_3, \dots$ 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 $\mathbf{r}$ ko'chish qanday bo'lishidan qat'iy nazar nolga teng bo'ladi. Bundan berk tizim uchun $\mathbf{F}_1 + \mathbf{F}_2 + \dots = 0$ ekanligi kelib chiqadi. Bu xulosa Nyutonning II –qonunidan kelib chiqadigan impuls saqlanish qonunini ifodalaydi, ya'ni

$$d\mathbf{R} = 0 \text{ yoki } \mathbf{R} = \text{const} \quad (7.24)$$

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:

$$\mathbf{M}_1 + \mathbf{M}_2 + \dots = 0 \quad (7.25)$$

Bundan to'g'ridan-to'g'ri

$$d\mathbf{L} = 0 \text{ yoki } \mathbf{L} = \text{const} \quad (7.26)$$

ekanligi kelib chiqadi. Bundan ko'rinadiki, berk tizim impuls momentining saqlanish qonuni fazoning izotropligi natijasidir. Chunki fazoning ana shu xususiyatiga 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.
8. Nuomonxo'jaev A.S. Fizika kursi. 1-qism. Mexanika, statistik fizika, termodinamika. Toshkent:«O'qituvchi»,1992,208 b.

8-ma'ruza. SAQLANISH QONUNLARINING QO'LLANILISHI

Reja:

1. O'zgaruvchan massali jismlarning harakati. Reaktiv harakat
2. Sharlarning elastik va noelastik urilishi.
3. Markaziy maydondagi harakat. Nyutonning butun olam tortishish qonuni. Maydon kuchlanganligi. Kepler konunlari.

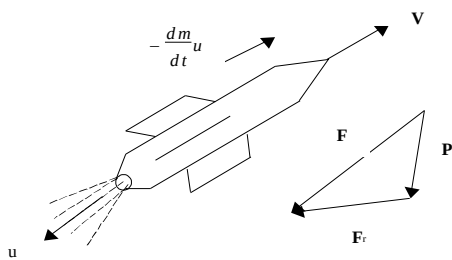
Tayanch so'zlar va iboralar: Tashqi kuch, reaktiv kuch, Mesherskiy tenglamasi. Siolkovski tenglamasi, boshlang'ich massa, oxirgi massa, bosqichli raketa, kosmik tezlik, og'irlik kuchi, suoniyo'ldosh, absolyut elastik va noelastik urilish, elastik deformatsiya, ichki energiya, kinetik energiya, diformatsiya ishi, gravitatsion maydon, gravitatsion kuch, sinov jism, maydon kuchlanganligi, kuchlanganlik vektori va chiziqlari, markaziy maydon, markaziy kuch, Kepler qonunlari.

1. O'zgaruvchan massali jismlarning harakati. Reaktiv harakat

O'zgaruvchan massali jism deganimizda klassik mexanika qonunlariga bo'ysunib, o'zining harakati davomida massasi o'zgaradigan, ya'ni massasi kamayishi yoki ortishi mumkin bo'lgan jism tushuniladi. Masalan, yoz kunlari ko'chaga mashinalarda suv sepilishi, raketalar va reaktiv samolyotlarda yonilg'i yonishi natijasida ularning massasi kamayadi. Erga har-xil meteoritlarning tushishi natijasida Erning massasi ortadi va hakoza. Ammo bunda tezlik ortishi bilan massa o'zgarmaydi deb hisoblaymiz. Bu hollar uchun Nyutonning ikkinchi qonunini umumiy ko'rinishda ifodalasak,

$$\vec{F} = \frac{d\vec{P}}{dt} = \frac{d(m\vec{g})}{dt} = \vec{g} \frac{dm}{dt} + m \frac{d\vec{g}}{dt} = \vec{g} \frac{dm}{dt} + m\vec{a} \quad (8.1)$$

bo'ladi. (8.1) formuladan ko'rinadiki, massasi o'zgarishi bilan tezlik kattaligi ham o'zgaradi, umumiy holda kuch yo'nalishi bilan mos tushmaydi va tezlikning kuchga to'g'ri proportsianalligi saqlanmaydi. Agar kuch yo'nalishi tezlik yo'nalishi bilan bir yo'nalishda yoki kuch tezlikka tik holatda yo'nalsa, tezlanish bilan kuch bir yo'nalishda bo'ladi.



8.1-rasm

chiqaylik. Buning uchun vaqt o'tishi bilan massasi o'zgaruvchi raketa harakati bilan tanishib chiqamiz. Harakat davomida raketaning massa markazi o'zgarmaydi.

Raketada yongan yonilgidan hosil bo'lgan gaz massasi raketadan chiqish (ajralish) vaqtidagina u bilan tasirlashadi. Gaz uzluksiz chiqib turganligi uchun raketaning massasi ham uzluksiz kamayib turadi (8.1-rasm). Raketaga tasir etuvchi tashqi F kuch raketa og'irligi P bilan muxitning qarshilik F_k kuchlarning yig'indisiga teng.

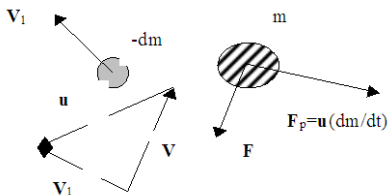
Raketaning t vaqtdagi massasi m , uning shu vaqtdagi tezligi $\mathfrak{g}$ bo'lsin. Bu vaqt raketaning impulsi $p_1 = m\mathfrak{g}$ bo'ladi. dt vaqtda raketadan gaz massasi v_1 tezlik bilan ajralib chiqsin (8.2-rasm). $t + dt$ vaqtda harakat davomida sistema (raketa + gaz) ning impulsi

$$p_2 = [m - (-dm)] \cdot (\mathfrak{g} + d\mathfrak{g}) + (-dm) \cdot \mathfrak{g}_1$$

ga teng bo'ladi.

Impulsning o'zgarishi natijasida sistemaga tashqi kuchlar (og'irlik va muxitning qarshilik kuchi) impulsi ta'sir etadi, ya'ni

$$\Delta p = p_2 - p_1 = [(m + dm)] \cdot (\mathfrak{g} + d\mathfrak{g}) - \mathfrak{g}_1 dm - m\mathfrak{g} = Fdt.$$



8.2-rasm

Qavsni ochib chiqib, dv dm ni juda kichik bo'lgani uchun tashlab yuborib, hosil bo'lgan ifodani dt ga bo'lib yuborganimizda quydagi tenglik hosil bo'ladi:

$$\frac{d\mathfrak{g}}{dt} - \mathfrak{g}_1 \frac{dm}{dt} + \mathfrak{g} \frac{dm}{dt} = \vec{F}$$

bundan

$$m \frac{d\mathfrak{g}}{dt} = m \vec{a} = \vec{F} + (\mathfrak{g}_1 - \mathfrak{g}) \frac{dm}{dt} = \vec{F} + \vec{u} \frac{dm}{dt} \quad (8.2)$$

bu o'zgaruvchan massali jismning harakat tenglamasini ifodalaydi. Bu Mesherskiy tenglamasi deyiladi. $\mathfrak{g}_1 - \mathfrak{g} = u$ raketa bilan harakatlanuvchi sanoq sistemasiga nisbatan chiqayotgan gazning tezligi bo'lib, u nisbiy tezlik deyiladi.

(8.2) da $\frac{dm}{dt} = 0$ bo'lsa, bu tenglik o'zgarmas massali jism uchun Nyutonning ikkinchi qonuni ifodasiga o'tadi.

(8.2) tenglikning o'ng tomonidagi ikkinchi qo'shiluvchi $u \frac{dm}{dt} = F_r$ ajralib chiqayotgan gaz massasi dm tomonidan m massaga ta'sir etuvchi reaktiv kuchdir. Uni e'tiborga olsak, (8.2) quyidagi ko'rinishni oladi:

$$m \frac{d\mathfrak{g}}{dt} = \vec{F} + \vec{F}_p \quad (8.3)$$

Bu tenglamani umumiy holda echish ancha murakkab, chunki reaktiv kuchni hisoblash qiyin. Shuning uchun havosiz muhitda, ya'ni tashqi kuchlar mavjud bo'lmaganda jism harakatini o'rganishga Mesherskiy tenglmasini qo'llaylik. Tashqi kuch nol bo'lgani uchun (8.3) quyidagi ko'rinishni oladi:

$$m \frac{d\vec{g}}{dt} = - \vec{u} \frac{dm}{dt} \quad \text{yoki} \quad d\vec{g} = - \vec{u} \frac{dm}{m} \quad (8.4)$$

"-" ishorasi harakatlar qarama - qarshi ekanligini ko'rsatadi va bunda $u = |\mathbf{u}|$ desak, (8.4) quyidagi ko'rinishga keladi:

$$d g = - u \frac{dm}{m},$$

Bu ifodani integrallasak,

$$g = - u \ln m + C. \quad (8.5)$$

Integrallash doimiysini aniqlash uchun quyidagicha boshlang'ich shart qo'yaylik, ya'ni $t = 0$ da $m = m_0$ va $g = 0$ bo'lsin. U vaqtda $C = u \ln m_0$ bo'ladi. Buni (8.5) ga qo'ysak,

$$g = -u \ln m + u \ln m_0 = u \ln (m_0/m)$$

yoki

$$\frac{m_0}{m} = e^{\frac{g}{u}} \quad (8.6)$$

Bu munosabatni Siolkovskiy formulasi deyiladi.

Bu munosabatni klassik mexanika qonunlari asosida keltirib chiqardik va tadbiqini ko'rdik.

Siolkovskiy formulasi raketaga ma'lum g tezlik berish uchun zarur bo'lgan yonilg'ich zapasini hisoblashga imkon beradi. Tezliklar nisbatining turli kiymatlari uchun boshlang'ich massa (m_0) ni oxirgi massa (m) ga nisbatini (8.6) formulada hisoblangan qiymatidan ko'rinadiki, raketalar katta tezlikka ega bo'lishi uchun raketa bilan yonmay (zapasda) turgan yonilgining m massasini kamaytirish kerak. Shuning uchun ham o'z davrida Siolkovskiy taklif qilgan boskichli raketalardan hozirgi davrda kosmik kemalarni uchirishda keng foydalanilmoqda.

Jismga Er sirtidan $v_1 = 7,9$ km/s tezlik berilganda Erning sun'iy yo'ldoshi sifatida $v_2 = 11,2$ km/s tezlik berilganda Quyoshning sun'iy yo'ldoshi sifatida, Quyosh sistemasidan butunlay chiqarib yuborish uchun esa $v_3 = 42,2$ km/s tezlik berish kerak (Bu hisoblar maktab fizika darsligida to'la bayon etilgan).

2. Sharlarning elastik va noelastik urilishi.

1. Absolyut noelastik va elastik urilishlar.

Urilish - fazoning kichik sohasida jismlarning qisqa vaqtli o'zaro ta'sirlashish jarayonidir. Masalan, diametrlari 10 sm dan bo'lgan ikki po'lat shar bir - biriga qarab 5 m/s tezlik bilan yaqinlashib to'qnashganda o'zaro ta'sir 0,0005 s chamasi davom etadi, holos. Lekin to'qnashish jarayonida sharlarning bir-biriga tegish sohasida nihoyat katta kuchlar namoyon bo'ladi. Xususan, yuqorida qayd qilingan misolda urilish chog'ida ta'sir etadigan kuchning miqdori 40000 N dan ortib ketadi. Urilish chog'ida jismlar deformatsiyalanadi. Natijada bir - biriga urilayotgan jismlar kinetik energiyalarining barchasi yoki bir qismi elastik deformatsiyaning potentsiyal energiyasiga va jismlarning ichki energiyasiga

aylanishi mumkin. Ichki energiyaning ortishi jismlar temperaturasining ko'tarilishida namayon bo'ladi. Urilishlarning ikki chegaraviy ko'rinishlari bilan tanishaylik.

a). Absolyut noelastik urilish.

Loy, plastilin, qo'rg'oshin kabi moddalardan iborat jismlarning urilishi. Absolyut noelastik urilishning xarakterli hususiyatlari quyidagilar:

- a) urilishda vujudga kelgan jismlar deformatsiyasi saqlanadi; b) deforomatsiya potensial energiyasi vujudga kelmaydi;
- v) jismlar kinetik energiyalarining bir qismi jismlarning deformatsiyalanishiga sarf bo'ladi. Deformatsiya saqlanganligi tufayli energiyannig mazkur qismi kinetik energiya tarzida tiklanmaydi, balki jismlar ichki energiyasiga aylanadi. Odatda energiyani bu qismini deformatsiya ishi deb ataladi;
- g) urilishdan so'ng jismlar umumiy tezlik bilan harakatlanadi yoki nisbiy tinch xolatda bo'ladi.

Shuning uchun absolyut noelastik urilishda faqat impulsning saqlanish qonuni bajariladi. Mexanik energiyaning saqlanish qonuni bajarilmaydi.

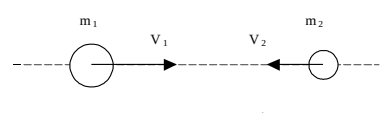
Masalan m_1 va m_2 bo'lgan sharlar ϑ_1 va ϑ_2 tezliklar bilan harakatlanib, absolyut noelastik to'qnashsin. ϑ_1 va ϑ_2 lar sharlarning markazlarini birlashtiruvchi tug'ri chiziq bo'ylab yo'nalgan. Urilishdan keyingi tezlikni V' bilan belgilab ikki shardan iborat berk sistema uchun impulsning saqlanish qonunini yozaylik :

$$m_1 \vartheta_1 + m_2 \vartheta_2 = (m_1 + m_2) V'$$

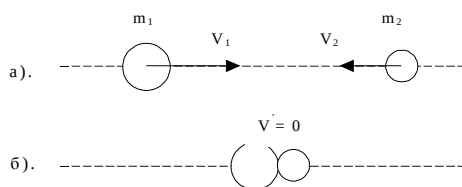
bundan

$$V' = \frac{m_1 \vartheta_1 + m_2 \vartheta_2}{m_1 + m_2} \quad (8.7)$$

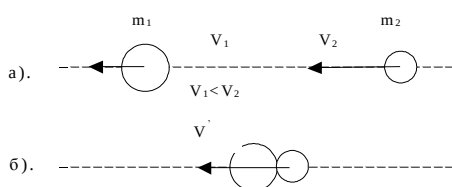
Mazkur ifoda asosida quyidagi hulosalarga kelimiz:

- a).  a) sharlar bir - biriga qarab harakatlansa (8.3-rasm), urilishdan so'ng ikkala sharning birgalikdagi harakatining yo'nalishi $/m_1 \vartheta_1/$ va $/m_2 \vartheta_2/$ larga bog'liq.
- b).  b) sharlar bir - biri tomon harakatlansa, lekin $/m_1 \vartheta_1/ = /m_2 \vartheta_2/$ bo'lsa (8.4-rasm), urilishdan so'ng sharlar mexanik harakatlarini davom ettirmaydi, ya'ni $V' = 0$;

8.3-rasm



8.4-rasm



8.5-rasm

v) sharlar bir tomonga harakatlansa (8.5-rasm), urilishdan so'ng ham ular o'sha tomon harakatlarini davom ettiradi.

Urilishgacha sharlar ega bo'lgan umumiy kinetik energiya $\frac{m_1 \vartheta_1^2}{2} + \frac{m_2 \vartheta_2^2}{2}$

va urilishdan keyingi umumiy kinetik energiyaning $\frac{m_1 + m_2}{2} * (V')^2$ farqi diformatsiya ishiga (A_d) teng:

$$A_d = \frac{m_1 g_1^2}{2} + \frac{m_2 g_2^2}{2} = \frac{m_1 + m_2}{2} * (V')^2 \quad (8.8)$$

Bundagi V' o'rniga uning qiymati (8.7) ni qo'ysak va bir qator matematik amallardan so'ng quyidagi tenglamani hosil qilamiz:

$$A_d = \frac{m_1 + m_2}{2(m_1 + m_2)} * (g_1 + g_2)^2 \quad (8.9)$$

Agar to'qnashayotgan shislardan biri qo'zg'almas bo'lsa, (8.9) ifoda yanada soddaroq ko'rinishga keladi. Masalan: $g_2 = 0$ deb olsak,

$$A_d = \frac{m_1 m_2}{2(m_1 + m_2)} * (g_1)^2 = \frac{m_2}{m_1 + m_2} * \frac{m_1 g_1^2}{2} \quad (8.10)$$

bo'ladi. Agar urilishgacha birinchi jismning kinetik energiyasi $\frac{m_1 g_1^2}{2}$ ekanligini e'tiborga olsak, (8.10) ni quyidagicha yozish mumkin:

$$A_d = \frac{m_2}{m_1 + m_2} * E_1 \quad (8.11)$$

Shuning uchun kattaroq deformatsiyalarni hosil qilish lozim bo'lgan hollarda (Masalan: temirchilikda) qo'zg'almas jism massasi (m_2) uruvchi jismning massasi (m_1) dan kattaroq bo'lgani qulayroqdir. Aksincha, mix yoki qoziq qoqishda bolg'aning massasi (m_1) mix yoxud qoziqnikiidan kattaroq bo'lgani ma'qul.

b). Absolyut elastik urilish.

Fil suyagi kabi moddalardan iborat jismlarning urilishi absolyut elastik urilishga ancha yaqin bo'ladi. Absolyut elastik urilishning xarakterli hususiyatlari quyidagilar:

a) urilish chog'ida jismlarning elastik deformatsiyalanishi vujudga keladi, lekin urilishdan so'ng butunlay yo'qoladi, ya'ni jismlarning shakli tiklanadi;

b) jismlarning deformatsiyalanishida kinetik energiya qisman (yoki to'liq) elastik deformatsiyaning potentsiyal energiyasiga aylanadi, jismlar o'z shakllarini tiklayotganda esa yana kinetik energiyaga aylanadi, kinetik energiya boshqa turdagi energiyalarga, xususan ichki energiyaga aylanmaydi;

v) urilishdan so'ng jismlar birgalikda harakatlanmaydi.

Absolyut elastik urilishda sistema impulsining saqlanish qonuni va sistema mexanik energiyasining saqlanish qonuni bajariladi. Mazkur qonunlar massalari m_1 va m_2 bo'lgan sharlarning markaziy urilishi uchun quyidagicha yoziladi:

$$m_1 g_1 + m_2 g_2 = m_1 V_1^1 + m_2 V_2^1, \quad (8.12)$$

$$\frac{m_1 g_1^2}{2} + \frac{m_2 g_2^2}{2} = \frac{m_1 (V_1^1)^2}{2} + \frac{m_2 (V_2^1)^2}{2}. \quad (8.13)$$

Bu tenglamalardagi g_1 va g_2 sharlarning to'qnashishidan oldingi, V_1^1 va V_2^1 esa urilishdan keyingi tezliklari. (8.12) va (8.13) ni birgalikda echib

$$V_1^1 = \frac{2m_2 g_2 \pm (m_1 - m_2)g_1}{m_1 + m_2}, \quad V_2^1 = \frac{2m_1 g_1 \pm (m_1 - m_2)g_2}{m_1 + m_2} \quad (8.14)$$

ifodalarni hosil qilamiz.

Ba'zi xususiy hollarni muhokama qilaylik.

1. Sharlardan biri tinch turgan bo'lsin, ya'ni $\vartheta_2 = 0$. U holda (8.14) ifodalar quyidagi ko'rinishga keladi:

$$V_1' = \frac{m_1 - m_2}{m_1 + m_2} \vartheta_1, \quad V_2' = \frac{2m_1}{m_1 + m_2} \vartheta_1 \quad (8.15)$$

Demak, urilishdan keyingi sharlar tezliklarining kattaliklari ular massalarini nisbatiga bog'lik bo'ladi. Agar sharlardan birining massasi ikkinchisiga nisbatan nihoyat katta, ya'ni $m_2 \gg m_1$ shart bajarilsa,

$$V_1' = -V_2', \quad V_2' = 0 \quad (8.16)$$

bo'ladi. Bunday hol elastik shar devorga (devorni massasi va radiusi nihoyat katta deb hisoblanadi) urilganda amalga oshishi mumkin. Shuning uchun devorga urilgan shar tezligining qiymati saqlanadi, yo'nalishi esa teskarisiga o'zgaradi. Boshqacha qilib aytganda, shar devordan elastik ravishda orqaga qaytib ketadi.

2. Massalari teng (ya'ni $m_1 = m_2$) bo'lgan sharlar bir - biri bilan to'qnashgan holda (8.21) ifodalar

$$V_1' = \vartheta_2, \quad V_2' = \vartheta_1$$

ko'rinishga keladi. Demak, sharlar tezliklarini ayriboshlaydi (almashtiradi).

3. Markaziy maydondagi harakat. Nyutonning butun olam tortishish qonuni. Maydon kuchlanganligi. Kepler qonunlari.

Jismlarning o'zaro tortishini ifodalovchi qonun Nyuton tomonidan aniqlangan bo'lib, u butun olam tortishish qonuni (Ba'zan gravitatsion qonuni) deb yuritiladi: ixtiyoriy ikki moddiy nuqta (ular joylashgan muhitdan qat'iy nazar) massalarining

ko'paytmasiga to'g'ri proporsional va ular orasidagi masofaning kvadratiga teskari proporsional bo'lgan F_1 va F_2 kuchlar bilan bir-birini tortishadi (8.6(a)-rasm), ya'ni

$$\mathbf{F}_{1,2} = \gamma \frac{m_1 m_2}{r^2} \frac{\vec{r}_{12}}{r}, \quad (8.17)$$

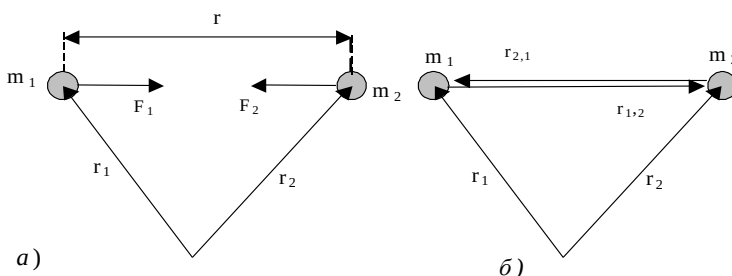
bunda $\mathbf{F}_{1,2}$ - birinchi moddiy nuqtaning ikkinchi moddiy

nuqtaga tortishish kuchi, γ - gravitatsion doimiy, m_1 va m_2 - mos ravishda birinchi va ikkinchi moddiy nuqtalarning massalari, r - moddiy nuqtalar orasidagi masofa,

$\mathbf{r}_{1,2} = \mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_1$ esa birinchi moddiy nuqtadan ikkinchi moddiy nuqtaga yo'nalgan vektor. (8.24) da $\mathbf{r}_{12}$ vektorni ikkinchi moddiy nuqtadan birinchi moddiy nuqtaga yo'nalgan $\mathbf{r}_{2,1} = \mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2$ vektor bilan almashtirsak (8.6(b)- rasm), ikkinchi moddiy nuqtaga ta'sir etuvchi

$$\mathbf{F}_{2,1} = \gamma \frac{m_1 m_2}{r^2} \frac{\vec{r}_{21}}{r}, \quad (8.18)$$

kuchni hosil qilamiz, $\mathbf{r}_{1,2} = -\mathbf{r}_{2,1}$ bo'lganligi uchun $\mathbf{F}_{1,2} = -\mathbf{F}_{2,1}$. Agar (8.17) yoki (8.18) ifodalarda $m_1 = m_2 = 1\text{kg}$ va $r = 1\text{m}$ deb olsak, $\gamma = |F_{1,2}| = |F_{2,1}|$ bo'ladi. Demak, gravitatsion doimiyning qiymati massalari 1 kg dan bo'lgan ikki moddiy nuqta orasidagi masofa 1m bo'lgan taqdirda ular orasidagi o'zaro tortishish kuchining miqdoriga teng.



8.6-rasm

Gravitatsion doimiyni 1798 yilda Kavendish burama tarozi yordamida o'ldhagan. Uning hozirgi vaqtdagi o'ldhashlar asosida topilgan qiymati quyidagicha:

$$\gamma = 6,67 \cdot 10^{-11} \text{ N} \cdot \text{m}^2 \cdot \text{kg}^{-2}.$$

Agar o'zaro ta'sirlashuvchi jismlarni moddiy nuqta deb hisoblash mumkin bo'lmasa, bu jismlar hayolan elementar bo'lakchalari orasidagi tortishish kuchlarining yig'indisi hisoblanadi. Lekin sharsimon jismlar uchun (8.17),(8.18) ifodalarni qo'llash mumkin, bunda jism massalari ularning geometrik markazida mujassamlashgan deb hisoblash va r o'rniga sharlarning markazlari orasidagi masofani qo'yish lozim.

Gravitatsion o'zaro ta'sirning xarakterli xususiyatlaridan biri shundaki, u jismlar vakuumda joylashgan holda ham sodir bo'laveradi. Buning sababini zamonaviy tushunchalar asosida quyidagicha talqin qilinadi. Bir-biriga tegib turmaydigan (ya'ni biror masofa uzoqlikda joylashgan) jismlarning xar qanday o'zaro ta'sirlashishi o'zgacha xususiyatli vositachi-maydon orqali sodir bo'ladi. Umuman, maydon deganda biror kuch ta'siri seziladigan fazo sohasi tushuniladi. Gravitatsion kuchlar ta'siri seziladigan fazo sohasi esa gravitatsion maydon yohud tortishish maydoni deb ataladi.

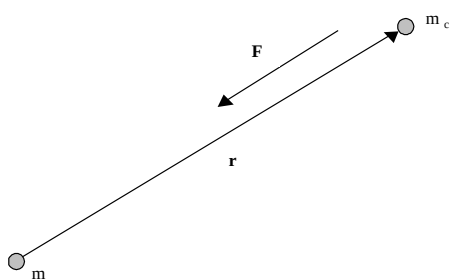
Har qanday jism atrofida gravitatsion maydon vujudga keladi. Bu maydonning ixtiyoriy nuqtasiga kiritilgan jismlarga maydonni vujudga keltirgan jism tomon yo'nalgan kuch ta'sir etadi. Ana shu ta'sirlarga asoslanib gravitatsion maydon hossalari haqida fikr yuritiladi. Maydonni tekshirishda qo'llaniladigan jismlarni "sinov jismlar" deb ataylik. "Sinov jism"larni tanlashda quyidagi ikki shartga amal qilamiz:

1) "Sinov jism"ning o'ldhami nihoyat kichik (ya'ni nuqtaviy) bo'lsin, chunki uning yordamida maydon nuqtalarining hossalari tekshiriladi;

2) "Sinov jism"ning massasi mumkin qadar kichik bo'lishi lozim, chunki uni maydonning biror nuqtasiga kiritilganda maydon sezilarli darajada buzilmasin.

Gravitatsion maydonni xarakterlovchi asosiy kattaliklardan biri -maydon kuchlanganligi bilan tanishaylik.

Massasi m bo'lgan jism maydonining ixtiyoriy tanlab olingan nuqtasiga massasi m_0 bo'lgan "sinov jism"ni kiritaylik (8.7-rasm). m jism joylashgan nuqtani koordinata boshi sifatida qabul qilsak, "sinov jism" joylashgan nuqtaning radius vektori $\mathbf{r}$ bo'ladi. "Sinov jism"ga ta'sir etadigan kuch maydonni vujudga keltiruvchi jism tomon yo'nalgan, ya'ni r ga teskari yo'nalgan bo'lib, u (8.17,8.18) ga asosan quyidagicha yoziladi:



8.7-rasm

$$\mathbf{F}_c = -\gamma \frac{mm_c}{r^2} \frac{\vec{r}}{r} \quad (8.19)$$

bundagi (-) ishora $\mathbf{F}$ va $\mathbf{r}$ larning yo'nalishlari qarama-qarshi ekanligini hisobga oladi. (8.19) dan ko'rinishicha, "sinov jism" ga ta'sir etadigan kuchning miqdori m ga bog'liq. Shuning uchun gravitatsion maydon ixtiyoriy nuqtasining kuchlanganligi sifatida maydonning muayyan nuqtasiga kiritilgan birlik massali "sinov jism" ga ta'sir etadigan kuch bilan xarakterlanuvchi kattalik qabul qilinadi va uni G harfi bilan belgilanadi:

$$\mathbf{G} = \frac{\vec{F}_c}{m_c} = -\gamma \frac{m}{r^2} \frac{\vec{r}}{r} \quad (8.20)$$

Gravitatsion maydon kuchlanganligining yo'nalishi ham huddi "sinov jism" ga ta'sir etadigan kuchnikidek maydonni vujudga keltiruvchi jism tomon yo'nalgan. O'ldhov

birligi esa tezlanishning o'lchov birligi bilan bir hil va xalqaro birliklar tizimi (SI) da m/c^2 bo'ladi.

Gravitatsion maydonni grafik tasvirlash uchun kuchlanganlik chiziqlari (yohud kuch chiziqlari)dan foydalaniladi. Kuchlanganlik chiziqlari quyidagi ikki shartga rioya qilingan holda o'tkaziladi:

1) kuchlanganlik chizig'ining xar bir nuqtasiga o'tkazilgan urinma va maydonning muayyan nuqtasidagi kuchlanganlik vektori (8.7-rasm) ustma-ust tushishlari lozim;

2) kuchlanganlik chiziqlarining yo'nalishiga tik qilib joylashtirilgan birlik yuzlar orqali o'tayotgan chiziqlar soni maydonning shu sohalaridagi kuchlanganlikka proporsional bo'lishi lozim, ya'ni maydon kuchlanganligi kattaroq bo'lgan sohalarda kuchlanganlik chiziqlari zichroq bo'lishi lozim.

Bu shartlarga asoslanganda izolyatsiyalangan moddiy nuqta gravitatsion maydonining kuchlanganlik chiziqlari nuqta tomon yo'nalgan radial to'g'ri chiziqlardan iborat bo'ladi. Shuningdek sferik shakldagi izolyatsiyalangan jism gravitatsion maydonining kuchlanganlik chiziqlari ham radial to'g'ri chiziqlar bo'ladi. (8.8-rasm). Bu rasmlarda tasvirlangan maydonlarni, ya'ni *xar bir nuqtasining kuchlanganlik vektori radius bo'ylab maydon markazi tomon yo'nalgan maydonlarni markaziy maydonlar deb ataladi.*

Lekin aksariyat hollarda biror jism gravitatsion maydonini tekshirilayotganda uning atrofidagi jismlar maydonlarini ham etiborga olish lozim bo'ladi.

Nyutonning butun olam tortishish qonunini kashf qilinishiga planetalar harakatining Kepler tomonidan ochilgan uchta qonun asos bo'ldi:

1. Barcha planetalar berk traektoriya, ya'ni ellips bo'yicha harakatlanadi, uning fokuslaridan birida Quyosh joylashgan.

2. Planetalarning radius vektorlari teng vaqtlar ichida teng yuzalar chizadi.

3. Planetaning Quyosh atrofida aylanish davrining kvadratlari nisbatlari ular orbitalarining katta yarim o'qlari kublarining nisbatlariga teng.

Keplerning birinchi qonuni planetalar markaziy kuchlar maydonida harakatlanishini ko'rsatadi. Xaqiqatdan ham, biz jismning markaziy kuch maydonidagi traektoriyasi yassi tekislikda fokusi kuchlar markazi bilan ustma - ust tushuvchi giperboladan, paraboladan yoki ellipsdan iborat ekanligiga ishonch hosil qilishimiz mumkin.

Soddalashtirish uchun orbitalar ellips emas, aylanadan iborat (shunday faraz qilish mumkin, chunki hamma planetalarning orbitalari aylanadan kam farq qiladi) deb olib, planetaning harakat tezlanishini quyidagi ko'rinishda yozish mumkin:

$$a_n = g^2/r, \quad (8.21)$$

bu erda

g - planetaning harakat tezligi,

r - orbitaning radiusi,

g ni $2\pi r/T$ bilan almashtiraylik (T - planetaning quyosh atrofida aylanish davri):

$$a_n = 4\pi^2 r / T^2. \quad (8.22)$$

So'ngi ifodaga asosan planetalarga Quyosh tomonidan ko'rsatilgan tasir kuchlarining nisbati quydagicha yoziladi:

$$\frac{F_1}{F_2} = \frac{m_1 a_1}{m_2 a_2} = \frac{m_1 r_1 T_2^2}{m_2 r_2 T_1^2}. \quad (8.23)$$

Kepler uchinchi qonuniga binoan aylanish davrlari kvadratlarning nisbatini orbitalar radiuslarining kublari nisbati bilan almashtirib quyidagini topamiz:

$$\frac{F_1}{F_2} = \frac{m_1}{r_1^2} : \frac{m_2}{r_2^2} \quad (8.24)$$

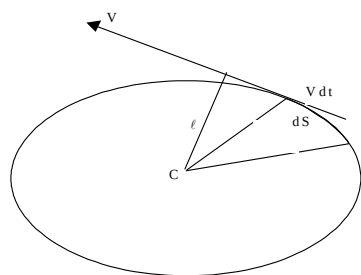
Shunday qilib *Keplerning uchinchi qonunidan planetaning Quyoshga tortilish kuchi planetaning massasiga to'g'ri proporsional va undan Quyoshgacha bo'lgan masofaning kvadratiga teskari proporsional* degan hulosasi chiqadi:

$$F = k (m/r^2) \quad (8.25)$$

Proporsional lik koeffitsienti k o'z navbatida Quyoshning M_k massasiga proporsional dir deb faraz qilib, Nyuton bizga ma'lum bo'lgan quyidagi butun olam tortishish qonunini ifodalovchi formulani topdi:

$$F = \gamma \frac{mM_k}{r^2} \quad (8.26)$$

Keplerning ikkinchi qonuni impuls momenti saqlanish qonunining hulosasidir. 8.8-rasmda ko'rinib turibdiki, dt vaqt ichida radius-vektor chizgan dS yuz uchburchakning ϑdt asosining uchburchak asosiga tushirilgan perpendikulyar (u planeta impulsining Quyoshga nisbatan elkasi bilan ustma - ust tushadi) ko'paymasining yarmiga teng:



$$dS = \frac{1}{2} r \vartheta dt = \frac{L}{2m} dt \quad (8.27)$$

(L -planetaning impuls momenti bo'lib, u $m\vartheta r$ ga teng).

dS/dt ifoda sektorial tezlik deyiladi. Shunday qilib sektorial

8.8-rasm

tezlik $\vartheta_c = dS/dt = L/2m$

Kuchlarning markaziy maydonida impuls momenti o'zgarmaydi, demak, planetaning sektorial tezligi ham o'zgarmasligi kerak. Bu vaqtning teng oraliqlari ichida radius - vektor teng yuzlar chizishni bildiradi.

Mustahkamlash uchun savollar

1. O'zgaruvchan massali jism harakatini tushuntiring va tenglamasini yozing.
2. Reaktiv kuch deganda nimani tushunasiz?
3. Siolkovski formulasi yozing.
4. Kosmik tezliklar haqida nima bilasiz?
5. Absolyut elastik va noelastik urilishlarni tushuntiring.
6. Absolyut noelastik urulishda impulsning saqlanish qonuni bajariladimi?
7. Absolyut elastik urulishda mexanik energiyaning saqlanish qonuni bajariladmi?
8. Butun olam tortishish qonunini ayting va formulasini yozing.
9. Gravitatsiya doimiysining fizik ma'nosini tushuntiring.
10. Gravitatsion maydon deb nimaga aytiladi?
11. Gravitatsion maydon kuchlanganligi deb nima qabul qilingan?
12. Kepler qonunlarini ayting.

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.

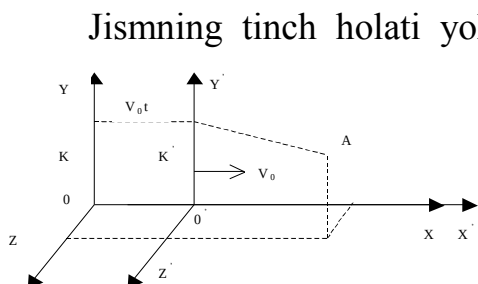
9–ma’ruza. MEXANIKADA NISBIYLIK PRINSIPI

Reja:

1. Inersial sanoq sistemasi va nisbiylikning mexanik prinsipi.
2. Galilley koordinata almashtirishlari. Almashtirishlarning invariantligi.
3. Yorug‘lik tezligi. Maxsus nisbiylik nazariyasi postulatlar.
4. Lorens almashtirishlari va undan kelib chiqadigan natijalar: uzunlik va vaqt oraligining nisbiyligi.

Tayanch so‘zlar va iboralar: Sanoq sistema, inersial sanoq sistema, nisbiylikning mexanik prinsipi, Galiley almashtirishlari, massa, uzunlik, vaqt, tezliklarni qo‘shish, Eynshteyn postulatlar, Lorens almashtirishlari.

1. Inersial sanoq sistemasi va nisbiylikning mexanik prinsipi



9.1-rasm

Jismning tinch holati yoki to‘g‘ri chiziqli tekis harakati nisbiy bo‘lib, u sanoq sistemasiga bog‘liq. Masalan, bir - biriga nisbatan biror tezlanish bilan harakatlanayotgan ikki sanoq sistemasi mavjud bo‘lsin. Bu sistemalarning birida tinch holatini saqlayotgan jism ikkinchi sanoq sistemasida tezlanish bilan harakatlanadi. Demak, Nyutonning birinchi qonuni barcha sanoq sistemalarida bajarilavermaydi. *Lekin shunday sanoq sistemalar mavjudki, ularda erkin yoki kvazi erkin jism o‘zining tinch holatini yoki to‘g‘ri chiziqli tekis harakatini saqlaydi. Bunday sanoq sistemalarini inersial sanoq sistemalari deb ataladi.* Nyutonning birinchi qonuni bajariladigan sanoq sistemalarini inersial sanoq sistemalari deb, aks holda esa noinersial sanoq sistemalari deb atay olamiz.

Biror inersial sanoq sistemasiga nisbatan to‘g‘ri chiziqli tekis harakat qilayotgan ixtiyoriy sanoq sistemasi ham inersial sanoq sistemasi bo‘ladi.

9.1 – rasmda K sistemaga nisbatan K’ sanoq sistemasining to‘g‘ri chiziqli tekis harakati ko‘rsatilgan.

Jism harakati sanoq sistemasiga nisbatan aniqlanadi. Sanoq sistemasini tanlash kuzatuvchining ixtiyorida. Shuning uchun bir harakatni turli sanoq sistemalariga nisbatan tekshirish natijasida bu sanoq sistemalaridan birortasini boshqalarga nisbatan imtiyozli deb hisoblash mumkinmi? Bu savolga javob berish maqsadida etarlicha aniqlik bilan inersial sanoq sistemasi deb hisoblash mumkin bo‘lgan K sistemaga nisbatan K’ sanoq sistemasining to‘g‘ri chiziqli tekis harakatini tekshiraylik. Soddashtirish maqsadida K’ sistema K sistemaga nisbatan V_0 tezlik bilan OX o‘q yo‘nalishida harakatlanadi, deb hisoblaylik (9.1-rasm).

$t = 0$ vaqtda ikkala sanoq sistemasi bir-birining ustiga tushadi. $t \neq 0$ da K sanoq sistemasining boshi (ya’ni O' nuqta) K sanoq sistemasida $X = V_0 \cdot t$; $u = 0$; $z = 0$

koordinatalar bilan aniqlanuvchi nuqtada joylashgan bo‘ladi. U holda moddiy nuqta (A) ning ixtiyoriy paytda ikkala sanoq sistemasidagi koordinatalari Galiley almashtirishlari deb ataladigan quyidagi munosabatlar bilan o‘zaro bog‘langan:

$$x = x' + v_0 t; \quad u = u'; \quad z = z'; \quad t = t'; \quad (9.1)$$

bundagi t va t' mos ravishda K va K' sanoq sistemalaridagi soatlar ko‘rsatayotgan vaqtlar. Agar vaqt hisobi ikkala sanoq sistemalarining boshlari (0 va $0'$ nuqtalar) biri – birining ustiga tushib turgan paytdan boshlansa, ikkala sistemadagi bir xil soatlar bir xil vaqtlarni ko‘rsatishi (ya’ni $t = t'$) tabiiy hol ekanligiga o‘rganib qolganmiz.

Demak, bir sanoq sistemasidan (K) dan ikkinchi sanoq sistemasi (K') ga o‘tganda koordinatalar o‘zgaradi, ya’ni koordinatalar nisbiy kattaliklardir. Vaqt o‘tishi esa sanoq sistemalarining nisbiy harakatlanishiga bog‘liq emas, ya’ni vaqt absolyut kattalikdir.

2. Galiley koordinata almashtirishlari. Almashtirishlarning invariantligi

Endi biror sterjen uzunligini ikkala sistemada aniqlaylik (9.2-rasm).

Sterjen uchlari (A va B nuqtalar) ning K sistemadagi koordinatalarini mos ravshda X_1, U_1, Z_1 va X_2, U_2, Z_2 deb belgilasak, uning uzunligi

$$l = \sqrt{(x_2 - x_1)^2 + (y_2 - y_1)^2 + (z_2 - z_1)^2} \quad (9.2)$$

bo‘ladi. K' sanoq sistemasi esa K ga nisbatan OX yo‘nalishida V_0 tezlik bilan harakatlanyapdi. Shuning uchun K' da sterjen uchlarining koordinatalari mos ravishda

$$\begin{aligned} x_1^1 &= x_1 - v_0 t & x_2^1 &= x_2 - v_0 t \\ y_1^1 &= y_1 & y_2^1 &= y_2 \\ z_1^1 &= z_1 & z_2^1 &= z_2 \end{aligned}$$

bo‘ladi.

Natijada sterjenning K' sanoq sistemasidagi uzunligi uchun

$$l' = \sqrt{(x_2^1 - x_1^1)^2 + (y_2^1 - y_1^1)^2 + (z_2^1 - z_1^1)^2} = \sqrt{(x_2 - x_1)^2 + (y_2 - y_1)^2 + (z_2 - z_1)^2} \quad (9.3)$$

Ifodani hosil qilamiz (9.2) va (9.3) larni o‘aro taqqoslab

$$l = l' \quad (9.4)$$

degan xulosaga kelamiz. Umuman, bir sanoq sistemasidan ikkinchi sanoq sistemasiga o‘tganda biror kattalikning qiymati o‘zgarmasa, bu kattalik mazkur almashtirishga nisbatan i n v a r i a n t deyiladi. U holda (9.4) ifodaga asosan, quyidagini ayta olamiz: uzunlik Galiley almashtirishlariga nisbatan invariantdir.

Harakatlanayotgan moddiy nuqtaning K va K' sanoq sistemalaridagi tezliklarining proeksiyalari orasidagi bog‘lanishni topish uchun (9.1) ifodalardan vaqt bo‘yicha hosila olamiz:

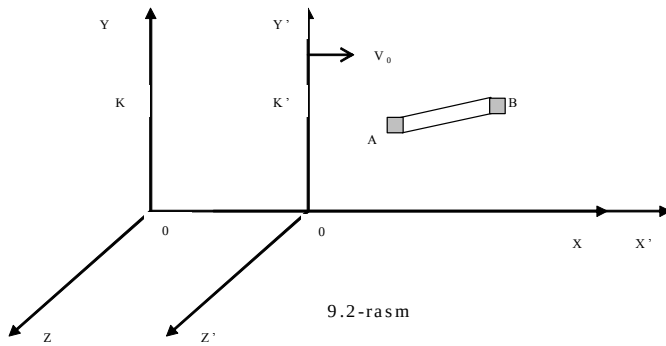
$$\begin{aligned} V_x &= \frac{dx}{dt} = \frac{d}{dt}(x' + v_0 t) = V_x^1 + v_0 \\ V_y &= \frac{dy}{dt} = \frac{d}{dt}(y') = V_y^1 \\ V_z &= \frac{dz}{dt} = \frac{d}{dt}(z') = V_z^1 \end{aligned} \quad (9.5)$$

Bu munosabatlarni vektor ko‘rinishda

$$\vec{V} = \vec{V}' + \vec{V}_0 \quad (9.6)$$

shaklda yozish mumkin.

Bu (9.6) ifoda tezliklarning qo‘shilish qonuni bo‘lib, uni quyidagicha tavsif qilish mumkin: moddiy nuqtaning K sanoq sistemasidagi tezligi ($\vec{v}$) shu nuqtaning K’ dagi tezligi ($\vec{v}'$) va K’ ning K ga nisbatan tezligi ($\vec{V}_0$) ning vektor yig‘indisiga teng.



(9.5) ifodalardan vaqt bo‘yicha hosila olsak, moddiy nuqtaning K va K’ sanoq sistemalaridagi tezlanishlarining proeksiyalari orasidagi bog‘lanishni hosil

qilamiz:

$$\begin{aligned} a_x &= \frac{dV_x}{dt} = \frac{d}{dt}(V'_x + V_0) = \frac{dV'_x}{dt} = a'_x \\ a_y &= \frac{dV_y}{dt} = \frac{d}{dt}(V'_y) = a'_y \\ a_z &= \frac{dV_z}{dt} = \frac{d}{dt}(V'_z) = a'_z \end{aligned} \quad (9.7)$$

Vektor ko‘rinishda (9.7) ifodalarni

$$\mathbf{a} = \mathbf{a}' \quad (9.8)$$

shaklda yozamiz. Demak, moddiy nuqtaning K sanoq sistemasidagi tezlanishi ($\mathbf{a}$) va K’ sanoq sistemasidagi tezlanishi ($\mathbf{a}'$) bir xil ekan. Boshqacha aytganda, *tezlanish Galiley almashtirishlariga nisbatan invariantdir*.

Tajribalarning ko‘rsatishicha, barcha inersial sanoq sistemalarda jism massasi bir xil qiymatga ega va u harakat tezligiga (yorug‘lik tezligidan ancha kichik tezliklar nazarda tutiladi) bog‘liq emas:

$$m = m' . \quad (9.9)$$

Nyuton mexanikasida o‘rganiladigan kuchlar, xususan elastiklik kuchi yoki torishish kuchi jismning ayrim qismlari orasidagi masofaga bog‘liq. Masofa (uzunlik) Galiley almashtirishlariga nisbatan invariant. Ba’zi kuchlar, masalan, ishqalanish kuchlari o‘zaro ta’sirla shuvchi jismlar tezliklarning farqiga bog‘liq. Tezliklar farqi, (9.6) munosabatga asosan, bir inersial sanoq sistemasidan ikkinchisiga o‘tilganda o‘zgarmaydi ($V_2 - V_1 = V'_2 - V'_1$). Shuning uchun *klassik mexanikada kuch Galiley almashtirishlariga nisbatan invariantdir*, ya’ni

$$\vec{F} = \vec{F}' . \quad (9.10)$$

Dinamikaning asosiy qonuni – Nyutonning ikkinchi qonuni

$$\vec{F} = m \cdot \vec{a} \quad (9.11,a)$$

ga etibor bersak, undagi barcha kattaliklar [(9.8), (9.9) va (9.10) ga qarang.] Galiley almashtirishlariga nisbatan invariant. Binobarin, dinamika asosiy qonunining K sanoq sistemasiga nisbatan $\mathbf{V}_0$ tezlik bilan harakatlanayotgan K’ sanoq sistemasidagi matematik ifodasi

$$\mathbf{G}' = m' \cdot \mathbf{a}' \quad (9.11,b)$$

Mazkur qonunning K sanoq sistemasidagi ifodasiga to‘liq mos keladi. Demak, *barcha inersial sanoq sistemalarida ayni bir mexanik hodisa bir xil tarzda sodir bo‘ladi*

va mazkur inersial sanoq sistemasida o'tkaziladigan mexanik tajribalar yordamida sanoq sistemasi tinch turganligini yoki to'g'ri chiziqli tekis harakatlanayotganligini aniqlab bo'lmaydi.

Bu fikrni Galiley bayon etganligi uchun Galileyning nisbiylik prinsipi, Ba'zan nisbiylikning mexanik prinsipi deb yuritiladi. Bu prinsipga asosan, agar biror sistema (masalan, K sanoq sistemasi) inersial bo'lsa, unga nisbatan to'g'ri chiziqli tekis harakatlanuvchi juda ko'p inersial sistemalar (K') ham mavjud. Inersial sanoq sistemalarning barchasida klassik mexanika qonunlari aynan bir xil namoyon bo'lishidan bu sistemalarning barchasi teng xuquqli va ular orasidan biror imtiyozli inersial sanoq sistemasini ajratish mumkin emas, degan xulosa kelib chiqadi.

Shuni ham qayd qilaylikki, tezlikka bog'liq bo'lgan kattaliklar, masalan, impuls ($\mathbf{R} = m \cdot \mathbf{v}$) yoki kinetik energiya bir inersial sanoq sistemasidan ikkinchi inersial sanoq sistemasiga o'tganda o'zgaradi, chunki mazkur o'tishda tezlik o'zgarar edi ($\mathbf{V} = \mathbf{V}' + \mathbf{V}_0$). Biroq impuls va energiyalarning turli inersial sanoq sistemalaridagi qiymatlari bir-biridan $\mathbf{V}_0$ bilan aniqlanuvchi doimiy miqdorga farqlanadi. Shuning uchun bunday kattaliklarni xarakterlovchi qonunlar ifodasining ko'rinishi turli inersial sanoq sistemalarida bir xil bo'ladi.

Umuman, *bir sanoq sistemasidan ikkinchisiga o'tilganda biror kattalikning absolyut qiymati o'zgarsa, lekin bu kattalik qatnashgan tenglamaning ko'rinishi o'zgarmasa, bu tenglama muzkur almashtirishga nisbatan kovariant deb aytiladi.* Impulsning saqlanish qonuni va mexanik energiyaning saqlanish qonuni Galiley almashtirishlariga nisbatan kovariantdir.

3. Yorug'lik tezligi. Maxsus nisbiylik nazariyasi postulatları

Maksvell tomonidan elektrodinamika asosiy qonunlarini umumlashtiruvchi tenglamalar yaratildi. Maksvell tenglamalari nihoyat ko'p tajriba dalillari bilan isbotlanadi. Lekin Maksvell tenglamalari Galiley almashtirishlariga nisbatan invariant emasligi aniqlandi.

Asrimiz boshida fizik olimlarni hayratga solgan mazkur muammoni hal qilish uchun Puankare va undan mustaqil ravishda Eynshteyn quyidagi xulosaga keldilar: Galiley almashtirishlaridan farqlanadigan yangi almashtirishlardan foydalanish zarurki, bu almashtirishlarga nisbatan Maksvell tenglamalarining ifodalari o'z ko'rinishlarini o'zgartirmasliklari lozim. Bunday o'zgarishlarni Eynshteyn quyidagi ikki prinsip asosida keltirib chiqardi:

1. Nisbiylik prinsipi, *fizik qonunlar (mexanik, elektromagnitizm, optika.... qonunlari) barcha inersial sanoq sistemalarida o'rinalidir.* Boshqacha aytganda ayni bir fizik hodisani inersial sanoq sistemalarining birida kuzatish tufayli olingan natijalar boshqa inersial sanoq sistemalarida olingan natijalardan farqlanmaydi. Galileyning nisbiylik prinsipi ham xuddi shuni ta'kidlar edi, lekin unda faqat mexanik hodisalar (barcha fizik hodisalar emas) haqida mulohaza yuritilgan edi.

2. Yorug'lik tezligining doimiylik prinsipi. *Yorug'likning vakuumdagi tezligining qiymati barcha inersial sanoq sistemalarida bir xil bo'ladi.* U yorug'likning tarqalish yo'nalishiga hamda yorug'lik chiqaruvchi jism va kuzatuvchining harakatiga bog'liq emas. Bu prinsip klassik mexanikadagi tezliklarni qo'shish qoidasiga mutloq ziddir.

4. Lorens almashtirishlari va undan kelib chiqadigan natijalar: uzunlik va vaqt oraligining nisbiyligi

Haqiqatan, K sanoq sistemasiga nisbatan V_0 tezlik bilan to'g'ri chiziqli tekis harakat qilib uzoqlashayotgan K' sanoq sistemasidagi jism tomonidan tarqatilayotgan yorug'lik tezligini c deb belgilasak, Galiley almashtirishlariga asosan, K sanoq sistemasidagi kuzatuvchi uchun yorug'lik tezligi $c \pm V_0$ bo'lishi lozim edi. Vaholanki, K sanoq sistemasida ham, K' sanoq sistemasida ham, yorug'lik tezligi bir xil bo'lishi kerak. Nyuton nuqtai nafari asosida fikr yuritsak, $c + V_0$ nima uchun s ga teng bo'lishi lozimligini tushuntira olmaymiz. Buni tushunish uchun fazo va vaqt haqidagi Nyuton tushunchalaridan voz kechish lozim. Fazo va vaqt haqidagi bu yangi tushunchalar Eynshteyn tomonidan yaratilgan nisbiylik nazariyasida aks etgan. Bu nazariya bir-biriga nisbatan to'g'ri chiziqli tekis harakatlanayotgan sanoq sistemalari (inersial sistemalar) uchun o'rinli. Keyinchalik, Eynshteyn nisbiylik nazariyasini rivojlantirib, uni bir-biriga nisbatan tezlanuvchan harakat qiladigan sistemalar qo'llash yo'llarini ahtaradi va "tortishish nazariyasi" deb atalgan umumiy nazariyani yaratdi. Bu nazariyani nisbiylik nazariyasining umumiy xoli deb, faqat inersial sistemalar taalluqli bo'lgan nazariyani esa nisbiylik nazariyasining xususiy holi deb hisoblanadi. Binobarin, "Nisbiylik nazariyasi" deganda shu xususiy holni tushunamiz Nisbiylik nazariyasining zaminida yotuvchi Lorens almashtirishlari quyidagi ko'rinishda yoziladi.

$$\left. \begin{aligned} x &= \frac{x' + V_0 t'}{\sqrt{1 - \beta^2}} \\ y &= y' \\ z &= z' \\ t &= \frac{t' + \frac{V_0}{c^2} x'}{\sqrt{1 - \beta^2}} \end{aligned} \right\}, \quad (9.12)$$

bu erda $\beta = \frac{V_0}{c}$.

Bu munosabatlar yordamida K' sanoq sistemasidagi koordinatalar (x', u', z') va vaqt (t') dan K sanoq sistemasidagi koordinatalar (x, y, z) va vaqt (t) ga o'tiladi. K sistemadan K' sistemaga o'tish uchun (9.12) ni quyidagi ko'rinishda yoziladi:

$$\left. \begin{aligned} x' &= \frac{x - V_0 t}{\sqrt{1 - \beta^2}} \\ y' &= y \\ z' &= z \\ t' &= \frac{t - \frac{V_0}{c^2} x}{\sqrt{1 - \beta^2}} \end{aligned} \right\}. \quad (9.13)$$

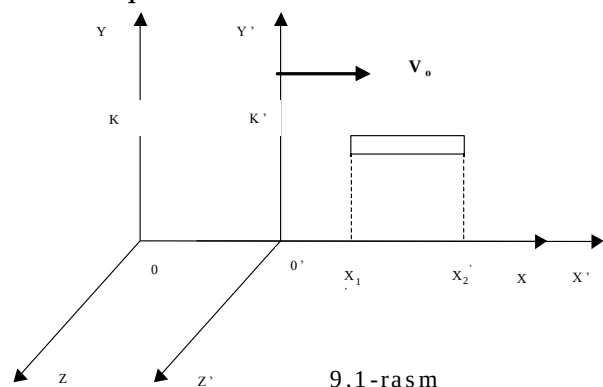
Bu ifodalardagi V_0 - bir inersial sanoq sistemasi (K) ga nisbatan OX o'q "yo'nalish"da to'g'ri chiziqli tekis harakat qilayotgan ikkinchi inersial sanoq sistemasining tezligi, s esa yorug'likning vakuumda tarqalish tezligi.

Yuqoridagi (9.12), (9.13) tenglamalar gollandiyalik olim N.Lorens (1853-1908) tomonidan (daniyalik olim Lorens (1829-1891) emas) 1904 yilda o'sha zamon tasavvurlariga unchalik to'g'ri kelmaydigan mulohazalar asosida keltirib chiqarilgan.

Klassik mexanikada Galiliy almashtirishlaridan, nisbiylik nazariyasida esa Lorens almashtirishlaridan ba'zi natijalar kelib chiqadiki, ular klassik tasavvurlarga o'rganib qolgan talabada ajablanish tuyg'usini vujudga keltiradi.

Uzunlik tushunchasi.

K' sistemasida biror jism (masalan O^1X^1 o'qqa parallel ravishda joylashtirilgan sterjen) tinch turgan bo'lsin (10.1 - rasm). Ixtiyoriy t^1 vaqtda sterjen uchlarining koordinatalari mos ravishda x_1^1 va x_2^1 bo'lsin. U holda sterjen uzunligi $\ell_0 = x_2^1 - x_1^1$ ifoda bilan aniqlanadi. K sistemadagi kuzatuvchi uchun shu sterjen uzunligi ($\ell = x_2 - x_1$) qanday bo'ladiq



a) Klassik mexanikada, Galiley almashtirishlari ga asosan, jism uzunligi barcha inersial sanoq sistemalarida aynan bir xil bo'ladi ((9.4) ifodaga qarang) .

b) Sterjen K' sistema bilan birgalikda OX o'q yo'nalishida harakatlanayotganligi uchun K sistemadagi kuzatuvchi sterjen uchlari koordinatalarini aynan bir vaqtda o'lchashi lozim.

Kuzatuvchi K sistemadagi soatning t paytida sterjen uchlarining koordinatalari mos ravishda x_1 va x_2 ekanligini aniqladi. Lorens almashtirishlariga asosan (9.13) x_1 va x_2 sterjenning K' dagi koordinatalari x_1^1 va x_2^1 bilan quyidagicha bog'langan:

$$x_1^1 = \frac{x_1 - v_0 t}{\sqrt{1 - \beta^2}}; x_2^1 = \frac{x_2 - v_0 t}{\sqrt{1 - \beta^2}}; \quad \left(\beta = \frac{v_0}{c} \right)$$

Bundan

$$x_2^1 - x_1^1 = \frac{x_2 - x_1}{\sqrt{1 - \beta^2}}$$

yoki

$$\ell_0 = \frac{\ell}{\sqrt{1 - \beta^2}}$$

Demak,

$$\ell = \ell_0 \sqrt{1 - \beta^2} \quad (9.14)$$

Ya'ni K sistemada sterjen uzunligi K' sistemadagiga nisbatan qisqaroq bo'ladi. Buni uzunlikning *Lorens qisqarishi* deb atash odat bo'lib qolgan. Lekin mazkur terminda uzunlikning qisqarishi emas, balki uzunlikning nisbiyligi qayd qilish to'g'riroq bo'lardi. Binobarin, jism uzunligining xech qanday qisqarishi ro'y bermaydi. Jismning uzunligi aslida nimaga teng, degan savol ham maonoga ega emas, chunki har bir sanoq sistemasida jismning o'z uzunligi bo'ladi. Boshqacha qilib aytganda, nisbiylik nazariyasida jism uzunligining miqdoriy o'lchovi nisbiydir va u sanoq sistemasiga bog'liq bo'ladi.

Shunday qilib, *nisbiylik nazariyasida sterjen uzunligi turli inersial sanoq sistemalarida turlicha. Sterjen qaysi sistemada tinch turgan bo'lsa, shu sistemada u eng katta uzunlikka ega bo'ladi.*

Vaqt tushunchasi.

K^1 sanoq sistemasining qo'zg'almas x_1^1 nuqtasida biror voqea t_1^1 paytda boshlanib t_2^1 paytda tugallansin. Mazkur voqea $t_2^1 - t_1^1 = \Delta t_0$ vaqt davom etgan bo'ladi. K sistemadagi kuzatuvchi uchun shu voqeaning davom etish vaqti (Δt) qanday bo'ladiq

a) Nyuton mexanikasi nuqtai nazariga asosan, vaqtning o'tishi sanoq sistemalarining nisbiy harakatiga bog'liq emas, ya'ni bir-biriga nisbatan to'g'ri chiziqli tekis harakatlanayotgan barcha sanoq sistemalarida vaqt aynan bir xil. Shuning uchun K sistemasida ham voqea $\Delta t = t_2 - t_1 = \Delta t_0$ vaqt davom etadi.

b) K sanoq sistemasidagi kuzatuvchi shu sistemadagi soat bo'yicha voqeaning boshlanishi t_1 paytda, tugallanishi esa t_2 paytda sodir bo'lganligini qayd qiladi. Lorens almashtirishlariga asosan t_1 va t_2 paytlar K^1 sanoq sistemasidagi soat bo'yicha qayd qilinadigan t_1^1 va t_2^1 paytlar bilan quyidagicha bog'langan:

$$t_1 = \frac{t_1^1 + \frac{g_0}{C^2} x_1^1}{\sqrt{1 - \beta^2}}; \quad t_2 = \frac{t_2^1 + \frac{g_0}{C^2} x_1^1}{\sqrt{1 - \beta^2}}.$$

Bundan:

$$\Delta t = t_2 - t_1 = \frac{t_2^1 - t_1^1}{\sqrt{1 - \beta^2}} = \frac{\Delta t_0}{\sqrt{1 - \beta^2}} \quad (9.15)$$

Demak, *nisbiylik nazariyasida aynan bir voqea turli inersial sanoq sistemalarida turlicha vaqt davom etadi. Bu effektни harakatlanuvchi sanoq sistemalarida vaqt o'tishining sekinlashishi deb ataladi.* Mazkur effektning mohiyati turli sanoq sistemalardagi soatlarning yurish tezliklari turlicha ekanligidan iborat, deb tushunish mutlaqo noto'g'ri bo'ladi. Barcha sanoq sistemalardagi soatlar bir xilda yuradi. Lekin ular o'zaro solishtirilganda harakalanuvchi sanoq sistemasi K^1 da K sistemadagiga nisbatan vaqt sekinroq o'tkanligi aniqlanadi. Bu xulosa nisbiylik nazariya prinsiplarining natijasidir.

Mustahkamlash uchun savollar

1. Qanday sanoq tizimlari inersial sanoq tizimlari deyiladi?
2. Nisbiylikning mexanik prinsipi qanday ta'riflanadi?
3. Galiley almashtirishlarini tushuntiring.
4. Eynshteynning nisbiylik prinsiplari nimalardan iborat?
5. Lorens almashtirishlarini tushuntiring.
6. Galiley va Lorens almashtirishlarining farqi nimadan iborat?
7. Galiley almashtirishlariga massa, tezlanish, kuchning invariantligini tushuntiring.
8. YOrug'lik tezligini doyimiylik prinsipini tariflang.
9. Galiley almashtirishlariga asosan tezlik qanday ifodalanadi?
10. Nima uchun impuls va energiyani saqlanish qonunlari Galiley almashtirishlariga nisbatan kovariant deyiladi?

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., "Vishaya shkola".2000g.

4. T.I.Trofimova Kurs fiziki, M., «Vishaya 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.
8. Nuomonxo'jaev A.S. Fizika kursi. 1-qism. Mexanika, statistik fizika, termodinamika. Toshkent:«O'qituvchi»,1992,208 b.

10 - ma'ruza. TEZLIKLARNI QO'SHISHNING RELYATIVISTIK QONUNI. RELATIVISTIK DINAMIKA

Reja:

1. Tezliklarni qo'shishning relyativistik qonuni. Xodisalar orasidagi interval. Moddiy nuqta relyativistik dinamikasining asosiy qonuni. Relyativistik massa va impuls.
2. Energiya bilan massa orasidagi bog'lanish. Bog'lanish energiyasi. Klassik mexanikaning qo'llanilish chegarasi.

Tayanch so'zlar va iboralar: Galiley va Lorens almashtirishlari, Lorens qisqarishi, uzunlik tushunchasi, vaqtning nisbiyligi, relyativistik massa, energiya va impuls, relyativistik tezlik, tezliklarni qo'shish qonuni, klassik mexanikaning qo'llanilish chegarasi, moslik prinsipi.

1. Tezliklarni qo'shishning relyativistik qonuni. Xodisalar orasidagi interval

Lorens almashtirishlariga asoslangan mexanikani Nyuton mexanikasidan farq qilish maqsadida relyativistik mexanika deb yuritiladi. Relyativistik mexanika qoidalari klassik mexanika qoidalaridan farqlanadi. Xususan, K inersial sanoq sistemasiga nisbatan ϑ_0 tezlik bilan OX o'q yo'nalishida to'g'ri chiziqli tekis harakatlanayotgan K^1 sanoq sistemasidagi moddiy nuqtaning OX o'qi yo'nalishidagi harakat tezligi ϑ' bo'lsin. Mazkur moddiy nuqtaning K sanoq sistemasidagi tezligi (v) ning qiymati, klassik mexanikadagi tezliklarni qo'shish qoidasiga asosan ((9.6) ifodaga q.) $\vartheta = \vartheta_0 + \vartheta'$ shaklda aniqlanar edi. Relyativistik mexanikadachiq Bu savolga javob berish uchun ϑ va ϑ' orasidagi munosabatni aniqlaylik. Moddiy nuqtaning K sanoq sistemasidagi tezligini

$$\vartheta = \frac{dx}{dt} \quad (10.1)$$

K^1 sanoq sistemasidagi tezligini esa

$$\vartheta' = \frac{dx'}{dt'} \quad (10.1')$$

shaklda yoza olamiz. Lekin $\frac{dx}{dt}$ ni dx va dt differensiallarning nisbati deb qarash va bu differensiallarni Lorens almashtirishlarini xarakterlovchi (10.2) dan foydalanib topishimiz mumkin:

$$dx = \frac{dx' + \vartheta_0 dt'}{\sqrt{1 - \beta^2}}; \quad dt = \frac{dt' + \frac{\vartheta_0}{c^2} dx'}{\sqrt{1 - \beta^2}}$$

Buni hisobga olgan holda (10.5) ni quyidagicha yozamiz.

$$V = \frac{dx}{dt} = \frac{dx' + V_0 dt'}{dt' + \frac{V_0}{C^2} dx'} = \frac{\frac{dx'}{dt'} + V_0}{1 + \frac{V_0}{C^2} \frac{dx'}{dt'}} = \frac{V' + V_0}{1 + \frac{V_0 V'}{C^2}}. \quad (10.2)$$

Demak, klassik mexanikadagi $\mathfrak{V} = \mathfrak{V}_0 + \mathfrak{V}'$ qoidani relyativistik mexanikada qo'llab bo'lmaydi. Binobarin, (10.2) ifodada yorug'likning vakuumdagi tezligi (c) dan katta tezliklarni inkor etuvchi nisbiylik nazariyasining prinsipi o'z aksini topgan. (10.2) - ifoda relyativistik mexanikada tezliklarni qo'shish qonunini ifodalaydi.

Masalan, $\mathfrak{V}_0 = 200000$ km/s, $\mathfrak{V}' = 150000$ km/s bo'lsa, klassik mexanikadagi tezliklarning qo'shish qoidasiga asosan $\mathfrak{V} = \mathfrak{V}_0 + \mathfrak{V}' = 350000$ km/s, ya'ni $\mathfrak{V} > C$ ($C \approx 300000$ km/s) bo'lishi lozim edi. Bu natija nisbiylik nazariyasiga ziddir. Relyativistik mexanikadagi tezliklarni qo'shish qoidasiga asosan,

$$V = \frac{V' + V_0}{1 + \frac{V_0 V'}{C^2}} \approx 262500 \quad \text{км / с}$$

hatto $\mathfrak{V}_0 = \mathfrak{V}' = C$ bo'lgan holda ham

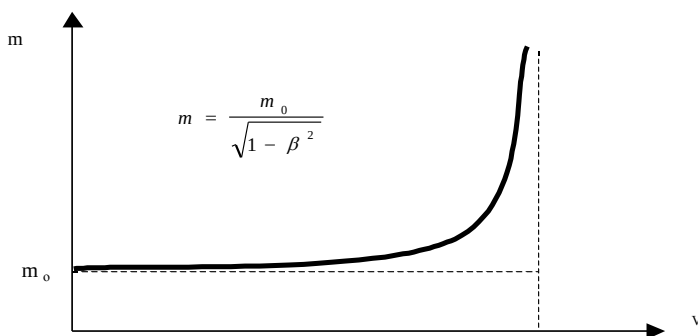
$$V = \frac{V' + V_0}{1 + \frac{V_0 V'}{C^2}} = \frac{C + C}{1 + \frac{C \cdot C}{C^2}} = C$$

bo'ladi xalos.

Nisbiylik nazariyasining zaminida yotuvchi ikki prinsipning birinchisiga asosan, fizika qonunlari barcha inersial sanoq sistemalarida bir xil ko'rinishga ega bo'lishi, ya'ni Lorens almashtirishlariga nisbatan kovariant bo'lishi lozim. Eynshteynning ko'rsatishicha, moddiy nuqta dinamikasining asosiy qonuni

$$\frac{d\vec{p}}{dt} = \vec{F} \quad (10.3)$$

Lorens almashtirishlariga nisbatan kovariant bo'lishi uchun, moddiy nuqta impulsi



10.1-rasm

$$\vec{p} = \frac{m_0 \vec{V}}{\sqrt{1 - \beta^2}} \quad (10.4)$$

ifoda bilan xarakterlanishi lozim. Bu ifodadagi

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \beta^2}} \quad (10.5)$$

kattalikni (ya'ni V tezlik bilan harakatlanayotgan jism massasini)

relyativistik massa deb, m_0 ni esa tinch xolatdagi jism massasi deb ataladi. Ba'zan, qisqaroq qilib, m_0 ni jismning tinchlikdagi massasi deb xam ataladi. Jism relyativistik massasining uning harakat tezligiga bog'liqligi 10.1 - rasmda tasvirlangan.

Harakat tezligi (V) yorug'lik tezligi (S) ga yaqinlashganda relyativistik effekt keskinroq namoyon bo'ladi, jismning massasi nihoyat tez ortib boradi, $V = C$ da esa massaning qiymati cheksiz katta bo'ladi. Shuni ham qayd qilaylikki harakat tezligiga monand ravishda jism massasining relyativistik ortishi zamonaviy tezlatkichlarda juda katta tezliklargacha tezlatilgan zarralar misolida tekshirilgan va tasdiqlangan.

2. Energiya bilan massa orasidagi bog‘lanish. Bog‘lanish energiyasi. Klassik mexanikaning qo‘llanilish chegarasi

Jismning energiyasi va impulsi shu jism relyativistik massasi $m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \beta^2}}$ bilan

mos ravishda $W = mc^2$, $p = mv$ ifodalar yordamida bog‘langan. Energiya va impuls orasidagi bog‘lanishni ifodalovchi munosabatni xosil qilaylik. Buning uchun yuqoridagi munosabatlarning ikkinchisini s ga ko‘paytiraylik, so‘ng ikkala ifodani kvadratga ko‘taraylik:

$$\begin{aligned} w^2 &= m^2 \cdot c^4; \\ r^2 \cdot s^2 &= m^2 \cdot v^2 \cdot c^2 \end{aligned}$$

Birinchi ifodadan ikkinchisini ayrib,

$$w^2 - p^2 \cdot c^2 = m^2 \cdot c^4 \cdot \left[1 - \frac{v^2}{c^2} \right]$$

ni hosil qilamiz.

Bundagi m o‘rniga uning m_0 orqali ifodalangan qiymatini qo‘yib, quyidagi munosabatni xosil qilamiz:

$$w^2 - p^2 c^2 = \frac{m_0^2 \cdot c^4 \cdot \left(1 - \frac{v^2}{c^2} \right)}{1 - \frac{v^2}{c^2}} = m_0^2 \cdot c^4$$

bundan

$$w = \sqrt{p^2 \cdot c^2 + m_0^2 \cdot c^4} \quad (10.6)$$

Bu munosabat relyativistik energiya va impuls orasidagi munosabatni ifodalaydi. (10.5) dan kelib chiqadigan xulosalardan biri shundan iboratki, tinch xolatda massaga ega bo‘lmaydigan zarralar ham (neytrino, foton) relyativistik energiyaga ega bo‘laveradi. Agar, (10.6) da $m_0 = 0$ deb hisoblasak,

$$w = p \cdot s \quad (10.7)$$

ifoda xosil bo‘ladi.

Avvalo, Lorens almashtirishlari haqida yana bir oz fikr yuritaylik. K' inersial sanoq sistemasining K sanoq sistemasiga nisbatan harakat tezligi (V_0) yorug‘likning vakuumdagi tezligi (S) dan ancha kichik, ya’ni

$$\frac{v_0}{c} \ll 1$$

bo‘lgan hollarda Lorens almashtirishlarini ifodalovchi tenglamalar [(9.12) va (9.13)]

maxrajidagi $\sqrt{1 - \frac{v_0^2}{c^2}} = \sqrt{1 - \beta^2}$ ifodada qatnashayotgan β^2 ning qiymati juda kichik bo‘ladi.

Misol tariqasida tovush tezligi ($v_0 \approx 300$ m/s) da uchayotgan reaktiv samolyot harakati uchun mazkur ifodaning qiymatini hisoblaylik:

$$\beta^2 = \left(\frac{v_0}{c} \right)^2 \approx \left(\frac{3 \cdot 10^2}{3 \cdot 10^8} \right)^2 \approx 10^{-12}$$

Xatto, kosmik tezliklar bilan harakatlanayotgan kemalar uchun $\beta^2 \sim 10^{-9}$ dan katta bo‘lmaydi. Natijada $\sqrt{1 - \beta^2}$ ning qiymati 1 dan deyarli farqlanmaydi.

Shuning uchun $v_0 \ll c$ bo'lgan xollarda Lorens almashtirishlari Galiley almashtirishlariga o'tadi. Boshqacha qilib aytganda, Galiley almashtirishlari Lorens almashtirishlarining xususiy xoli hisoblanadi. Binobarin, Galiley almashtirishlari o'rinli bo'lgan Nyuton mexanikasi ham yorug'likning vakuumdagi tezligidan ko'p marta kichik tezliklar bilan harakatlanuvchi jismlar va sanoq sistemalari uchun qo'llanilishi lozim, degan xulosaga kelamiz. Mazkur xulosada zamonaviy fizikaning asosiy prinsiplaridan biri - moslik prinsipi o'z aksini topgan. Moslik prinsipi 1923 yilda Nils Bor tomonidan aniqlangan. Bu prinsipga asosan, klassik nazariyani rivojlantirish va umumlashtirish tufayli vujudga kelgan yangi nazariya chegaraviy hollarda eski nazariyaga o'tish lozim.

Nisbiylik nazariyasining asosiy ifodalaridan biri energiya va massaning o'zaro bog'lanish qonuni $W = mc^2$ ustida mulohaza yuritib moslik prinsipining bajarilishini ko'rsataylik. Masalan, Oy tomon ikkinchi kosmik tezlik (11,2 km/s) bilan haraktlanayotgan 1500 kg massali raketaning energiyasi

$$\Delta W = \frac{mv^2}{2} = \frac{1500 \cdot (11200)^2}{2} = 9,4 \cdot 10^{10} \text{ Ж}$$

ga ortadi.

Raketa massasi esa

$$\Delta m = \frac{9,4 \cdot 10^{10} \text{ Ж}}{\left(3 \cdot 10^8 \frac{\text{М}}{\text{с}}\right)^2} \approx 1,05 \cdot 10^{-6} \text{ кг}$$

ga ortadi.

Demak, ikkinchi kosmik tezlik bilan harakatlanayotgan raketa massasi shu raketaning tinch holatidagi massasining

$$\frac{\Delta m}{m_0} = \frac{10^{-6} \text{ кг}}{1500 \text{ кг}} \approx 6,96 \cdot 10^{-10}$$

ulushi qadar ortar ekan, xolos.

Shuning uchun klassik mexanika tekshiradigan $v \ll c$ bo'lgan hodisalarda jism masasini o'zgarishsiz deb hisoblash mumkin.

Shunday qilib, nisbiylik nazariyasi Galiley, Nyuton va boshqa olimlar tomonidan asoslangan klassik mexanikaning qonun va tasavvurlarini bekor qilmaydi, aksincha, ularni rivojlantiradi va umumlashtiradi, hamda klassik mexanikaning qo'llanish chegaralarini belgilab beradi.

Mustahkamlash uchun savollar

1. Uzunlik, vaqt oraligi va massaning nisbiyligi qanday ifodalanadi?
2. Massa va energiya o'zaro qanday bog'langan.
3. Tinchlikdagi energiya nima?
4. Klassik mexanikaning qo'llanilish chegarasining mohiyatini tushuntiring.
5. Relyativistik dinamikaning asosiy qonuni qanday ifodalanadi?
6. Massani tezlikka bog'lanib o'zgarish tenglamasini yozing va tushuntiring.
7. Energiya va impuls o'zaro qanday bog'langan?
8. Qanday holatda jismning massasini relyativistik massa deyiladi?
9. Relyativistik mexanikani klassik mexanikadan farqi nimada?
10. Xodisalar orasidagi interval 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.
8. Nuomonxo'jaev A.S. Fizika kursi. 1-qism. Mexanika, statistik fizika, termodinamika. Toshkent:«O'qituvchi»,1992,208 b.

11– ma'ruza. YAXLIT MUHIT MEXANIKASI ELEMENTLARI

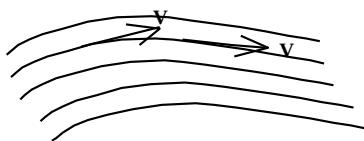
Reja:

1. Suyuqlik va gazlarning umumiy xossalari.
2. Suyuqlik harakatining kinematik tavsiflash.
3. Bernulli tenglamasi va uni qo'llanilishi.
4. Yopishqoqlik koeffitsienti. Suyuqlikni quvrtdagi oqimi. Puazeyl formulasi. O'xshashlik qonuni.
5. Stoks formulasi. Gidrodinamik betayinlik.Turbulentlik.

Tayanch so'zlar va iboralar: Suyuqlik xossalari, gaz xossalari, oqish, oqim, oqim chiziqlari, barqaror oqish, oqim nayi, harakat tenglamasi, uzulmaslik tenglamasi, ideal suyuqlik tenglamasi, Bernulli qonuni. Ichki ishqalanish kuchi, yopishqoqlik koeffitsienti. Nyuton formulasi, tezlik gradienti, laminar oqim, turbulent oqim, ro'baro' qarshilik kuchi, ko'taruvchi kuch, kinematik yopishqoqlik, Stoks qonuni, Reynolds soni.

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 Δ tezlikka ega. Lekin suyuqlikning har bir individual zarrasi harakatini kuzatishdan ko'ra boshqacharoq yo'l



11.1 - rasm

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 - 11.1). Oqim chiziqlari yordamida tezlik vektorining yo'nalishinigina emas,

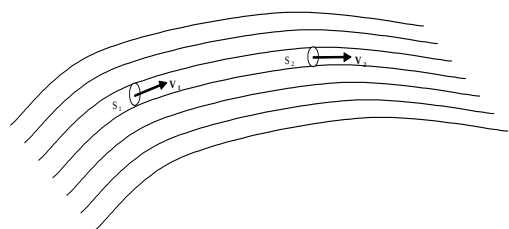
balki tezlik qiymatini ham tasvirlash mumkin. Buning uchun suyuqlik harakati yo'nalishiga perpendikulyar ravishda muayyan sohaga joylashtirilgan birlik yuzani kesib o'tuvchi oqim chiziqlarning soni shu sohadagi suyuqlik zarralari tezligining qiymatiga

proporsional qilib o'tkazilishi lozim. Demak, *tezligi kattaroq bo'lgan sohalarda oqim chiziqlari zichroq bo'ladi.*

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 statsionar 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 – 11.2). Bunday nay ichidagi suyuqlik zarrachalari undan tashqariga chiqa olmaydi va nay tashqarisidagi zarralar uning ichiga



11.2 - rasm

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.

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

$$\rho_1 V_1 S_1 = \rho_2 V_2 S_2 \quad (11.1)$$

munosabat o'rinli. Siqilmas suyuqliklar uchun $\rho_1 = \rho_2$ bo'ladi. Natijada (11.1) quyidagi ko'rinishga keladi:

$$V_1 S_1 = V_2 S_2 \quad (11.2)$$

(11.1) ifoda siqiluvchan suyuqliklar uchun, (11.2) esa siqilmas suyuqliklar uchun uzilmaslik tenglamasidir. (11.2) ga asosan, oqim nayi ensizroq bo'lgan sohalarda suyuqlikning oqim tezligi ortib boradi.

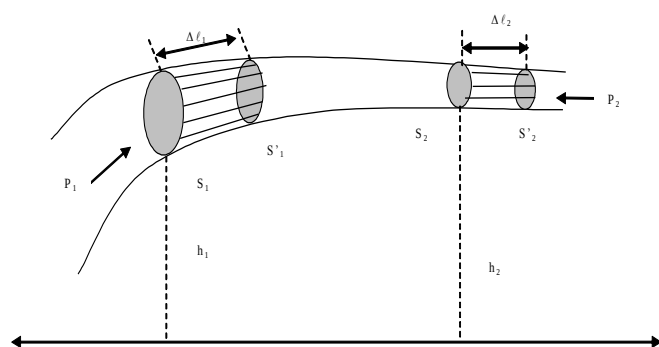
Demak, *siqilmas suyuqlik uchun oqim nayi ko'ndalang kesimining yuzini shu kesimdan o'tayotgan suyuqlikning oqim tezligiga ko'paytmasi mazkur oqim nayi uchun doimiy kattalikdir.*

$$S \cdot v = \text{const} \quad (11.2')$$

Suyuqliklar siqiluvchanlik va ichki ishqalanish hossalari 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 suyuqlik 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 – 11.3).



11.3-rasm

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.

S_1 va S_2 kesimlar markazlarining biror gorizontol 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. 11.3 - rasmdan ko'rinishicha, tekshirilayotgan suyuqlik massasining S_1 va S_1' kesimlar orasidagi massali suyuqlik

$$W_1 = \frac{m V_1^2}{2} + mgh_1$$

to'liq energiyaga ega bo'lgan vaziyatdan S_2 va S_2' kesimlar orasidagi xajmni egallagan

$$W_2 = \frac{m V_2^2}{2} + mgh_2$$

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

$$\Delta W = W_2 - W_1 = \left(\frac{m V_2^2}{2} + mg h_2 \right) - \left(\frac{m V_1^2}{2} + mg h_1 \right) \quad (11.3)$$

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 $F_2 = R_2 S_2$ kuchlarga ish bajaradi. Δt vaqt davomida S_1 - kesimdagi suyuqlik zarralari $\Delta \ell_1 = V_1 \Delta t$ masofaga siljiganligi tufayli F_1 kuch bajargan ishning qiymati

$$\Delta A_1 = F_1 \Delta \ell_1 = R_1 S_1 V_1 \Delta t$$

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

$$\Delta A_2 = - F_2 \Delta \ell_2 = - R_2 S_2 V_2 \Delta t$$

bo'ladi.

Natijada tashqi kuchlarning to'liq ishi quyidagi ifoda bilan aniqlanadi:

$$\Delta A = \Delta A_1 + \Delta A_2 = R_1 S_1 V_1 \Delta t - R_2 S_2 V_2 \Delta t \quad (11.4)$$

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

$$S_1 \vartheta_1 \Delta t = S_2 \vartheta_2 \Delta t = \Delta V$$

Natijada (11.4) ni quyidagicha yoza olamiz

$$\Delta A = R_1 \Delta V - R_2 \Delta V \quad (11.5)$$

Yuqorida qayd qilganimizdek, ideal suyuqlikning statsionar oqimida $\Delta W = \Delta A$ shart bajarilishi lozim. Shunga asosan (11.3) va (11.5) 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 $m/\Delta V = \rho$ suyuqlik zichligi ekanligini hisobga olsak, yuqoridagi tenglama yangi ko‘rinishdagi quyidagi

$$\frac{\rho \vartheta_1^2}{2} + \rho g h_1 + P_1 = \frac{\rho \vartheta_2^2}{2} + \rho g h_2 + P_2 \quad (11.6)$$

munosabat vujudga keladi. Hisoblashlarda S_1 va S_2 kesimlarni ixtiyoriy ravishda tanlagan edik. Shuning uchun (6) munosabat oqim nayining ixtiyoriy kesimlariga ham talluqlidir.

Demak, *statsionar oqayotgan ideal suyuqlikning ixtiyoriy oqim chizig‘i bo‘ylab*

$$\frac{\rho \vartheta^2}{2} + \rho g h + p = \text{const} \quad (11.7)$$

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.* (11.7) ga asosan statik bosim

$$p = \text{const} - \frac{\rho \vartheta^2}{2} - \rho g h \quad (11.8)$$

munosabat bilan aniqlanadi. Agar mazkur ifodada $\vartheta = 0$, $h = 0$ deb olsak, $r = r_0 = \text{const}$ 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 (11.8) 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. $\rho g h$ - *gidravlik bosim*. U oqim nayi h balandlikka ko‘tarilgan taqdirda statik bosimning qanchagacha kamayishini ifodalaydi.

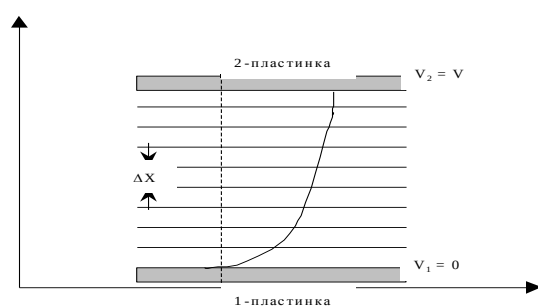
Bularni hisobga olib Bernulli tenglamasining mohiyatini quyidagicha ta’riflash mumkin: *ideal suyuqlikning statsionar oqimdagi to‘liq bosim - dinamik, gidravlik va statik bosimlarning yig‘indisidan iborat bo‘lib, uning qiymati oqim nayining barcha kesimlari uchun birday bo‘ladi.*

Bosimni xalqaro birliklar tizimi “SI” dagi o‘lchov birligi sifatida 1 m² yuzaga tik ravishda ta’sir etayotgan 1 N kuchning bosimi qabul qilinib, unga Paskal (Pa) deb nom berilgan

$$[P] = \left[\frac{F}{S} \right] = \left[\frac{H}{m^2} \right] = \Pi a$$

4. Yopishqoqlik koeffitsienti. Suyuqlikni quvrtdagi 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 (11.4-rasm). Pastdagi plastinka harakatlanmaydi, ya'ni $v_1 = 0$. Yuqoridagi plastinkani $v_2 = v$ tezlik bilan harakatlantiraylik. Bu plastinkaga bevosita tegib turgan suyuqlik qatlami molekulyar tutinish kuchi tufayli plastinkaga yopishgan bo'ladi va u bilan birga v tezlik bilan harakatlanadi. Pastdagi plastinkaga bevosita tegib turgan suyuqlik qatlami esa shu ko'zg'almas plastinkaga yopishganligi tufayli harakatlanmaydi. Oraliq qatlamlarning tezliklari esa 11.4-rasmga tasvirlangan.



11.4-rasm

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 $\frac{\Delta v}{\Delta x}$ kattalikka to'g'ri proporsional :

$$F = \eta S \frac{\Delta v}{\Delta x} \quad (11.9)$$

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. (11.9) dagi η - suyuqlikning tabiatiga bog'liq bo'lib, u suyuqlikning (dinamik) yopishqoqlik koeffitsienti deb yuritiladi.

Yopishqoqlik koeffitsientining o'lchov birligini

$$\eta = \frac{F}{S \frac{\Delta v}{\Delta x}} \quad (11.10)$$

munosabatdan foydalanib aniqlaymiz: yopishqoqlikning xalqaro birliklar tizimi «SI» dagi birligi sifatida shunday suyuqlikning yopishqoqligi qabul qilinishi kerakki, tezlik gradienti

$\frac{\Delta v}{\Delta x} = 1 \text{ c}^{-1}$ bo'lgan holda mazkur suyuqlikning ikki bir-biriga tegib turgan qatlami orasidagi $S = 1 \text{ m}^2$ sirtida 1 N ga teng ichki ishqalanish kuchi vujudga keladi. Bu birlik paskal - sekund

(Pa · s) deb ataladi. Haqiqatan, (11.10) da F , S , $\frac{\Delta \vartheta}{\Delta x}$ larning o‘rniga ularning xalqaro

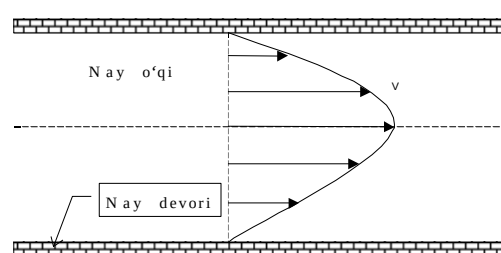
birliklar tizimi «SI» dagi birliklarini qo‘yib $[\eta] = \frac{H}{M^2 C^{-1}} = \frac{H}{M^2} \cdot C = Pa \cdot s$ ni hosil qilamiz.

Adabiyotlarda yopishqoqlikning puaz (P) deb ataladigan lekin foydalanilmaydigan o‘lchov birligi ham uchraydi: $1Puaz = 0,1Pa \cdot s$.

Suyuqliklarning yopishqoqligi temperaturaga teskari proporsional ravishda o‘zgaradi. Buning sababi - temperatura ortishi bilan suyuqlik molekulalari orasidagi o‘zaro ta’sirning susayishidadir .

5. Stoks formulasi. Hidrodinamik betayinlik. Turbulentlik.

Suyuqlik oqishining turlari haqida fikr yuritaylik. Buning uchun yana bir marta suyuqlikning qatlamsimon oqishi qanday vujudga kelishi bilan tanishaylik.



11.5-rasm

Molekulyar tutinish tufayli suyuqlikning qattiq jismga bevosita tegib turgan yupqagina qatlami shu qattiq jismga “yopishgan” bo‘ladi. Qattiq jism harakatlangan xolda, 11.2- 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 gorizonttal 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.

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 11.3 - 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.

$$\vartheta = \frac{\Delta p}{4\eta \ell} (R^2 - r^2) \quad (11.11)$$

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:

$$V = \int_0^R \vartheta \, 2\pi \, r \, dz = \frac{2\pi \Delta p \, t}{4\eta \ell} \int_0^R r (R^2 - r^2) dr = \frac{\pi \Delta p \, t}{2\eta \ell} \left[\frac{r^2 R^2}{2} - \frac{r^4}{4} \right]_0^R = \frac{\pi R^4 \Delta p \, t}{8\eta \ell} \quad (11.12)$$

Bundan suyuqlikning ichki ishqalanish koeffitsienti

$$\eta = \frac{\pi R^4 \Delta p \, t}{8 \vartheta \ell} \quad (11.13)$$

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 xarakteriga ega bo'la boshlaydi. Tekshirishlar natijasida suyuqlik oqishining xarakteri Reynolds soni (Re) deb ataladigan*

$$Re = \frac{\rho \vartheta \ell}{\eta} \quad (11.14)$$

o'lchamsiz kattalikka bog'liqligi aniqlangan.

(11.14) dagi:

ρ - suyuqlik zichligi,

ϑ - nay kesimi bo'yicha suyuqlik oqishining o'rtacha tezligi,

η - suyuqlikning yopishqoqligi,

ℓ - nay kesimining o'lchami.

(11.14) dagi η va ρ larning nisbatini kinematik yopishqoqlik deb ataldigan $\nu = \eta / \rho$ kattalik bilan almashtirsak, quyidagi ko'rinishga keladi:

$$Re = \vartheta \cdot \ell / \nu \quad (11.15)$$

Kinematik yopishqoqlik (m^2/s) birligi bilan o'lchanadi. $1 m^2/s$ - zichligi $1kg/m^3$ va dinamik yopishqoqligi $1 Pa \cdot s$ 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 (11.4-rasm):

1) *Harakatga qarshilik ko'rsatuvchi kuch suyuqlik oqishi bo'ylab yo'nalgan, uni ro'baro' (peshona) qarshilik kuchi (F_r) 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

$$\delta = \frac{\ell}{\sqrt{Re}} \quad (11.16)$$

ifoda yordamida aniqlanishi mumkin.

(11.16) 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

$$F_{ishq} = S_x \cdot \vartheta \quad (11.17)$$

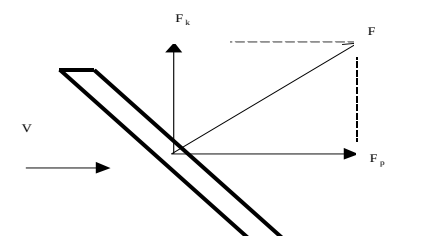
munosabat o'rinli bo'ladi.

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*

$$F_{ishq} = 6\pi\eta\vartheta r \quad (11.18)$$

ifoda bilan aniqlanadi. (11.11) ni Stoks ((1819 - 1903) ingliz fizik olimi) formulasi deb ataladi.



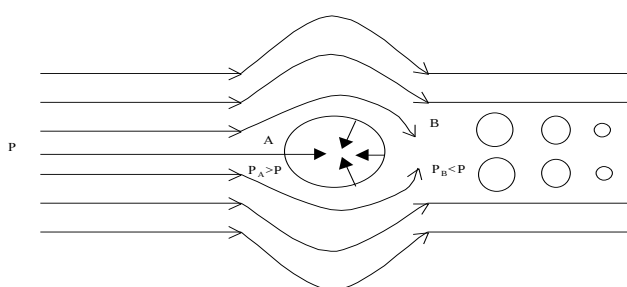
11.7-rasm

Oqish tezligining ancha katta qiymatlarida, masalan, $Re \geq 10^4$ 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 uyurmalarini olib ketishi tufayli uyurmalaridan 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 (g) ga, suyuqlik zichligi (ρ) ga va jism orqasida

hosil bo'ladigan uyurmalar sohasining kattaligiga bog'liq bo'lib,



11.8-rasm

$$F_B = C_x \cdot S \cdot \frac{\rho g^2}{2} \quad (11.19)$$

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 (11.19) ga o'xshash quyidagi ifoda bilan aniqlanishi mumkin:

$$F_k = C_u \cdot \frac{\rho g^2}{2} \cdot S \quad (11.20)$$

Samolyot qanoti uchun ko'tarish kuchi juda katta bo'lishi, bosim kuchi esa (peshona qarshilik kuchi) juda kichik bo'lishi lozim. Qanotning sifati $K = S_u/S_x$ ifoda bilan aniqlanadi.

Ko'taruvchi 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 bering
4. Yopishqoqlik kuchi qanday sodir bo'ladi?
5. Yopishqoqlik koeffitsientiga ta'rif bering.
6. Nyuton formulasini tushuntirib bering.
7. Kinematik yopishqoqlik nimani ifodalaydi?
8. Reaktsiya kuchlari qanday hosil bo'ladi?
9. Samolyot nima sababdan havoga ko'tariladi?

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

II-QISM
MOLEKULYAR FIZIKA VA TERMODINAMIKA

- 12- ma’ruza: GAZLAR MOLEKULYAR - KINETIK NAZARIYASI
ASOSLARI**
- 13-ma’ruza. TAQSIMOT QONUNLARI**
- 14-ma’ruza. TERMODINAMIKANING I QONUNI VA UNING
TADBIQLARI**
- 15-ma’ruza. TERMODINAMIKANING II QONUNI**
- 16- ma’ruza. REAL GAZLAR**
- 17-ma’ruza. KO‘CHIRILISH HODISALARI**
- 18-ma’ruza. FAZAVIY O‘TISHLAR**

12- ma'ruza: GAZLAR MOLEKULYAR - KINETIK NAZARIYASI 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 - Mendelev tenglamasi. Universal gaz doimiysi.
6. Gazlar molekulyar - kinetik nazariyasining asosiy tenglamasi.

Tayanch so'zlar va iboralar: Molekula, molekulyar kinetik nazariya va uning qoidalari, Broun harakati, moddaning gaz, suyuq va qattiq holatlari, modda holatining parametrlari, tadqiqotning statistik va termodinamik usullari, temperatura shkalalari, zichlik, bosim, ideal gaz, ideal gazlardagi izojarayonlar va ularning formula va grafiklari, gaz holati tenglamalari, universal gaz doimiysi, molyar massa, Avogadro va Dalton qonunlari, massaning atom birligi, molekulyar kinetik nazariyaning asosiy tenglamasi, o'rtacha kvadratik tezlik, o'rtacha kinetik energiya, Boltsman doimiysi.

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 Boyle, 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 molekula 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 Mendelev 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 ($r > 1,5 \cdot 10^{-7}$ 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.

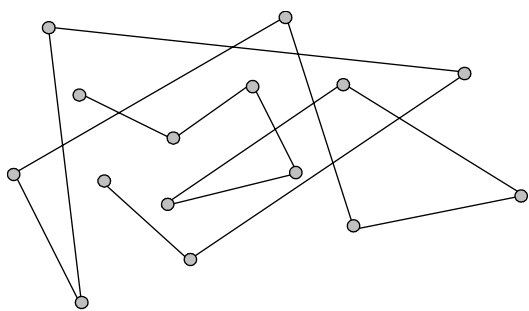
Gazlarni siqilishi natijasida ularning xajmini kamayishi molekulalar orasida ma'lum masofa borligini ko'rsatadi. Gaz siqilganda molekulalar orasidagi masofa kichrayadi. Molekulalar orasida tortishish va itarishish kuchlari borligi qattiq jismning o'z shaklini saqlashga intilishida ko'rinadi. Qattiq jismni 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 silliqqlanib yopishtirilgan ikkita shisha plastinkani bir-biridan ajratish uchun $5 \cdot 10^5$ 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 sinq chiziqlar shaklida bo'lishini kuzatdi.

12.1-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.*



12.1-rasm

Broun harakatini 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 xossalari va ularda yuz beradigan ko'p hodisalarning fizik mohiyatini tushunish mumkin. Masalan, bunday hodisalar 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 xossalari 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 xossalari 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 temperaturasi 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 tadqiqotlarda 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 hossalari tekshirish uchun tajribalarda bevosita o‘lchanadigan kattaliklardan foydalanish lozim. Sistema holatini belgilaydigan bu kattaliklarni sistema parametrlari deb ataladi. Bu parametrlarga hajm, temperatura, 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:

$$\rho = m/V, \text{ kg}/m^3.$$

2. Temperatura. Sistema temperaturasi 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 tushuniladi) 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 bo'lingan va uni 0,01 qismiga 1°C 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 temperaturallari mos holda 273,16 K va 373,16 K ga teng. Kelvin shkalasi bilan selsiy shkalasi orasida quyidagicha bog'lanish bor:

$$T = t + 273,16 \quad t = T - 273,16$$

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

Shuni aytib o'tish kerakki, ayrim mamlakatlarda boshqa temperatura shkalalaridan ham foydalaniladi. Masalan, Angliya va AQShda Farengeyt shkalasi (unda muzning erish temperaturasi 32°F , suvning qaynash temperaturasi esa 212°F deb olinadi), Frantsiyada Reomer shkalasi (unda suvning muzlash va qaynash temperaturallari mos holda 0°R va 80°R deb olinadi) qo'llaniladi.

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

$$P = F/S, \quad 1\text{Pa} = 1\text{N}/\text{m}^2.$$

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

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

Modda miqdoriga ideal gaz qonunlarini ko'rib o'tganimizdan keyin to'xtalib o'tamiz.

3. Ideal gaz qonunlari.

Oldin ideal gaz deganda qanday gaz ko'zda tutilishiga to'xtalib o'taylik. *Ideal gaz deb, molekulalari o'zaro elastik sharlardek to'qnashadigan, molekulalarining o'lchamlari juda ham kichik va molekulalar orasida o'zaro ta'sir kuchlari hisobga olinmaydigan gazga aytiladi.* Yuqori temperaturada siyrak gazlarni ham ideal gaz deb qarash mumkin. Odatdagi sharoitda ham geliy, vodorod va ularga o'xshash gazlar ideal gaz uchun qo'yilgan talablarga javob beradi.

Ma'lum massali gazni holati bosim P , hajm V va temperatura T orqali ifodalanadi. *Gaz holatini belgilovchi bu kattaliklarning o'zgarishiga gaz jarayonlari deyiladi. Temperatura o'zgarmas bo'lganda gaz bosimini hajmga bog'liq holda o'zgarishiga izotermik, bosim o'zgarmas bo'lganda gaz hajmini temperaturaga bog'liq holda o'zgarishiga izobarik va gaz hajmi o'zgarmas bo'lganda uning bosimini temperaturaga bog'liq holda o'zgarishiga izoxorik jarayon deyiladi.*

Gaz hossalari 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 ($t = \text{const}$) ma'lum massali gazning bosimi hajmga teskari proporsional holda o'zgaradi:*

$$PV = \text{const} \quad (12.1)$$

Turli temperaturalar uchun (12.1) formulaning grafigi giperbolalardan iborat bo'ladi (12.2-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 ($P = \text{const}$) uning hajmi temperaturaga to'g'ri proporsional holda o'zgaradi:*

$$V = V_0(1 + \alpha t) \quad (12.2)$$

P_0 - gazning 0°C temperaturadagi hajmi,

P - gazning $t^\circ\text{C}$ temperaturadagi hajmi,

α - gazning hajm kengayish koeffitsienti.

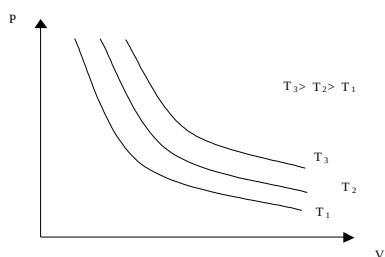
2. *Ma'lum massali gazning hajmi o'zgarmas bo'lganda ($V = \text{const}$) uning bosimi temperaturaga to'g'ri proporsional holda o'zgaradi:*

$$P = P_0(1 + \gamma t) \quad (12.3)$$

P_0 - gazni 0°C temperaturadagi bosimi,

P - gazni $t^\circ\text{C}$ temperaturadagi bosimi,

γ - gaz bosimining termik koeffitsienti.



12.2-rasm

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

(12.2) va (12.3) formulalarni grafiklari temperatura o'qini $t = -273,16 \approx -273^\circ\text{C}$ nuqtada kesuvchi to'g'ri chiziqlardan (izobara va izoxora) iborat bo'ladi (12.3 va 12.4-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.

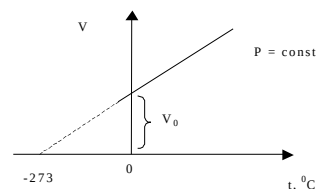
(12.2) formuladan absolyut nol temperaturada, ya'ni temperatura $t = -273^\circ\text{C}$ bo'lganda gaz hajmini yo'qolishi kelib chiqadi:

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

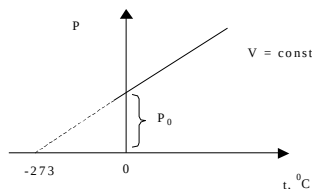
Lekin biz oldin aytganimizdek, ideal gaz qonunlarini juda past temperaturalar

ga qo'llash mumkin emas. Bunday past temperaturada gaz ham o'z holatini o'zgartiradi, u suyuq, hatto qattiq holatga o'tishi mumkin.

1852 yilda Kelvin absolyut nol temperaturaning fizik ma'nosini ochib berdi. *Absolyut nol shunday*



12.3-rasm



12.4-rasm

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 (12.2) formula boshqacha ko'rinishni oladi:

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

O⁰ C ga Kelvin shkalasida $T_0 = 273$ K mos kelishini hisobga olsak,

$$\frac{V}{V_0} = \frac{T}{T_0} \quad (12.4)$$

formula xosil bo'ladi. (12.4) 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

$$\frac{P}{P_0} = \frac{T}{T_0} \quad (12.5)$$

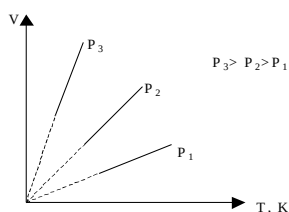
ko'rinishni oladi. Demak, (12.5) formulaga ko'ra gazning hajmi o'zgarmas bo'lganda uning bosimi absolyut temperaturaga to'g'ri proporsional dir. (12.4) va (12.5) formulalar ham Gey-Lyussak qonunlarini ifodalaydi.

(12.4) va (12.5) formulalar ixtiyoriy T_1 va T_2 temperaturalar uchun,

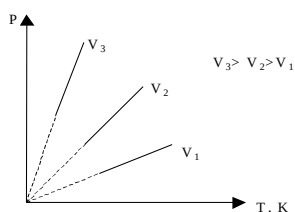
$$\frac{V_1}{V_2} = \frac{T_1}{T_2} \quad \text{va} \quad \frac{P_1}{P_2} = \frac{T_1}{T_2}$$

ko'rinishda yoziladi.

12.5-rasmlarda ideal gaz hajmini, 12.6-rasmda ideal gaz bosimini T absolyut temperaturaga bog'lanishini ifodalovchi turli izobaralar va izoxoralar tasvirlangan.



12.5-rasm



12.6-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 partial bosim deb ataluvchi P_1 bosim hosil qiladi.

Partial bosim deb, gazlar aralashmasidagi bir gazning o'zi beradigan bosimiga aytiladi. Gaz aralashmasidagi ikkinchi gazni partial 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 partial bosimni hosil qiladi. Xuddi shunday usulda uchinchi va qolgan gazlarning hosil qilgan partial bosimlarini ham aniqlash mumkin. 1801 yilda ingliz fizik va ximigi Dalton gaz aralashmalari bosimi bilan aralashma tarkibiga kirgan gazlarning partial bosimlari orasidagi bog'lanishni aniqladi. Bu bog'lanish Dalton qonuni deb ataladi: *gaz aralashmalarini bosimi ayrim gazlarning partial bosimlarining yig'indisiga teng:*

$$P = P_1 + P_2 + P_3 + \dots + P_n \quad (12.6)$$

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:

$$M = \frac{m_m}{\frac{1}{12} m_c} \quad (12.7)$$

Nisbiy molekulyar massa (nisbiy atom massasi) M o'lgahamsiz 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'lgahash 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'lgahash 1 mol azot 0,028 kg ni tashkil qiladi. Shuning uchun azotning molekulyar massasi $M = 0,028 \text{ kg/mol}$ ko'rinishda yoziladi. Moldan tashqari kmollar ham ishlatiladi. 1 kmol = 1000 mol ekanini hisobga olsak, azot uchun $M = 28 \text{ kg/kmol}$ 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: $N_A = 6,02 \cdot 10^{23} \text{ 1/mol}$

1-Jadval

Atom, molekula	$m_m, 10^{-27} \text{ kg}$	M
Vodorod (H)	1,67	1,008
Vodorod (H_2)	3,34	2,016
Kislorod (O_2)	53,2	31,98
Azot (N_2)	46,4	28,02
Uglerod (C)	19,9	12,00
Temir (Fe)	92,8	55,9
Qo'rg'oshin (Pb)	344	207,2

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

$$N = \frac{m}{M} N_A \quad (12.8)$$

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

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

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

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

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

$$d = \sqrt[3]{30 \cdot 10^{-30}} \approx 3 \cdot 10^{-10} = 3 \text{ \AA}$$

Boshqa molekulalar o'lchamlari ham bir necha angstrom tartibida bo'ladi.

5. Klapeyron - Mendeleev tenglamasi. Universal gaz doimiysi.

Biz yuqorida ideal gaz xolatini belgilovchi parametrlardan biri o'zgaras 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, Boyle-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 ($T_1 = \text{const}$) va izoxorik ($V_2 = \text{const}$) jarayonlar orqali o'tkazish mumkin.

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

$$V_1 P_1 = V_1 P_1'$$

bo'ladi, bundan

$$P_1' = V_1 P_1 / V_2$$

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.

$$V_1 P_1 / V_2 P_2 = T_1 / T_2$$

bundan

$$V_1 P_1 / T_1 = V_2 P_2 / T_2$$

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

$$PV/T = C = \text{const} \quad (12.9)$$

(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.

$$PV_m/T = R \quad (12.10)$$

R doimiylik universal gaz domiysi deb ataladi. (12.10) 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

$$PV = \frac{m}{M} RT \quad (12.11)$$

(12.11) formula ixtiyoriy massali gaz uchun Klapeyron - Mendeleev tenglamasi (qonuni) deyiladi. (12.11) formuladan gazni zichligi ρ ni aniqlash mumkin:

$$P = \frac{m}{M V} RT,$$

$\frac{m}{V} = \rho$ bo‘lgani uchun $P = \frac{\rho}{M} RT$ bo‘ladi,

bundan

$$\rho = \frac{M P}{R T} \quad (12.12)$$

Universal gaz doimiysi son qiymatini (12.10) formuladan aniqlaylik. Buning uchun 1 mol gaz normal sharoitda $P = 1,013 \cdot 10^5$ Pa bosim, $V_m = 0,02241$ m³/mol hajm, $T = 273$ K temperaturaga ega bo‘lishini hisobga olamiz:

$$R = \frac{PV_m}{T} = \frac{1,013 \cdot 10^5 \text{ Pa} \cdot 0,02241 \frac{\text{m}^3}{\text{mol}}}{273 \text{ K}} = 8,31 \text{ J / K mol}$$

Klapeyron-Mendeleev tenglamasi tajriba asosida topilgan gaz qonunlarini

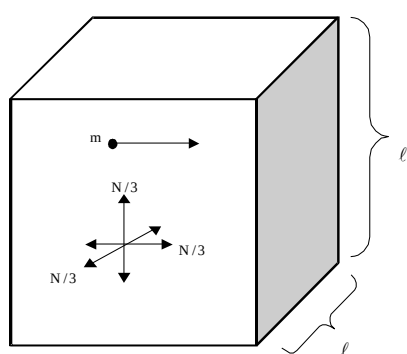
birlashtirgani uchun u ham amaliy qonun deb ataladi. Quyida molekulyar-kinetik nazariya asosida ideal gazlarni nazariy o'rganamiz.

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 1 bo'lgan kub shaklidagi idishda massalari m bo'lgan N ta molekula bo'lsin.



12.7-rasm

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 (12.7-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 (12.7-rasm). Molekula

devorga urilib, undan qaytadi va chap devorga tomon harakatlanadi. Molekulaning urilish kuchini ΔF bilan, urilish vaqtini Δt bilan belgilasak, molekulaning devorga bergan impuls $\Delta F \cdot \Delta t$ bo'ladi. Impulsning saqlanish qonuniga ko'ra kuch impulsini o'zgarishiga teng:

$$\Delta F \cdot \Delta t = m_0 \vartheta - (-m_0 \vartheta) = 2m_0 \vartheta.$$

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.

$$\Delta F = m_0 \vartheta^2 / \ell \quad (12.13)$$

Idishning o'ng va chap tomonlariga umumiy molekulalarning $N/3$ qismi turli $\vartheta_1, \vartheta_2, \dots, \vartheta_n$ tezliklar bilan harakatlanishlarini hisobga olib, urilishlarning yig'indi kuchini topamiz:

$$F = \frac{1}{3} \left(\frac{m_0 \vartheta_1^2}{\ell} + \frac{m_0 \vartheta_2^2}{\ell} + \dots + \frac{m_0 \vartheta_n^2}{\ell} \right)$$

yoki

$$F = \frac{1}{3} \frac{m_0 N}{\ell} \frac{(g_1^2 + g_2^2 + \dots + g_n^2)}{N}$$

Bu ifoda $\langle g^2 \rangle = \frac{g_1^2 + g_2^2 + \dots + g_n^2}{N}$ kattalik gaz molekulalarining o'rtacha kvadratik tezligini bildiradi. U holda yuqoridagi formula

$$F = \frac{1}{3} \frac{m_0 N}{\ell} \langle g^2 \rangle$$

ko'rinishni oladi. Molekulalarning bosimini topish uchun yuqoridagi ifodani har ikki tomonini idish tomonining yuzasiga ($S = \ell^2$) bo'lamiz:

$$\frac{F}{\ell^2} = \frac{1}{3} \frac{N}{\ell^3} m_0 \langle g^2 \rangle.$$

Bunda $\frac{F}{\ell^2}$ gaz bosimini, N/ℓ^3 gaz konsentratsiyasi n_0 ni bildiradi. Demak gaz bosimi uchun

$$P = \frac{1}{3} n_0 m_0 \langle g^2 \rangle \quad (12.14)$$

formula xosil bo'ladi. (12,14) formula gazlar uchun molekulyar-kinetik nazariyaning asosiy tenglamasi deb ataladi. (12.14) formulani surat va mahrajini 2 ga ko'paytiramiz:

$P = \frac{2}{3} n_0 \frac{m_0 \langle g^2 \rangle}{2}$ va $m_0 \langle g^2 \rangle / 2$ molekulalarning o'rtacha kinetik energiyasi $\langle E_k \rangle$ ekanini hisobga olsak, molekulyar-kinetik nazariyaning asosiy tenglamasi

$$P = \frac{2}{3} n_0 \langle E_k \rangle \quad (13.15)$$

ko'rinishni oladi. Demak, *gazning bosimi hajm birligidagi molekulalar ilgarilanma harakat o'rtacha kinetik energiyasining 2/3 qismiga teng. (12.15) formula Klauzius tenglamasi deb ham ataladi.*

Agar bir mol gazning hajmini V desak, gazni konsnetratsiyasi

$$n_0 = N_A / V$$

bo'lib, (12,15) formula quyidagi ko'rinishni oladi.

$$P = \frac{2}{3} \frac{N_A}{V} \langle E_k \rangle$$

Ma'lumki, 1 mol uchun gaz holat tenglamasi

$$PV = RT$$

ekanini hisobga olib, temperatura uchun

$$T = \frac{2}{3} \frac{N_A}{R} \langle E_k \rangle \quad (12.16)$$

formulani hosil qilamiz. (12.16) formuladan ko‘rinadiki, gazning absolyut temperaturasi molekulalar ilgarilanma harakatining o‘rtacha kinetik energiyasiga proporsional ekan. (12.16) formuladan molekulalarning o‘rtacha kinetik energiyasi uchun

$$\langle E_k \rangle = \frac{3}{2} \frac{R}{N_A} T$$

ifodani hosil qilamiz. Bu ifodada $k = R/N_A$ nisbat - Boltsman doimiysi deb ataladi va u

$$k = \frac{R}{N_A} = \frac{8,32 \frac{J}{mol \cdot K}}{6,023 \cdot 10^{23} \frac{1}{mol}} = 1,38 \cdot 10^{-23} \frac{J}{K}$$

tarzida aniqlanadi. Boltsman doimiysi fizikaning ko‘p formulalari tarkibiga kiradi. Demak, gaz molekulasiining o‘rtacha kinetik energiyasi

$$\langle E_k \rangle = \frac{3}{2} kT \quad (12.17)$$

formula bilan ifodalanadi. (12.17) formuladan absolyut nol temperaturada molekulalarning ilgarilanma harakatdan to‘htashi kelib chiqadi. Lekin harakatning boshqa turlari, masalan atom ichidagi harakatlar saqlanib qoladi.

Agar (13.15) formuladagi $\langle E_k \rangle$ o‘rniga uni (12.17) ifodasini qo‘ysak, gazni bosimi uchun

$$P = n kT \quad (12.18)$$

formula kelib chiqadi. (12.18) 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.

(12,17) formuladan normal sharoit uchun gaz molekulalarining ilgarilanma harakatdagi o‘rtacha kinetik energiyasini hisoblaymiz:

$$\langle E_k \rangle = \frac{3}{2} kT = \frac{3}{2} \cdot 1,38 \cdot 10^{-23} \cdot 273 = 5,7 \cdot 10^{-21} J$$

Yuqoridagi (12.17) formulada $\langle E_k \rangle = m\langle v^2 \rangle / 2$ ekanligini hisobga olib, molekulalarni o‘rtacha kvadratik tezligi $\langle v^2 \rangle$ ni topamiz:

$$\frac{m_0 \langle v^2 \rangle}{2} = \frac{3kT}{2}$$

bundan

$$\langle v \rangle = \sqrt{\frac{3kT}{m_0}} \quad (12.19)$$

kelib chiqadi. Agar (12.19) formulada

$$k / m_0 = R / m_0 N_A = R / M$$

ekanligini hisobga olsak, u boshqacha ko‘rinishni oladi:

$$\langle g_{kv} \rangle = \sqrt{\frac{3RT}{M}} \quad (12.19a)$$

Molekulalarni $\langle g_{kv} \rangle$ tezligini (12.19a) formula bilan hisoblash qulayroqdir.

Agar yuqoridagi (12.14) ifodada $n_0 = N/V$ va $PV = RT$ ekanini hisobga olsak, molekulyar - kinetik nazariyaning asosiy tenglamasini boshqacha ko'rinishda ifodalash mumkin:

$$p = \frac{m_0 N \langle g_{kv}^2 \rangle}{3V}$$

Agar $m_0 N$ idishdagi gazni massasiga teng ekanini hisobga olsak

$$pV = \frac{m \langle g_{kv}^2 \rangle}{3} \quad (12.20)$$

formula xosil bo'ladi. (12.20) formuladan Boyle-Mariot qonuni kelib chiqishini ko'rsatish mumkin. Izotermik jarayonda $T = \text{const}$ bo'lgani uchun (12,19) formuladan $g_{kv} = \text{const}$ bo'lishi, (12.20) formuladan o'zgarmas massali gaz uchun

$$pV = \frac{m \langle g_{kv}^2 \rangle}{3} = \text{const}$$

ekanligi kelib chiqadi.

Mustahkamlash uchun savollar

1. Modda tuzilishini molekulyar kinetik nazariyasining asosiy uch qoidasini tushuntiring.
2. Brown 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 iborat?
6. Taqiqotning termodinamik usuli deganda nimani tushunasiz.
7. "Molyar massa" deb nimaga aytiladi?
9. Absolyut nol temperatura deganda nimani tushunasiz?
10. Ixtiyoriy massali moddada 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.
8. Nuomonxo'jaev A.S. Fizika kursi. 1-qism. Mexanika, statistik fizika, termodinamika. Toshkent:«O'qituvchi»,1992,208 b.

13-ma'ruza. TAQSIMOT 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.
4. Gazlarda effuziya xodisasi.

Tayanch so'zlar va iboralar: Gaz molekulalarining tezliklari, ehtimolliklar nazariyasi va Maksvell taqsimot funktsiyasi, molekulalarni tezliklar bo'yicha taqsimlanishi, ehtimol tezlik, o'rtacha arifmetik va o'rtacha kvadratik tezlik, taqsimot egri chizig'iga temperaturaning ta'siri, molekulalarning o'rtacha kinetik energiyalar bo'yicha taqsimlanishi, molekulalarning tezliklarini o'lchash, Shtern tajribasi, atmosfera bosimi, barometrik formula, Boltsman taqsimot qonuni, ultra siyrak gazlar, gazlarda effuziya, effuziyaning qo'lanilishi.

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 sekunda 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

$$dN(\vartheta) \sim Nd\vartheta \quad (13.1)$$

Bizga ma'lumki, o'zgarmas kattalik kiritish bilan proporsional likdan tenglikka o'tish mumkin. Lekin bunday usul (14.1) ifodada o'rinli bo'lmaydi. Faqat kiritilgan kattalik tezlik funktsiyasi bo'lsa, (14.1) ni tenglik ko'rinishida yozish mumkin:

$$dN(\vartheta) = f(\vartheta)Nd\vartheta \quad (13.2)$$

(13.2) ifodadagi $f(\vartheta)$ funktsiyasini 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 $f(\vartheta)$ taqsimot funksiyasiga bog'liq bo'ladi. Yuqoridagi (13.2.) 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 ehtimolliklar nazariyasini qo'llab, molekulalarning tezliklar bo'yicha taqsimot funksiyasining matematik ifodasini aniqladi:

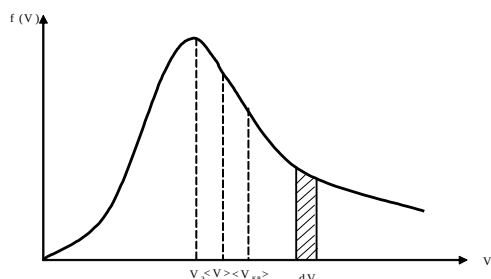
$$f(\vartheta) = \frac{4}{\sqrt{\pi}} \left(\frac{m_0}{2kT} \right)^{3/2} \cdot e^{-\frac{m_0 \vartheta^2}{2kT}} \vartheta^2 \quad (13.3).$$

Bunda m_0 -molekula massasi, T -gazning absolyut temperaturasi. Maksvell taqsimot funksiyasini grafigi 13.1-rasmda ko'rsatilgan.

Tezliklari ϑ dan $\vartheta + d\vartheta$ orliqda bo'lgan molekulalarning nisbiy soni

$$\frac{dN}{N} = f(\vartheta)d\vartheta = \frac{4}{\sqrt{\pi}} \left(\frac{m_0}{2kT} \right)^{3/2} \cdot e^{-\frac{m_0 \vartheta^2}{2kT}} \vartheta^2 d\vartheta \quad (13.4)$$

munosabatdan topiladi va u Maksvell egri chizig'i ostidagi shtrixlangan yuzachaga teng.



13.1-rasm

Maksvell egri chizig'i bilan chegaralangan yuza idishdagi molekulalar soniga teng. (13.4) 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 (13.3) funksiyadan ϑ bo'yicha birinchi tartibli hosila olib, uni nolga tenglaymiz.

$$f'(\vartheta) = \frac{4}{\sqrt{\pi}} \left(\frac{m_0}{2kT} \right)^{3/2} \left[e^{-\frac{m_0 \vartheta^2}{2kT}} 2\vartheta - \vartheta^2 e^{-\frac{m_0 \vartheta^2}{2kT}} \frac{2m_0 \vartheta}{2kT} \right] = 0$$

Bu tenglik qavs ichidagi ifoda nolga teng bo'lganda o'rinli bo'ladi. Shuning uchun qavs ichidagi ifodani nolga tenglab, ehtimol tezlik ifodasini topamiz:

$$\vartheta_v^2 = \frac{2kT}{m_0}$$

$$\text{bundan} \quad \vartheta_e = \sqrt{\frac{2 k T}{m_0}} \quad (13.5)$$

kelib chiqadi.

$$k/m_0 = R/M$$

ekanini hisobga olsak

$$\vartheta_e = \sqrt{\frac{2 R T}{M}} \quad (13.5,a)$$

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 assimetrik, 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 taqsimotini 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.

$$\langle \vartheta \rangle = \sqrt{\frac{8 \kappa T}{\pi m_0}} \quad (13.6)$$

$$\langle \vartheta \rangle = \sqrt{\frac{8 R T}{\pi M}} \quad (13.6,a)$$

$$\langle \vartheta_{kv} \rangle = \sqrt{\frac{3 k T}{m_0}} \quad (13.7)$$

$$\langle \vartheta_{kv} \rangle = \sqrt{\frac{3 R T}{M}} \quad (13.7a)$$

(13.7) formulani biz yuqorida molekulyar-kinetik nazariya asosida keltirib chiqargan edik.

Agar (13.5), (13.6) va (13.7) 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 $\langle \vartheta_{kv} \rangle > \langle \vartheta \rangle > \vartheta_e$ ekanini ko'ramiz. Agar $\langle \vartheta_{kv} \rangle$ va $\langle \vartheta \rangle$ tezliklarni ϑ_e ga nisbatan solishtirsak, $\langle \vartheta \rangle = 1,13 \vartheta_e$ va $\langle \vartheta_{kv} \rangle = 1,22 \vartheta_e$ 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°C temperaturada $\Delta\vartheta=100\text{m/s}$ 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 (13.5) formula bilan hisoblanadi:

$$\vartheta_{\text{ср}} = \sqrt{\frac{2RT}{M}} = \sqrt{\frac{2 \cdot 8,32 \cdot 273}{0,032}} \approx 377 \frac{\text{м}}{\text{с}}$$

(13,6) va (13,7) formulalardan $\langle \vartheta \rangle$ va $\langle \vartheta_{\text{kv}} \rangle$ tezliklarni ham topamiz:
 $\langle \vartheta \rangle = 423 \text{ m/s}$, $\langle \vartheta_{\text{kv}} \rangle = 460 \text{ m/s}$.

2-jadval

$\Delta \vartheta, \text{ m/s}$	$\Delta N, 10^3$	$\Delta N/N, \%$
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 chizig‘i pasayib, tezlik o‘qi bo‘yicha cho‘ziladi (13.2-rasm). Temperatura pasayganda buning aksi bo‘ladi.

Maksvell taqsimot qonuni molekulalar kinetik energiyalari bo‘yicha taqsimot qonuni sifatida ham yozish mumkin. Buning uchun

$$E_k = m_0 \vartheta^2 / 2 \quad (13.8)$$

formuladan

$$\vartheta = \sqrt{\frac{2E_k}{m_0}} \quad (13.9)$$

ekanini topamiz. So‘ngra (13,8) ifodani differensiyalaymiz:

$$dE_k = m_0 \vartheta d\vartheta.$$

Bundan:

$$\vartheta d\vartheta = dE_k / m_0 \quad (13,10)$$

munosabatni hosil qilamiz. (13.9) va (13.10) munosabatlarini hisobga olsak, (13.1) ifodadagi $\vartheta^2 d\vartheta$ ko‘paytma quyidagi ko‘rinishni oladi.

$$\vartheta^2 d\vartheta = \vartheta \vartheta d\vartheta = \sqrt{\frac{2E_k}{m_0}} \frac{dE_k}{m_0} = \frac{\sqrt{2}}{m_0^{\frac{3}{2}}} \sqrt{E_k} dE_k$$

Buni hisobga olsak, Maksvell taqsimot qonunini quyidagi ko‘rinishda yozamiz:

$$\frac{dN}{N} = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \left(\frac{1}{kT} \right)^{\frac{3}{2}} e^{-\frac{E_k}{kT}} \sqrt{E_k} dE_k \quad (13,11)$$

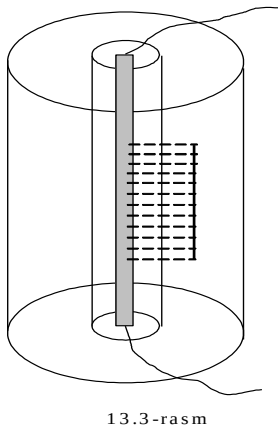
Bu munosabat, gaz molekularining issiqlik harakat energiyalarini absolyut qiymatlar bo‘yicha Maksvell taqsimot qonunini ifodalaydi.

2. Maksvell taqsimot qonunining Shtern tajribasida tasdiqlanishi.

Molekulalarning tezliklar bo‘yicha Maksvell taqsimot qonunini 1920 yilda nemis olimi Shtern tajribada tekshirib ko‘rdi. Molekularlar tezligini o‘lchashga moslashtirilgan Shtern qurilmasi o‘qlari ustma-ust tushadigan qilib, biri ikkinchisining ichiga joylashtirilgan ikki silindrdan iborat (13.3-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.

Ichki tsilindrda bo‘ylanmasiga ketgan ensiz tirqishdan kumush atomlari dastasi chiqib, tashqi tsilindrni ichki devoriga yopishib, unda ensiz vertikal tasma shaklida qatlam hosil qiladi.



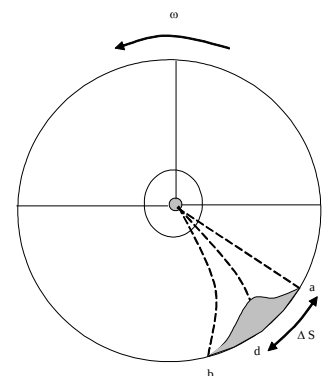
Qurilma vakuumda joylashgani uchun kumush atomlari havo molekulari bilan to‘qnashmaydi. Agar qurilma umumiy o‘q atrofida ω burchakli tezlik bilan aylanma harakatga keltirilsa, kumush atomlari tirqishdan chiqib, tashqi silindr devoriga etib kelguncha, devor ΔS masofaga siljib qoladi. Natijada kumush atomlari undan qandaydir masofaga siljib yopishadi.

Shuning uchun ingichka tasma shaklidagi kumush o‘rnida ancha enli ab kumush qatlami hosil bo‘ladi (13.4-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.

Qurilmaning burchak teziligini ω , tashqi tsilindr radiusini R , atomni uchib o‘tish vaqtini Δt deb belgilasak, ΔS masofa quyidagicha aniqlanadi:

$$\Delta S = \omega R \Delta t$$

Ichki tsilindrning radiusi tashqi tsilindr radiusi R ga nisbatan juda kichik bo‘lgani uchun kumush atomlarini uchib borib o‘tirish vaqti



$$\Delta t = R/v$$

bo'ladi. Bu ifodani hisobga olib, yuqoridagi ifodadan kumush atomlarining tezligini topamiz:

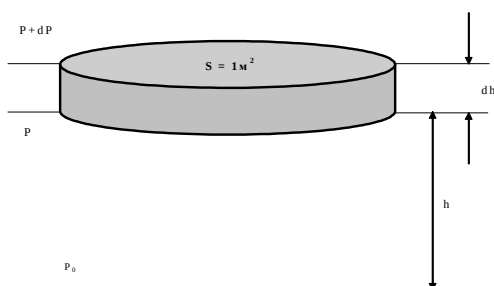
$$v = \omega R^2 / \Delta S \quad (13.12)$$

Shtern kumush atomlarini tezliklar bo'yicha taqsimlanishini baholash uchun ularning tezligini qatlamning qator nuqtalari uchun aniqlab, $\Delta N / \Delta v$ 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.



13.5-rasm

Er sirtining dengiz sathidan h_0 balandlikdagi sohasida atmosfera bosimi p_0 , 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 $S = 1 \text{ m}^2$ bo'lgan tsilindrsimon elementar qatlamni hayolan ajratamiz. (13.5-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. dp bosim dh qalinlikdagi havo qatlamida mavjud bo'lgan barcha molekulalarning og'irligiga teng:

$$dp = - \rho g dh = - n m_0 g dh \quad (13.13)$$

Ikkinchi tomondan normal sharoitlarga yaqin bo'lgan hollarda atmosfera tarkibidagi gazlarga ham ideal gaz qonunlarini tadbqiq etish mumkin. Shuning uchun h balandlikdagi bosim p bilan, molekulalar kontsentratsiyasi n orasida quyidagicha bog'lanish bor:

$$p = nkT \quad (13.14)$$

(13.13) ni (13.14)ga nisbatini olamiz.

$$dp/r = (m_0 g/kT) dh$$

munosabatni hosil qilamiz va uni mos holda h_0 dan h gacha, p_0 dan p gacha bo'lgan chegarada integrallaymiz, bunda g va T ni o'zgarmas deb hisoblaymiz, ya'ni:

$$\int_{p_0}^p \frac{dp}{p} = - \frac{m_0 g}{k T} \int_{h_0}^h dh$$

$$\ln p - \ln p_0 = - \frac{m_0 g}{k T} (h - h_0)$$

bundan tenglamani xosil qilamiz. Yuqoridagi ifodani potentsirlab

$$p = p_0 e^{- \frac{m_0 g}{k T} (h - h_0)}$$

ifodani hosil qilamiz. Boshlang'ich balandlik dengiz sathidan boshlanganligi uchun u $h_0 = 0$ ga teng ekanligini hisobga olsak, yuqoridagi ifoda quyidagi ko'rinishni oladi.

$$p = p_0 e^{- \frac{m_0 g h}{k T}} \quad (13.15)$$

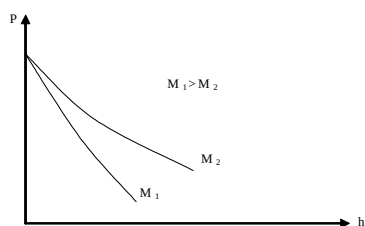
Bu ifodada

$$m_0/k = M/R$$

ekanini hisobga olsak,

$$p = p_0 e^{- \frac{M g h}{R T}} \quad (13.15,a)$$

formula xosil bo'ladi. (13.15) yoki (13.15a) tenglama barometrik formula deb ataladi.



13.6-rasm

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 partial bosimi uchun qo'llash mumkin. (13.15) formulaga asosan balandlik ortgan sari molyar massasi kattaroq gazlarni bosimi, molyar massasi kichikroq gazlarnikiga qaraganda tezroq kamayib boradi (13.6-

rasm).

Bosim molekular kontsentratsiyasiga to'g'ri proporsional ekanini hisobga olib barometrik formulada molekular kontsentratsiyasini balandlik bo'yicha taqsimlanish qonunini yozish mumkin, ya'ni

$$p/p_0 = n/n_0$$

bo'lgani uchun

$$n = n_0 e^{- \frac{m_0 g h}{k T}} \quad (13.16)$$

bo'ladi. (13.16) formulada $m_0 g h$ molekulani h balandlikdagi potensial energiyasi ekanini hisobga olsak,

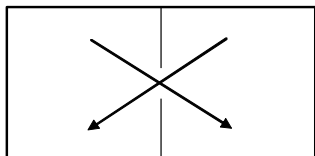
$$n = n_0 e^{- \frac{E_p}{k T}} \quad (13.16a)$$

bo'ladi. (13.16) yoki (14.16a) formulalar og'irlik kuchi maydonidagi gaz molekularini potensial energiyalari bo'yicha Boltsman taqsimot qonunini ifodalaydi. Boltsman taqsimot qonuni faqat og'irlik kuchi maydonidagi gaz molekulari 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 1m^3 xajmda taxminan 10^{16} dona molekula bo‘ladi va molekulalar bir-biri bilan to‘qnashmasdan idish devorlariga borib uriladi.



13.7-rasm

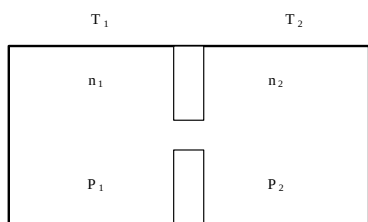
Ichida ultrasiyrak gazi bor idishni ko‘rib o‘taylik. Bu idish teshikli to‘siq bilan ikki qismga ajratilgan bo‘lsin (13.7-rasm).

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 temperaturalar har-xil bo‘lsin (13.8-rasm). Agar molekulalar erkin chopish yo‘lining uzunligi teshik kengligidan kichik bo‘lsa ($\lambda \ll d$), idishning ikkala tomonidagi p_1 va p_2 bosimlar tenglashganda issiqlik muvozanati o‘rnatiladi. T_1 va T_2 temperaturalar uchun $p_1 = n_1 k T_1$ va $p_2 = n_2 k T_2$ ekanligidan va muvozanat vaqtida $p_1 = p_2$ bo‘lgani uchun idishning ikkala qismidagi molekulalar soni va zichligi, temperaturaga teskari munosabatda ekanligi kelib chiqadi:

$$\frac{\rho_1}{\rho_2} = \frac{n_1}{n_2} = \frac{T_2}{T_1} \quad (13.17)$$

Ultrasiyrak gazda ($\lambda \ll d$), 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



13.8-rasm

ko‘rinishda bo‘ladi. $\langle v \rangle \sim \sqrt{T}$ ekanligidan quyidagi munosabatni yozish mumkin.

$$\frac{\rho_1}{\rho_2} = \frac{n_1}{n_2} = \sqrt{\frac{T_2}{T_1}} \quad (13.18)$$

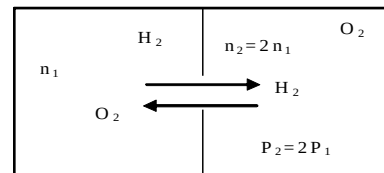
Buni hisobga olsak, bosim bosim bilan temperatura orasidagi munosabat quyidagi ko‘rinishda bo‘ladi:

$$\frac{p_1}{p_2} = \sqrt{\frac{T_1}{T_2}} \quad (13.19)$$

Bundan ko‘rinadiki, ($\lambda \ll d$), bo‘lganda odatdagi sharoitdan farqli ravishda bosim, idishni temperaturasi yuqori bo‘lgan qismida katta bo‘lar ekan.

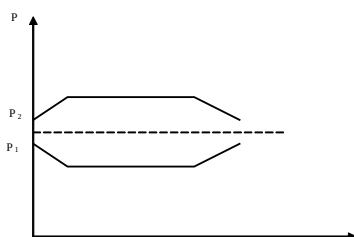
2) Ikki gazning uchrashma izotermik effuziyasi

Teshikli to‘siqqa ega bo‘lgan idishni ikki tomonida molekularining 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 molekularini konsentratsiyasi vodorod molekulari konsentratsiyasidan 2 marta katta: $n_2 = 2n_1$. Idishning har ikki tomonidagi gaz ham ultrasiyrak, ya‘ni $\lambda \gg d$.



13.9-rasm

Agar to‘siqdagi teshik ochilsa, bu teshik orqali kislorod va vodorodning uchrashma effuziyasi yuzaga keladi (13.9-



13.10-rasm

rasm). Bunda vodorod molekularini oqimi $n_1 \langle \vartheta_1 \rangle$ ga kislorod molekulariniki esa $n_2 \langle \vartheta_2 \rangle$ ga proporsional bo‘ladi.

Molekulalarning tezligi $\vartheta \sim \frac{1}{\sqrt{m}}$ bo‘lgani uchun vodorod

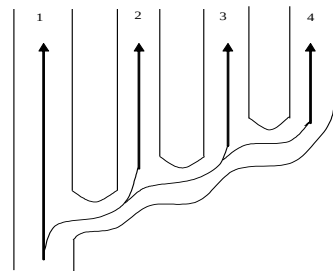
molekulalarining o‘rtacha tezligi, kislorod molekularining o‘rtacha tezligidan 4 marta katta bo‘ladi: $\langle \vartheta_1 \rangle = 4 \langle \vartheta_2 \rangle$.

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 konsentratsiyasi, ya‘ni bosimlari tenglashadi (13.10-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 ($\lambda > d$) 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.



13.11-rasm

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.

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

14-ma'ruza. TERMODINAMIKANING 1-QONUNI VA UNING TADBIQLARI

Reja:

1. Ideal gazning ichki energiyasi. Energiyaning erkinlik daralari bo'yicha tekis taqsimlanishi.
2. Gazning xajmini o'zgarishida bajarilgan ish.
3. Termodinamikaning 1-qonuni va uning izojarayonlarga tadbiqu.
4. Ideal gazning issiqlik sig'imi.
5. Adiabatik jarayon.

Tayanch so'zlar va iboralar: Ideal gaz ichki energiyasi, molekulalarning o'rtacha kinetik energiyasi, molekulalarning erkinlik daraja soni, energiyani erkinlik darajasi bo'yicha tekis taqsimlanishi, gaz xajmini o'zgarishida bajarilgan ish, termodinamikaning birinchi qonuni, termodinamikaning birinchi qonunini izojarayonlarga tadbiqu, ideal gazni o'zgarmas xajm va o'zgarmas bosim sharoitidagi issiqlik sig'imi, molyar issiqlik sig'imi, issiqlik sig'imining klassik nazariyasi va uning kamchiliklari, adiabatik jarayon, adiabata tenglamasi, adiabata ko'rsatgichi, adiabatik jarayonda bajarilgan ish.

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.

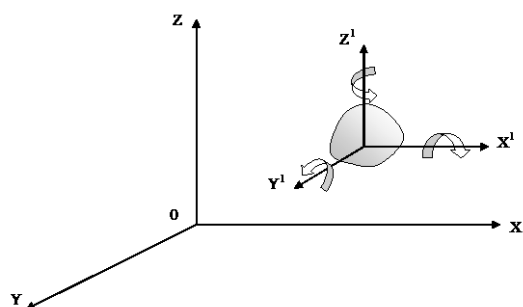
Termodinamika insonlarning ko'p yillik tajribasi natijasida yaratilgan ikkita qonunga asoslangan. Termodinamikaning 1-bosh qonuni energiyaning miqdoriy va sifat o'zgarishlarini ifodalaydi. Uning 2-bosh qonuni esa jarayonlarning sodir bo'lish yo'nalishi haqidadir.

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.

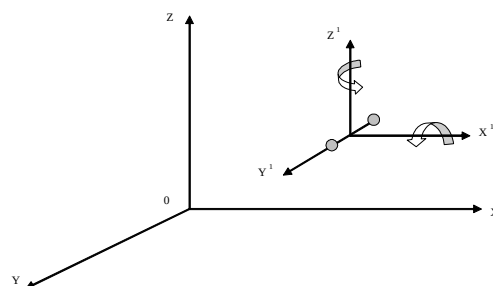


14.1-rasm

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 sistemasining 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.

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



14.2-rasm

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 $\kappa T/2$ kinetik energiya mos keladi. Biz yuqorida molekulani ilgarilanma harakat o'rtacha kinetik energiyasi $3\kappa T/2$ ga teng ekanini topgan edik. Bu ifodadagi 3 soni molekulani fazodagi uch yo'nalishda ilgarilanma harakat qilishini ko'rsatadi. Demak, har bir erkinlik darajasiga $\kappa T/2$ energiya mos keladi. Umumiy holda molekulaning erkinlik daraja sonini i deb belgilasak, bitta molekulani o'rtacha kinetik energiyasi

$$\langle E_k \rangle = \frac{i}{2} k T \quad (14.1)$$

bo'ladi. Ikki atomli molekula uchun $i = 5$ bo'lgani uchun

$$\langle E_k \rangle = \frac{5}{2} k T,$$

uch atomli molekula uchun

$$\langle E_k \rangle = \frac{6}{2} k T = 3 k T$$

bo'ladi.

Agar (14.1) formulani N_A Avogadro soniga ko'paytirsak, 1mol gaz molekulalarining yig'indi kinetik energiyasini topamiz:

$$U_M = N_A \langle E_k \rangle = N_A \frac{i}{2} RT = \frac{i}{2} RT \quad (14.2)$$

Ixtiyoriy gaz massasi uchun (14.2) ifoda quyidagi ko'rinishda bo'ladi.

$$U = \frac{m}{M} \frac{i}{2} R T \quad (14.3)$$

Ideal gaz molekulalari o'zaro ta'sirlashmagani uchun ularning potentsial 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 (O_2) uchun $i = 5$, $M = 0,032$ kg/mol bo'lgani uchun

$$U = \frac{m}{M} \frac{i}{2} RT = \frac{1 \text{ kg}}{0,032 \frac{\text{kg}}{\text{mol}}} \frac{5}{2} 8,32 \frac{\text{J}}{\text{K} \cdot \text{mol}} \cdot 300 \text{ K} = 1,95 \cdot 10^5 \text{ J}$$

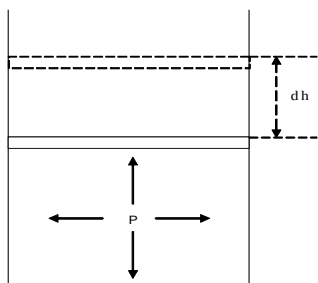
kelib chiqadi. Bu ancha katta energiya, lekin bu energiyadan foydalanib bo'lmaydi. Ixtiyoriy jism yoki jismlar to'plamining ichki energiyasini hisoblash juda qiyin. Chunki,

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 :

$$\Delta U = \frac{m}{M} \frac{i}{2} R \Delta T \quad (14.4)$$

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

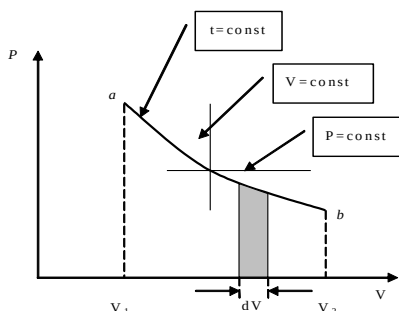
$$A = Fdh = PSdh = PdV \quad (14.5)$$

ish bajariladi. Bunda $Sdh = dV$ gaz hajmining o'zgarishi. Gaz xajmini V_1 dan 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_2 ga 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 chiziqli 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:

$$A = \int_{V_1}^{V_2} P dV \quad (14.6)$$

Agar jarayon izobarik bo'lsa ($P = \text{const}$), P ni integral tashqarisiga chiqarish mumkin:

$$A = P \int_{V_1}^{V_2} dV = P(V_2 - V_1) \quad (14.7)$$



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:

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

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 tadbirlari.

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 asosiy 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.

$$U_2 - U_1 = dQ + dA \quad (14.10)$$

(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 ($T = \text{const}$) o'zgarmagani uchun gazni ichki energiyasi ham o'zgarmaydi va termodinamikaning 1-qonuni quyidagi ko'rinishni oladi:

$$dQ = dA. \quad (14.11)$$

Demak, izotermik jarayonda gazga berilgan issiqlik miqdori to'lig'icha mexanik ish bajarishga sarflanadi. Biz yuqorida gazni izotermik kengayishda bajargan ishi:

$$A = \frac{m}{M} R T \ln \frac{V_2}{V_1} \quad (14.12)$$

ko'rinishda bo'lishini ko'rib o'tgan edik. Izotermik jarayonda bajarilgan ishni bosimning o'zgarishi orqali ham ifodalash mumkin. Buning uchun $T = \text{const}$ bo'lganda:

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

bo'lishini hisobga olib, (14.12)ni

$$A = \frac{m}{M} R T \ln \frac{P_1}{P_2} \quad (14.13)$$

ko'rinishda yozish mumkin.

2. Izobarik jarayon.

Bosim o'zgarmas ($p = \text{const}$) bo'lganda gazga berilgan issiqlik miqdori uning temperaturasi 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

$$p dV = \frac{m}{M} R dT.$$

Bu holda to'liq ish

$$A = p \int_{V_1}^{V_2} dV = \frac{m}{M} R (T_2 - T_1) \quad (14.14)$$

ko'rinishdagi formula bilan aniqlanadi.

Demak, izobarik jarayonda bajarilgan ish gaz hajmi yoki temperaturasi o'zgarishi orqali aniqlanishi mumkin. Agar xususiy holda $m/M = 1$ mol, $T_2 - T_1 = 1$ K bo'lsa, bajarilgan ish universal 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

$$dQ = dU + PdV \quad (14.15)$$

Bu ifodani integrallab, ichki energiyani o'zgarishini va bajarilgan to'liq ishni hisoblaymiz:

$$Q = U_2 - U_1 + P(V_2 - V_1) = (U_2 + PV_2) - (U_1 + PV_1) \quad (14.16)$$

(14.16) ifodadagi

$$N = U + PV \quad (14.17)$$

kattalik holat funktsiyasi bo'lib, u entalpiya deb ataladi. (14.17)ni hisobga olsak, (14.16) quyidagi ko'rinishda yoziladi.

$$Q = H_2 - H_1 \quad (14.18)$$

Demak, izobarik jarayonda ideal gazga berilgan issiqlik miqdori entalpiyaning 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 $PV = RT$ ekanini hisobga olib, uni quyidagi ko'rinishda yozish mumkin:

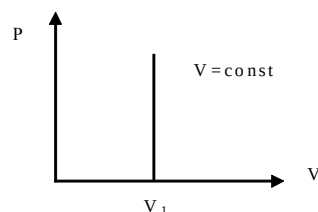
$$H = \frac{i}{2}RT + RT = \left(\frac{i}{2}R + R \right) T \quad (14.19)$$

3. Izoxorik jarayon.

Agar gazga o'zgarmas hajm ($V = \text{const}$) sharoitida issiqlik miqdori berilsa, uning bosimi va temperaturasi ortadi. Aksincha, sistema issiqlik miqdori yo'qotsa, uning temperaturasi va bosimi kamayadi. Izoxorik jarayon grafigi PV 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.

$$dQ = dU$$

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.



14.6-rasm

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

$$c = \frac{dQ}{mdT} \quad (14.20)$$

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

$$C = \frac{dQ}{dT} \quad (14.21)$$

formula bilan ifodalanadi.

Jismning molyar issiqlik sig'imi C bilan solishtirma issiqlik sig'imi c orasida quyidagicha bog'lanish bor:

$$C = M \cdot c \quad \text{yoki} \quad c = \frac{C}{M}$$

Ixtiyoriy m massali moddaning issiqlik sig'imi $m c = \frac{m}{M} C$ 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 $2,2 \cdot 10^3$ J/kg·grad. ga teng bo'lsa, bug' suvga aylangandan keyin uning issiqlik sig'imi $4,19 \cdot 10^3$ J/kg·grad. ga teng bo'lib qoladi. Gaz holatdagi moddalarning solishtirma issiqlik sig'implari 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'liq icha uning ichki energiyasini oshishiga sarflanadi.

$$dQ = dU \quad (14.22)$$

(14.22) tenglikni har ikki tomonini dT ga bo'lib,

$dU = \frac{i}{2} R dT$ ekanini hisobga olib, (14.2)ga asosan ideal gazning o'zgarmas hajm sharoitidagi molyar issiqlik sig'imi uchun quyidagi ifodani xosil qilamiz:

$$C_V = \frac{dQ}{dT} = \frac{dU}{dT} = \frac{i}{2} R \quad (14.23)$$

Demak, C_V ning qiymati gaz molekularining 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 ($p = \text{const}$) 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.

$$C_p = \frac{dQ}{dT} = \frac{dU}{dT} + \frac{dA}{dT} \quad (14.24)$$

Agar $dA = RdV$ ekanini va (14.23) ifodani hisobga olsak, (14.24) tenglik quyidagi ko'rinishga keladi.

$$C_p = C_v + \frac{PdV}{dT} \quad (14.25)$$

Bu ifodadagi PdV o'rniga PdT ni qo'yish mumkin. Chunki, gaz holat tenglamasida bosimni o'zgarish hisoblab differentsiyalasak, $PdV=RdT$ ekanligi kelib chiqadi. Ya'ni (14.25) ifoda

$$C_p = C_v + R \quad (14.26)$$

ko'rinishiga keladi. (14.26) ifodani boshqacha ko'rinishda ham yozish mumkin

$$C_p = \frac{i}{2}R + R = \frac{i+2}{2}R. \quad (14.26,a)$$

(14.26)da universal gaz doimiysi uchun $R = C_p - C_v$ ifodani xosil qilamiz. (14.26a) ni (14.23) ga bo'lib, gazlar uchun C_p/C_v nisbatini topamiz:

$$\gamma = \frac{C_p}{C_v} = \frac{C_v + R}{C_v} = \frac{i+2}{2}. \quad (14.27)$$

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:

$$\gamma = \frac{5}{3} = 1,67, \quad \gamma = \frac{7}{5} = 1,40, \quad \gamma = \frac{8}{6} = 1,33.$$

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 C_v va C_p larni hisoblash mumkin:

$$\begin{aligned} C_v &= \frac{i}{2}R = \frac{3}{2}R = \frac{3}{2} \cdot 8,314 \frac{J}{mol \cdot K} = 12,47 \frac{J}{mol \cdot K} \\ C_p &= C_v + R = \frac{i+2}{2}R = \frac{5}{2} \cdot 8,314 \frac{J}{mol \cdot K} = 20,78 \frac{J}{mol \cdot K} \\ C_v &= \frac{i}{2}R = \frac{5}{2}R = 20,78 \frac{J}{mol \cdot K} \\ C_p &= \frac{i+2}{2}R = \frac{7}{2}R = 29,09 \frac{J}{mol \cdot K} \end{aligned}$$

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 C_v va C_p uchun quyidagi qiymat kelib chiqadi:

$$\begin{aligned} C_v &= \frac{i}{2}R = 3R = 24 \cdot 94 \frac{J}{mol \cdot K}, \\ C_p &= \frac{i+2}{2}R = 4R = 33,25 \frac{J}{mol \cdot K}. \end{aligned}$$

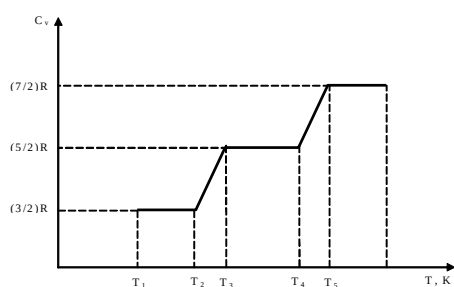
Quyidagi 3-jadvalda ba'zi gazlarning molyar issiqlik sig'implari C_V va C_P uchun tajribalarda topilgan qiymatlar keltirilgan

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'implarining 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



14.7-rasm

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

$$i = i_{il} + i_{ayl} + 2 \cdot i_{teb} = 3 + 2 + 2 \cdot 1 = 7$$

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. Adiabat 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:

$$dU + dA = 0 \quad (14.28)$$

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:

$$dA = -dU \quad (14.29)$$

Formuladagi minus ishora gazni ichki energiyasini kamayayotganini bildiradi.

Ish va ichki energiya ifodalarini hisobga olib, (14.29) formuladan temperaturani o‘zgarishini topamiz:

$$PdV = -C_v dT$$

Bundan

$$dT = -\frac{1}{C_v} P dV \quad (14.30)$$

munosabat xosil bo‘ladi.

Adiabatik jarayon formulasini keltirib chiqarish uchun gaz holat tenglamasini r , V , T o‘zgaruvchilar bo‘yicha differentsiallaymiz.

$$PdV + VdP = RdT$$

dT ni o‘rniga uni yuqoridagi (14.30) ifodasini qo‘yamiz:

$$PdV + VdP = -\frac{R}{C_v} PdV$$

yoki

$$\left(1 + \frac{R}{C_v}\right) PdV + VdP = 0 \quad (14.31)$$

ifodani hosil qilamiz.

Bundagi

$$\left(1 + \frac{R}{C_v}\right) = \frac{C_v + R}{C_v} = \frac{\frac{i}{2}R + R}{\frac{i}{2}R} = \frac{i+2}{i} = \gamma$$

ekanini e‘tiborga olsak, (14.31) munosabatni

$$\gamma PdV + VdP = 0$$

ko‘rinishda yozish mumkin. Bu ifodani PV ga bo‘lamiz

$$\gamma \frac{dV}{V} + \frac{dp}{p} = 0$$

Yuqoridagi tenglama $\ln P \cdot V^\gamma$ funktsiyaning differensialidir. Shuning uchun uni $d \ln(P \cdot V^\gamma) = 0$

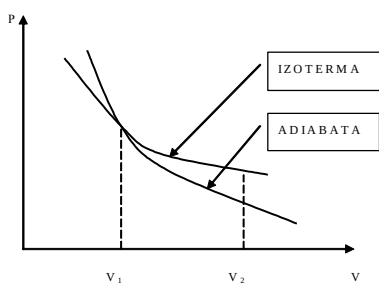
ko‘rinishda yozish mumkin. Bu munosabatdan adiabatik jarayonda bosim bilan xajm orasidagi bog‘lanishni topamiz.

$$PV^\gamma = \text{const} \quad (14.32)$$

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.

$$A = - \int_{U_1}^{U_2} dU = U_1 - U_2 = \frac{i}{2} R (T_1 - T_2)$$



14.8-rasm

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 temperaturasi 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.

Mustahkamlash uchun savollar

1. Ideal gazni ichki energiyasi deganda nimani tushunasiz?
2. Termodinamikaning birinchi qonuni qanday tushuntiriladi?
3. Termodinamikaning birinchi qonuni izojarayonlarda qanday bajariladi?
4. Adiabatik jarayon qanday jarayon va uning tenglamasi qanday keltirilib chiqariladi?
5. Nima sababdan gazlarning o‘zgarmas bosimdagi issiqlik sig‘imi o‘zgarmas 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 o‘zgarmas xajm sharoitidagi solishtirma issiqlik sig‘imi temperaturaga qanday bog‘langan?
10. Etalpiya 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. "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.
8. Nuomonxo'jaev A.S. Fizika kursi. 1-qism. Mexanika, statistik fizika, termodinamika. Toshkent:«O'qituvchi»,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.

Tayanch so'zlar va iboralar: Qaytar, qaytmas va aylanma jarayonlar, sistemani holati va fazasi, issiqlik va sovutgich mashinalari, issiqlik mashinasining foydali ish ko'effitsienti (FIK), termodinamikaning ikkinchi qonuni, Karno tsikli, Karno tsiklining FIK, ideal issiqlik mashinasining FIK, temperaturaning termodinamik shkalasi, keltirilgan issiqlik miqdori, sistema entropiyasi, Klauzius tengsizligi, entropiyani hisoblash, entropiya va termodinamik ehtimollik.

1. Qaytar, qaytmas va aylanma jarayonlar.

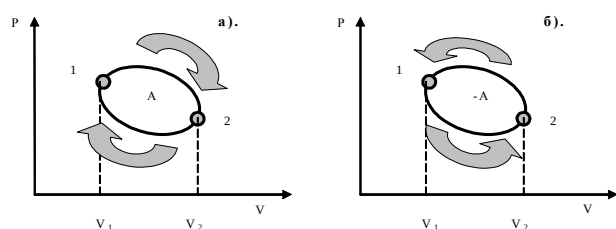
Agar biror jarayonga termodinamik nuqtai nazardan qarasak, uni qanday moddadan tashkil etganligi bizni qiziqtirmaydi, balki uni holatini xarakterlovchi parametrlarini bilish muhimdir.

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 P va temperatura T orqali to'liq bir qiymatli ravishda aniqlanadi.

Agar sistema bir necha holatlarda bo'lib, yana boshlang'ich holatiga qaytib kelsa,



15.1-rasm

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 sovutgich 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

$$Q = \Delta U + A = A \quad (15.1)$$

ko'rinishda yoziladi. Ammo aylanma jarayonda sistema issiqlik olishi va berishi mumkin bo'ldi uchun

$$Q = Q_1 - Q_2$$

bo'ladi. Bu erda:

Q_1 - sistemaning tashqaridan olgan issiqlik miqdori.

Q_2 - sistemaning tashqariga bergan issiqlik miqdori.

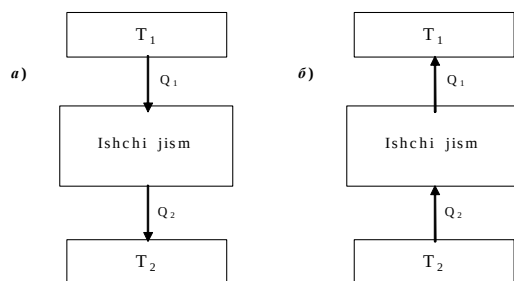
Isitgichdan olingan Q_1 issiqlik miqdorining qancha qismi A ishga aylanganini bilish amaliy ahamiyatga egadir. Shuning uchun foydali ish koeffitsienti (f.i.k.) tushunchasi kiritiladi.

Issiqlik mashinasining f.i.k.

$$\eta = \frac{A}{Q_1} = \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1} = 1 - \frac{Q_2}{Q_1} \quad (15.2)$$

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: issiqlik o'tkazuvchanlik, nurlanish, ishqalanish va boshqalar.



15.2-rasm

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 atrofda 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 muvozzantli 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 dvigatelinini ishlash jarayoni 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 isitgich 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:

$$Q_2 - Q_1 = -A_1$$

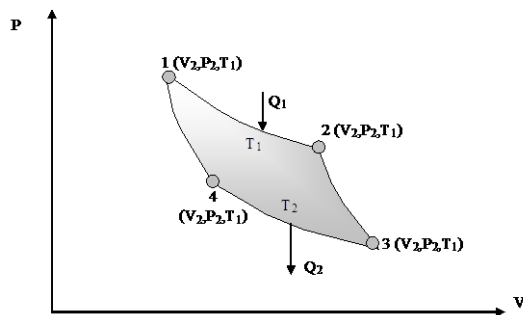
yoki

$$Q_1 = Q_2 + A$$

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. isitgich va sovutgichning temperaturalari bir xil bo'lganida bir - biriga teng bo'ladi va mashinani konstruksiyasi 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:

$$A_{12} = \frac{m}{\mu} RT_2 \ln \frac{V_2}{V_1} = Q_1 \quad (15.3)$$

$$A_{34} = \frac{m}{\mu} RT_2 \ln \frac{V_3}{V_4} = Q_2 \quad (15.4)$$

Adiabatik kengayish (2-3 xolat) va siqilishda (4-1 holat) bajarilgan ish.

$$A_{23} = \frac{m}{\mu} C_v (T_2 - T_1) \quad (15.5)$$

$$A_{41} = \frac{m}{\mu} C_v (T_1 - T_2) \quad (15.6)$$

Sikl davomida bajarilgan ish.

$$\begin{aligned} A &= A_{12} + A_{23} + A_{34} + A_{41} = Q_1 + A_{23} - Q_2 - A_{41} = \\ &= Q_1 + A_{23} - Q_2 - A_{41} = Q_1 - Q_2 \end{aligned}$$

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 adiabatlar uchun

$$\begin{aligned} T_1 V_2^{\gamma-1} &= T_2 V_3^{\gamma-1} \\ T_2 V_1^{\gamma-1} &= T_1 V_4^{\gamma-1} \end{aligned}$$

formulalardan

$$\frac{V_2}{V_1} = \frac{V_3}{V_4} \quad (15.7)$$

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.

$$\eta = \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1} = \frac{\frac{m}{\mu} RT_1 \ln \frac{V_2}{V_1} - \frac{m}{\mu} RT_2 \ln \frac{V_3}{V_4}}{\frac{m}{\mu} RT_1 \ln \frac{V_2}{V_1}} = \frac{T_1 - T_2}{T_1}$$

$$\eta = \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1} = \frac{T_1 - T_2}{T_1} \quad (15.8)$$

(15.8) formuladan ko‘rinadiki, Karno tsiklining f.i.k. faqat sovutgich bilan isitgichning temperaturasi bog‘liq. Uni oshirish uchun sovutgich bilan isitgichning temperaturalar farqini oshirish kerak. Masalan: $T_1 = 400\text{K}$ va $T_2 = 300\text{K}$ bo‘lganda $\eta = 0,25$ yoki $T_1 = 100\text{K}$, $T_2 = 50\text{K}$ bo‘lsa: $\eta = 0,4$.

Har qanday real issiqlik mashinasining f.i.k. ishqalanish va issiqlikning isrofi bo‘lgani uchun Karno siklining f.i.k. dan kichik.

Karno teoremasi temperaturaning termodinamik shkalasini yaratishga asos bo‘ldi. (15.8) formulani chap va o‘ng tomonlarini solishtirsak.

$$T_2/T_1 = Q_2/Q_1 \quad (15.9)$$

kelib chiqadi. Demak T_1 va T_2 temperaturali ikkita jism temperaturasi 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

$$Q_1/T_1 + Q_2/T_2 = 0 \quad (15.10)$$

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

$$\oint \frac{dQ}{T} = 0 \quad (15.11)$$

ko‘rinishda yozish mumkin.

Berk kontur bo‘yicha olingan integralning nolga tengligidan integral ostidagi ifoda sistema holatini belgilaydigan qandaydir funktsiyaning to‘liq differensial 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.

$$\Delta S = 0 \quad (15.12)$$

Qaytmas jarayon vaqtida sistemaning entropiyasi hamma vaqt ortadi.

$$\Delta S > 0 \quad (15.13)$$

Yuqoridagi (15.12) va (15.13) formulalar faqat yopiq sistemalar uchunгина 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

$$\Delta S \geq 0 \quad (15.14)$$

ko‘rinishda yozish mumkin.

(15.14) ifodaga Klauzius tengsizligi deyiladi. (15.14) dan ko‘rinadiki, berk sistemada entropiya o‘sishi (qaytmas jarayonlarda) yoki o‘zgarmsdan qolishi mumkin (qaytuvchan jarayonlarda).

Agar sistema muvozanatli I-holatdan 2-holatga o‘tayotgan bo‘lsa, entropiyaning o‘zgarishi (15.11) ga ko‘ra

$$\Delta S_{1 \rightarrow 2} = S_2 - S_1 = \int_1^2 \frac{dQ}{T} = \int_1^2 \frac{dU + dA}{T} \quad (15.15)$$

bo‘ladi.

Ideal gaz uchun entropiyaning o‘zgarishini ko‘raylik. Ma’lumki,

$$dU = \frac{m}{\mu} C_v dT$$

$$dA = \frac{m}{\mu} R T \frac{dV}{V}$$

bo‘lgani uchun entropiyaning o‘zgarishi (15.15) formulaga ko‘ra

$$\Delta S_{1 \rightarrow 2} = S_2 - S_1 = \frac{m}{\mu} C_v \int_{T_1}^{T_2} \frac{dT}{T} + \frac{m}{\mu} R \int_{V_1}^{V_2} \frac{dV}{V},$$

yoki

$$\Delta S_{1 \rightarrow 2} = S_2 - S_1 = \frac{m}{M} \left(C_v \ln \frac{T_2}{T_1} + R \ln \frac{V_2}{V_1} \right) \quad (15.16)$$

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‘shish 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 foydalaniladi. Bu teoremaga asosan, *har qanday jismning absolyut temperaturasi nolga yaqinlashganda uning entropiyasi ham nolga aylanadi.*

$$\lim_{T \rightarrow 0} S = 0$$

Shuning uchun ma'lum temperaturada sistema entropiyasini hisoblashda quyi chegara sifatida $T = 0 \text{ K}$ dagi holat olinadi.

6. Termodinamikaning 2-qonunini statistik ma'nosi.

XIX asrni o'rtalariga kelib termodinamika shu narsani isbot qildiki, tabiatdagi jarayonlar qaytmas jarayonlardir, 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 tadbiiq 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

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.

16- ma'ruza. REAL GAZLAR

Reja:

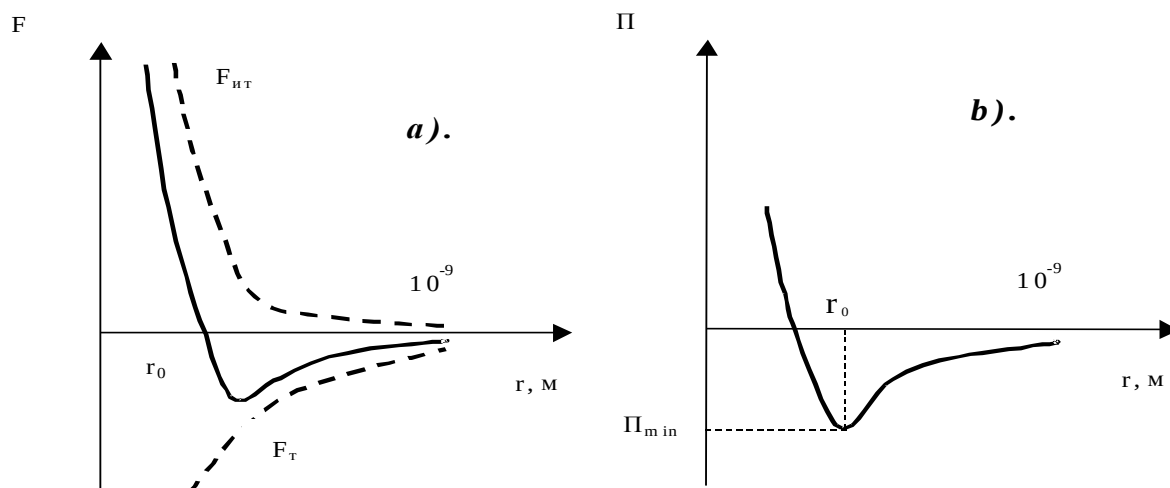
1. Molekulalararo ta'sir kuchlari va potensial energiyasi.
2. Van-der-Vaals tenglamasi.
3. Van-der-Vaals izotermalari va ularning tahlili. Eksperimental izotermalar.
4. Real gazning ichki energiyasi.
5. Joul - Tomson effekti.

Tayanch so'zlar va iboralar: Ideal gaz, molekulalararo ta'sir kuchlari va potensial energiyasi, real gaz, Van-der-Vaals tenglamasi, Van-der-Vaals izotermalari, eksperimental izotermalar, real gazning ichki energiyasi, Joul-Tomson effekti.

1. Molekulalararo ta'sir kuchlari va potensial energiyasi.

Molekulyar-kinetik nazariyadagi ideal gaz modeli haqiqiy bor gazlarning siyraklashgan holi uchun, yuqori temperaturalar va past bosimlar sohasida o'rinlidir. Ideal gazning holat tenglamasini chiqarishda molekulalarning o'lchamlari va o'zaro ta'siri e'tiborga olinmaydi. Bosimning ortishi molekulalar orasidagi masofani kamaytiradi, Shuning uchun molekulalarning hajmi va o'zaro ta'sirini e'tiborga olish kerak bo'ladi. Misol uchun, normal sharoitda 1m^3 gazda $2,69 \cdot 10^{25}$ ta molekula bo'lib, u 10^{-4}m^3 hajmni ($r \sim 10^{-6}\text{m}$) egallaydi. Bu hajmni gaz hajmiga (1m^3) nisbatan e'tiborga olmasa ham bo'ladi. 500 MPa bosimda molekulalar hajmi gaz hajmining yarmini tashkil qiladi. Shunday qilib yuqori bosim va past temperaturalarda ideal gaz modelini qo'llab bo'lmaydi.

Real gazlarni qo‘rayotganimizda biz albatta molekulalararo ta‘sirni e‘tiborga olishimiz kerak. Bunday ta‘sirlar $\leq 10^{-9}$ m masofalarda namoyon bo‘ladi va masofa ortishi



16.1-rasm

bilan tezda kamayadi. Molekulalar orasida bir vaqtning o‘zida tortishish va itarishish kuchlari mavjud bo‘ladi. 16.1(a)-rasmda o‘zaro ta‘sirning sifatiy grafigi keltirilgan, F_{it} - itarishish kuchlari, F_t - tortishish kuchlari, F - ularning teng ta‘sir etuvchisi. Itarishish kuchlari musbat, tortishish kuchlari manfiy deb hisoblanadi. $r = r_0$ masofada $F = 0$, ya‘ni itarishish va tortishish kuchlari bir-birini muvozanatlaydi. $r < r_0$ da itarishish kuchlari, $r > r_0$ da tortishish kuchlari namoyon bo‘ladi. $r > 10^{-9}$ m larda molekulalararo o‘zaro ta‘sir kuchlari yo‘q hisob ($F = 0$). 16.1(b)-rasmda o‘zaro ta‘sir potensial energiyasining grafigi keltirilgan. Bu grafikdan ko‘rinib turibdiki, $r = r_0$ masofada, ya‘ni itarishish va tortishish kuchlari bir - birini kompensatsiyalaganda, ya‘ni tizim turg‘un muvozanat holatda bo‘lganda, uning potensial energiyasi minimumga erishadi.

Tortishish va itarishish kuchlari elektromagnit tabiatga ega. Tortishish kuchlari

$$F_{\text{tort}} \approx - \frac{A}{r^7} \quad (16.1)$$

Itarishish kuchlari

$$F_{\text{itar}} \approx \frac{B}{r^9} \quad (16.2)$$

va potensial energiya

$$P \approx \int f(r) dr = -\alpha \frac{A}{r^6} + \beta \frac{B}{r^8} \quad (16.3)$$

qonuniga bo‘ysunadi.

2. Van-der-Vaals tenglamasi.

Yuqorida ta‘kidlanganidek, real gazlar uchun molekulalarning o‘lchamlari va ularning o‘zaro ta‘sirini e‘tiborga olish zarur.

Molekulalarning hususiy hajmi va molekulalar orasidagi o‘zaro ta‘sirni e‘tiborga olish golland fizigi I.Van-der-Vaalsga (1837-1923) real gaz uchun holat tenglamasini chiqarishga imkon berdi. Van-der-Vaals Klapayron tenglamasiga ikkita tuzatish kiritdi.

a). Molekulalarning xususiy hajmini hisobga olish. Molekula egallagan hajmga boshqa molekulalarning kira olmasligi, molekulalar harakatlanishi mumkin bo'lgan hajm endi V_μ emas $V_\mu - v$ bo'lib qoladi, bu erdagi v -molekulalar egallagan hajm.

b). Molekulalar orasidagi o'zaro tortishishni e'tiborga olish gazga qo'shimcha ichki bosimni vujudga keltiradi. Van-der-Vaalsning hisoblariga ko'ra ichki bosim gaz hajmining kvadratiga teskari proporsional dir:

$$R' = \frac{a}{V_\mu^2} \quad (16.4)$$

a - molekulalar orasidagi o'zaro tortishish kuchlarini tavsiflovchi doimiy;

V_μ - molyar hajm.

Yuqoridagi o'zgartirishlarni kiritib bir mol gaz uchun Van-der-Vals (real gazning holat) tenglamasini olamiz:

$$\left(P + \frac{a}{V_\mu^2}\right)(V_\mu - b) = RT. \quad (16.5)$$

v molga mos keluvchi ixtiyoriy m massali gaz uchun ($V = v \cdot V_\mu$) Van-der-Vals tenglamasi

$$\left(R + \frac{v^2 a}{V^2}\right)\left(\frac{V}{v} - b\right) = RT \quad (16.6)$$

yoki

$$\left(P + \frac{v^2 a}{V^2}\right)(V - vb) = vRT \quad (16.7)$$

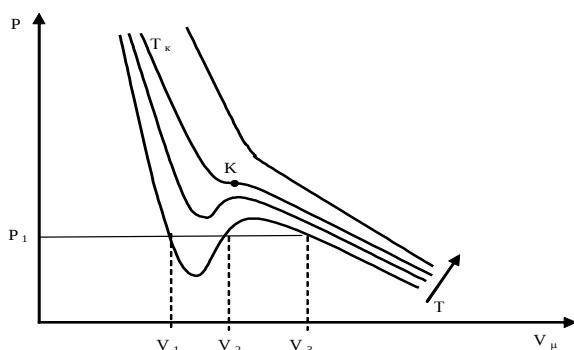
Van-der-Vals tenglamasini chiqarishda bir qator soddalashtirishlarga borilgan, Shuning uchun u ham aniq tenglama emas, lekin Klapayron tenglamasiga nisbatan tajriba bilan mosroq.

Past bosim, yuqori temperaturalarda V_μ kattalashadi $b \ll V_\mu$, $R' \ll R$ va bu holda Van-der-Vals tenglamasi Klapayron tenglamasiga o'tadi.

3. Van-der-Vals izotermalari va ularning tahlili.

Eksperimental izotermalar.

Berilgan temperaturalardagi P ning V_μ ga bog'liqligini (16.5) tenglama asosida ko'rib



16.2-rasm

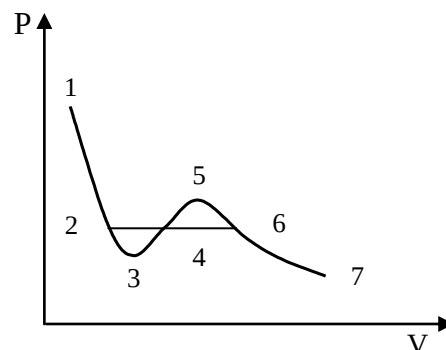
chiqsak, Van-der-Vaals izotermalarini olamiz. 16.2-rasmda to'rtta temperatura uchun shunday izotermalar keltirilgan.

Yuqori temperaturalarda real gaz izotermasi ideal gaz izotermasiga yaqin; T_k temperaturada izoterma faqat bitta (k) egilish nuqtasiga ega; quyi temperaturalarda ($T < T_k$) izoterma monoton pastga tushuvchi, so'ng monoton ko'tariluvchi va yana monoton tushuvchi chiziqdan iborat.

Van-der-Vals tenglamasini

$$RV_\mu^3 - (RT + Rb)V_\mu^2 + aV_\mu - ab = 0 \quad (16.8)$$

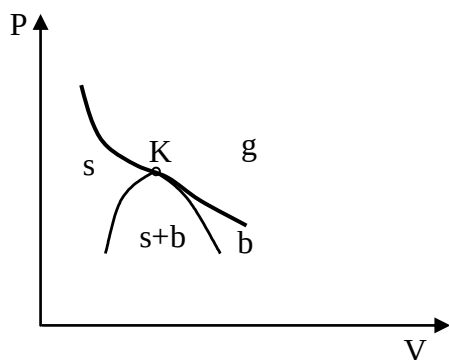
ko‘rinishda yozaylik. Ushbu tenglama V_μ ga nisbatan 3 - darajali tenglamadir. Uning echimi 3 ta xaqiqiy yoki bitta haqiqiy va ikkita mavhum ildizdir, lekin fizik maonoga faqat haqiqiy ildizlargina ega. Birinchi holga (16.2-rasmga qarang) past temperaturadagi izoterma misol bo‘la oladi (R_1 bosim qiymatiga uchta V_1 , V_2 va V_3 qiymatlar to‘g‘ri kelyapti); ikkinchi holga esa yuqori temperaturalardagi izotermalar to‘g‘ri keladi. $T < T_k$ dagi izotermaning turli sohalarini qarab, (16.3 - rasm) 1- 3, 5 - 7 sohalarida V_μ ning kamayishi bilan R_1 ning tabiiy ravishda ortishini ko‘ramiz. 5 - 3 sohada moddaning siqilishi bosimning kamayishiga olib keladi; tajribaning ko‘rsatishicha tabiatda bunday holatlar kuzatilmaydi. 3 - 5 holatda modda bir jinsli bo‘lib qolmas ekan, ma‘lum holda holatning o‘zgarishi ro‘y beradi va modda ikkita agregat holatda bo‘ladi. Shunday qilib, haqiqiy izoterma 7 - 6 - 2 - 1 ko‘rinishga ega bo‘ladi. 7 - 6 qism gaz, 2 - 1 suyuq holatlarga to‘g‘ri keladi. 6 - 2 qism gaz va suyuqlik o‘rtasidagi muvozanatga to‘g‘ri keladi.



16.3-rasm

Yuqorida olingan natijalarni irland olimi T.Endryus (1813-1885) ning karbonat angidrit (SO_2) ni siqilishini o‘rganish bo‘yicha o‘tkazgan tajribalari tasdiqladi. 16.2-rasmdagi faqat bitta (K) kritik nuqta deb ataladigan egilish nuqtasiga ega bo‘lgan izoterma kritik izoterma, unga mos T_k temperatura kritik temperatura deb ataladi. Kritik nuqtaga mos keluvchi V_k kritik hajm, R_k kritik bosim deb ataladi.

Van-der-Vaals izotermalarining gorizontalaridagi chetki nuqtalaridan chiziq o‘tkazsak, ikki fazali holatlarni chegaralovchi qo‘ng‘iroqsimon chiziq hosil bo‘ladi (16.4-rasm).



16.4-rasm

Bu chiziq va kritik izoterma R - V diagrammani uchta sohaga bo‘ladi. Qo‘ng‘iroqsimon chiziq ostida ikki fazali holatlar (suyuqlik va to‘yingan bug‘), uning chapida suyuq holatlar o‘ng tomonida bug‘ sohasi ko‘rsatilgan. Kritik temperaturadan yuqori temperaturada bo‘lgan gazni xech qanday bosimda suyuqlikka aylantirib bo‘lmaydi. Kritik temperatura gazni suyuqlikka aylantirish mumkin bo‘lgan eng yuqori temperaturadir.

4. Real gazning ichki energiyasi

Real gazning ichki energiyasi molekularlarning issiqlik harakat kinetik energiyasi va molekulararo o‘zaro ta’sir potensial energiyasidan iborat. Molekulararo o‘zaro tortishishni engish uchun bajarilgan ish tizimning ichki energiyasini oshirishga sarf bo‘ladi, ya’ni

$$dA = P dV_m = d\Pi \quad \text{yoki} \quad d\Pi = \frac{a}{V_\mu^2} dV_\mu$$

Bunda

$$\Pi = \frac{a}{V_\mu}$$

Demak, 1 mol real gazning ichki energiyasi

$$U_{\mu} = S_{\nu}T - \frac{a}{V_{\mu}} \quad (16.9)$$

temperatura va xajm ortishi bilan ortib boradi. Adiabatik jarayonda $dQ = 0$ va $dA = 0$

$$dQ = (U_2 - U_1) + dA \quad \text{dan} \quad U_1 = U_2.$$

Shunday qilib ish bajarilmasa adiabatik kengayish jarayonida ichki energiya o'zgarmaydi. Ideal gaz uchun $U_1 = U_2$ deganda $T_1 = T_2$ tushuniladi. 1 mol real gaz uchun

$$U_1 = C_v T_1 - a/V_1 \quad U_2 = C_v T_2 - a/V_2 \quad (16.10)$$

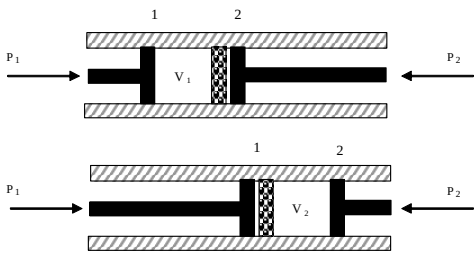
dan

$$T_1 - T_2 = \frac{a}{c} \left(\frac{1}{V_1} - \frac{1}{V_2} \right). \quad (16.11)$$

$V_2 > V_1$ ligidan $T_1 > T_2$, ya'ni real gaz vakuumga adiabatik kengayishda soviydi. Adiabatik siqishda real gaz isiydi.

5. Joule - Tomson effekti.

Agar ideal gaz adiabatik kengaysa va bunda ish bajarsa soviydi, chunki ish uning ichki energiyasi hisobiga bajariladi. Real gazlar uchun shunga o'xshash jarayonni ingliz fiziklari J.Joule (1818-1889) va U.Tomson (1824-1907) amalga oshirdilar. Tajriba gaz bir idishdan ikkinchi idishga g'ovakli jismdan tayerlangan to'siq orkali o'tadi (16.5 - rasm). CHap tomondagi gaz R_1 , V_1 , T_1 parametrlar bilan xarakterlanadi. R_1 va R_2 bosimlar o'zgarmas ushlab turiladi. Jarayon adiabatik bo'lgani uchun



16.5-rasm

$$dQ = (U_2 - U_1) + dA = 0 \quad (16.12)$$

Gaz tomonidan bajarilgan ish 2-porshenning harakati tufayli musbat ($A_2 = P_2 V_2$) va 1-porshenning harkatidan ($A_1 = P_1 V_1$), ya'ni $dA = A_2 - A_1$. Bularni (16.12) ga qo'ysak,

$$U_1 + R_1 V_1 = U_2 + R_2 V_2 \quad (16.13)$$

ni olamiz. Demak, bunda $U + PV$ funktsiya o'zgarmay qolayapti. Bu holat funktsiyasi bo'lib entalpiya deb ataladi. Sodda uchun hisoblarni 1 mol uchun o'tkazamiz. (16.13) ifodaga (16.10) ni qo'yib,

$$T_2 - T_1 = \frac{2a(1/V_2 - 1/V_1) - b(P_2 - P_1)}{C_v + R} - \frac{ab(1/V_2^2 - 1/V_1^2)}{C_v + R} \quad (16.14)$$

ni olamiz. Faraz qilaylik $R_2 \ll R_1$, $V_2 \gg V_1$

1) $a \approx 0$ - tortishish kuchlarini e'tiborga olmay, faqat molekulalarning xajmlarini e'tiborga olamiz. Unda

$$T_2 - T_1 \approx \frac{-b(p_2 - p_1)}{C_v + R} > 0 \quad (16.15)$$

ya'ni bu holda gaz isiydi;

2) $v \approx 0$ - gaz xajmini e'tiborga olmay, molekulalararo tortishish kuchlarini e'tiborga olamiz. Unda

$$T_2 - T_1 \approx \frac{2a(1/V_2 - 1/V_1)}{C_v + R} \quad (16.16)$$

ya'ni bu holda gaz soviydi;

3) Ikkala tuzatishni e'tiborga olamiz.

$$T_2 - T_1 \approx \frac{-\frac{2a}{V_1} + \frac{bRT_1}{V_1 - b}}{C_v + R} + \frac{\frac{ba}{V_1^2} - \frac{ab}{V_1^2}}{C_v + R} = \frac{\frac{bRT_1}{V_1 - b} - \frac{2a}{V_1}}{C_v + R} \quad (16.17)$$

ya'ni temperaturalar farqining ishorasi V_1 va T_1 larning qiymatiga bog'liq.

Real gazning g'ovakli jism orqali bosimlar farqi tufayli o'tib adiabatik kengayishi natijasida temperaturasining o'zgarishi Joule-Tomson effekti deyiladi. Agar gaz bunday o'tish natijasida sovusa musbat, qizisa manfiy Joule-Tomson effekti deyiladi.
Joule-Tomson effektidan gazlarni suyultirishda foydalaniladi.

Mustahkamlash uchun savollar

1. Molekulalararo ta'sir kuchlari va ularning vujudga kelish sabablari qanday?
2. Molekulalararo o'zaro ta'sir potensial energiyasi qanday bo'ladi?
3. Ideal gaz qanday gaz?
4. Real gaz va ideal gazlarning farqi nimada?
5. Van-der-Vaals tenglamasini yozing va tushuntirib bering.
6. Nazariy izotermalarni chizing va tushuntirib bering.
7. Kritik nuqta nima?
8. Eksperimental izotermalarning hosil bo'lishi va ma'nosi qanday?
9. Ideal va real gazlarning ichki energiyasi qanday bo'ladi?
10. Joule -Tomson effektini 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.

17-ma'ruza. KO'CHIRILISH HODISALARI

Reja:

1. Fizikaviy kinetika haqida tushuncha. Relaksatsiya vaqti.
2. Sochilishning effektiv kesimi.
3. Gazlarda ko'chirish xodisalari.
4. Gazlarda diffuziya. Issiqlik o'tkazuvchanlik.
5. Ichki ishqalanish (yopishqoqlik).
6. Suyuq va qattiq jismlarda diffuziya va issiqlik o'tkazuvchanligi.
7. Temperatura o'tkazuvchanlik.

Tayanch so'zlar va iboralar: Fizikaviy kinetika, relaksatsiya vaqti, sochilishning effektiv kesimi, ko'chirishning umumiy tenglamasi, gazlarda diffuziya, diffuziya koeffitsienti, issiqlik o'tkazuvchanlik, issiqlik o'tkazuvchanlik koeffitsienti, ichki ishqalanish, ichki ishqalanish koeffitsienti, suyuq va qattiq jismlarda diffuziya va issiqlik o'tkazuvchanlik, temperatura o'tkazuvchanlik.

1. Fizikaviy kinetika haqida tushuncha. Relaksatsiya vaqti.

Fizikaning muvozanatsiz holatdagi tizimlarida sodir bo'luvchi jarayonlarni o'rganuvchi qismiga fizikaviy kinetika deb ataladi. Muvozanatsiz xolatdagi tizimni o'z ixtiyoriga qo'yilsa, u yangi muvozanat holatiga o'ta boshlaydi.

O'z holiga qo'yilgan (izolyatsiyalangan) tizimni muvozanatsiz holatdan muvozanatli holatga o'tishida har qanday kuzatilaetgan taqsimot funktsiya (yoki tizimning holatini tavsiflovchi biror parametr) ning o'zgarish tezligi uning muvozanat holatidagi qiymatidan og'ishiga proporsional deb hisoblash mumkin, ya'ni

$$\frac{df}{dt} = - \frac{f - f_0}{\tau} \quad (17.1)$$

bunda

f - muvozanatsiz holat taqsimot funktsiyasi,

f_0 - muvozanatli holat taqsimot funktsiyasi,

τ - relaksatsiya vaqti bo'lib, u kuzatilayotgan jarayon uchun o'zgarmas kattalikdir.

Manfiy ishora muvozanat holatdan chiqarilib, so'ng yana o'z holiga qo'yilgan tizim hamma vaqt muvozanat holatiga intilishini ifodalaydi. (17.1) ifodani quyidagi ko'rishda yozish mumkin:

$$\frac{d(f - f_0)}{dt} = - \frac{f - f_0}{\tau}$$

yoki

$$\frac{d(f - f_0)}{f - f_0} = - \frac{dt}{\tau}$$

Buni integrallab

$$\ln(f - f_0) = - \frac{t}{\tau} + \ln C$$

Bundan

$$(f - f_0)_t = C e^{-\frac{t}{\tau}} \quad (17.2)$$

yoki

$$(f - f_0)_t = (f - f_0)_{t=0} e^{-\frac{t}{\tau}} \quad (17.3)$$

Demak, *relaksatsiya vaqti qiymat jihatidan boshlang'ich* $(f - f_0)f = 0$ *kattalikning e marta kamayishi uchun ketgan vaqtga teng ekan.* Har bir taqsimot funktsiyasi yoki tizimining har bir parametrlar uchun o'ziga hos relaksatsiya vaqti mavjud bo'ladi.

2. Sochilishning effektiv kesimi.

Molekula o'z yo'lida boshqa molekula bilan to'qnashib, harakat yo'nalishini o'zgartirsa, bunday hodisa sochilish deb ataladi. Ikki molekulaning bir-biri bilan to'qnashuvda ularning markazlari orasidagi o'zaro yaqinlashish masofasining eng kichik qiymati molekulaning sochilishidagi effektiv diametri deb ataladi. $\sigma = \pi d^2$ *kattalik molekulaning sochilishidagi effektiv kesimi deb ataladi.* Molekulaning effektiv kesimi uning geometrik ko'ndalang kesim yuzidan farq qiladi. Molekulaning boshqa molekulalar bilan to'qnashish ehtimoli, uning effektiv kesimiga bog'liq bo'ladi. Har bir kutilgan hodisani sodir bo'lishiga olib keluvchi to'qnashish jarayonida molekula o'ziga xos effektiv kesim orqali tavsiflanadi. Shuning uchun ham molekulaning sochilishidagi, ionlashtirishdagi va boshqa jarayonlardagi effektiv kesimlari haqida fikr yuritish mumkin. Molekulaning turli jarayonlardagi effektiv kesimlari bir-biridan farq qiladi, chunki turli xil kutilgan hodisani sodir bo'lishiga olib keluvchi jarayonlarda to'qnashayotgan molekulalarning o'zaro ta'sirlashuvi turlichadir.

3. Gazlarda ko'chirish hodisalari.

Molekulalarning xaotik harakati tufayli gaz doimo aralashib turadi. *Gaz molekulalari bir joydan ikkinchi joyga o'tishda o'zi bilan birga massa, energiya, impuls olib o'tadi. Bu hodisalarning mexanizmi bir bo'lganligi uchun ularni umumiy holda gazlarda kuchirish hodisalari deyiladi.*

Gazlar kinetik nazariyasidan foydalanib ko'chirish hodisasining umumiy holdagi tenglamasini keltirib chiqaraylik. Statistika binoan har bir x, y, z o'qlar bo'yicha barcha molekulalarning oltidan bir qismi harakat qiladi. OX o'qida asosining yuzi ΔS , balandligi $\langle v \rangle$ - molekulalarning o'rtacha tezligiga teng bo'lgan parallelepipedni olaylik (17.1-rasm). Hajm birligidagi molekulalar soni n_0 bo'lsin. U xolda ΔS yuza orqali chapdan o'ngga parallelepiped xajmidagi molekulaning $1/6$ qismi ($1/6 n_0 \Delta S \langle v \rangle$) o'tadi, Δt vaqt ΔS ichida yuzadan bir tomonga o'tgan molekulalar soni

$$N = \frac{1}{6} n_0 \langle v \rangle \Delta S \Delta t$$

bo'ladi. Bu molekulalar olib o'tgan fizik kattaliklarni umumiy xolda ϕ bilan belgilasak, ΔS yuzadan Δt vaqt ichida molekulalar tomonidan bir yo'nalishida olib o'tilgan fizik miqdor

$$N \phi = \frac{1}{6} (n_0 \phi) \langle v \rangle \Delta S \Delta t \quad (17.4)$$

ga teng bo'ladi. Dinamik muvozanat vaqtida xuddi shunday miqdordagi fizik kattalik teskari yunalishda xam olib o'tiladi. Faraz qilaylik, ϕ fizik kattalikka ega bulgan molekulalar soni n_0 fazoning turli qismlarida (ya'ni $n_0 \phi$) har xil bo'lsin. Aniqrog'i miqdor OX o'qining musbat yo'nalishi bo'yicha kamayib borsin. Ya'ni ΔS yuzaning chap

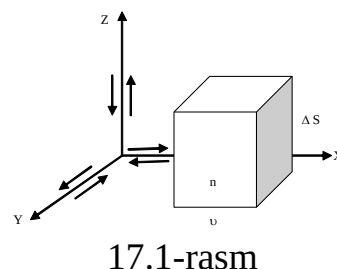
tomonida $(n_0\varphi)_1$ o'ng tomonidagi $(n_0\varphi)_2$ dan katta bo'lishi kerak. Bunday sharoitda $N\varphi$ mikdor ΔS yuza orqali chapdan o'ngga ko'proq o'tadi va u quyidagiga teng

$$\Delta(N\varphi) = (N\varphi)_1 - (N\varphi)_2 = \frac{1}{6} [(n_0\varphi)_1 - (n_0\varphi)_2] \langle v \rangle \Delta S \Delta t \quad (17.5)$$

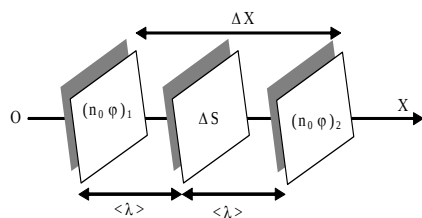
$n_0\varphi$ miqdori ΔS yuzadan chap va o'ng tomonlarda $\langle \lambda \rangle$ masofada o'zgarmaydi (17.2-rasm)

Chunki bu oraliqda molekulalarning o'zaro to'qnashuvlari yo'q. (17.5) tenglamaning o'ng tomonini $2\langle \lambda \rangle$ ga ko'paytirib bo'lamiz:

$$\Delta N\varphi = \frac{1}{3} \frac{(n_0\varphi)_1 - (n_0\varphi)_2}{2\langle \lambda \rangle} \langle v \rangle \Delta S \Delta t \quad (17.6)$$



Bu erdagi $\frac{(n_0\varphi)_1 - (n_0\varphi)_2}{2\langle \lambda \rangle} = -\frac{\Delta(n_0\varphi)}{\Delta x}$ ga $n_0\varphi$ miqdorning OX o'qi bo'yicha gradienti ($\text{grad}(n_0\varphi)$) deyiladi. U holda (17.6) ifodani



17.2-rasm

$$\Delta(N\varphi) = -\frac{1}{3} \langle v \rangle \langle \lambda \rangle \frac{\Delta(n_0\varphi)}{\Delta x} \Delta S \Delta t \quad (17.7)$$

ko'rinishda yozish mumkin. Minus ishorasi fizik kattalik gradientiga teskari yo'nalishda olib o'tilayotganligini bildiradi. (17.7) tenglamaga ko'chirish tenglamasi deyiladi. Differensial ko'rinishda

$$d(N\varphi) = -\frac{1}{3} \langle v \rangle \langle \lambda \rangle \frac{d(n_0\varphi)}{dx} dt \quad (17.8)$$

Xususiylarni ko'rib o'taylik.

4. Gazlarda diffuziya.

Biror hajmda gaz zichligi turlicha bo'lib, OX o'qi bo'yicha kamayib borsin (17.3-rasm). Ya'ni S yuzaning chap tomonida

$\langle \lambda \rangle$ masofada ρ_1 , o'ng tomonida $\langle \lambda \rangle$ masofada ρ_2 bo'lsin. Zichlik molekulalar konsentratsiyasi n_0 va bitta molekula massasi m bilan $\rho = n_0 m$ orqali bog'langan. Demak ΔS yuza orqali chapdan o'ngga olib o'tilayotgan kattalik $\varphi = m$ - molekula massasi bo'ladi. Shuning uchun

$$n_0\varphi = n_0 m = \rho \quad \Delta(N\varphi) = \Delta(Nm) = M$$

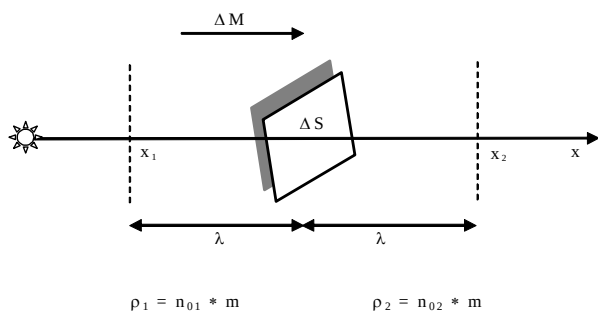
Bularni umumiy ko'chirish tenglamasiga qo'yib, ΔS yuza orqali chapdan o'ngga Δt vaqt ichida olib o'tilgan ΔM massa miqdorini topamiz:

$$\Delta M = -D \frac{\Delta \rho}{\Delta x} \Delta S \Delta t \quad (17.9)$$

Demak (17.9) ga binoan OX o'qi bo'yicha zichlik ρ kamayib borganda diffuziya tufayli ΔS yuzadan o'ngga tik ravishda olib o'tilgan massa miqdori ΔM zichlik gradienti $\frac{\Delta \rho}{\Delta x}$ ga yuza kattaligi ΔS ga va o'tish vaqti Δt ga to'g'ri proporsional ekan. (17.9) tenglama diffuziya tenglamasi ekan deyiladi. Proporsionallik koeffitsienti

$$D = \frac{1}{3} \langle \vartheta \rangle \lambda > \quad (17.10)$$

ga diffuziya koeffitsienti deyiladi. Diffuziya koeffitsienti (17.9) ifodaga binoan zichlik gradienti $\Delta\rho/\Delta x = 1 \text{ kg/m}^4$ bo'lganda $\Delta S = 1 \text{ m}^2$ yuzadan $\Delta t = 1 \text{ c.}$ da olib o'tilgan massa miqdoriga son jihatidan teng:



17.3-rasm

$$\Delta M = D \cdot \Delta S \cdot \frac{\Delta \rho}{\Delta x} \quad D \text{ ning birligi } \text{m}^2/\text{s.} \quad \langle \vartheta \rangle \sim \sqrt{\frac{T}{\mu}},$$

$$\langle \lambda \rangle \sim \frac{1}{\rho} \quad \text{bo'lganligi uchun diffuziya}$$

koeffitsienti gazning tabiatiga (μ) va uning xolati (ρ va T) ga bog'liq. Normal sharoitda kislorod uchun

$$\langle \lambda \rangle = 5 \cdot 10^{-8} \text{ m}, \quad \langle \vartheta \rangle = 5 \cdot 10^2 \text{ m/c} \quad \text{va} \quad D \approx 8 \cdot 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s.}$$

Diffuziya tabiatda va texnikada katta ahamiyatiga ega.

Issiqlik o'tkazuvchanlik.

Faraz qilaylik, OX o'qining $x = 0$ nuqtasida isitgich bo'lib, temperatura OX o'qi bo'ylab kamayib borsin. 17.4-rasm S yuzaning chap va o'ng tomonlarida $\langle \lambda \rangle$ masofada mos xolda temperaturalar T_1 va T_2 bo'lib, $T_1 > T_2$ dir. Molekula kinetik energiyasi $\langle E \rangle$ temperaturaga to'g'ri proportsional ($\langle E \rangle = \frac{i}{2} kT$) bo'lganligi sababli ΔS yuzaning chap tomonida bo'lgan molekulaning kinetik energiyasi ($\langle E_1 \rangle$) o'ng tomonidagi molekula kinetik energiyasi ($\langle E_2 \rangle$) dan kattadir. SHu saabli ΔS yuzadan chapdan o'ng tomonga kinetik energiya, ya'ni issiqlik miqdori Q olib o'tiladi.

Demak, olib o'tilayotgan fizik kattalik molekula energiyasi

$$\varphi = \langle E \rangle = \frac{i}{2} kT \quad \text{bo'ladi. U xolda } (n_0 = \text{const}):$$

$$\Delta (n_0 \varphi) = (n_0 \frac{i}{2} RT) = n_0 \frac{i}{2} R \Delta T = \rho C_v \Delta T$$

$$\Delta N \varphi = \Delta Q$$

$$(\text{Bu erda } k = R/N_A; C_{\mu v} = (\frac{i}{2}) R; C_v = C_{\mu v}/\mu; \mu = N_A m; \rho = n_0 m)$$

$$\Delta T = T_1 - T_2$$

Bularni ko'chirish tenglamasiga qo'ysak.

$$\Delta Q = - \chi \frac{\Delta T}{\Delta x} \Delta S \Delta t \quad (17.11)$$

kelib chiqadi. Demak, (17.11) ga binoan temperatura kamayib boruvchi OX o'qiga tik bo'lgan S yuzadan olib o'tilgan issiqlik miqdori ΔQ shu yuzaga, olib o'tish vaqti Δt ga va temperatura gradienti $\Delta T/\Delta x$ ga proporsional ekan. (17.11) tenglama Fur'e tenglamasi deb ataladi.

Proporsional lik koeffitsienti

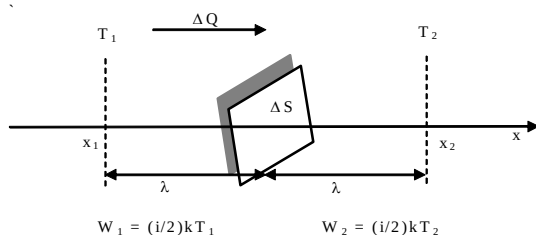
$$\chi = \frac{1}{3} C_v \rho \langle \vartheta \rangle \langle \lambda \rangle \quad (17.12)$$

ga issiqlik o'tkazuvchanlik koeffitsienti deb ataladi. (17.11) ga asosan issiqlik o'tkazuvchanlik koeffitsienti temperatura gradienti $\Delta T/\Delta x = 1 \text{ K/m}$ bo'lganda $S = 1 \text{ m}^2$

yuzadan $\Delta t = 1$ s da olib o'tilgan issiqlik miqdoriga son jihatidan tengdir.

$$\Delta Q = \chi$$

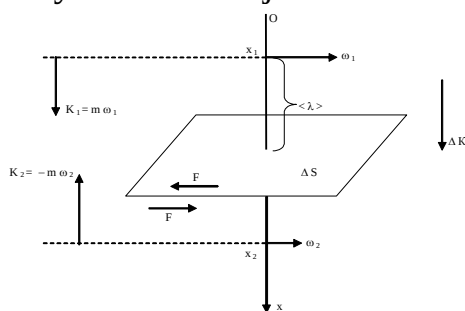
χ ning birligi J/(m.s.K.) dir. Normal sharoitda ($r = 143,10^{-2}$ kg/m, $C_v = J/(kg.K)$) kislorod uchun $\chi = 8,10$ J/(m.s.K). Odatda χ bosimga bog'liq emas. Ammo siyraklashgan gazlarda γ bosimga bog'liq bo'lib, juda kichikdir. Bu xodisadan Dyuar idishlari yasashda foydalaniladi.



17.4-rasm

5. Ichki ishqalanish (yopishqoqlik).

Gaz yoki suyuqliklarning laminar oqimida ularning qatlamlari turlicha tezliklar bilan harakat qiladi. Demak, bu qatlamlardagi molekulalarning harakat miqdori xam turlicha bo'ladi. Ana shunday qatlamlardan biridan ikkinchisiga molekulalarning xaotik harakati tufayli o'tishi natijasida ichki ishqalanish vujudga keladi.



17.5-rasm

17.5-rasmda S yuzaning yuqorisidagi qatlam tezligi V_1 katta, ostidagi qatlam tezligi V_2 kichik. Shuning uchun yuqori qatlamdagi molekula impulsi (mv_1) ostki qatlamdagi molekula impulsi (mv_2) dan katta. Yuqoridagi qatlamdan pastki qatlamga molekula o'tganda impuls olib o'tadi va shu bilan pastki qatlam tezligi ortadi.

Pastki qatlamdan ΔS yuza orqali yuqoriga o'tgan molekulalar yuqorigi qatlam tezligini kamaytiradi.

Natijada qatlamlar orasida yopish qoqlik vujudga keladi. YOpishqoqlik kuchi ΔS yuza bo'ylab oqimga parallel yo'nalgan bo'ladi. Demak, ΔS yuza orqali olib o'tilgan fizik kattalik molekula impulsi bo'ladi: $\varphi = m\vartheta$. U xolda ($n_0 = \text{const}$)

$$\Delta(n_0\varphi) = \Delta(n_0m\vartheta) = \rho\Delta\vartheta$$

$$\Delta(N\varphi) = \Delta(NK) = \Delta K$$

Bu erda ΔK - bir qatlam impulsining ikkinchisiga nisbatan Δt vaqt ichida o'zgarishi.

Mexanikadan ma'lumki, $\Delta K = F\Delta t$, ya'ni qatlam impulsining o'zgarishi kuch impulsiga teng. Bu erda F ichki ishqalanish kuchi. Bularni ko'chirishning umumiy tenglamasiga qo'ysak,

$$F = -\eta \frac{\Delta\vartheta}{\Delta x} \Delta S \quad (17.13)$$

Bunga asosan ikkita bir-biriga nisbatan sirpanayotgan gaz (yoki suyuqlik) qatlamlari orasida hosil bo'lgan ichki ishqalanish kuchi ularning bir-biriga tegib turgan yuzalariga va qatlamlar orasidagi tezlik gradienti $\Delta\vartheta/\Delta x$ ga proporsionaldir. (17.13) Nuyuton qonuni deyiladi.

Proporsional lik koeffitsienti

$$\eta = \frac{1}{3} \rho \lambda \bar{v} \quad (17.14)$$

ga yopishqoqlik koeffitsienti deyiladi. Yopishqoqlik koeffitsienti tezlik gradienti $\Delta\vartheta/\Delta x = 1\text{c}^{-1}$ bo'lganda, o'zaro parallel harakatlanayotgan qatlamlar orasidagi 1m^2 yuzaga ta'sir etayotgan ichki ishqalanish kuchiga son jihatidan tengdir: $F = \eta$; η ning birligi kg/(m's). Normal sharoitda kislorod uchun $\eta = 1,2 \cdot 10^{-5}$ kg/(m's). Suyuqlikning yopishqoqligi

gazning yopishqoqligidan bir necha marta katta. Suyuqlikning yopishqoqlik koeffitsienti qiymati $10^{-3} \div 1 \text{ kg/m's}$ chegarada bo'ladi. Shu bilan birga suyuqlikning yopishqoqligi temperaturaga juda bog'liq-temperatura ortishi bilan kamayib boradi.

Bunda molekulalar orasidagi o'rtacha masofa ortadi va demak, ular orasidagi tutinish kamayadi. Suvda, masalan 0°C da $\eta = 1,8 \cdot 10^{-3} \text{ kg/m's}$, 90°C da $\eta = 3,2 \cdot 10^{-4} \text{ kg/m's}$. Yopishqoqlik tufayli suyuqlikning trubada oqishi qiyinlashadi, uning tezligi kamayadi.

6. Suyuq va qattiq jismlarda diffuziya.

Bir-biriga tegib turgan ikki suyuqlik to'la aralashgunga qadar o'zaro diffuziylanadi. Masalan: suvli idish tubiga uzun nayli voronka yordamida mis kuporosi eritmasi quyilsa, bu suyuqliklar orasidagi dastlabki keskin chegara asta-sekin yoyilib ketadi.

Suyuqliklardagi diffuziya jarayoni ham Fik qonuni bilan yoritiladi. Agar $\Delta M = m \Delta n$ va $\Delta \rho = m \Delta n_0$ ekanligini nazarga olsak, m-suyuqlik zarrasining (molekulasi yoki atomning) massasi, Δn - diffuziyalangan zarralar soni, Δn_0 -birinchi va ikkinchi suyuqliklarning xajm birligidagi zarralar sonining farqi (molekulalar kontsentratsiyalari farqi). *Unda Fik qonunini*

$$\Delta n = -D \frac{\Delta n_0}{\Delta x} \Delta S \Delta t \quad (17.15)$$

ko'rinishda yoza olamiz. Suyuqliklar diffuziya koeffitsientini gazlar uchun chiqarilgan (17.9) ifoda bilan hisoblash mumkin emasligini nazarda tutish kerak; chunki issiqlik harakatining xarakteri gazlardagidan farq qiladi: suyuqlik zarralari erkin yugurmaydi. Shuning uchun suyuqliklarda diffuziya koeffitsienti gazlardagidan yuz minglab marta kichik, ya'ni $10^{-10} \div 10^{-9} \text{ m}^2/\text{s}$ atrofida bo'ladi. Shunga muvofiq suyuqliklarda diffuziya gazlardagidan ancha sekin o'tadi. Lekin, kontsentratsiya gradienti katta bo'lganda, suyuqliklarda ham diffuziya koeffitsientining kichik bo'lishiga qaramay, diffuziya ancha tez o'tishi mumkin.

Diffuziya jarayoni qattiq jismlarda ham kuzatiladi; bunda ham Fik qonunini qo'llash mumkin. Biroq kattik jismlardagi diffuziya suyuqliklardagidan ham sekin o'tadi; qattiq jismlarning diffuziya koeffitsienti suyuq jismlarning diffuziya koeffitsientidan ancha kichik. Qattiq jismlarda diffuziya jarayonini temperaturani ko'tarish yo'li bilan tezlatish mumkin. Masalan: 220°S temperaturada mis va ruxning zichlab qo'yilgan plastinkalari orasida 12 soatdan keyin mis va rux zarralaridan iborat 0,3 mm qalinlikdagi chegara qatlam hosil bo'ladi. Garchi mis va ruxning erish temperaturasi 220°S dan ancha yuqori bo'lishiga qaramay (misning erish temperaturasi 1083°S va ruxniki 419°S), plastinkalar o'zaro Mustahkam kavsharlanib qoladi.

Qattiq kristall jismda zarralar bir-biriga juda yaqin joylashgan va fazoviy panjara tugunlari yaqinidagina tebranish imkoniga ega. Shuning uchun kristallardagi diffuziyani tushuntirish uchun, kristall panjaralarda "teshiklar" - zarralar bilan band bo'lmagan tugunlar bor deb faraz qilishga to'g'ri keladi. U holda tebranuvchi zarra qo'shni "bo'sh" ("vakant") tugunga o'tib ketishi mumkin, uning o'rniga boshqa zarra o'tadi va x.k.

Diffuziya jarayoni materiallar texnologiyasida juda muhim rol o'ynaydi.

Suyuq va qattiq jismlarning issiqlik o'tkazuvchanligi.

Qattiq va suyuq jismlardagi issiqlik o'tkazish jarayoni ham Fur'e qonuniga bo'ysunadi. Biroq, ularning issiqlik o'tkazuvchanlik koeffitsienti gazlarnikidan ancha

katta. Metallarda χ ning qiymati ayniqsa katta bo'ladi. Gazlarda issiqlik o'tkazuvchanlik koeffitsienti 10^{-3} , suyuqliklar va metallmas qattiq jismlarda 10^{-1} , metallarda $10 \text{ J/(m} \cdot \text{s} \cdot \text{K)}$.

Kumushning issiqlik o'tkazuvchanlik koeffitsienti eng katta qiymatga ega, ya'ni $\chi = 423 \text{ J/(m} \cdot \text{s} \cdot \text{K)}$.

Qattiq va suyuq jismlarda issiqlik o'tkazuvchanlik jismni tashkil qilgan tebranuvchi zarralar (molekulalar, atom, ionlar) ning o'zaro ta'siri tufayli bo'ladi. Temperaturasi yuqori bo'lgan soxalardagi zarralarning eng intensiv tebranishlari qo'shni zarralarga o'tadi va asta-sekin butun jismga tarqaladi. Bundan tashqari metallarda ularning ichida harakatlanadigan erkin elektronlar bo'ladi, shu tufayli issiqlik o'tkazuvchanlik ancha ortadi, erkin elektronlar o'zlarining kinetik energiyalarini yuqori temperaturali soxalardan past temperaturali soxalarga bevosita o'tkazadilar. Issiqlik o'tkazishda erkin elektronlarning roli muhim ekanligi quyidagi dalillar bilan tasdiqlanadi: metallarning issiqlik o'tkazuvchanlik koeffitsienti ularning elektr o'tkazuvchanlik koeffitsientiga taxminan proporsional. Suyuqlik va gazlarda issiqlik o'tkazish jarayonini konvektsiya yo'li bilan tezlatish mumkin, bunda ularning qizdirilayotgan qismi sovuq qismidan pastda bo'ladi.

Qattiq jismning issiqlik o'tkazuvchanligi uning strukturasi bog'liq bo'ladi: g'ovak jismlarning issiqlik o'tkazuvchanligi juda kam bo'ladi, chunki g'ovaklarni to'ldirgan gazning issiqlik o'tkazuvchanlik koeffitsienti ancha kichik bo'ladi.

7. Temperatura o'tkazuvchanlik.

Jismda issiqlik tarqala borgan sari jismning temperaturasi ko'tariladi, ya'ni jism qiziydi. Qizdirish boshlangandan bir oz vaqt keyin yuqori temperatura soxasi kizdirilaetgan joydan butun jismga tarqaladi. Bu jarayon (temperaturaning tarqalish jarayoni) temperatura o'tkazuvchanlik deyiladi.

Uning tezligi faqat jismning issiqlik o'tkazuvchanlik koeffitsienti χ gagina emas, shu bilan birga solishtirma issiqlik sig'imi s va jismning zichligi ρ ga ham bog'liq bo'ladi. Tajriba va nazariyaning ko'rsatishicha, bu tezlik quyidagi nisbatga proporsional

$$K = \frac{\chi}{c \rho} \quad (17.16)$$

Jismning qizish (yoki sovish) tezligini xarakterlovchi K kattalik temperatura o'tkazuvchanlik koeffitsienti deyiladi. (17.16) ifodadan K ning o'lchov birligi m^2/s da ekanligini ko'ramiz. Temperatura o'tkazuvchanlik xodisasini quyidagi misol bilan namoyish qilaylik. Tajriba qo'rg'oshinning temirdan ko'ra tezroq qizishini (yoki sovishini) ko'rsatdi, xolbuki, temirning issiqlik o'tkazuvchanlik koeffitsienti ($\chi = 67,2 \text{ J/(m} \cdot \text{s} \cdot \text{K)}$) qo'rg'oshinning issiqlik o'tkazuvchanlik koeffitsienti ($\chi = 35,3 \text{ J/(m} \cdot \text{s} \cdot \text{K)}$) dan deyarli ikki marta katta. Demak, bu erda gap qo'rg'oshinning temperatura o'tkazish koeffitsientining temirning temperatura o'tkazish koeffitsetidan katta bo'lganligida.

Jism sirti goh qizitib, goh sovutlsa, ya'ni jismda temperatura tebranishlari bo'lsa, bu tebranishlar jismning ichkarisiga ham uzatiladi. Temperatura tebranishlarining jism ichkariga kirish jismning temperatura o'tkazuvchanligiga bog'liq bo'ladi: temperatura o'tkazuvchanlik koeffitsienti qanchalik katta bo'lsa, bu tebranishlar ham ichkarisiga shunchalik ko'p kiradi.

Mustahkamlash uchun savollar

1. Fizikaviy kinetika nima?
2. Relaksatsiya vaqtining fizik ma'nosi qanday?
3. Sochilishning effektiv kesimi nima?
4. Ko'chirishning umumiy tenglamasini keltirib chiqaring.
5. Fik tenglamasini yozib bering va izohlang.
6. Fur'e tenglamasini yozib bering va izohlang.
7. Ichki ishqalanish uchun Nyuton qonuni qanday bo'ladi?
8. Suyuq va qattiq jismlarda diffuziya qanday kechadi?
9. Suyuq va qattiq jismlarda issiqlik o'tkazuvchanlik qanday kechadi?
10. Temperatura o'tkazuvchanlik 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., "Vishaya 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.

18-ma'ruza. FAZAVIY O'TISHLAR

Reja:

1. Faza. Fazaviy o'tishlar. I- va II-tur fazaviy o'tishlar.
2. Fazalarning muvozanatda bo'lish sharti.
3. Fazalar diagrammalari. Uchlangan nuqta.
4. Klapeyron-Klauzius tenglamasi. Kritik nuqta.

Tayanch so'zlar va iboralar: Faza, agregat holat, I-tur fazaviy o'tish, II-tur fazaviy o'tish, simmetriya, fazaviy o'tish issiqligi, fazalarning muvozanat sharti, solishtirma Gibbs potentsiali, fazalar diagrammalari, uchlangan nuqta, Klapeyron-Klauzius tenglamasi, kritik nuqta.

1. Faza. Fazaviy o'tishlar. I-tur va II-tur fazaviy o'tishlar.

Faza deb moddaning mumkin bo'lgan muvozanat holatlaridan fizik xossalari bo'yicha farq qiluvchi termodinamik muvozanat xolatiga aytiladi.

Modda turli agegat xolatlar: qattiq, suyuq va gazsimon xolatda bo'lishi mumkin. Bu xolatlar moddaning fazalariga misol bo'la oladi. Lekin, faza tushunchasi agregat xolat tushunchasidan kengroqdir. Moddaning ayni bir agregat xolat doirasida, modda bir necha fazalarda, ya'ni bir-biridan o'zining tarkibi va tuzilishi jihatidan farq qiluvchi turli ko'rinishlarda bo'lishi mumkin. Masalan, qattiq jism -muz-besh xil turli kristall ko'rinishlarda (fazalarda) uchrashi mumkin. Gaz atom- molekulyar va ionlashgan

(plazma) ko‘rinishida bo‘lishi mumkin. Shuningdek, plazma o‘z navbatida bir necha turli (gaz, razryad, izotermik va yuqori temperaturali plazma) ko‘rinishda bo‘lishi mumkin. Moddaning qaysi fazada bo‘lishi modda zarralarining (atomlari, molekulalari, ionlarning) o‘rtacha kinetik kT va o‘rtacha potensial energiyalari (P) orasida munosabatga bog‘liq.

Agar $kT \gg P$ bo‘lsa modda gaz holatida bo‘ladi, chunki bunda zarralarning intensiv harakati ularning birlashishiga to‘sqinlik qiladi. $P \gg kT$ da modda kattik xolatda bo‘ladi. Bunda zarralar bir-biriga tortilib, ma‘lum tartib bilan joylashgan bo‘ladi. $P \sim kT$ da modda suyuq holatda bo‘ladi. Bunda zarralar issiqlik harakati tufayli harakat qilib o‘rinlarini almashtirishlari mumkin, lekin ma‘lum minimal masofadan uzoqqa ketmaydilar. Yuqoridagi munosabatlar o‘z navbatida tashqi sharoitlarga: temperatura va bosimga bog‘liq. Yuqori temperatura va past bosimlarda modda qattiq, temperatura va bosimning oraliq qiymatlari moddaning suyuq holatiga mos keladi. Shunday qilib, moddaning fazaviy o‘tishlari temperatura va bosimning o‘zgarishlari tufayli sodir bo‘ladi. Fazaviy o‘tish natijasida moddaning xususiyatlari sifat jihatidan o‘zgaradi. Fazaviy o‘tishga moddaning bir agregat holatdan boshqasiga o‘tishi yoki tarkibi, tuzilishi va xossalari o‘zgarishi (misol uchun kristall holidagi moddaning bir modifikatsiyadan boshqasiga o‘tishi) bilan bo‘ladigan o‘tishlar misol bo‘la oladi.

Fazaviy o‘tishlarning ikki turini farqlaydilar. *I - tur fazaviy o‘tish (misol uchun, erish, kristallanish va hakoza) fazaviy o‘tish issiqligi deb ataluvchi ma‘lum issiqlik miqdorini yutish yoki chiqarish bilan sodir bo‘ladi. I-tur fazaviy o‘tishlar temperaturaning doimiyligi, entropiya va hajmning o‘zgarishi bilan farqanadi.* Buni quyidagicha tushuntirish mumkin: misol uchun erishda kristall panjarani buzish uchun unga ma‘lum issiqlik miqdori uzatish kerak. Bunda berilayotgan issiqlik energiyasi jismni isitish uchun emas, atomlararo bog‘lanishlarni uzish uchun sarflanadi, Shuning uchun erish doimiy temperaturada sodir bo‘ladi. Bunday tartib darajasi yuqori bo‘lgan kristall xolatdan, tartib darajasi past bo‘lgan suyuq xolatga o‘tishda betartiblik darajasi ortadi va termodinamikaning II-qonuniga ko‘ra bunday jarayonda tizimning entropiyasi ortadi. Agar jarayon teskari yo‘nalishda borsa (kristallanish), issiqlik ajralib chiqadi.

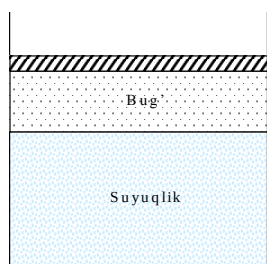
Issiqlik yutish yoki ajralishi, hajmning o‘zgarishi bilan bog‘liq bo‘lmagan o‘tishlar II-tur fazaviy o‘tishlar deb ataladi. Bunday o‘tishlar hajm va entropiyaning o‘zgarmasligi va issiqlik sig‘imini sakrab o‘zgarishi bilan tavsiflanadi. II-tur fazaviy o‘tishlar L.D.Landauning ishlarida tushuntirilgan. Unga ko‘ra II-tur fazaviy o‘tishlar simmetriyaning o‘zgarishi bilan bog‘liq: fazaviy o‘tishning o‘tish temperaturasidan yuqoriroq temperaturalarda tizimning simmetriya darajasi o‘tish darajasidan past temperaturalardagiga qaraganda yuqoriroq bo‘ladi. II-tur fazaviy o‘tishlarga ma‘lum bosim va temperaturalarda ferromagnit moddaning (temir, nikel) paramagnit xolatga o‘tishi; metallar va ba‘zi qotishmalarning 0 K ga yaqin temperaturalarda elektr qarshiliklarining sakrash bilan nolgacha kamayishi bilan harakterlanuvchi o‘ta o‘tkazuvchan holatga o‘tishi; oddiy suyuq geliyning (geliy I) $T=2,9\text{ K}$ da o‘ta oquvchanlik xossasiga ega bo‘lgan suyuq modifikatsiyasiga (geliy II) o‘tishi misol bo‘la oladi.

2. Fazalarning muvozanatda bo‘lish sharti.

Tizimni tashkil etuvchi va bir-biriga tegib turuvchi fazalari o‘zaro muvozanatda bo‘lishini tushunish uchun suyuqliq va uning bug‘idan iborat bo‘lgan ikki fazali tizim bilan tanishaylik. Boshlang‘ich paytda biror idish hajmining ma‘lum qismida suyuqliq,

qolgan qismi bo'shliqdan iborat bo'lsin. Bu bo'shliqni suvdan bug'lanish tufayli chiqayotgan gazsimon fazaga o'tayotgan molekulalar egallay boshlaydi: bug'ning bosimi ortib boradi. Bosim ortib borishi bilan gazsimon fazadan suyuq fazaga o'tayotgan molekulalarning soni xam ortib boradi. Berilgan xarorat uchun bug' bosimining biror qiymatida istalgan vaqt oralig'ida suyuqlikdan chiqib ketayotgan va unga qaytib tushayotgan molekulalarning soni o'zaro tenglashib qoladi. Tizimni tashkil qilgan har bir fazadagi modda miqdori vaqt o'tishi bilan o'zgarmay qoladi, ya'ni suyuq faza bilan gazsimon faza o'rtasida dinamik muvozanat vujudga keladi.

Bulardan ko'rinadiki, fazalar o'rtasida statistik muvozanat vujudga kelishi uchun:



18.1-rasm

1. Tizimning hamma qismlarida harorat bir xil qiymatga ega bo'lishi va u vaqt o'tishi bilan o'zgarmasligi kerak.

2. Tizimning hamma qismlarida bosim bir xil qiymatga ega bo'lib, vaqt o'tishi bilan u ham o'zgarmay qolishi kerak. Endi suyuqlik bilan muvozanatda turgan bug' hajmini porshenni siljitish orqali kamaytiraylik (yoki oshiraylik). Bunda bug' bosimi ko'payib (kamayib) tizimning muvozanat xolati buziladi. Bug' (suyuqlik) ning qo'shimcha bir qismi suyuqlik (bug')ga aylangandan so'ng tizim

yana muvozanat xolatiga keladi. Demak, bunday sharoitlarda fazalar aylanishi kuzatilib, ba'zi fazalarning ortib borishi, boshqalarning esa kamayib borishi kuzatiladi. Fazalar o'rtasida muvozanat hosil bo'lishi uchun uchinchi zaruriy shart - tizim tarkibidagi har bir faza massasining vaqt o'tishi bilan o'zgarmasdan qolish sharti bajarilishi kerak. Bu qanday sharoitda bajarilishini ko'rib o'taylik. Tizimda o'z - o'zidan sodir bo'luvchi qaytmas jarayon uchun

$$dQ < TdS \quad (18.1)$$

ni yozish mumkin. Termodinamikaning I-qonuni

$$dQ = dU + PdV$$

dan foydalanib (19.1)ni

$$dU + PdV - TdS < 0 \quad (18.2)$$

ko'rinishda yozish mumkin. Gibbs potentsiali

$$G = U - TS + PV$$

va uning

$$dG = dU - TdS - SdT + PdV + VdP$$

ko'rinishdagi ifodasidan foydalanib (19.2) tengsizlikni

$$dG + SdT - VdP < 0 \quad (18.3)$$

ko'rinishda yozish mumkin. Birinchi va ikkinchi shartlardan $dt = 0$, $dP = 0$ va (18.3)

$$dG < 0$$

ko'rinishga keladi. Bundan ko'rinadiki, tizimning harorati va bosimi o'zgarmasdan qolganda, Gibbs potentsialining kamayishiga olib keluvchi, o'z - o'zidan sodir bo'luvchi jarayonlarni kuzatish mumkin. Yuqoridagi misolda suyuq faza massasi m_1 , gazsimon faza massasi m_2 bo'lsin. Fazalar aylanishida, tizimning to'la massasi o'zgarmay qoladi:

$$m = m_1 + m_2 = \text{const}$$

Suyuq va gazsimon fazalardagi moddalar solishtirma Gibbs potentsiallarini mos ravishda g_1 va g_2 orkali belgilasak, butun tizimning Gibbs potentsiali

$$G = m_1 g_1 + m_2 g_2$$

bo'ladi. Suyuqlikning solishtirma Gibbs potentsiali bug'nikidan kichik bo'lsa, tizim Gibbs potentsialining kamayib borishi uchun gazsimon faza suyuq fazaga o'tib boradi. Agar

$$g_1(P,T) = g_2(P,T)$$

bajarilsa, ikkala faza o'zaro muvozanat holatida bo'ladi. Yuqoridagi muloxazalar faqat suyuqlik va uning bug'idan iborat ikki fazali tizim uchungina emas, balki har qanday tizim uchun o'rinnidir. Bir qancha fazalardan tashkil topgan tizim uchun

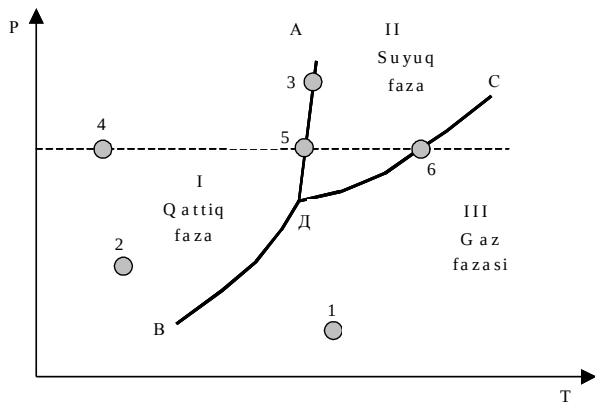
$$g_1(P,T) = g_2(P,T) = \dots = g_n(P,T)$$

Demak, bir necha fazalardan tashkil topgan tizimning harorati va bosimi o'zgarishsiz saqlab turiladigan hollarda tizimdagi barcha fazalar o'rtasidagi muvozanatni vujudga kelishining sharti hamma fazalar solishtirma Gibbs potentsiallarining o'zaro teng bo'lishidan iborat ekan.

3. Fazalar diagrammalari. Uchlangan nuqta.

Biror modda fazalarining mavjudligi shartlarini (ya'ni temperatura va bosimni) son jadvali vositasida tavsiflash o'rniga hamma vaqt T (temperatura) va P (bosim) koordinata o'qlari bulgan grafikdan foydalaniladi. Bunday grafik holatlar diagrammasi yoki fazalar muvozanati diagrammasi deyiladi. 18.2-rasmda moddaning sifatli holatlar diagrammasi ko'rsatilgan. Diagramma maydoni AD, VD va SD chiziklar bilan uchta sohaga bo'linadi, bu sohalar I kattik: II suyuq: III gazsimon fazalarning mavjudlik shartlariga to'g'ri keladi.

Diagrammaning chiziqlari fazaviy muvozanat egri chiziqlari deyiladi. Bu egri chiziqlar ikki qo'shni fazalarning kerakliha uzok birgalikda mavjudlik muvozanat shartlariga mos keladi. *D nuqta uchlanma nuqta deb ataladi: bu nuqta moddaning uchala fazasining mavjudlik shartlariga mos keladi.* Masalan, suvning uchlanma nuqtasi ayni bir vaqtda o'zaro bir-biriga tegishib turgan muzning, suvning va suv bug'larining ayni bir vaqtda mavjudligiga mos keladi. Suvning uchlanma nuqtasi $T=273,15\text{ K}$ temperatura va $P = 4.58\text{ mm.sim.ust.}$ bosim bilan harakterlanadi. Fazalar muvozanati diagrammasi muayyan modddaning muayyan sharoitlarda (P va T) qaysi holatda bo'lishi masalasini aniqlashda juda qulay. Bu



18.2-rasm

savolga diagrammada berilgan koordinatlar (R,T) bo'yicha nuqtani yasab javob olish mumkin. Masalan, 1 nuqtaga tegishli sharoitlarda modda gazsimon holatda, 2 nuqtaga mos sharoitlarda qattiq holatda, 3 nuqtaga mos sharoitlarda esa bir vaqtda qattiq va suyuq holatlarda (fazalar muvozanati) bo'ladi.

Diagrammada, shuningdek, modda holatining o'zgarish jarayonlarini tasvirlash ham qulay. Masalan, qattiq holatda bo'lgan (4 nuqta) moddaning izobarik ($P=\text{const}$) qizishi abstsissalar o'qiga parallel bo'lgan uzuq to'g'ri chiziq bilan tasvirlanadi. Bu to'g'ri chiziq 5 nuqtaga mos temperaturada jism eriy boshlashini kursatadi, 6 nuqtaga mos temperaturada gazga aylana boshlaydi va temperatura yanada ko'tarilganda butunlay gazsimon holatga o'tadi.

Diagrammada, shuningdek, modda holatining o'zgarish jarayonlarini tasvirlash ham qulay. Masalan, qattiq holatda bo'lgan (4 nuqta) moddaning izobarik ($P=\text{const}$) qizishi abstsissalar o'qiga parallel bo'lgan uzuq to'g'ri chiziq bilan tasvirlanadi. Bu to'g'ri chiziq 5 nuqtaga mos temperaturada jism eriy boshlashini kursatadi, 6 nuqtaga mos temperaturada gazga aylana boshlaydi va temperatura yanada ko'tarilganda butunlay gazsimon holatga o'tadi.

4. Klapayron-Klauzius tenglamasi. Kritik nuqta.

Bitta modda ikki fazasining muvozanat chizig'ini hisoblash usulini termodinamika beradi. Fazaviy o'tishda bosimning o'zgarishi bilan temperaturaning o'zgarishini Klapayron-Klauzius tenglamasi

$$dT = \frac{T(V_2 - V_1)}{L} dp$$

yordamida aniqlash mumkin. Bu erda L-fazaviy o'tish issiqligi (misol uchun, bug'lanish issiqligi, erish issikligi), $V_2 - V_1$ -bir fazadan ikkinchisiga o'tganda xajmning o'zgarishi, T-o'tish temperaturasi. Klapeyron-Klauzius tenglamasi muvozanat chiziqlarining og'ishini aniqlashga imkon beradi. L va T musbat bo'lganligi uchun og'ish $V_2 - V_1$ ning ishorasi bilan aniqlanadi. Suyuqliklarning bug'lanishi va qattiq jismlarning sublimatsiyasida modda hajmi ortadi, shuning uchun $dP/dT > 0$ demak bunday jarayonlarda tashqi bosimning ortishi temperaturaning ortishiga olib keladi va aksincha. Aksariyat ko'p moddalarning erishida hajmi odatda ortadi, ya'ni demak bosimning ortishi erish temperatura-sining ortishiga olib keladi. Ba'zi bir moddalar (N_2O , Ge, cho'yan) uchun esa suyuq faza hajmi qattiq faza hajmidan kichik, ya'ni $dT/dP < 0$ demak, bosimining ortishi erish temperaturasining pasayishiga olib keladi.

Fazalar diagrammasidan (19.2-rasm) ko'rinib turibdiki, bug'lanish chizig'i kritik nuqta K da tamom bo'layapti. Natijada suyuq holatdan gaz holatiga o'tish uzluksiz ravishda bug'lanish chizig'ini kesmagan holda kritik nuqtani aylanib o'tib ro'y berishi mumkin (18.2-rasm 1-2 o'tish); bunday o'tish fazaviy aylannishsiz sodir bo'lmoqda. Buning sababi gaz va suyuqlik o'rtasidagi tafovut miqdoriy xolos (ikkala holat, misol uchun izotropdir). Qattiq - kristall (anizotropiya bilan harakterlanuvchi) holatdan suyuq yoki gaz holatiga o'tish sakrab, fazaviy o'tish vositasida bo'ladi va Shuning uchun erish va sublimatsiya chiziqlari, bug'lanish chizig'iga o'xshab, uzilib qolmaydi. Erish chizig'i cheksizlikka intiladi; sublimatsiya chizig'i $P = 0$ va $T = 0$ bo'lgan nuqtaga boradi.

Mustahkamlash uchun savollar

1. Faza nima?
2. Agregat holat nima?
3. I-tur fazaviy o'tish haqida so'zlab bering.
4. II-tur fazaviy o'tish haqida so'zlab bering.
5. Termodinamik funktsiyalar to'g'risida tushuncha bering.
6. Fazalarning muvozzantda bo'lish sharti qanday?
7. Fazalar diagrammasini tushuntiring.
8. Uchlangan nuqta nima?
9. Klapeyron-Klauzius tenglamasini yozing.
10. Kritik nuqta nima?

Asosiy adabiyotlar

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

MUNDARIJA

SO‘Z BOSHI.....	9
1-ma’ruza. FIZIKA FANI HAQIDA UMUMIY MA'LUMOT.....	10
1. Fizika fani. Fizikaviy tadqiqot usullari, tajriba, gipoteza, ilmiy izlanish, nazariya.....	10
2. Fizika fanining boshqa fanlar bilan aloqasi. Fizika tarixining muhim bosqichlari. Texnikani rivojlanishida va muxandislik kasbini egallashda fizikaning roli.....	11
3. Fizika kursining umumiy tuzilishi. Fizikaviy kattaliklar va ularning o‘lchov birligi. Fizikaviy birliklarning xalqaro sistemasi.	12
2-ma’ruza. MODDIY NUQTA KINEMATIKASI.....	16
1. Mexanika haqida umumiy ma’lumot. Klassik va kvant mexanikasi. Kinematika va dinamika. Asosiy fizik modellar: moddiy nuqta, moddiy nuqtalar sistemasi, absolyut qattiq jism, yaxlit muhit.....	16
2. Mexanik harakat - materiya harakatining eng sodda turi. Moddiy nuqta ilgarilanma harakat kinematikasi va kinematika elementlari: vaqt, fazo tushunchasi, sanoq sistemasi, tezlik, tezlanish, normal va tangentsial tezlanishlar.....	18
3. Moddiy nuqta aylanma harakat kinematikasi: burchak tezlik, chiziqli tezlik va ular orasidagi bog‘lanish. Burchak tezlanish.	27
4. Hosila va integrallarning fizikaviy masalalarga tadbiqu. Absolyut qattiq jismning erkinlik darajasi..	28
3-ma’ruza. MODDIY NUQTA DINAMIKASI.....	31
1. Dinamikaning asosiy vazifasi. Inersial sanoq sistemasi tushunchasi. Nyutonning birinchi qonuni. Massa va impuls.	31
2. Nyutonning ikkinchi qonuni. Kuch-impulsdan vaqt bo‘yicha olingan birinchi tartibli hosila.....	33
3. Nyutonning uchinchi qonuni. Nyuton qonunlarini zamonaviy talqin etilishi. Moddiy nuqta harakatini klassik usulda ifodalashning chegarasi.....	34
4. Massa markazi. Massa markazining harakati haqidagi teorema.....	34
4-ma’ruza. NOINERSIAL SANOQ TIZIMLARIDAGI HARAKAT.....	37
1. Ilgarilanma harakat qilayotgan noineriial tizimdagi inersiya kuchlari.....	37
2. Aylanuvchi sanoq tizimidagi inersiya kuchlari. Markazdan qochma va Koriolis inersiya kuchlari.....	39
5-ma’ruza. ABSOLYUT QATTIQ JISMNING AYLANMA HARAKAT DINAMIKASI.....	42
1. Qo‘zg‘almas o‘q atrofida aylanayotgan qattiq jismning inersiya momenti va kinetik energiyasi. Shteyner tenglamasi.....	42
2. Kuch momenti. Impuls momenti va uning o‘zgarish qonuni. Aylanma harakat dinamikasining asosiy tenglamasi.....	44
6-ma’ruza. MEXANIK ISH, QUUVAT VA ENERGIYA.....	50
1. Energiya – sistemaning xolat funktsiyasi sifatida. Ilgarilanma va aylanma harakatda ish va kinetik energiya. Quvvat.....	50
2. Potensial energiya. Potensial energiya bilan kuch orasidagi bog‘lanish.....	55
3. Potensial maydonda bajarilgan ish. Konservativ va dissipativ kuchlar.	55

7-ma'ruza: MEXANIKADA SAQLANISH KONUNLARI	58
1. Harakat mikdori (impuls)ning saqlanish qonuni.....	58
2. Jismlar harakati energiyasining bir butunligi. Energiya saqlanish qonuni va uning umumfizikaviy ma'nosi.....	59
3. Impuls momentining saqlanish qonuni.....	62
4. Energiya, impuls va impuls momentining saqlanish qonuni – fazo va vaqt simmetriyasining natijasi.....	62
8-ma'ruza. SAQLANISH QONUNLARINING QO'LLANILISHI	65
1. O'zgaruvchan massali jismlarning harakati. Reaktiv harakat.....	65
2. Sharlarning elastik va noelastik urilishi.	67
3. Markaziy maydondagi harakat. Nyutonning butun olam tortishish qonuni. Maydon kuchlanganligi. Kepler konunlari.	70
9-ma'ruza. MEXANIKADA NISBIYLIK PRINSIPI	74
1. Inersial sanoq sistemasi va nisbiylikning mexanik prinsipi.....	74
2. Galiley koordinata almashtirishlari. Almashtirishlarning invariantligi.....	75
3. Yorug'lik tezligi. Maxsus nisbiylik nazariyasi postulatlar.....	77
4. Lorens almashtirishlari va undan kelib chiqadigan natijalar: uzunlik va vaqt oraligining nisbiyligi. Uzunlik tushunchasi. Vaqt tushunchasi.	78
10 - ma'ruza. TEZLIK LARNI QO'SHISHNING RELYATIVISTIK	81
1. Tezliklarni qo'shishning relyativistik qonuni. Xodisalar orasidagi interval.....	81
2. Energiya bilan massa orasidagi bog'lanish. Bog'lanish energiyasi. Klassik mexanikaning qo'llanilish chegarasi.	83
11- ma'ruza. YAXLIT MUHIT MEXANIKASI ELEMENTLARI	85
1. Suyuqlik va gazlarning umumiy xossalari.....	85
2. Suyuqlik harakatini kinematik tavsiflash.....	86
3. Bernulli tenglamasi va uni qo'llanilishi.....	87
4. Yopishqoqlik koeffitsienti. Suyuqlikni quvrda oqimi. Puazeyl formulasi, o'xshashlik qonuni.....	89
5. Stoks formulasi. Hidrodinamik betayinlik. Turbulentlik.....	90
12- ma'ruza: GAZLAR MOLEKULAR - KINETIK NAZARIYASI	96
1. Molekulyar - kinetik nazariya asoslari va uni tajribalarda tasdiqlanishi.....	96
2. Molekulyar fizikada tadqiqotning statistik va termodinamik usullari. Makroskopik holatlar va parametrlar.	98
3. Ideal gaz qonunlari.....	100
4. Molekulyar massa. Avogadro qonuni.....	102
5. Klapeyron - Mendeleev tenglamasi. Universal gaz doimiysi..	104
6. Gazlar molekulyar-kinetik nazariyasining asosiy tenglamasi.	106
13-ma'ruza. TAQSIMOT QONUNLARI	110
1. Molekulalarning tezliklari va energiyalari bo'yicha taqsimlanishiga oid Maksvell qonuni.....	110

2. Maksvell taqsimot qonunini Shtern tajribasida tasdiqlanishi.	114
3. Potensial maydondagi zarrachalar uchun Bolsman taqsimot qonuni va barometrik formula.	115
4. Gazlarda effuziya hodisasi.	117
14-ma'ruza. TERMODINAMIKANING 1-QONUNI VA UNING TADBIQLARI.	119
1. Ideal gaz ichki energiyasi. Energiyani erkinlik darajasi bo'yicha tekis taqsimlanishi.	120
2. Gaz hajmining o'zgarishida bajarilgan ish.	122
3. Termodinamikaning 1-qonuni va uni izojarayonlarga tadbiqlari.	123
4. Ideal gazning solishtirma issiqlik sig'imi.	125
5. Adibatik jarayon. Adiabata tenglamasi.	129
15-ma'ruza. TERMODINAMIKANING II QONUNI.	131
1. Qaytar, qaytmas va aylanma jarayonlar.	131
2. Issiqlik dvigatellari va sovutgich mashinalar.	132
3. Termodinamikaning 2-qonuni.	133
4. Ideal gaz uchun Karno sikli va uning f.i.k. ...	133
5. Entropiya. Ideal gaz entropiyasi.	135
6. Termodinamikaning 2-qonunini statistik ma'nosi.	137
16- ma'ruza. REAL GAZLAR.	138
1. Molekulalararo ta'sir kuchlari va potensial energiyasi.	138
2. Van-der-Vaals tenglamasi.	139
3. Van-der-Vals izotermalari va ularning tahlili. Eksperimental izotermalar.	140
4. Real gazning ichki energiyasi.	141
5. Joul - Tomson effekti.	142
17-ma'ruza. KO'CHIRILISH HODISALARI.	144
1. Fizikaviy kinetika haqida tushuncha. Relaksatsiya vaqti.	144
2. Sochilishning effektiv kesimi.	145
3. Gazlarda ko'chirish hodisalari.	145
4. Gazlarda diffuziya, issiqlik o'tkazuvchanlik.	146
5. Ichki ishqalanish (yopishqoqlik).	148
6. Suyuq va qattiq jismlarda diffuziya. Suyuq va qattiq jismlarning issiqlik o'tkazuvchanligi.	149
7. Temperatura o'tkazuvchanlik.	150
18-ma'ruza. FAZAVIY O'TISHLAR.	151
1. Faza. Fazaviy o'tishlar. I-tur va II-tur fazaviy o'tishlar.	151
2. Fazalarning muvozanatda bo'lish sharti.	153
3. Fazalar diagrammalari. Uchlangan nuqta.	154
4. Klapeyron-Klauzius tenglamasi. Kritik nuqta.	155

MA'RUZALAR MATNI

Tuzuvchilar:	dots. Xatamov S.O. dots. Nabiev G'.A.
Taqrizchilar:	dots. Xomidov T.X. dots. Tadjibaev M.
Mas'ul muharrir:	prof. Yuldashev N.X.
<i>Muharrir:</i>	<i>dots. Amonov K. O.</i>

Terishga berildi: 29. 07. 2008

Bosishga ruxsat etildi: 30. 07. 2008

O'lchovi 60x84 1/18. Xajmi 9, 5 b.t. nusxasi 300 Buyurtma № 11

FarPI «Texnika» noshirlik bo'limi

**Farg'ona politexnika instituti
BOSMAXONASI**

156, 1, 154, 3, 152, 5, 150, 7, 148, 9, 146, 11, 144, 13, 142, 15, 140, 17, 138, 19, 136, 21, 134, 23, 132, 25, 130, 27, 128, 29, 126, 31, 124, 33, 122, 35, 120, 37, 118, 39, 116, 41, 114, 43, 112, 45, 110, 47, 108, 49, 106, 51, 104, 53, 102, 55, 100, 57, 98, 59, 96, 61, 94, 63, 92, 65, 90, 67, 88, 69, 86, 71, 84, 73, 82, 75, 80, 77

78, 79, 76, 81, 74, 83, 72, 85, 70, 87, 68, 89, 66, 91, 64, 93, 62, 95, 60, 97, 58, 99, 56, 101, 54, 103, 52, 105, 50, 107, 48, 109, 46, 111, 44, 113, 42, 115, 40, 117, 38, 119, 36, 121, 34, 123, 32, 125, 30, 127, 28, 129, 26, 131, 24, 133, 22, 135, 20, 137, 18, 139, 16, 141, 14, 143, 12, 145, 10, 147, 8, 149, 6, 151, 4, 153, 2, 155