

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



**NAVOIY DAVLAT KONCHILIK INSTITUTI
NUKUS FILIALI**

“FIZIKA”

fanidan ma'ruzalar matni

NUKUS– 2020 y.

№	Mavzu nomlari
1	Kirish. Fizika fanining boshqa fanlar bilan bog'liqligi. Kinematika asoslari. Moddiy nuqtaning to'g'ri chiziqli harakati.
2	Moddiy nuqtaning egri chiziqli harakati. Jismlarning erkin tushishi. Gorizonttal va gorizontga nisbatan burchak ostida otilgan jismning harakati.
3	Moddiy nuqta dinamikasi. Nyuton qonunlari. Tabiyatdagi kuchlar. Ish, energiya va quvvat. Impulsning saqlanish qonuni
4	Suyuqlik mexanikasi elementlari.
5	Mexanik to'lqinlar va tebranishlar.
6	Molekulyar – kinetik nazariya asoslari. Ideal gaz holatining asosiy tenglamasi. Izojarayonlar.
7	Termodinamika qonunlari.
8	Vakuumdagi elektr maydoni. Elektr zaryadi va uning saqlanish qonuni. Kulon qonuni. Elektrostatik maydon potentsiyali. Gauss teoremasi. Elektr maydondagi dielektriklar.
9	O'zgarmas tok qonunlari. Om va Joul – Lens qonunlarining integral va differensiyal ko'rinishi
10	Vakuumba magnit maydoni. Vakuumdagi magnitostatikaning asosiy tenglamalari. Elektromagnit induksiya hodisasi.
11	Yorug'lik haqida tushuncha. Yorug'likning elektromagnit tabiyati.
12	Yorug'likning interferensiyasi va difraksiyasi. Yorug'likning poliyarizatsiyasi. Yorug'lik dispersiyasi.
13	Kvant fizikasi elementlari. Yorug'likdan nurlanish. Reley – Jins qonuni.
14	Atom fizikasi. Vodorod atomi uchun bor nazariyasi.
15	Radioaktivlik. Radioaktiv parchalanish qonuni. Elementar zarrachalar fizikasi.

Ma'ruza № 1.
Fizika fani haqida. Moddiy nuqtaning to'g'ri chiziqli harakati.

Reja:

1. Kirish.
2. Fizikaning rivojlanish tarixidan ma'lumotlar.
3. Fizika fanining boshqa fanlar bilan bog'liqligi.
4. Fizik kattaliklar va ularning o'lcham birligi.
5. Mexanikaviy harakat.
6. Materiya, moddiy nuqta, vaqt, fazo tushunchasi, sanoq sistemasi.
7. Moddiy nuqta kinematikasi: tezlik, tezlanish va yo'l.
8. Moddiy nuqtaning to'g'ri chiziqli harakati.

Kirish so'zi.

Ma'lumki, Fizikani o'qitishdan ikki hil maqsad ko'zlanadi:

- 1) tabiatning fundamental qonunlarini ilmiy asosda tushuntirish, o'quvchilarning ilmiy dunyoqarash va falsafiy mulohaza yuritish qobiliyatlarini rivojlantirish, texnikada va turmushda foydalanilayotgan uskuna va vositalarning ishlash printsipli asosida yotuvchi fizik jarayonlar haqida tasavvurlarni shakllantirish;
- 2) ta'lim olishni davom ettirish, bilimlarini chuqurlashtirish va ilmiy izlanishlarini davom ettirish uchun mustahkam zamin yaratish.

Fizika tabiat hodisalarining eng sodda va shu bilan birga eng umumiy qonunlarini, materiyaning hossalari, tuzilishi va uning harakat qonunlarini o'rganadigan fandir.

Fizika so'zi yunoncha «physis»-tabiat so'zidan olingan bo'lib, uning qonunlari barcha tabiatshunoslik bilimlarining asosida yotadi. Shuning uchun ham uni uzoq vaqt tabiat falsafasi ham deb ataganlar. Tajribaviy materiallarning ko'payishi, ularning ilmiy umumlashtirilishi va tekshirish usullarining takomillashtirilishi natijasida, tabiat falsafasidan- astronomiya, himiya, biologiya, geologiya va boshqa tabiiy fanlar, jumladan fizika ham ajralib chiqqan. Shuning uchun ham fizikaning boshqa tabiiy fanlar bilan chegarasi shartli bo'lib vaqt o'tishi bilan, o'zgarib boradi. Inson bilimining chuqurlashuvi bu fanlar orasida yanada chambarchas bog'lanish mavjudligini ko'rsatdi. Buning natijasi sifatida esa –astrofizika, fizikaviy himiya, biofizika, geofizika kabi fanlar vujudga keladi.

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

O'rganiladigan material harakatlari, shakllari va ob'ektlarning ko'p qirraliligiga asosan fizika bir qator qismlarga bo'linadi:

1. Atom va molekulyar fizika;
2. Gaz va suyuqliklar fizikasi;
3. Qattiq jismlar fizikasi;
4. Plazma fizikasi;
5. Elementar zarrachalar fizikasi;
6. Yadro fizikasi.

Materiyaning harakat turlariga qarab fizika quyidagi bo'limlarga bo'linadi:

- ❖ Moddiy nuqta va qattiq jismlar mexanikasi;
- ❖ Termodinamika va statistika;
- ❖ Elektrodinamika;
- ❖ Optika;
- ❖ Gravitatsiya;

- ❖ Kvant mexanikasi;
- ❖ Maydonning kvant nazariyasi;
- ❖ Tebranish va to'liqlar;
- ❖ Amaliy optika.

Fizikaning rivojlanishi ishlab chiqarishning texnikaviy darajasiga ta'sir ko'rsatadi.

Fizikada kashfiyotlar amalga oshirilgandan so'ng, ularni ishlab chiqarishga tadbqiq etish bilan shug'ullanuvchi mutahassislar maydonga chiqishadi va fizika bilan chambarchas bog'langan yangi fanlar vujudga keladi.

XIX asrning ohiri va XX asrning boshida elektromagnit hodisalarga bog'liq ko'plab jarayonlar, kashf etildi. L.Galvani (1737-1798) va A.Volta (1745-1827) lar tomonidan tok manbalari-galvanik elementlarining, M.Faradey (1791-1867) tomonidan elektromagnit induksiya hodisasining, A Popov(1857-1906) tomonidan radioning kashf qilinishi, nemis fizigi G.Gerts (1857-1894) tomonidan elektromagnit to'liqlar mavjudligining isbotlanishi elektrotehnika, radioteknikaning rivojlanishiga olib keldi.

shuningdek atom va yadro fizikasi sohasidagi kashfiyotlar atom energiyasidan foydalanish imkoniyatlarini yaratdi. Hozirgi paytda ko'plab atom elektr stantsiyalari, atom energiyasida ishlovchi muzyorar va suv osti kemalari ishlab turibdi.

Yarim o'tkazgichlarning kashf qilinishi radio va elektron hisoblash texnikasida inqilobiy o'zgarishlarni amalga oshirdi. Zamonaviy televizorlar, magnitafonlar, kompyuterlar va boshqa vositalarning yaratilishiga asos bo'lib xizmat qildi. Kosmosning o'zlashtirilishi va undan amalda foydalanish esa dunyoning istalgan chekkasidan uzatilayotgan radio va televizion eshittirishlarni qabul qilish, simsiz so'zlashuv vositalarini yaratish imkonini vujudga keltirdi.

Yarim o'tkazgichli foto elementlarning yaratilishi suniy yo'ldoshlarni energiya bilan taminlashga, qo'yosh energiyasini elektr energiyasiga aylantirib ekologik toza energiya olishga imkon yaratdi.

Fizikaning rivojlanish tarixidan malumotlar.

Fizik jarayonlar juda qadim zamonlardan buyon, hattoki eramizdan oldin ham odamlarning diqqat markazida bo'lgan. Moddalarning atomlardan tashkil topganligi to'g'risidagi talimot Demokrit, Epikur, Lukretsiylar tomonidan olg'a surilgan. Olamning geotsentrik sistemasi (Er olamning markazi) haqidagi ta'limot Ptolemey tomonidan yaratilgan. Shuningdek eramizdan oldin qadimgi Yunonistonda richag (tayanch) to'g'risidagi, yorug'likning to'g'ri chiziqli bo'ylab tarqalishi va qaytishi, gidrostatikada Arhimed qonunlari yaratildi. Elektr va magnit hodisalariga aloqadar bazi sodda hodisalar kuzatildi. Bularning barisi eramizdan oldingi to'rtinchi asrda Aristotel tomonidan umumlashtirib yagona sistemaga solindi. O'n ettinchi asrga kelib italiyalik mashhur fizik G.Galiley (1564-1642) harakatni matematik tenglamalar yordamida ifodalash zarurligini tushundi. Galiley inertsia va jismlarning erkin tushishi qonunlarini yaratdi. Yorug'likning tezligini o'lchash maqsadida tajriba o'tkazdi. Shunday bo'lishiga qaramasdan o'n ettinchi asrning eng ulkan yutug'i ingliz fizigi I.Nyuton (1643-1727) tomonidan klassik mehanikaning yaratilishidir. U o'zining 1687 yilda chop etilgan «Natural filosofiyaning matematik asoslari» asarida dinamikaning uchta asosiy qonuni va butun olam tortishish qonunini bayon qildi.

Fizika rivojining keyingi etapi DJ.Maksvell (1831-1879) tomonidan elektromagnit maydon nazariyasining yaratilishi bo'ldi. G.Gerts (1857-1894) elektromagnit to'liqlarning mavjudligini tajribada isbotladi.

Keyingi muhim voqealar 1895 yilda V.Rentgen (1846-1923) tomonidan o'z nomi bilan ataluvchi nurlarning, 1896 yilda A.Bekkerel (1822-1908) tomonidan tabiiy radioaktivlikning kashf qilinishidir.

1905 yilda A.Eynshteyn (1879-1955) maxsus nisbiylik nazariyasini e'lon qildi. Shu yili u fotoeffekt uchun o'z formulasini yozdi. 1911 yilda E.Rezerford (1871-1937) va 1913 yilda N.Bor (1885-1962) atomning planetar modelini yaratishdi.

Yuqoridagilar kvant fizikasiga asos bo'ldi. Atom yadrosi va elementar zarralar fizikasi vujudga keldi.

shuni qayd etish kerakki olamning hozirgi fizikaviy manzarasi hosil bo'lguncha juda ko'plab dadil g'oyalar olg'a surildi va kashfiyotlar qilindi. Fizika sohasidagi bilimlarini chuqurlashtirishni hohlovchilar albatta ular bilan tanishadilar. Endi esa tabiatni o'rganish ilmiga buyuk bobolarimiz, sHarq allomalarining qo'shgan hissalariga to'xtalib o'taylik.

Tabiatni o'rganish ilmiga sHarqning buyuk allomalarining hissalarini.

O'zbekiston – ilm-fan va madaniyati qadimdan taraqqiy topgan mamlakatlardan biri. Ayniqsa, astronomiya, matematika, tibbiyot, kimyo, to'qimachilik, memorchilik, madanshunolik, kulolchilik, falsafa, musiqa, tilshunoslik, adabiyotshunoslik yahshi rivojlangan.

Abu Adulloh Muhammad Ibn Muso al-Horazmiy 780 y.da Hivada tug'ilgan va 850 y.da Bog'dodda vafot etgan. U matematika, astronomiya, geografiya sohasida ko'pgina asarlar yaratgan. «Al-jabr» (algebra) fani va «algoritm» tushunchasiga asos solgan. Uning «Hisobal-Hind» asarlari va «Astronomik jadvallari» o'n ikkinchi asrdayoq lotin tiliga tarjima qilinib, Evropada keng tarqalgan unli sanoq sistemasi va algoritm tushunchasining yoyilishiga olib kelgan.

Abul Abbos Ahmad ibn Muhammad ibn Kashr al-Farg'oni ham astronomiya, geografiya, matematika fanlari bilan shug'ullangan. U 790 y.da Farg'ona vodiysida tug'ilgan va 865 y.da Bog'dodda vafot etgan. Farg'oni quyosh tutilishini oldindan hisoblab chiqqan. Yerning sharsimon ekanligini ilmiy isbotlagan, meridiani uzunligini hisoblagan. Nil daryosining oqimini o'lchash uchun asbob yasagan va unga risolalar yaratgan.

O'n birinchi asrda Horazm poytahti Urganchda ham «Bilimdonlar uyi»-«akademiya» tashkil etilgan bo'lib falsafa, matematika va tib ilmlari muhokoma qilingan. Buyuk mutafakkirlar Ibn sino, Beruniy, Abu Nasr Arroq va boshqalar bu akademiyaning azolari bo'lishgan.

Qomusiy olim va mutafakkir Abu Rayhon Muhammad Ibn Ahmad al-Beruniy-973 y.da Horazmda tug'ilgan va 1048 yilda Gaznada vafot etgan. Dunyoda birinchi globusni yasagan. 150 dan ortik kitob va risolalar yozgan. Geliotsentrik sistema to'g'risidagi fikrlari fan taraqqiyotiga katta tasir ko'rsatgan.

Abu Ali ibn Abdullo ibn sino-komusiy olim, mutafakkir, faylasuf, shoir. U 980 y da Buhoro yaqinidagi Afshona qishlog'ida tug'ilgan. 1037 y.da Isfahonda vafot etgan. Asarlarining soni 280 dan ziyod. Ulardan 40 dan ko'prog'i tibbiyotga, 30 dan ortig'i tabiiy fanlar va musiqaga oid, qolganlari falsafa, mantiq, ahloq, ilohiyot, ijtimoiy-siyosiy mavzularda.

O'n beshinchi asrda Mirzo Ulug'bek samarqandda akademiya tashkil qildi. Uning qoshida yahshi jihozlangan rasadhona, boy kutubhona va oliy o'quv yurti-madrasa bor edi.

Muhammad Tarag'ay Ulug'bek 1394 yilda Temurning harbiy yurishi vaqtida sultoniya shahrida tug'ilgan, 1449 yilda o'ldirilgan. U dunyodagi eng yirik astronomiya maktabini tuzgan. Katta ilmiy va madaniy meros koldirgan. Shulardan biri «Ulugbek ziji» («Ziji Kuragoniy»)dir. Shogirdlari bilan mingdan ortiq yo'lduzlar ruyhatini tuzgan.

Matematik va astronom Kozizoda Rumiy (salohiddin Muso ibn Muhammad ibn Muhammad) (1360-1437) Mirzo Ulugbekning ustoz bo'lgan. Rumiy «Aflotuni zamon» (uz davrining Platoni) nomini olgan.

Atoqli matematik va astronom al-Qoshiy (Giyosiddin Jamshid Koshiy) (tahminan 1430 y.da vafot etgan). Birinchi bo'lib matematikaga unli kasrlarni kiritdi va nazariy asosladi, sinus va π sonini o'nli sistemada 17 honagacha aniqlik bilan hisobladi.

Mashhur astronom Ali Qushchi (Mavlano Alouddin Ali bin Muhammad Qushchi) (1403-1474)-matematika va astranomiyaga doir risolalar yozgan. U fasllar almashinuvi, oy va quyosh tutilishini ilmiy-tabiiy jihatdan to'g'ri tushuntirgan.

Yuqorida nomlari qayd etilgan buyuk mutafakkirlarning tabiiy fanlar, matematika, tibbiyot, falsafa, tilshunoslik va boshqa sohalaridagi ishlari, kashfiyotlari butun dunyo ilmu-fanining taraqqiyotiga katta hissa bo'lib, ayrim fan sohalarining yuqori bosqichga ko'tarilishiga, yangi yo'nalishlar paydo bo'lishiga olib keldi.

O'zbekistonda fizika taraqqiyoti sohasida olib borilayotgan ishlar.

O'zbekiston mustaqillikka erishgandan so'ng ilm-fanning rivojiga alohida etibor berilmoqda. Hozirgi O'zbekiston fanlar akademiyasining ilmiy-tarmoqlar bo'yicha sakkizta bo'limi mavjud. Ulardan biri fizika-matematika fanlari bo'limidir. Uning tarkibiga fizika sohasidagi faoliyat ko'rsatayotgan quyidagi ilmiy tekshirish institutlari kiradi: Yadro fizikasi Instituti; «Fizika-Quyosh» ilmiy ishlab chiqarish birlashmasi; Elektronika instituti; Astronomiya instituti; issiqlik fizikasi bo'limi. Hozirgi paytda O'zbekistonda fizikaning quyidagi yo'nalishlar buyicha ilmiy izlanishlar olib borilmoqda:

Issiqlik fizikasi- asosan akademik P.K.Habibullaev yaratgan ilmiy maktabda olib borilib, uning asosini O'zbekiston fanlar akademiyasining «Issiqlik fizikasi» bo'limi tashkil qiladi. Ilmiy ishlar bir jinsli bo'lmagan muhitlar issiqlik fizikasi; lazer nurlarining jismlar bilan o'zaro tasirlashuvi; yuqori haroratli o'ta-o'tkazuvchanlik, yo'nalishlariga taalluqlidir.

Yadro fizikasi- bu sohadagi ishlar asosan Yadro fizikasi Institutida olib boriladi. Ular O'zbekistonda 20-yillardan boshlangan. Lekin muntazam tadqiqotlar fizika texnika institutida akademik s.A. Azimov (1914-1988) rahbarligida olib borilgan. 1956 yilda esa Yadro fizikasi instituti tashkil qilingan. Hozir bu erda; yadro spektroskopiyasi va yadro tuzilishi; yadro reaksiyalari; maydonning kvant nazariyasi; elementar zarralar fizikasi; relyativistik yadro fizikasi va boshqa yo'nalishlar bo'yicha ilmiy-tadqiqot ishlari olib borilmoqda.

Quyosh texnikasi fizikasi (geliotexnika)-bu yo'nalishning asosiy maqsadi quyosh nuri energiyasini issiqlik energiyasiga aylantirishning fizik asoslarini ishlab chiqish va ular asosida yuqori samarali geliotexnik qurilmalarni yaratishga qaratilgandir. Bu tarmoqning rivojlanishida akademianing muhbir azosi G.Umarovning (1921-1988) xizmatlari katta. Hozirgi paytda honadonlarni issiq suv va issiqlik bilan taminlovchi quyosh isitgichlari, meva quritgichlar, sho'r suvlarni chuchuklashtiruvchi qurilmalar, quyosh energiyasi asosida ishlovchi boshqa moslamalar halq ho'jaligida keng foydalanilmoqda.

Qiyin eruvchi materiallar fizikasi- yuqori haroratli materialshunoslikka oid bu tadqiqotlar 1976 yildan boshlab, s.Azimov va boshqalar tomonidan keng ko'lamda o'tkazila boshlandi. Bu tadqiqotlarda, to'plangan quyosh nuri bilan materiallarga termik ishlov berish usuli asos qilib olindi. Shu maqsadda 1987 yilda Toshkent viloyatining Parkent tumanida 1000 kVt quvvatli katta quyosh sandoni qurib bitkazildi. Bunday qurilma shu paytga qadar Frantsiyaning Odeyo shahridagina mavjud edi. Qurilmaning fokus masofasi 18 m bo'lib, u 54x42 m o'lchamga ega va 62 ta bir hil o'lchamdagi geliostatlardan iborat. 1993 yilda esa «Fizika-Quyosh» Ilmiy ishlab chiqarish birlashmasi tarkibida «Materialshunoslik» ilmiy tekshirish instituti tashkil qilindi.

Yuqori energiyalar fizikasi—sohasidagi ishlar akademik s.Azimov rahbarligida fizika texnika institutida boshlangan. Tadqiqotlar asosan ikki yo'nalishda olib borilmoqda: kosmik nurlar fizikasi va juda katta energiyagacha tezlashtirilgan zarra va yadrolarning nuklonlar hamda yadrolar bilan ta'sirlashuvlarini o'rganish.

Fizikaviy elektronika-O'zbekistonda bu sohadagi dastlabki tadqiqotlar oldingi asrning o'ttizinchi yillarida boshlangan. Bu sohaning keyingi rivojlanishi, fizik-elektronchilar ilmiy maktabining vujudga kelishi, ko'p jihatdan akademik U.Orifov (1909-1976) nomi bilan bog'liq. 1967 yilda esa fanlar akademiyasining elektronika instituti tashkil qilindi. Hozirgi paytda bu yo'nalishdagi ishlar sirt diagnostikasi va qattiq jism sirtining fizik-kimyoviy hossalarni kerakli

yo`nalishda o`zgartirishning metodik asoslarini ishlab chiqishga, hamda yarim-o`tkazgich va konstruksion materiallar olish va ularga ishlov berishning zamonaviy ion-nur texnologiyalarini yaratishga karatilgan.

**Yarim o`tkazgichlar fizikasi**-bu sohadagi ilmiy tadqiqot ishlari yigirmanchi asrning 30 yillarida boshlangan. Bu ishlar ko`plab ilmiy tekshirish institutlari va oliy o`quv yurtlarida olib borilmoqda. Yarim o`tkazgichlar fizikasi sohasida o`zbek olimlarining yutuqlari ham talaygina. Ular jumlasiga qo`yidagilarni kiritish mumkin: Quyosh energiyasini elektr energiyasiga aylantirib beruvchi o`zgartirgichlar, yuqori kuchlanishli fotoelektrik generatorlar, ikki yoqlama sezgir foto o`zgartirgichlar ishlab chiqildi va ular asosida fotoelektrik qurilmalarning modullari yaratildi.

Fizik kattaliklar. Birliklar sistemasi.

Fizikaviy qonunlar fizik kattaliklar orasidagi ma`lum munosabatlar vositasida ifodalanadi.

Fizik kattalik deb- miqdor jihatdan har bir fizik ob`ekt uchun hususiy, lekin sifat jihatdan ko`plab ob`ektlar uchun umumiy bo`lgan va bu ob`ektlarning biror hossasini ifodalovchi kattalikka aytiladi.

Fizik kattalikni ham miqdor, ham sifat jihatdan to`la ifodalaydigan kattalikka uning haqiqiy qiymati deyiladi.

Fizik kattaliklar sistemasi asosiy va hosilaviy kattaliklardan iboratdir. Asosiy fizik kattaliklar ettita bo`lib, ularning uchitasi moddiy dunyoning asosiy hossalari ifodalovchi: uzunlik, massa, vaqt kabi birliklardir. Qolgan to`rttasi esa fizikaning biror bo`limidan olingan. Bunday kattaliklar: tok kuchi, termodinamik harorat, modda miqdori va yorug`lik kuchidir.

Fizik kattalikning son qiymati, uning kattaligini ko`rsatuvchi son bo`lib, tanlangan birlikka bog`liqdir. Fizik kattalikning birligi deb, har bir fizik kattaliklarni miqdoriy ifodalash uchun qullaniladigan, shartli ravishda son qiymati birga teng deb belgilangan o`lchamli fizik kattalikka aytiladi. Odatda birlik kattalikning belgisi yordamida quyidagicha ko`rsatiladi:  $[S] = 1\text{ m}$ ;  $[m] = 1\text{ kg}$  va hokazo. Fizik kattalikning birligi, shu fizik kattalikning o`ziday kattalikdir. Fizik kattaliklarning asosiy va hosilaviy birliklarining to`plami birliklar sistemasini tashkil kiladi.

Fizik kattaliklarning halqaro birliklar sistemasi (SI-sistema international o`zbekcha «SI») 1960 yilda o`lchov va tarozilar bo`yicha bosh konferentsiyada qabul qilingan bo`lib, ettita asosiy –metr, kilogramm, sekund, ampir, kel`vin, mol, kandela- va ikkita qo`shimcha-radian va steradianlardan tuzilgan.

- Metr (m) – yorug`likning bo`shlikda $1\text{g} \cdot 299792458\text{ s}$ da o`tdigan yo`lining uzunligi;
- Kilogramm (kg)- kilogrammning halqaro timsolining massasiga teng massa. Parij yaqinidagi sevr shahrida ulchov va tarozilar halkaro byurosida saqlanayotgan platina-iridiy kotishmasining massasi);
- sekund (s) –tseziy-133 atomi asosiy holatining ikkita o`ta nozik sathlari orasidagi o`tishga mos keluvchi nurlanish davrining 9192631770 tasiga teng bulgan vaqt.
- Kelvin (K)-suv uchlamchi nuqtasi termodinamik haroratining $273,15$ dan bir qismiga teng harorat birligi;
- Amper (A) – bo`shlikda bir- biridan  $1\text{ m}$  masofada, joylashgan, ko`ndalang kesim yuzasi juda kichik bo`lgan, ikkita parallel, to`g`ri cheksiz uzun o`tkazgichlardan o`tganida bu o`tkazgichlar orasida ular uzunligining har bir metriga $2 \cdot 10^{-7}\text{ N}$ o`zaro ta`sir kuchi vujudga keltiradigan o`zgaras tok kuchidir.
- Mol (mol) –tarkibiy elementlari, $0,012\text{ kg}$ massali ^{12}C uglerodda mavjud bo`lgan tarkibiy elementlarga teng, sistemaning modda miqdori;
- Kandela (kd) – $540 \cdot 10^{12}\text{ Gts}$ chastotali monohromatik nurlanish chiqaradigan manbaning, energetik kuchi $1\text{g} \cdot 683\text{ Vtg} \cdot \text{sr}$ bo`lgan yo`nalishdagi yoruglik kuchi;

Qo'shimcha birliklar

- Radian (rad) –qarshisidagi yoyinig uzunligi aylananing radiusiga teng bo'lgan ikkita aylana radiusi orasidagi burchak;
- steradian (sr) –sfera sirtidan, tomoni sfera radiusidek bo'lgan kvadratning yuzasiga teng yuzani ajratuvchi, uchi sfera markazida bo'lgan fazoviy burchak.

Mexanikaviy harakat

Vaqt o'tishi bilan jismning fazodagi vaziyatining boshqa jismlarga nisbatan o'zgarishi *jismning mexanikaviy harakati* deb ataladi.

Galiley - Nyutonning mexanikasi *klassik mexanika* deb ataladi. Klassik mexanika, tezligi yorug'likning vakuumdagi tezligidan sezilarli ravishda kichik tezlikka ega bo'lgan makroskopik jismlarning harakati qonunlarini o'rganadi.

Yorug'lik tezligiga yaqin yoki teng tezliklarga ega bo'lgan mikroskopik jismlar harakati qonunlarini maxsus nisbiylik nazariyasiga asoslangan *relyativistik mexanika* o'rganadi.

Mexanika asosan uch qismga bo'linadi:

1) kinematika; 2) dinamika; 3) statika.

Kinematika – jismlar harakati qonuniyatlarini, harakatning kelib chiqish sabablarini e'tiborga olmay, o'rganadi.

Dinamika – jismlar harakati qonuniyatlarini, harakatning kelib chiqish sabablarini bilgan holda, o'rganadi.

statika – jismlar tizimi, to'plamining muvozanat holati qonunlarini o'rganadi va fizikada dinamika qonunlari bilan birgalikda ko'riladi.

Kinematika

Mehanikaning jismlar harakati qonunlarini bu harakatni vujudga keltiruvchi sabablarsiz urganadigan bulumiga *kinematika* deyiladi. Kinematikaning asosiy vazifasi harakatni xarakterlovchi kattaliklarni aniqlash va uni formulalar, grafiklar, jadvallar yordamida tavsiflashdir.

Moddiy nuqta. Absolyut qattiq jism. Fazo va vaqt

Klassik mexanikada o'rganiladigan eng sodda ob'ekt moddiy nuqta hisoblanadi.

Moddiy nuqta deb, ma'lum massaga ega bo'lgan, o'lchami o'rganiladigan masofalarga nisbatan juda kichik bo'lgan jismga aytiladi.

Moddiy nuqta tushunchasi abstraktdir. Masalan, Yerning o'lchami Quyoshgacha bo'lgan masofaga nisbatan juda kichik bo'lgani uchun, Quyosh atrofidagi harakatida uni moddiy nuqta deb faraz qilish mumkin. Bunda Yerning butun massasi uning geometrik markazida mujassamlangan, deb hisoblanadi.

Jismlar biri-biri bilan o'zaro ta'sirlashganda ularning shakli va o'lchamlari o'zgarishi mumkin.

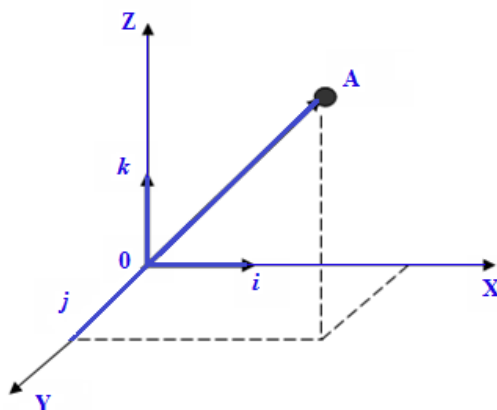
Har qanday sharoitda deformatsiyanmaydigan jism *absolyut qattiq jism* deb ataladi.

Qattiq jismning qismlari yoki ikki nuqtasi orasidagi masofa o'zgarmasdir. Qattiq jismlarning istalgan harakati ilgarilanma va aylanma harakatlar majmuasidan iborat.

Ilgarilanma harakat – bu shunday harakatki, unda harakat qilayotgan jism bilan mustahkam bog'langan istalgan to'g'ri chiziq boshlang'ich holatiga nisbatan parallellligini saqlab qoladi.

Aylanma harakat – bu harakatda jismning barcha nuqtalarining harakat traektoriyalari aylanalardan iborat bo'lib, ularning markazi esa aylanish o'qi deb ataladigan to'g'ri chiziqda yotadi.

Jismlar harakatini tekshirishda, ularning vaziyatini boshqa, shartli ravishda qo'zg'almas deb qabul qilingan jismning holatiga nisbatan aniqlash kerak.



1 - rasm. Fazoviy sanoq tizimida moddiy nuqtaning koordinatalari

Jismlarning fazodagi vaziyatini aniqlashga imkon beradigan, qo'zg'almas jism bilan bog'langan koordinatalar tizimi *fazoviy sanoq tizimi* deb ataladi.

Tanlab olingan fazoviy sanoq tizimidagi har bir nuqtaning o'rnini uchta x , y , z koordinatalar orqali ifodalash mumkin (1 - rasm).

Koordinata boshidan A nuqtagacha yo'naltirilgan kesma *radius-vektor* deb ataladi. Radius-vektor $\vec{r}$ ning koordinatalari x , y , z o'qlardagi proektsiyalaridan iborat, ya'ni:

$$\vec{r} = x \cdot \vec{i} + y \cdot \vec{j} + z \cdot \vec{k}, \quad (1.1)$$

Bu yerda $\vec{i}$, $\vec{j}$, $\vec{k}$, koordinata o'qlari bo'ylab yo'nalgan birlik vektorlardir.

Agar A moddiy nuqtaning biror sanoq tizimidagi radius - vektori $\vec{r}$ bo'lsa, uning x , y , z koordinatalari t vaqtning funktsiyasi ko'rinishida ifodalanadi:

$$\vec{r} = \vec{r}(t), \quad x = x(t), \quad y = y(t), \quad z = z(t), \quad (1.2)$$

Har qanday harakatni o'rganish uchun fazoda turli sanoq tizimlarini tanlab olish mumkin. Shuni qayd etish kerakki, turli sanoq tizimlarida ayni bir jismning harakati turlicha bo'ladi. Lekin, sanoq tizimi sharoitga qarab tanlanadi. Masalan, jismlarning harakati Yer bilan bog'langan sanoq tizimi yordamida o'rganiladi.

Yerning sun'iy yo'ldoshlari, kosmik kemalarning harakati esa, Quyosh bilan bog'liq bo'lgan geliotsentrik sanoq tizimida tekshiriladi.

Ma'lum bir tanlangan sanoq tizimidagi nuqta holatini belgilovchi x , y , z koordinatalar qandaydir sonlardan iborat deb hisoblasak, eng avval, ularni o'lchash usulini yoki printsipini tanlashimiz kerak.

Fazodagi nuqta yoki jism holatini belgilovchi x , y , z koordinatalar uzunlikdan iborat bo'lgani uchun, uzunlikni o'lchash usulini tanlash kerak bo'ladi. Odatda, uzunlikni o'lchash uchun, qandaydir qattiq sterjenni namuna deb hisoblab, uni o'lchov birligi deb qabul qilinadi. Nuqtaning fazodagi koordinatalaridan birini o'lchash uchun, shu yo'nalishga o'lchov birligi bo'lgan namuna necha marta joylashishining soni aniqlanadi. Ana shu son tanlangan yo'nalishdagi jismning uzunligini belgilaydi. Agarda bu son butun bo'lmasa, namuna mayda bo'laklarga (o'ndan bir qismi, yuzdan bir qismi va h.k.) bo'linadi.

Bunday o'lchash *to'g'ridan - to'g'ri o'lchash* deb ataladi. Ammo bu usul kamchiliklardan holi emas. Masalan, Yerning radiusini, Yerdan Oygacha va Quyoshgacha bo'lgan masofalarni o'lchashda namunadan foydalanib bo'lmaydi.

Bizning Galaktikamiz o'lchamlari tartibi taxminan $\sim 10^{20}$ metrga yaqin. Ikkinchi tarafdin qattiq jismlar atomlari orasidagi masofalar $\sim 10^{-10} m$ yoki ayrim yadro zarrachalari o'lchami $\sim 10^{-$

¹⁵ m ga tengdir. Bu hollarda, to'g'ridan-to'g'ri o'lchash usulini qo'llab bo'lmaydi, uzunlikni o'lchash uchun boshqa o'lchash printsiplarini tanlashga majburmiz.

Katta masofalarni o'lchashda namunalardan foydalanish imkoniyati yo'q bo'lgani uchun yorug'lik nurining tarqalish tezligidan foydalaniladi. Kichik masofalarni o'lchash uchun esa, aniq tuzilishli moddalarning fizikaviy xususiyatlaridan foydalaniladi.

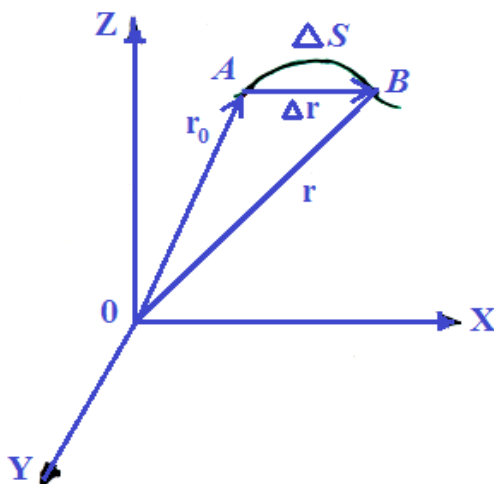
Vaqt ham fizik kattalik bo'lgani uchun uning miqdoriy qiymatlari ayrim sonlardan iborat bo'ladi.

Ammo, uzunlikka o'xshash vaqtning absolyut qiymati yo'q. Vaqt deganda qandaydir vaqt oralig'ini tushunish kerak. Vaqtni amaliy o'lchash usullaridan biri Yerning o'z o'qi atrofidagi aylanishdagi Quyosh sutkasidan iborat. Unga ketgan vaqtning 86400 dan bir ulushi sekunddir.

Vaqtni o'lchash usullarining eng anig'i deb Tseziy atomining asosiy holatlariga tegishli ikki energetik sathlar orasini o'tishda elektromagnit nurlanishning 9192631770 marta tebranishiga ketgan vaqt olinadi. Bu vaqt bir sekundga tengdir.

Moddiy nuqta kinematikasi. Ko'chish va yo'l.

Moddiy nuqta harakatini xarakterlovchi kattaliklardan biri uning harakat traektoriyasidir. Moddiy nuqta harakatining traektoriyasi deb shu nuqtaning harakat davomida fazoda koldirgan iziga aytiladi. Traektoriyaning shakliga karab harakat to'g'ri chiziqli yoki egri chiziqli bo'lishi mumkin. 2-rasmda moddiy nuqtaning harakat traektoriyasi ko'rsatilgan. Moddiy nuqta harakatini A nuqtadan boshlab kuzata boshladik deylik. Ma'lum vaqtdan sung u B nuqtaga kelsin. Harakat traektoriyasi AB qismining uzunligiga teng bulgan, ΔS skalyar kattalikka yo'lning uzunligi deyiladi. Boshqacha aytganda moddiy nuqtaning Δt vaqtda bosib o'tgan yo'li uning shu vaqtda hosil qilgan traektoriyasining uzunligiga tengdir.



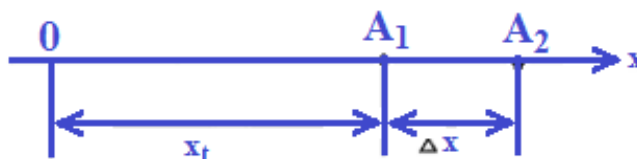
2 – rasm. Moddiy nuqtaning harakat traektoriyasi.

Moddiy nuqtaning dastlabki holatidan uning keyingi holatiga utkazilgan $\Delta \vec{r} = \vec{r} - \vec{r}_0$ vektorga ko'chish deyiladi.

To'g'ri chiziqli harakatda ko'chish vektori tegishli traektoriya kismining uzunligi bilan mos keladi va ko'chish vektorining moduli $\Delta \vec{r}$ o'tilgan yo'l ΔS ga teng bo'ladi.

Moddiy nuqtaning to'g'ri chiziq bo'ylab harakati.

Endi moddiy nuqtaning to'g'ri chiziq bo'ylab harakatini kuzataylik (3 - rasm).



3 - rasm. Moddiy nuqtaning OX o'qi bo'yicha to'g'ri chiziqli harakati

To'g'ri chiziq OX koordinata o'qi bo'ylab joylashgan, deb hisoblaymiz. Moddiy nuqta holati quyidagi ifoda bilan belgilanadi:

$$x = x(t)$$

Belgilangan t vaqtda moddiy nuqta koordinatasi $x_1 = x(t)$ bo'lgan A_1 holatda deb hisoblaymiz. Δt vaqtdan so'ng moddiy nuqta koordinatasi $x_2 = x(t + \Delta t)$ bo'lgan A_2 holatga ko'chadi. Demak, moddiy nuqta Δt vaqt ichida Δx yo'lni bosib o'tadi:

$$\Delta x = x_2 - x_1 = x(t + \Delta t) - x(t).$$

Bosib o'tilgan Δx yo'lni Δt vaqt oralig'iga nisbati moddiy nuqtaning *o'rtacha tezligi* deb ataladi

$$\langle v \rangle = \frac{\Delta x}{\Delta t} = \frac{x(t + \Delta t) - x(t)}{\Delta t}, \quad (1.3)$$

Agarda Δt vaqt oralig'i nisbatan katta bo'lsa, o'rtacha tezlik tushunchasi o'rinli bo'ladi. Ammo Δt

vaqt oralig'ini kichraytira borsak, natijada $\Delta x / \Delta t$ nisbat ma'lum bir chegaraviy qiymatga intiladi. Bu chegaraviy qiymat moddiy nuqtaning *oniyl tezligi* deb ataladi

$$v = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta x}{\Delta t} = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{x(t + \Delta t) - x(t)}{\Delta t}, \quad (1.4)$$

Matematikada bu ifoda $x(t)$ ifodadan t vaqt bo'yicha olingan *hosila* deb aytiladi:

$$v = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta x}{\Delta t} = \frac{dx}{dt} = \frac{ds}{dt}, \quad (1.5)$$

Bosib o'tilgan yo'ldan vaqt bo'yicha olingan birinchi tartibli hosila moddiy nuqtaning *oniyl tezligi* deb ataladi.

Ko'pinchalik moddiy nuqtaning tezligi vaqtning funktsiyasidan iborat bo'ladi, ya'ni $v = v(t)$. Bu tezlikni vaqt birligida o'zgarishi nuqtaning *o'rtacha tezlanishi* deb ataladi.

$$\langle a \rangle = \frac{\Delta v}{\Delta t}, \quad (1.6)$$

$$a = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta v}{\Delta t} = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{v(t + \Delta t) - v(t)}{\Delta t} = \frac{dv}{dt},$$

$$a = \frac{d\vartheta}{dt} = \frac{d}{dt} \left(\frac{dx}{dt} \right) = \frac{d^2x}{dt^2}, \quad (1.7)$$

Bosib o'tilgan yo'ldan vaqt bo'yicha olingan ikkinchi tartibli hosila moddiy nuqtaning *oniy tezlanishi* deb ataladi.

Bosib o'tilgan S yo'lni, tezlik funksiyasini 0 dan t vaqtgacha chegarada integrallash yo'li bilan hisoblash mumkin

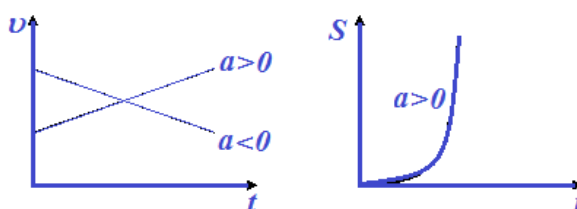
$$S = \int_0^t \vartheta(t) dt, \quad (1.8)$$

Agar harakat to'g'ri chiziqli tekis harakatdan iborat bo'lsa, $\nu = \text{const}$ bo'ladi.

$$S = \int_0^t \vartheta \cdot dt = \vartheta t, \quad (1.9)$$

bundan,

$$\vartheta = \frac{S}{t}$$



4-rasm. Moddiy nuqtaning tezlanuvchan va sekinlanuvchan harakati.

Agar moddiy nuqta harakatining boshlang'ich momentida ($\Delta t = 0$) tezlik ν_0 ga teng bo'lsa:

$$\vartheta(t) = \vartheta_0 + \int_0^t a(t) dt, \quad (1.9)$$

ga ega bo'lamiz.

Tezlanish o'zgarmas bo'lgan holda ($a = \text{const}$) harakat *tekis o'zgaruvchan harakat* deb ataladi. U holda

$$\vartheta_t = \vartheta_0 + at, \quad (1.10)$$

$$S = \int_0^t \vartheta_t dt = \int_0^t (\vartheta_0 + at) dt = \vartheta_0 t + \frac{at^2}{2}, \quad (1.11)$$

Agar $a > 0$ bo'lsa, harakat *tekis tezlanuvchan harakat* deyiladi, $a < 0$ bo'lganda esa, *tekis sekinlanuvchan harakat* deb ataladi.

Xalqaro birliklar tizimi - «XBT»da tezlik metrg'sekund bilan o'lchanadi.

Nazorat savollari

1. Fizika fanining asosiy tekshirish uslubi nima?
2. Fizikaviy qonunlar deb qanday qonunlarga aytiladi?
3. Fizik kattalik deb qanday kattalikka aytiladi.
4. Asosiy fizik kattaliklar. Asosiy fizik kattaliklar qanday tanlangan.
5. Fizik kattalikning birligi.
6. Mehanik harakat deb qanday harakatga aytiladi?
7. Mehanika nimani urganadi?
8. Klassik mehanika nimani urganadi.

Ma'ruza № 2.
Moddiy nuqtaning egri chiziqli harakati.

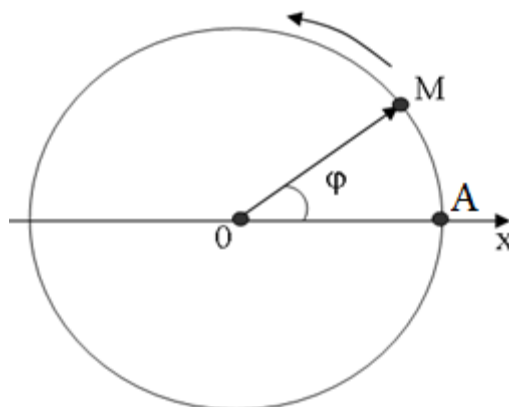
Reja:

1. Moddiy nuqtaning aylana bo'ylab harakati.
2. Burchakli tezlik, burchakli tezlanish va ular orasidagi bog'lanish. Burchak tezlanish.
3. Aylanish davri va chastotasi. Tangensiyal va normal tezlanish.
4. Jismlarning erkin tushishi.
5. Gorizonttal otilgan jismning harakati.
6. Gorizontga burchak ostida otilgan jismning harakati.

Moddiy nuqtaning aylana bo'ylab harakati.

Agarda moddiy nuqta aylana bo'ylab harakatlansa bunday harakatga moddiy nuqtaning aylana bo'ylab harakati deb ataladi. Aylana bo'ylab harakatlanganda uning tezlik vektori aylana radiusiga perpendikulyar bo'ladi.

Moddiy nuqtaning aylana bo'ylab harakati 1 - rasmda keltirilgan. M moddiy nuqtaning holati o'zgarmas Ox o'qi bilan OM radius - vektor orasidagi φ burchak bilan belgilanadi.



1 - rasm. Moddiy nuqtaning aylana bo'ylab harakati

Bu holda r radiusda yotgan har xil nuqtalarning chiziqli tezliklari har xil bo'ladi ($\vartheta_1, \vartheta_2, \dots$, va h.k.). Shuning uchun aylanma harakatda moddiy nuqtaning tezligi uchun alohida kattalik kiritiladi.

Burchak tezlik. Moddiy nuqtaning r radiusli aylana bo'ylab harakatini ko'raylik. (1-rasm). O'zgarmas Ox o'qi bilan OM radius vektor orasidagi burchakdan vaqt bo'yicha olingan birinchi tartibli hosila *burchak tezlik* deb ataladi.

Moddiy nuqta aylana bo'ylab harakati davomida ma'lum nuqtadan takror-takror o'taveradi. Demak ko'chish va yo'l kabi kattaliklar moddiy nuqtaning aylana bo'ylab harakatini xarakterlovchi asosiy kattaliklar bo'la olmaydi. Bunday kattalik vazifasini moddiy nuqtaning Δt vaqtda burilish burchagi φ o'tishi mumkin. Juda kichik burilish burchagini vektor sifatida qarash mumkin. Yo'nalishi aylana yo'nalishi bilan bog'lik bo'lgan bunday vektorlarga psevdovektorlar yoki aksial vektorlar deyiladi. φ vektorning moduli burilish burchagidek bo'ladi. Demak ilgariylanma harakatda ko'chish r ga o'xshash kattalik aylanma harakatda burilish burchagi φ , bo'ladi. Unda **burchak tezlik** moddiy nuqtaning burilish burchagidan vaqt buyicha olingan birinchi tartibli hosiladek aniqlanadigan vektor kattalikdir.

$$\vec{\omega} = \frac{d\vec{\varphi}}{dt} \quad (2.1)$$

ω ning yo'nalishi $d\vec{\varphi}$ ning yo'nalishi bilan mos keladi (1 rasm).

Burchak tezlikning o'rtacha qiymati

$$\omega_{o'p} = \frac{\Delta\varphi}{\Delta t} \quad (2.2)$$

ifoda yordamida aniqlanadi. Aylana bo'ylab tekis harakatda ham burchak tezlik shu ifoda yordamida aniqlanadi.

$$\vec{\omega} = \frac{d\vec{\varphi}}{dt}$$

Burchak tezlikning o'lcham birligi $\omega = \varphi g't = 1 \text{ rad}g'1 \text{ c} = 1 \text{ c}^{-1}$.

Agar burchak tezlik ω o'zgarmas bo'lsa, aylana bo'ylab harakat *tekis aylanma harakat* deb ataladi. Moddiy nuqta bir marta to'liq aylanishda $\varphi = 2\pi$ burchakka buriladi. 2π burchakka burilishga ketgan vaqt T *aylanish davri* deb ataladi.

$$\omega_{o'p} = \frac{\Delta\varphi}{\Delta t} = \frac{2\pi}{T}, \quad T = \frac{2\pi}{\omega}, \quad (2.3)$$

Birlik vaqt ichida aylana bo'ylab qilingan to'liq aylanishlar soni *aylanish chastotasi* deb ataladi va ν bilan belgilanadi.

$$\nu = \frac{1}{T} = \frac{\omega}{2\pi}, \quad \omega = 2\pi\nu, \quad (2.4)$$

Burchak tezlikdan vaqt bo'yicha olingan birinchi tartibli hosila yoki φ - burchakdan vaqt bo'yicha olingan ikkinchi tartibli hosila *burchak tezlanish* deb ataladi:

$$\varepsilon = \frac{d\omega}{dt} = \frac{d^2\varphi}{dt^2}. \quad (2.5)$$

shuningdek moddiy nuqtaning aylana bo'ylab tekis o'zgaruvchan harakatida quyidagi munosabatlar o'rinli

$$\omega = \omega_0 + \varepsilon t$$

$$\varphi = \omega_0 t + \frac{\varepsilon t^2}{2}$$

bu erda ω_0 – boshlang'ich burchak tezlik, burchak tezlanish ε – esa yo'nalishiga qarab musbat yoki manfiy qiymatlarni qabul qilishi mumkin.

Chiziqli va burchakli tezliklar orasidagi bog'lanish.

Endi burchakli va chiziqli tezliklar orasidagi bog'lanishni qarash tiraylik. Bu boglanishni aniqlash maqsadida 1 rasmdan $\Delta S = MA$ ni aniqlab olaylik. Matematika kursidan ma'lumki ΔS yoyning uzunligi burilish burchagi φ va radius r ning kupaytmasiga teng, ya'ni

$$\Delta S = \varphi \cdot r$$

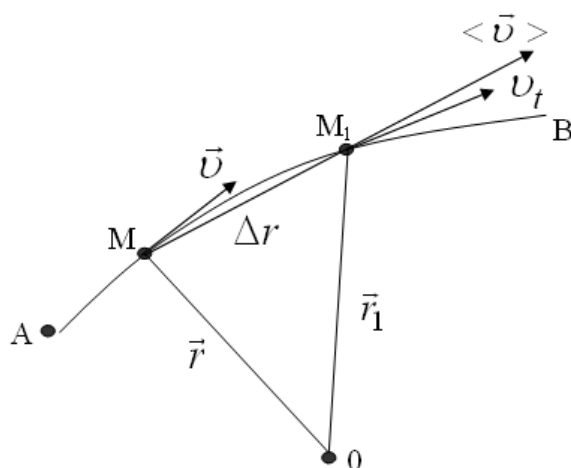
Unda chiziqli tezlikning aniqlanish ta'rifiga asosan

$$\vartheta = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta S}{\Delta t} = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{r\varphi}{\Delta t} = r \frac{d\varphi}{dt} = r\omega. \quad (2.6)$$

Bundan quyidagi kelib chiqadi

$$\vartheta = \omega r = \frac{2\pi r}{T}, \quad \vartheta = 2\pi\nu$$

Endi egri chiziqli traektoriya bo'ylab harakatlanayotgan moddiy nuqtaning chiziqli tezlanish va tezligini ko'rib chiqamiz (2 - rasm). AV egri chiziqli traektoriyada harakatlanayotgan moddiy nuqta holatlari $\vec{r}$ radius - vektorning ko'chishi bilan belgilanadi. t vaqt momentida moddiy nuqta $\vec{r} = \vec{r}(t)$ radius - vektorli M holatda bo'ladi, Δt vaqt o'tgandan so'ng moddiy nuqta $\vec{r}_1 = \vec{r}(t + \Delta t)$ radius vektorli M_1 nuqtaga ko'chadi. Rasmdan ko'rinib turibdiki, moddiy nuqta AV egri chiziq bo'ylab harakatlanganda $\vec{r}(t)$ radius-vektor kattaligi va yo'nalishi o'zgaradi.



2 - rasm. Moddiy nuqtaning egri chiziqli traektoriya bo'ylab harakati

O'rtacha tezlik quyidagicha ifodalanadi:

$$\langle v \rangle = \frac{\Delta \vec{r}}{\Delta t} = \frac{\vec{r}(t + \Delta t) - \vec{r}(t)}{\Delta t}, \quad (2.7)$$

Bu tezlik vektor kattalikdir, uning yo'nalishi MM_1 xorda yoki $\Delta \vec{r}$ kesma yo'nalishi bilan mos tushadi.

O'rtacha tezlikning Δt vaqtni nolga intilishida olgan chegaraviy qiymati radius - vektor $\vec{r}$ dan vaqt bo'yicha olingan hosilaga teng bo'ladi:

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

Bu yerda $\vec{v}$ moddiy nuqtaning egri chiziqli harakatidagi oniy tezligidir. Oniy tezlik yo'nalishi harakatlanayotgan moddiy nuqta traektoriyasiga urinma yo'nalishda bo'ladi. Oniy tezlik belgilangan t vaqtga tegishli M nuqtada egri chiziqqa urinma bo'ladi. Tezlanish esa, tezlik vektori $\vec{v}$ dan vaqt bo'yicha olingan hosilaga teng

$$\vec{a} = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta \vec{v}}{\Delta t} = \frac{d\vec{v}}{dt}, \quad \vec{a} = \frac{d^2 \vec{r}}{dt^2}. \quad (2.9)$$

Tezlanishning tangensiyal tashkil etuvchisi.

Chiziqli v va burchak tezlik ω orasidagi $v = \omega r$ boglanishdan foydalanib a_t ni aniqlaymiz. Bu erda aylananing radiusi r – o'zgarmas kattalik.

$$a_t = \frac{dv}{dt} = \frac{d(\omega r)}{dt} = r \frac{d\omega}{dt} = r \frac{d^2 \varphi}{dt^2} = r \varepsilon \quad (2.10)$$

shuningdek tezlanishning normal tashkil etuvchisi

$$a_n = \frac{v^2}{r} = \frac{(r\omega)^2}{r} = \frac{r^2 \omega^2}{r} = \omega^2 r \quad (2.11)$$

Aylana bo'ylab harakatlanayotgan moddiy nuqtaning umumiy tezlanishi a quyidagi formula bilan hisoblanadi

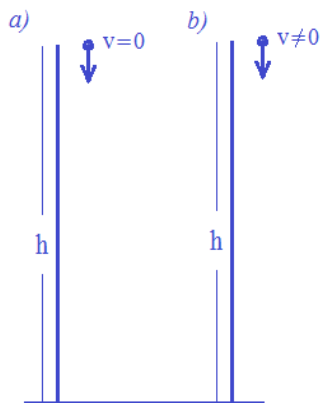
$$a^2 = a_n^2 + a_t^2$$

Jismlarning erkin tushishi.

Er yaqinida joylashgan ixtiyoriy erkin jism er markaziga tomon yo'nalgan $9,81 \text{ mg's}^2$ tezlanish bilan tushishi eksperimental aniqlangan. Eng ajoyib tomoni shuki, bu tezlanish jism massasiga, tuzilishiga va boshlang'ich tezligiga bog'liq emas. Bu tezlanishni g harfi bilan belgilash qabul qilingan $g = 9,81 \text{ mg's}^2$.

Italiyalik olim G.Galiley ko'plab tajribalar yordamida bu harakatlarni o'rgangan va ularni tekis o'zgaruvchan harakat ekanligiga ishonch hosil qilgan. U tajribada jismlar er markazi tomon tik yo'nalgan va kattaligi o'zgarmas $g = 9,81 \text{ m/s}^2$ bo'lgan tezlanish bilan harakat qilishini aniqlagan. Bu tezlanishga jismlarning erkin tushish tezlanishi deyiladi.

Biz erkin tushish tezlanishni hamma vaqt musbat deb hisoblaymiz. Shuning uchun x o'qi yuqoriga yo'nalgan bo'lsa, u holda tezlanish $a = -g$ bo'ladi.



3-rasm. Erkin tushayotgan (a) va boshlang'ich tezlik bilan otilgan (b) jismlarning harakati.

Agarda jism h balandlikdan erkin tushayotgan bo'lsa, uning tushish vaqti quyidagi formuladan topiladi

$$h = \frac{gt^2}{2} \quad (2.12)$$

oxirgi tezligi bo'lsa

$$v = gt$$

bilan hisoblanadi.

Biz uni boshlang'ich tezligi nolga teng bo'lmagan tezlik bilan vertikal pastga uloqtirsak, unda uning tushish vaqti quyidagi formuladan topiladi.

$$h = v_0 t + \frac{gt^2}{2} \quad (2.13)$$

Jismning oxirgi tezligi ya'ni yer betidagi tezligi

$$v = v_0 + gt$$

formuladan topiladi.

Agarda jismni vertikal yuqoriga v_0 boshlang'ich tezlik bilan uloqtirsak, unda tenglamalar quyidagi ko'rinishga ega bo'ladi.

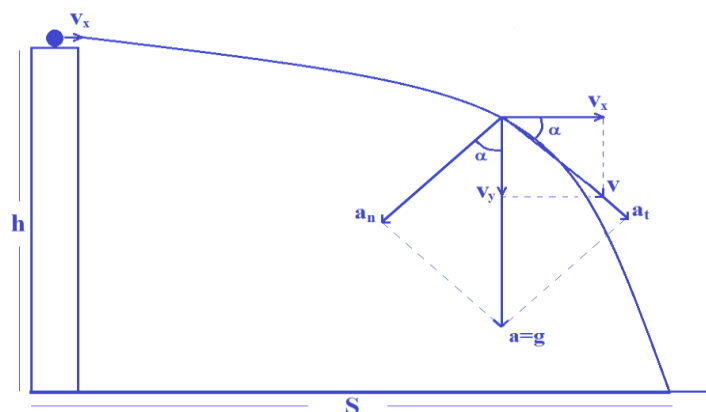
$$h = v_0 t - \frac{gt^2}{2}$$

$$v = v_0 - gt$$

Vertikal erkin tashlangan jismning ko'chishi bilan bosib o'tgan yo'li bir biriga teng bo'ladi.

Gorizontal otilgan jismning harakati.

Gorizontal otilgan jismning harakatini ko'rib chiqaylik. Gorizontal yo'nalishdagi koordinatani x va vertikal yo'nalishdagi koordinatani y bilan belgilaylik.



4-rasm. Gorizontal otilgan jismning harakatlanish traektoriyasi.

Gorizonttal otilgan jismning harakat traektoriyasi parabola bilan iborat bo'ladi. Uning otilish tezligi

x o'qiga parallel bo'lganligi uchun uni biz gorizonttal otilgan jism deb ataymiz. Endi uning harakatlanish tenglamalarini keltirib chiqaylik.

h balandlikdan ϑ_0 boshlang'ich tezlik bilan gorizonttal otilgan jismning havoda uchish vaqti t

$$y = h = \frac{gt^2}{2} \quad (2.14)$$

formulasidan topiladi. (2.14) formula (2.12) formula bilan bir xil. Demak jismlar bir vaqtda bir xil balandlikdan biri erkin tushsa, ikkinchisi gorizonttal ϑ_0 boshlang'ich tezlik bilan otilsa ular bir vaqtda yerga tushar ekan.

Uning minora tubidan uchish uzoqligi S quyidagicha topiladi

$$x = S = \vartheta_x t = \vartheta_0 t. \quad (2.15)$$

(2.15) tenglamadan t ni topib, (2.14) tenglamaga qo'y sak, uning harakat traektoriyasi tenglamasi kelib chiqadi.

$$y = \frac{g}{2} \left(\frac{x}{\vartheta_0} \right)^2$$

Bu tenglamadan ko'rinib turibdiki, gorizonttal otilgan jismning harakat traektoriyasi parabola bilan iborat bo'lar ekan.

Ko'chishi bo'lsa,

$$\Delta r = \sqrt{\left(\frac{gt^2}{2} \right)^2 + (\vartheta_0 t)^2}. \quad (2.16)$$

Jism gorizonttal otilganda tezligining gorizonttal tashkil qiluvchisi o'zgarmaydi, lekin vertikal tashkil qiluvchisi o'zgarib $\vartheta_y = gt$ ga teng bo'ladi. Uning erga tushish burchagi va oxirgi tezligi

$$tg\alpha = \frac{\vartheta_y}{\vartheta_x} = \frac{gt}{\vartheta_0}, \quad \vartheta = \sqrt{(\vartheta_0)^2 + (gt)^2}$$

formulalardan topiladi. Normal va tangensial tezlanishlar tezliklarning tashkil etuvchilari bilan

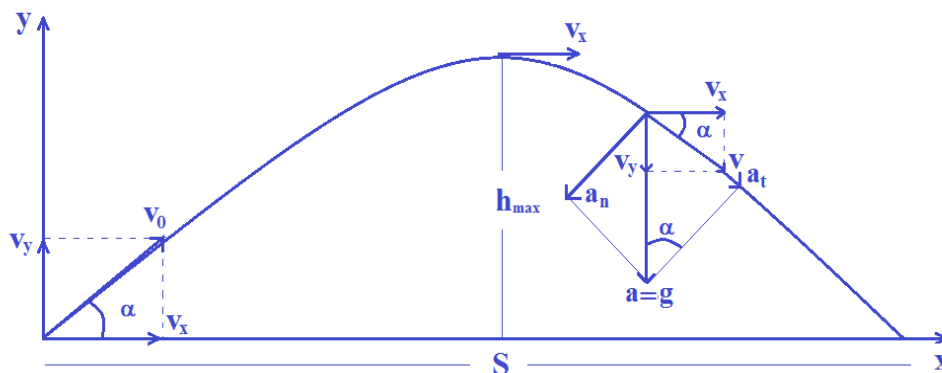
$$\cos\alpha = \frac{a_n}{a} = \frac{a_n}{g} = \frac{\vartheta_x}{\vartheta}, \quad \sin\alpha = \frac{a_t}{a} = \frac{a_t}{g} = \frac{\vartheta_y}{\vartheta}$$

bog'langan.

$$a_t = \frac{d\vartheta}{dt}, \quad a_n = \frac{\vartheta^2}{r}$$

Gorizontga burchak ostida otilgan jismning harakati.

Biror jism gorizont bilan α burchak tashkil qiluvchi va son qiymati ϑ_0 ga teng bo'lgan boshlang'ich tezlik bilan otilgan deb faraz qilaylik.



5-rasm. Gorizontga nisbatan α burchak ostida otilgan jismning harakat traektoriyasi.

Ushbu jismning harakat traektoriyasining ko'rinishi, uning harakat vaqti, maksimal ko'tarilish balandligi va uchish uzoqligini aniqlaylik.

Jismning harakatini Yerga nisbatan qarab, Yerni sanoq boshi qilib olamiz va unga to'g'ri burchakli koordinatalar sistemasini joylashtiramiz. (5-pacm).

5-rasmdan foydalanib, jism tezligining proeksiyalari uchun quyidagi ifodalarni yozamiz.

$$\vartheta_x = \vartheta_0 \cos \alpha, \quad \vartheta_y = \vartheta_0 \sin \alpha - gt. \quad (2.17)$$

Jism koordinatalari vaqt o'tishi bilan o'zgaradi. Shuning uchun ularni vaqtning funksiyalari sifatida quyidagi ko'rinishda yozish mumkin.

$$\begin{cases} x = S = \vartheta_0 \cos \alpha \cdot t \\ y = h = \vartheta_0 \sin \alpha \cdot t - \frac{gt^2}{2} \end{cases} \quad (2.18)$$

Jismning harakati gorizonttal yo'nalishda ϑ_x tezlikli tekis harakat bilan ϑ_y boshlang'ich tezlikda yuqoriga vertikal yo'nalgan tekis sekinlanuvchan harakat yig'indisidan iborat bo'lgan murakkab harakatdir. x va y ning (2.18) tenglamadagi ifodalaridan t vaqtini yo'qotib, traektoriya tenglamasini topamiz:

$$y = tg\alpha \cdot x - \frac{g}{2\vartheta_0^2 \cdot \cos^2 \alpha} \cdot x^2 \quad (2.19)$$

(2.19) tenglamadagi x va x^2 oldidagi koeffisientlar o'zgarimas kattaliklardir, ularni a va b bilan belgilasak, u holda

$$y = ax - bx^2 \quad (2.20)$$

hosil bo'ladi, bu parabola tenglamasidir. Demak, gorizontga nisbatan burchak ostida otilgan jism parabola bo'yicha harakat qiladi ekan.

Traektoriyaning eng yuqori nuqtasida tezlikning vertikal tashkil etuvchisi nolga teng, ya'ni $\vartheta_y = 0$. Shuning uchun jismning maksimal ko'tarilish balandligi t_1 ni

$$\vartheta_0 \sin \alpha - gt_1 = 0$$

tenglikdan aniqlash mumkin, bundan

$$t_1 = \frac{\vartheta_0 \sin \alpha}{g} \quad (2.21)$$

bo'ladi.

Jismning ko'tarilish balandligi faqat tezlikning vertikal tashkil etuvchisiga bog'liq. Maksimal ko'tarilish balandligi h_m (2.18) formuladagi y ning ifodasiga maksimal balandlikka ko'tarilish vaqti t_1 ning qiymatini qo'yib aniqlanadi, ya'ni:

$$h_m = \vartheta_y \cdot t_1 - \frac{gt_1^2}{2} = \vartheta_0 \sin \alpha \cdot \frac{\vartheta_0 \sin \alpha}{g} - \frac{g}{2} \left(\frac{\vartheta_0 \sin \alpha}{g} \right)^2 = \frac{\vartheta_0^2 \sin^2 \alpha}{2g}. \quad (2.22)$$

Og'irlik kuchi ta'siri ostida harakatlanayotgan jismning ko'tarilish vaqti uning tushish vaqtiga tengdir. Shuning uchun jismning to'liq uchish vaqti

$$t = 2t_1 = \frac{2\vartheta_0 \sin \alpha}{g} \quad (2.23)$$

munosabatdan topiladi. Jismning uchish uzoqligi faqat tezlikning gorizontaal tashkil etuvchisiga bog'liq. Shuning uchun t uchish vaqtining qiymatini x ning ifodasiga keltirib qo'yib, jismning uchish uzoqligi S ni topish mumkin:

$$S = v_x \cdot t = v_0 \cos \alpha \cdot \frac{2v_0 \sin \alpha}{g} = \frac{v_0^2}{g} \cdot \sin 2\alpha. \quad (2.24)$$

Oxirgi formuladan ko'rinadiki, boshlang'ich tezlikning ma'lum qiymatida va $2\alpha=90^\circ$ yoki $\alpha=45^\circ$ bo'lganda jism eng uzoqqa borib tushadi. Burchakni to'g'ri tanlay bilish va nishongacha bo'lgan masofani, hamda snaryadning boshlang'ich tezligi v_0 ni bilish, an'anaviy muammolardan biri bo'lgan, zambarakni nishonga to'g'ri rostlash muammosini hal etish imkonini beradi.

Aytaylik, Δt vaqt davomida sharcha gorizontaal yo'nalishda Δx , vertical yo'nalishda esa Δy masofani uchib o'tsa, u holda Pifagor nazariyasiga mos jismning to'liq chiziqli ko'chishi quyidagiga teng bo'ladi:

$$\Delta r = \sqrt{(\Delta x)^2 + (\Delta y)^2} \quad (2.25)$$

Bu tenglamaning a'zolarini Δt ga bo'lsak tezlik kelib chiqadi. Uch o'lchovli fazoda esa

$$v = \sqrt{v_{0x}^2 + v_{0y}^2 + v_{0z}^2} \quad (2.26)$$

ga teng bo'ladi. Normal va tangensiyaal tezlanishlar oldingi mavzudagidek topiladi.

Nazorat savollari

1. Egri chiziqli harakat qanday harakat?
2. Egri chiziqli harakatda burchakli tezlik bilan burchakli tezlanish orasida qanday bog'lanish mavjud?
3. Aylanish davri va chastotasi deb nimaga aytiladi?
4. Tezlanish tushunchasi nima maqsadda kiritiladi?
5. Tezlanish vektor kattalikmi yoki skalyar kattalikmi?
6. O'rtacha tezlanish vektori qanday aniqlanadi?
7. Oniy tezlanish qanday aniqlanadi?
8. Tezlanishning tashkil etuvchilari va aniqlanishi.
9. Gorizontaal ottilgan jismning harakat tenglamasi qanday yoziladi?
10. Gorizontga burchak ostida ottilgan jismning tezlik vektorlari proeksiyalari qanday?
11. Normal va tangensiyaal tezlanishlar orasida qanday bog'liqliklar mavjud?
12. Tezlanishning SI dagi birligi?

Moddiy nuqta va qattiq jism dinamikasi

Reja:

1. Dinamikaning asosiy vazifasi.
2. Nyutonning I – qonuni.
3. Nyutonning II – qonuni.
4. Nyutonning III – qonuni.
5. Tabiiyatlardagi kuchlar.
6. Moddiy nuqtalar tizimi. Inertsia markazi.
7. Impulsning saqlanish qonuni. Reaktiv harakat.
8. Jismlarning absolyut elastik va noelastik urilishi.

Dinamikaning asosiy vazifasi.

Dinamika qonunlari jismning harakati bilan uni yuzaga keltirgan yoki bu harakatni o'zgartiruvchi sabablar orasidagi bog'lanishni o'rnatadi. Harakatni o'zgartiruvchi sabab bu kuchdir. Kuch deganda jismlarning o'zaro ta'siri natijasida yuzaga keluvchi va harakat holatini o'zgartiruvchi fizikaviy sababni tushunamiz.

Dinamika mehanikaning asosiy bo'limi hisoblanadi. Dinamikaning o'zagini Nyuton qonunlari tashkil etadi. Bu qonunlar I.Nyutonning 1687 yilda chop etilgan «Natural filosofiyaning matematik asoslari» asarida bayon qilingan. Nyuton qonunlari insoniyatning ko'p asrlik tajribasi natijalarini umumlashtirish yo'li bilan maydonga kelgan. Bu qonunlarning to'g'riligi tajriba natijalariga mos kelishi bilan tasdiqlanadi. Nyuton tajriba va kuzatishlarga asoslanib, jismlarning qanday holda nisbiy tinchlikda va qanday holda to'g'ri chiziqli tekis harakatda bo'lishini aniqlab birinchi qonunini kashf etdi.

Nyutonning I – qonuni.

Jism o'zining tinch holatini yoki to'g'ri chiziqli tekis harakatini tashqaridan boshqa jismlar ta'sir etmaguncha saqlab qoladi. Jismlarning o'zini tinch holati yoki to'g'ri chiziqli tekis harakatini saqlab qolish xususiyati, jismlarning inertsia xususiyati deb ataladi. Shuning uchun, Nyutonning birinchi qonuni, *inertsia qonuni* deb ham ataladi.

Mexanik harakat nisbiydir va uning xususiyatlari sanoq tizimiga bog'liq bo'ladi. Nyutonning birinchi qonuni istalgan sanoq tizimida bajarilavermaydi, shuning uchun bu qonun bajariladigan sanoq tizimlari *inertsial sanoq tizimlari* deb ataladi. Boshqa sanoq tizimlariga nisbatan o'zining tinch holatini yoki to'g'ri chiziqli tekis harakatini saqlay oladigan sanoq tizimlari inertsial sanoq tizimlari bo'la oladi.

Koordinata boshi Quyosh markaziga joylashgan geliotsentrik sanoq tizimini juda katta aniqlik bilan inertsial sanoq tizimi deb hisoblash mumkin. Uning koordinata o'qlari o'rganiladigan planeta yoki yulduzlarga yo'naltirilgan bo'ladi. Xuddi shu holat uchun, Yer bilan bog'langan sanoq tizimi inertsial sanoq tizimi bo'la olmaydi, chunki Yer nafaqat Quyosh atrofida, hattoki o'zining o'qi atrofida ham aylanishini hisobga olish zarur. Ammo Yerdagi mexanikaviy harakatlar uchun Yer bilan bog'liq bo'lgan sanoq tizimini *inertsial sanoq tizim* deb hisoblash mumkin.

Tajribalardan ma'lumki, bir xil ta'sir ostida turli jismlar o'zining harakat tezligini bir xil o'zgartirmaydi, boshqacha qilib aytganda, har xil tezlanish qiymatlariga ega bo'ladilar. Tezlanish faqat ta'sir kuchiga bog'liq bo'lmay, jismning o'zini xususiyatiga, ya'ni massasiga ham bog'liqdir. Jismning massasi – materiyaning asosiy xususiyatlaridan biri bo'lib, uning inertsial va gravitatsiyaviy xususiyatlarini belgilaydi.

Inertsial massa jism inertligining o'lchov birligi bo'lib, inertlikni o'zi esa, jismning o'z holatini saqlab qolish xususiyatidir. Nyutonning birinchi qonunidagi ta'sirni ta'riflash uchun

kuch tushunchasini kiritish zarurdir. Tashqi kuch ta'sirida jism o'zining harakat tezligini o'zgartiradi, tezlanishga ega bo'ladi yoki o'zining shakli va o'lchamlarini o'zgartirishi mumkin – deformatsiyalanadi. Demak kuch ikki xil ta'sirga egadir: dinamik va statik.

Vaqtning har bir belgilangan momentida, kuch o'zining qiymati, fazodagi yo'nalishi va qaysi nuqtaga qo'yilgani bilan xarakterlanadi.

shunday qilib, kuch vektor kattalik bo'lib, berilgan jismga boshqa jism yoki maydonlarning mexanikaviy ta'siri o'lchovi bo'la oladi. Kuch ta'sirida jismning mexanik harakati qandayo'zgaradi degan savol tugiladi. Bu savolga Nyutonning ikkinchi qonuni javob beradi.

Nyutonning II – qonuni.

Nyutonning ikkinchi qonuni – ilgari tanilgan harakat dinamikasining asosiy qonuni bo'lib, tashqi qo'yilgan kuch ta'sirida moddiy nuqta yoki jismning mexanikaviy harakati qanday o'zgarishini tushuntirib beradi.

Dastlab o'zgarmas massali jismga ($m = const$) turli kuchlarning ta'sirini ko'raylik. Masalan, futbol to'pini yosh bola, o'spirin va futbolchi tepsin. Tabiiyki to'p eng katta tezlanishni futbolchi tepganida oladi, boshqacha aytganda jismning oladigan tezlanishi unga ta'sir etayotgan kuchga to'g'ri proportsional bo'ladi, ya'ni

$$a \sim F, \quad (m = const), \quad (3.1)$$

Endi futbolchi ($F = const$) rezina koptokni, futbol to'pini va bokschilar mashq o'tkazadigan to'pni tepgan holni ko'raylik. Bu tajriba, o'zgarmas kuch ta'sirida jismning oladigan tezlanishi uning massasiga teskari proportsional ekanligini ko'rsatadi. To'pning massasi qancha katta bo'lsa, uning inertligi shuncha yuqori bo'ladi va olgan tezlanishi kichik bo'ladi:

$$a \sim \frac{1}{F}, \quad (F = const), \quad (3.2)$$

(3.1) va (3.2) – ifodalardan foydalangan holda, kuch va tezlanish vektor kattalik ekanligini hisobga olib, quyidagi ifodani yozishimiz mumkin:

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

(3.3) – formula Nyutonning ikkinchi qonunini matematik ifodasidir.

Moddiy nuqtaning olgan tezlanishi, ta'sir etuvchi kuch yo'nalishiga mos kelib, shu kuch moddiy nuqta massasining nisbatiga tengdir. Nyutonning ikkinchi qonuni faqat inertsiyal sanoq tizimlari uchun o'rinlidir. «XBT» da proportsionallik koeffitsienti K birga teng. U holda:

$$\vec{a} = \frac{\vec{F}}{m} \quad \text{yoki} \quad \vec{F} = m\vec{a} = m \frac{d\vec{v}}{dt}$$

$$\vec{F} = \frac{d(m\vec{v})}{dt}, \quad \vec{P} = m\vec{v}$$

vektor kattalik, tezlik yo'nalishi bo'yicha yo'nalgan bo'lib, harakat miqdori – impuls deb ataladi.

$$\vec{F} = \frac{d\vec{P}}{dt}. \quad (3.4)$$

Moddiy nuqta harakat miqdorining vaqt bo'yicha hosilasi jismga ta'sir etuvchi kuchga tengdir.

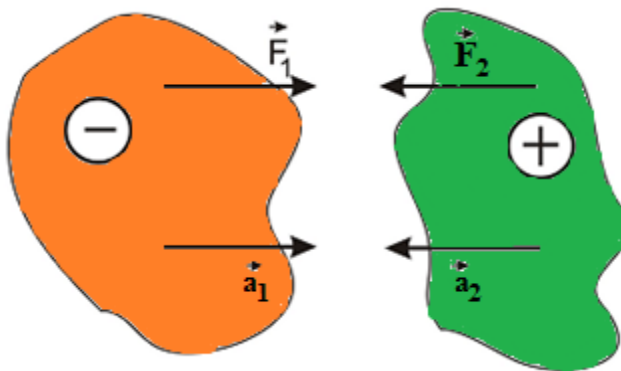
Nyutonning III – qonuni.

Nyutonning uchinchi qonuni. Moddiy nuqtalarning o'zaro ta'siri xarakterini Nyutonning uchinchi qonuni bilan ifodalash mumkin. Moddiy nuqta yoki jismlarning bir-biriga ta'siri, o'zaro ta'sir kuchlari xarakteriga ega, bu kuchlar moduli bo'yicha teng bo'lib, bir-biriga qarama-qarshi yo'nalgandir. Moddiy nuqtalar (jismlar) orasidagi bundayo o'zaro ta'sir Nyutonning uchinchi qonuni yordamida aniqlanadi: moddiy nuqtalarning bir-biriga har qanday ta'sirio'zaro ta'sir xarakteriga egadir.

$$\vec{F}_1 = -\vec{F}_2. \quad (3.5)$$

Masalan ikkita qayiq haydovchilari arqonning ikki tomonidan ushlab turgan bo'lishsin. Ular orasidagi masofaning teng o'rtasini belgilaymiz. Endi qayiq haydovchilardan biri arqonni torta boshlasin. Ikkinchisi esa arqonning uchini ushlab turaversin. Qayiqlar oradagi masofaning teng o'rtasida uchrashganini ko'ramiz. Shu tajribani rolikli kon'kichilar bilan ham o'tkazib ko'rish mumkin. Bu tajribalar Nyutonning uchinchi qonuniningurinililigin ko'rsatadi.

Endi musbat va manfiy zaryadlar bilan zaryadlangan m_1 va m_2 massali jismlar bir-biriga tortishishgandagi o'zaro ta'sirni ko'rib chiqaylik (1 - rasm).



1 - rasm. Zaryadlangan jismlarning o'zaro ta'siri

$\vec{F}_1$ va $\vec{F}_2$ kuchlar ta'sirida jismlar $\vec{a}_1$ va $\vec{a}_2$ tezlanishlarga ega bo'ladilar. Nyutonning ikkinchi qonunini quyidagicha yozish mumkin:

$$\vec{F}_1 = \vec{a}_1 m_1, \quad \vec{F}_2 = \vec{a}_2 m_2. \quad (3.6)$$

$$m_1 \vec{a}_1 = -m_2 \vec{a}_2 \quad \text{yoki} \quad \vec{a}_1 = -\vec{a}_2 \frac{m_2}{m_1}. \quad (3.7)$$

O'zaro ta'sir etuvchi jismlarning olgan tezlanishlari massalariga teskari proportsional va bir-biriga qarama-qarshi yo'nalgan bo'ladi.

Tabiyatdagi kuchlar.

Butun olam tortishish qonuni. Ikkita istalgan moddiy nuqta bir-birini massalarining ko'paytmasiga to'g'ri va orasidagi masofaning kvadratiga teskari proportsional kuch bilan tortishishadi. Bu kuchga gravitatsiya (tortishish) kuchi deyiladi. Tortishish kuchi moddiy nuqtalardan o'tuvchi to'g'ri chiziq bo'ylab yo'nalgandir. Planetalarning harakatini tahlil qilish natijasida 1667 yilda I. Nyuton butun dunyo tortishish qonunini yaratdi.

$$F = G \frac{mM}{R^2} \quad (3.8)$$

m , M – moddiy nuqtalarning massalari, R – ular orasidagi masofa, G – gravitatsion doimiy. Butun olam tortishish qonuni moddiy nuqta deb olish mumkin bo'lgan jismlar uchun o'rinlidir. Boshqacha aytganda jismlarning hususiy kattaliklari ularning orasidagi masofaga nisbatan e'tiborga olmaydigan darajada kichik bo'lishi kerak.

Gravitatsion doimiyning fizik ma'nosini aniqlash uchun (3.8) dan G ni topib olamiz.

$$G = \frac{F \cdot R^2}{m \cdot M}$$

Agar $R = 1 \text{ m}$, $m = M = 1 \text{ kg}$ deb olsak G son jihatdan tortishish kuchi F ga teng bo'lib qolishini ko'ramiz. Demak, gravitatsion doimiy G son jihatdan massalari 1 kg dan, oralaridagi masofa 1 m bo'lgan ikkita moddiy nuqta orasidagi tortishish kuchiga tengdir. Yerdagi jismlar orasida tortishish kuchlarining mavjudligini va gravitatsion doimiyning qiymatini birinchi bo'lib aniqlagan kishi ingliz fizigi Kavendish hisoblanadi.

Bugungi kunda gravitatsion doimiyning quyidagi $G = 6.67 \cdot 10^{-11} \text{ N} \cdot \text{m}^2/\text{kg}^2$ son qiymati olinadi.

Biz massani jismning inertlik o'lchovi deb xarakterlagan edik. (3.8) ifodada esa u tortishish o'lchovi sifatida namoyon bo'lmoqda. Ya'ni jismlarning massalari katta bo'lsa tortishish kuchi ham katta va aksincha.

Jismlarning o'zaro tortishish kuchlari orqali aniqlangan massasiga gravitatsion massa deyiladi. Shuning uchun ham, massaga – materiyaning asosiy xarakteristikalaridan biri bo'lib, uning inertsion va gravitatsion hossalarni aniqlovchi kattalik deyiladi.

Bugungi kunda inert va gravitatsion massalar bir-biri bilan juda katta aniqlikda teng ekanligi isbotlangan. shuning uchun ham qisqacha massa iborasidan foydalanish maqsadga muvofiqdir.

Quyosh tizimidagi barcha planetalarning massalari Quyosh massasining 5 foizidan kichik bo'lgani uchun, uning atrofida harakat qiladilar. Quyosh bilan Yer orasidagi tortishish kuchi $3,5 \cdot 10^{22} \text{ N}$, Yer bilan Oy orasidagi tortishish kuchi esa $2 \cdot 10^{20} \text{ N}$ ga tengdir.

Planetalar va ularning yo'ldoshlari harakatlarini Kepler qonunlari tushuntirsa ham, ammo tortishish sababini tushuntirib beraolmaydi.

Bir jinsli og'irlik kuchi. Butun olam tortishish qonuni, tortishish kuchi jismlarning massasi va ular orasidagi masofaga bog'likligini ko'rsatadi, lekin bu ta'sir qanday amalga oshishini ko'rsata olmaydi. Tortishish kuchlari o'zaro ta'sirlashayotgan jismlar qanday muhitda bo'lganiga mutlaqo bog'liq bo'lmay hatto vakuumda ham mavjuddir. Unda jismlarning gravitatsion ta'siri qanday amalga oshadi degan savol tug'iladi. Tajribalarning ko'rsatishicha bu ta'sir tortishish maydoni yoki gravitatsion maydon orqali amalga oshiriladi. Bu g'oyaga muvofiq har bir jismning atrofida gravitatsion maydon mavjud. Biz bu maydonni ko'rmaymiz, lekin qurilmalar yordamida uning mavjudligini qayd etib, (Kavendish tajribasi) ta'sirini, ya'ni Yerga tortilishimizni sezamiz. Gravitatsion ta'sir barcha muhitlarda ham mavjud va barcha jismlarga ta'sir etadi. Jismdan uzoqlashgan sari uning ta'siri susaya boradi. Gravitatsion ta'sir jismlar tomonidan vujudga keltiriladi va materiya mavjudligining ko'rinishlaridan biridir. Uning eng asosiy hususiyati shundan iboratki gravitatsion maydonga kiritilgan m massali jismga

$$\vec{F} = m\vec{g} \quad (3.9)$$

tortishish kuchi ta'sir etadi. Bu erda $\vec{g}$ ga tortishish maydonining kuchlanganligi deyilib, birlik massali moddiy nuqtaga maydon tomonidan ta'sir etadigan kuch bilan aniqlanadi va yo'nalishi kuch yo'nalishi bilan mos keladi.

shuni ta'kidlash lozimki gravitatsion maydon – potentsial maydon bo'lib, undagi kuch (og'irlik kuchi) –konservativ kuchdir.

Yuqorida qayd etilganidek erning atrofida ham tortishish maydoni mavjud va unga kiritilgan har qanday jismga $\vec{P}$ og'irlik kuchi ta'sir etadi. Nyutonning ikkinchi qonuniga muvofiq bu kuch ta'sirida jism g tezlanish oladi. Demak yer bilan bog'lik sanoq sistemasiga kiritilgan har qanday m massali jismga

$$\vec{P} = m\vec{g}$$

og'irlik kuchi ta'sir etadi. g ga erkin tushish tezlanish deyiladi. Uning qiymati $g = 9,81 \text{ m/s}^2$ ga teng.

Agar Yerning o'z o'qi atrofida aylanishini e'tiborga olmasak Erning sirtida og'irlik va tortishish kuchlari teng bo'ladi, ya'ni

$$P = mg = F = G \frac{mM}{R^2}$$

bu erda M – yerning massasi, R – jism va Yer markazi orasidagi masofa.

Agar jism Er sirtidan h balandlikda joylashgan bo'lsa

$$P = G \frac{mM}{(R_0 + h)^2}$$

bo'ladi. Bu erda R_0 – Yerning radiusi. Demak Yerning sirtidan uzoqlashgan sari og'irlik kuchi kamaya boradi.

Jismning vazni deb Yerga tortilishi natijasida vujudga keladigan va uni erkin tushishdan saqlab turgan tayanchga yoki ilgakka ko'rsatadigan bosim kuchiga aytiladi.

Jismning vazni u erkin tushish tezlanishidan farqli tezlanish bilan haraktlangandagina, ya'ni unga og'irlik kuchidan tashqari boshqa kuchlar ham ta'sir etgandagina namoyon bo'ladi. Boshqa hollarda esa u og'irlik kuchiga teng bo'ladi.

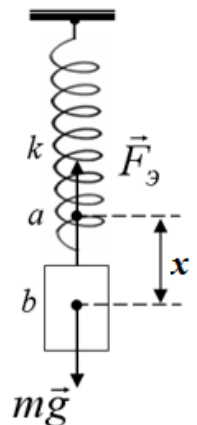
Jismning vaznsizlik holati deb uning faqatgina og'irlik kuchi ta'siridagi harakat holatiga aytiladi.

Agar jism og'irlik kuchi maydonida harakatlanayotgan bo'lsa, unda $\vec{a} = \vec{g}$ va $\vec{P} = 0$ ya'ni jism vaznsiz holatda bo'ladi.

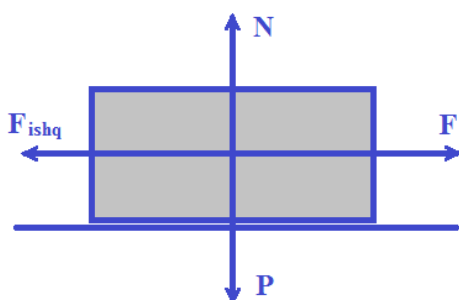
Elastiklik kuchi - moddiy nuqtaning muvozanat holatidan ko'chishiga proporsional va muvozanat holati tomon yo'nalgan bo'ladi (2 - rasm):

$$F = -kx. \quad (3.10)$$

2 - rasmda. Prujinaga osilgan jismning muvozanat holatidan siljishi ko'rsatilgan. Qattiqlik koeffitsienti k bo'lgan prujinaga m massali yuk osiganda prujina mg og'irlik kuchining ta'sirida x masofaga siljiydi. Yana og'irlik kuchi yo'nalishiga qarama – qarshi yo'nalishda F_{elastik} elastik kuchi ta'sir etadi. Ikki kuch teng bo'lganda jism tinch holatida bo'ladi.



2-rasm. Prujinaga osilgan jismning muvozanat holatidan siljishi.



3-rasm. Jismga ta'sir qilayotgan kuchlar yo'nalishi.

(3.10) formulada k – prujinaning qattiqlik koeffitsienti deb ataladi, x – bo'lsa uning uzayishidir. Har bir modda uchun qattiqlik koeffitsient har xil bo'ladi, ya'ni moddaning elastiklik xususiyatiga bog'liq bo'lgan proporsionallik koeffitsient.

Ishqalanish kuchi. Stolning ustida turgan kitobni itarib yuboraylik. Kitob stolning gorizontaal sirtida harakatga keladi va boshqa ta'sir ko'rsatilmasa, o'z harakatini sekinlashtirib ma'lum

vaqtdan keyin to'xtaydi. Bunga sabab uning stol ustida sirpanishiga to'sqinlik qiluvchi va bir-biriga tegib turgan sirtlar orasida vujudga kelgan ishqalanish kuchidir. Yuqoridagi misol asosida, ishqalanish kuchi jismlarning bir-birlariga nisbatan tezliklariga bog'lik ekanligiga ishonch hosil qilamiz.

Odatda ishqalanishni tashqi va ichki ishqalanishlarga ajratishadi. Tashqi ishqalanish deb – bir-biriga tegib turgan jismlarning biri ikkinchisining sirtida harakatlanganda sirtlar orasida vujudga keladigan ishqalanishga aytiladi.

Yuqoridagi misolda, kitob va stolning bir-biriga tegib turgan sirtlari orasidagi ishqalanish tashqi ishqalanish bo'ladi.

Agar jismlar bir-biriga nisbatan harakatsiz bo'lsa tinchlikdagi ishqalanish, sirpansa-sirpanish ishqalanish va harakat turiga qarab aylanma, tebranma harakatdagi ishqalanishlarga ajratiladi.

Ichki ishqalanish deb bir jismning turli qismlari orasida vujudga keladigan ishqalanishga aytiladi. Odatda ichki ishqalanish suyuqliklar va gazlarda mavjud bo'lib biz ularga keyinroq tuhtalamiz.

Tashqi ishqalanishni vujudga keltiradigan asosiy sabab bir-biriga tegib turgan sirtlarning notekisligi, ya'ni gadir-budirligidir. Agar sirtlar juda sillik bo'lsa ishqalanish turli jismlar molekullari orasidagi tortishish kuchlari natijasida vujudga keladi.

Ishqalanish kuchi F_{ishk} ni aniqlash uchun stol ustida turgan jism bilan tajriba o'tkazaylik (3-rasm). Jismni harakatlantirish uchun unga F kuch qo'yilgan. F ning ma'lum qiymatlarigacha jism harakatsiz qoladi. Ya'ni jism va stol sirtlari orasida vujudga keladigan kuch jismning stol ustida harakatlanishiga to'sqinlik qiladi. Jismlar bir-biriga nisbatan harakatlanmaganda ham ularning bir-birlariga tegib turgan sirtlari orasida vujudga keladigan bunday kuchga tinchlikdagi ishqalanish kuchi deyiladi.

F ning kattaligi $\vec{F}_{\text{ishq}}$ ning kattaligiga teng bo'lganda stol ustidagi jism harakatlana boshlaydi. Demak $\vec{F} = \vec{F}_{\text{ishq}}$.

stol ustidagi jismni harakatlantiruvchi $\vec{F}$ kuchning qiymati $\vec{F}_{\text{ishq}}$ ning qiymatiga teng bo'lgangacha ortib borar ekan. Unda $\vec{F}_{\text{ishq}}$ ning qiymati nimalarga bog'liq. Tajribalar yordamida aniqlangan qonunga muvofiq: sirpanish ishqalanish kuchi $\vec{F}_{\text{ishq}}$ bir jism ikkinchi jismga ko'rsatadigan normal bosim kuchi (tayanchning reaksiya kuchi) N ga proporsionaldir

$$\vec{F}_{\text{ishq}} = \mu \vec{N}. \quad (3.11)$$

Bu erda μ – sirpanish ishqalanish koeffitsienti deyilib, jismlarning bir-biriga tegib turgan sirtlarining hossalarga bog'liqdir.

Ishqalanishning tabiatda va tehnikada ahamiyati katta. Ishqalanish bo'lmaganda odamlar va transport vositalari harakatlana olmas edilar. Bu harakatlarni ta'minlovchi omil odam oyoqlari va yer sirti, mashina balonlari va yer sirti orasidagi ishqalanish kuchlarining mavjudligidir. Ba'zi hollarda ishqalanish zarar keltirishi ham mumkin va bu hollarda uni kamaytirish zarur. Shu maqsadda ishqalanuvchi sirtlarga turli yog'lar surtiladi, yoki podshibniklarga o'xshash tehnik moslamalardan foydalaniladi.

Moddiy nuqtalar tizimi. Inertsia markazi.

shu vaqtgacha moddiy nuqta deb hisoblanishi mumkin bo'lgan jismning harakati qarab chiqildi. Endi n ta moddiy nuqtalardan tashkil topgan tizimni (jismlar tizimini) qarab chiqaylik.

Kuchlar ta'sirida tizimdagi har bir moddiy nuqta o'z harakatini o'zgartiradi. Binobarin, tizimning harakatini tekshirish uchun tizimdagi har bir moddiy nuqta uchun tuzilgan harakat tenglamalari tizimini yechish kerak. Bunday masalani yechib, moddiy nuqtalar tizimi harakatini

butunligicha tekshirib hal qilish mumkin. Buning uchun, moddiy nuqtalar tizimini tavsiflovchi yangi tushunchalar kiritamiz:

1. Moddiy nuqtalar tizimining massasi m_c ni tizimdagi moddiy nuqtalar massalarining algebrik yig'indisiga teng deb hisoblaymiz:

$$m_c = m_1 + m_2 + \dots + m_n = \sum_{i=1}^n m_i, \quad (3.12)$$

1. Moddiy nuqtalar tizimining massa markazini – inertsia markazi deb hisoblab, mazkur nuqtaning vaziyatini koordinata boshiga nisbatan quyidagi radius - vektor bilan ifodalash mumkin:

$$\vec{r}_c = \frac{m_1 \vec{r}_1 + m_2 \vec{r}_2 + \dots + m_n \vec{r}_n}{m_1 + m_2 + \dots + m_n} = \frac{\sum_{i=1}^n m_i \vec{r}_i}{m_c}$$

Tizim inertsia markazi radius - vektorining Dekart koordinata o'qlariga proektsiyalari quyidagilarga teng bo'ladi:

$$x_c = \frac{\sum_{i=1}^n m_i x_i}{m_c}, \quad y_c = \frac{\sum_{i=1}^n m_i y_i}{m_c}, \quad z_c = \frac{\sum_{i=1}^n m_i z_i}{m_c}$$

shuni ta'kidlab o'tish kerakki, tizimning inertsia markazi uning og'irlik markazi bilan ustma-ust tushishi kerak;

2. Moddiy nuqtalar tizimi inertsia markazining radius- vektoridan vaqt bo'yicha birinchi tartibli hosila olinsa, *inertsia markazining tezligi* kelib chiqadi:

$$\vartheta_c = \frac{d\vec{r}_c}{dt} = \frac{\sum_{i=1}^n m_i \frac{d\vec{r}_i}{dt}}{m_c} = \frac{\sum_{i=1}^n m_i \vec{\vartheta}_i}{m_c}$$

bu yerda, $m_i \vec{\vartheta}_i = \vec{P}_i$ ekanini hisobga olsak:

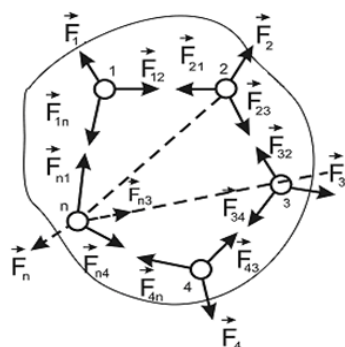
$$\vec{\vartheta}_c = \frac{\sum_{i=1}^n \vec{P}_i}{m_c} = \frac{\vec{P}_c}{m_c} \quad (3.13)$$

bunda $\vec{P}_c$ tizimning impulsi bo'lib, tizimdagi moddiy nuqtalar impulslarining geometrik yig'indisiga teng

$$\vec{P}_c = \sum_{i=1}^n \vec{P}_i, \quad (3.14)$$

(3.13) – ifodadan moddiy nuqtalar tizimining impulsi quyidagiga teng bo'ladi:

$$\vec{P}_c = m_c \vec{\vartheta}_c, \quad (3.15)$$



4 - rasm. Mexanik tizimdagi moddiy nuqtalar orasidagi o'zaro ta'sir kuchlari.

Bu nihoyatda katta ahamiyatga ega bo'lgan xulosani keltirib chiqaradi: tizim nuqtalarining hamma massalari, uning inertsia markaziga to'plangan holda harakatlanganda, ularning markazga to'plangan umumiy impulslari qanday bo'lsa, tizimning to'la impulsi ham shunga teng bo'ladi. Shuning uchun tizimning impulsiga, uning inertsia markazining impulsi ham deyiladi. Tizim

inertiya markazining impulsini (3.15) ifodaga asosan quyidagicha ifodalash mumkin:

$$\vec{P}_c = m_c \vec{v}_c = m_1 \vec{v}_1 + m_2 \vec{v}_2 + \dots + m_n \vec{v}_n = \sum_{i=1}^n m_i \vec{v}_i, \quad (3.16)$$

bunda m_c – tizimning to'liq massasi, $\vec{v}_c$ – tizim inertiya markazining tezligi; $\vec{v}_1, \vec{v}_2, \dots, \vec{v}_n$ – tizimdagi moddiy nuqtalarning tezliklaridir;

3. Endi moddiy nuqtali mexanik tizim uchun impulsning o'zgarish va saqlanish qonunini qarang chiqaylik (4 - rasm).

Mexanik tizimdagi n ta nuqtaning har biri uchun

$$\frac{d(m\vec{v})}{dt} = \vec{F}$$

bo'lishini hisobga olib, harakat tenglamasini yozamiz:

$$\begin{cases} \frac{d(m_1 \vec{v}_1)}{dt} = \vec{F}_{12} + \vec{F}_{13} + \dots + \vec{F}_{1n} + \vec{F}_1 \\ \frac{d(m_2 \vec{v}_2)}{dt} = \vec{F}_{21} + \vec{F}_{23} + \dots + \vec{F}_{2n} + \vec{F}_2 \\ \frac{d(m_n \vec{v}_n)}{dt} = \vec{F}_{n1} + \vec{F}_{n2} + \dots + \vec{F}_{n(n-1)} + \vec{F}_n \end{cases} \quad (3.17)$$

Bu tenglamalarni hadma-xad qo'shib, ichki kuchlar mos ravishda guruhlanga, quyidagi ko'rinishdagi tenglama hosil bo'ladi.

$$\sum_{i=1}^n \frac{d}{dt} (m_i \vec{v}_i) = (\vec{F}_{12} + \vec{F}_{21}) + (\vec{F}_{13} + \vec{F}_{31}) + \dots + (\vec{F}_{n(n-1)} + \vec{F}_{(n-1)n}) + \sum_{i=1}^n \vec{F}_i, \quad (3.18)$$

Nyutonning uchinchi qonuniga asosan, har bir qavs ichidagi kuchlar yig'indisi nolga teng. Demak, tizim ichki kuchlarining to'liq vektor yig'indisi ham nolga teng bo'ladi. U holda (8.10) tenglamani quyidagi ko'rinishda yozish mumkin.

$$\sum_{i=1}^n \frac{d}{dt} (m_i \vec{v}_i) = \sum_{i=1}^n \vec{F}_i$$

Bu ifodaning chap tomonidagi $(m_i \vec{v}_i)$ ko'paytma impuls $\vec{P}_i$ ga teng bo'lib, $\sum_{i=1}^n \vec{P}_i$ esa tizim impulsiga teng bo'ladi

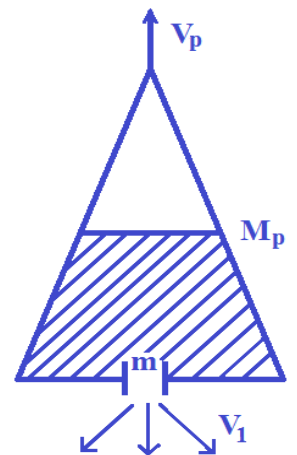
Impulsning saqlanish qonuni.

Impulsning saqlanish qonuni yopiq sistemada qaraladi. Yopiq sistema tushunchasi ham fizikada keng qo'llaniladigan modellardan biridir.

Dastlab, bir butun deb qarash mumkin bo'lgan moddiy nuqtalar majmuasini ko'ramiz va uni mexanik sistema deb ataymiz. Mexanik sistemaga kiruvchi moddiy nuqtalar orasidagi ta'sir kuchlari ichki kuchlar deyiladi. Mexanik sistemaga kiruvchi moddiy nuqtalarga, tashqi jismlar tomonidan ko'rsatiladigan ta'sir kuchlariga esa tashqi kuchlar deyiladi. Tashqi kuchlar ta'sir etmaydigan mexanik sistemaga yopiq sistema deyiladi.

Yopiq sistemaga kiruvchi har bir moddiy nuqtaning impulsini yozib olaylik. Moddiy nuqtaning impuls

$$\vec{P} = m\vec{v} \quad (3.19)$$



5 - rasm. m massali yonilg'iga ega raketaning harakati.

ko`rinishdagi vektor kattalik bilan aniqlanishi bizga ma'lum. Yopiq sistemaning to'la impulsi $\vec{P}$ sistemaga kiruvchi har bir moddiy nuqta impulslarining $m_1\vec{v}_1, m_2\vec{v}_2, \dots, m_n\vec{v}_n$ geometrik yig'indisidan iborat bo'ladi, ya'ni

$$\vec{P} = m_1\vec{v}_1 + m_2\vec{v}_2 + \dots + m_n\vec{v}_n = \sum_{i=1}^n m_i\vec{v}_i. \quad (3.20)$$

Yopiq sistema uchun

$$\vec{P} = \sum_{i=1}^n m_i\vec{v}_i = \text{const}. \quad (3.21)$$

Bu ifoda impulsning saqlanish qonunini ifodalaydi deyiladi. Yopiq sistemaning impulsi saqlanadi ya'ni vaqt utishi bilan o'zgarmaydi.

Impulsning saqlanish qonuni tabiatning fundamental qonunlaridan biri bo'lib, u na faqat klassik mexanikada balki fizikaning barcha bo'limlarida ham to'la bajariladi. Hozirgacha tabiatda impulsning saqlanish qonuni bajarilmagan jarayon kuzatilmagan.

Reaktiv harakat. Impulsning saqlanish qonuni ko'plab texnik masalalarni yechishga imkon beradi. Bunga eng yahshi misol reaktiv harakatdir. M_p massali raketa uchish maydonchasiga keltirib qo'yilgan. Raketa tinch holatda, ya'ni $v_p = 0$. Demak impulsi ham nolga teng. Endi yonish bo'linmasidagi yoqilg'i yoqiladi. Yonish bo'linmasida yuqori bosimgacha qizigan gaz oqimi raketa soplosidan v_1 tezlik bilan otilib chiqadi. Natijada raketa v_p tezlik bilan harakatlana boshlaydi. Sodda uchun raketa soplosidan otilib chiqadagan gaz massasi m , raketa massasi M dan juda kichik deb ($m \ll M$) harakat boshlangandan keyin ham raketaning massasi M o'zgarmay qolaveradi deb hisoblaymiz. (5-rasm)

Endi raketa-gaz-yoqilg'i yopiq sistemasi uchun impulsning saqlanish qonunini yozamiz va bunda, yonish bo'linmasidagi yoqilg'i yonguncha sistema impulsi nolga tengligini e'tiborga olamiz.

$$M\vec{v}_p + m\vec{v}_1 = 0$$

Bundan $M\vec{v}_p = -m\vec{v}_1$ yoki raketa tezligining moduli uchun $v_p = \frac{m}{M}v_1$ ifodani hosil qilamiz. Reaktiv harakat yuqoridagi prinsipga ya'ni yopiq sistemadagi jismlarning bir-birini harakatga keltirishiga asoslangan.

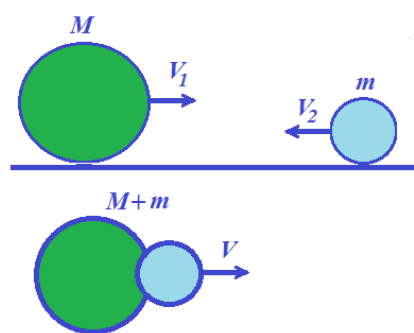
Jismlarning absolyut elastik va noelastik urilishi.

Urilish deb – ikki yoki undan ko'p jismlarning juda qisqa vaqt davomidagi ta'sirlashuviga aytiladi. Urilishning keng o'rganilishiga sabab juda ko'p jarayonlarni urilishga o'xshatib o'rganish mumkinligidir. Boshqacha aytganda urilish na faqat billiard sharlarining to'qnashuvi, balki odamning Yerga sakrashi, bolg'acha bilan mixning qoqilishi, futbolchining to'p tepishi va hokazolar.

Urilish natijasida jismlarning deformatsiyalanishiga qarab ular ikki turga absolyut elastik va absolyut noelastikka urilishlarga bo'linadi.

Absolyut noelastik urilish deb, ikkita deformatsiyalanadigan sharlarning urilishiga aytiladi. To'qnashuvdan so'ng sharlar birlashib harakat qilishlari mumkin. Plastilin yoki loydan yasalgan sharchalarning to'qnashuvi bunga misol bo'la oladi (6-rasm). M va m massali sharlarning

urilishgacha tezliklari mos ravishda v_1 va v_2 bo'lsin. Urilishdan keyingi tezlik V bo'lsa, impulsning saqlanish qonunini tadbik etib olamiz.



$$Mv_1 - mv_2 = (M + m)V$$

6-rasm. Sharlarning absolyut noelastik to'qnashishi.

Bundan

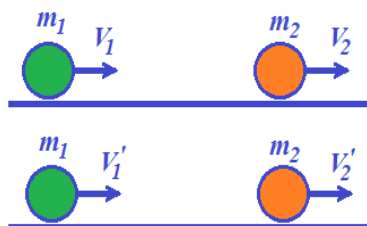
$$V = \frac{M\vartheta_1 - m\vartheta_2}{M + m}. \quad (3.22)$$

Agar sharlarning massalari teng bo'lsa $m_0 = M = m$, unda

$$V = \frac{\vartheta_1 - \vartheta_2}{2}. \quad (3.23)$$

Absolyut noelastik urilishda mehanik energiyaning saqlanish qonuni bajarilmay uning bir qismi sharlarning ichki energiyasiga aylanadi.

Absolyut elastik urilish deb - ikkita deformatsiyalanmaydigan sharlarning urishiga aytiladi.



7-rasm. Sharlarning absolyut elastik to'qnashishi.

Bunda sharlarning urilishdan oldingi kinetik energiyalari, urilishdan keyin ham to'raligicha kinetik energiyaga aylanadi.

Absolyut elastik urilishda impulsning va kinetik energiyaning saqlanish qonunlari bajariladi. m_1 va m_2 massali sharlarning urilishgacha tezliklari mos ravishda ϑ_1 va ϑ_2 , urilishdan keyin esa ϑ_1' va ϑ_2' bo'lsin. Ularning harakat yo'nalishlarini hisobga olib o'ng tomonga yo'nalgan harakatni musbat, chap tomonga

yo'nalganini esa manfiy ishora bilan olamiz (7-rasm). Shu hol uchun impulsning va kinetik energiyaning saqlanish qonunlari quyidagicha bo'ladi.

$$m_1\vartheta_1 + m_2\vartheta_2 = m_1\vartheta_1' + m_2\vartheta_2'$$

$$\frac{m_1\vartheta_1^2}{2} + \frac{m_2\vartheta_2^2}{2} = \frac{m_1\vartheta_1'^2}{2} + \frac{m_2\vartheta_2'^2}{2}$$

Ushbu tenglamalardan foydalanib sharlarning to'qnashgandan keying tezliklarini topamiz.

Mexanik ish

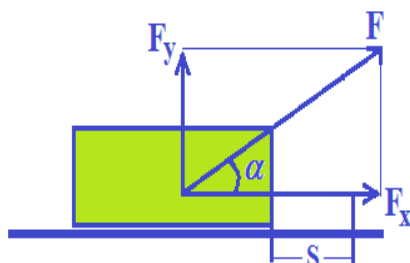
Reja:

1. Ish va quvvat.
2. Energiya.
3. Kinetik va potentsiyal energiya.
4. Energiyaning saqlanish qonuni.
5. Gravitatsion maydonidagi ish va energiya.

Ish va quvvat.

Energiya – barcha turdagi moddalarning harakati va o'zaro ta'sirining universal miqdoriy o'lchovidir. Modda harakatining shakliga qarab, energiyaning har xil turlariga ega bo'lamiz: mexanik energiya, issiqlik energiyasi, elektromagnit energiya, quyosh energiyasi va h.k.

Ayrim hodisalarda moddaning harakat shakli o'zgarmaydi, (masalan, qizigan jism sovuq jismni isitadi) boshqa hodisalarda harakat boshqa shaklga o'tadi. Ammo, barcha hollarda boshqa jismga uzatilgan energiya, ikkinchi jism olgan energiyaga teng bo'ladi. Jism mexanik harakatining o'zgarishi unga boshqa jismlar tomonidan ta'sir etgan kuchlar hisobiga bo'ladi. Shu sababli, o'zaro ta'sirlashayotgan jismlar orasidagi energiya almashuvi miqdorini baholash uchun, kuzatilayotgan



1-rasm. F kuch ta'sirida jismning S masofaga ko'chishi.

jismga qo'yilgan kuchning bajargan ishi ko'rib chiqiladi.

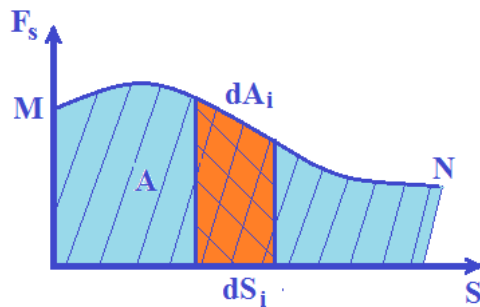
Agar, jism to'g'ri chiziqli harakat qilayotgan bo'lsa va unga ko'chish yo'nalishi bilan α burchak hosil qilgan doimiy F kuch ta'sir etsa, shu kuchning bajargan ishi kuchning harakat yo'nalishiga proektsiyasining kuch qo'yilgan nuqtaning siljishiga ko'paytmasiga tengdir (1-rasm):

$$A = F_x \cdot S = F \cdot S \cdot \cos \alpha. \quad (3.24)$$

Umumiy hollarda, kuch moduli va yo'nalishi bo'yicha o'zgarib turishi mumkin.

O'zgaruvchan kuch bajargan ishni aniqlash uchun, bosib o'tilgan yo'lni shunday kichik bo'lakchalarga bo'lamizki, ularning har birini to'g'ri chiziqdan iborat va ulardagi ta'sir kuchni o'zgarmas, deb hisoblaymiz (2-rasm). U holda elementar ish

$$dA_i = F_{Si} \cdot dS_i = F_i dS_i \cos \alpha_i, \quad (3.25)$$



2 - rasm. O'zgaruvchi tashqi kuch ta'sirida jismning ko'chishida bajarilgan ish.

ga, o'zgaruvchan kuchning MN ko'chishida bajarilgan ishi esa

$$A = \int_M^N F_S \cdot dS_i = \int_M^N F_i \cdot dS_i \cdot \cos \alpha_i \quad (3.26)$$

ga teng bo'ladi. Bu integralni hisoblash uchun F_S kuchning S traektoriya bilan bog'liqligini bilish zarur. Bu kuchning bajargan ishi s traektoriya ostidagi maydon yuziga tengdir.

Agar jism to'g'ri chiziqli harakat qilsa, ta'sir etuvchi kuch va α – burchak o'zgarmas bo'ladi. Shu sababli

$$A = F \cos \alpha \int_M^N dS = F \cdot S \cos \alpha$$

ga ega bo'lamiz. Bu yerda S – jismning bosib o'tgan yo'li. (3.26) - ifodadan:

$\alpha < \frac{\pi}{2}$ bo'lganda, kuchning bajargan ishi musbat;

$\alpha > \frac{\pi}{2}$ bo'lganda, kuchning bajargan ishi manfiy;

$\alpha = \frac{\pi}{2}$ bo'lganda, kuchning bajargan mexanik ishi nolga teng.

Ish birligi – 1 joul dan iborat: $1 \text{ J} = 1 \text{ N} \cdot \text{m}$.

Quvvat. Bajarilayotgan ishning jadalligini tavsiflash uchun quvvat tushunchasidan foydalaniladi. N – quvvat deb, ΔA bajarilgan ishning, shu ishni bajarish uchun ketgan Δt vaqtga nisbatiga teng fizik kattalikka aytiladi.

$$N = \frac{\Delta A}{\Delta t}, \quad (3.27)$$

Agarda jism F kuch ta'sirida ϑ o'zgarmas tezlik bilan harakatlansa, quvvat quyidagicha ifodalanadi:

$$N = \frac{\Delta A}{\Delta t} = \frac{F_S \cdot \Delta S}{\Delta t} = F_S \cdot \vartheta$$

va kuchning harakat yo'nalishiga proektsiyasi F_S ni jismning tezligiga ko'paytmasiga teng bo'ladi.

Quvvat o'zgaruvchan bo'lganda oniy quvvat tushunchasidan foydalaniladi:

$$N_{on} = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta A}{\Delta t} = \frac{dA}{dt}$$

Agarda oniy quvvat o'zgaruvchan bo'lib Δt vaqt noldan sezilarli farq qilsa, u holda o'rtacha quvvat tushunchasi o'rinli bo'ladi:

$$N = \frac{\Delta A}{\Delta t}$$

Quvvat birligi – Vt bilan o'lchanadi $1 \text{ W} = 1 \text{ J/s}$.

Quvvatga misol keltiraylik: Krasnoyarsk gidroelektrstansiyasida har sekundda balandligi 100 m li platinadan hajmi 5000 m^3 yoki $5 \cdot 10^6 \text{ kg}$ massali suv oqib tushadi. Bunda stansiyaning quvvati, og'irlik kuchining ushbu massali suvni 1 sekundda bajargan ishiga teng.

$$N = \frac{mgh}{t} = \frac{m}{t}gh, \quad \frac{m}{t} = 5 \cdot 10^6 \frac{\text{kg}}{\text{s}}, \quad N = 5 \cdot 10^6 \frac{\text{kg}}{\text{s}} \cdot 9.8 \frac{\text{m}}{\text{s}^2} \cdot 100 \text{ m} = 5 \cdot 10^6 \text{ kW}.$$

Energiya. Kinetik va potentsial energiya.

Mehanik energiya deb mehanik harakatlarning va o'zaro ta'sirlarning miqdoriy o'lchoviga aytiladi. Sistemaning holatiga qarab u ikki turga, kinetik va potentsial energiyalarga bo'linadi.

Kinetik energiya jism mexanikaviy harakatining o'lchovidir va bu harakatni vujudga keltirish uchun bajarilgan ish bilan baholanadi.

Agar F kuch tinch turgan jismga ta'sir etib, unga v harakat tezligini bersa, u holda dA ish bajarib, jismning harakat energiyasini shu bajarilgan ish miqdoriga oshiradi. Shunday qilib, bu bajarilgan ish jismning kinetik energiyasining ortishiga olib keladi.

$$dA = dW_k$$

Nyuton II qonunining skalyar ko'rinishidan foydalansak

$$F = m \frac{dv}{dt}$$

bajarilgan ishni quyidagicha ifodalashimiz mumkin:

$$dA = F \cdot dS = m \frac{dv}{dt} \cdot dS, \quad v = \frac{dS}{dt}$$

bo'lgani uchun;

$$dA = m dv \cdot \frac{dS}{dt} = m v \cdot dv = dW_k$$

To'la kinetik energiya ifodasi esa,

$$W_k = \int_0^v m v \cdot dv = m \int_0^v v \cdot dv = \frac{mv^2}{2}$$

ga teng bo'ladi.

shunday qilib, v – tezlik bilan harakatlanayotgan m – massali jismning kinetik energiyasi

$$W_k = \frac{mv^2}{2}$$

ga teng ekan. Kinetik energiya m – massaga bog'liq bo'lishi bilan birga harakat tezligining funktsiyasi hamdir.

Potentsial energiya - umumiy mexanik energiyaning bir qismi bo'lib, jismlarning bir-biriga nisbatan qanday holatda turishi va ular orasidagi ta'sir kuchlarining xarakteriga bog'liqdir.

Agarda jismlarning o'zaro ta'siri kuch maydonlari orqali bajarilsa (masalan, elastik kuch maydoni, gravitatsiya kuchi maydoni, elektr ta'sir kuchi maydoni) bu holda jismni ko'chishida bajarilgan ish, bir nuqta bilan ikkincha nuqta orasidagi traektoriyaga bog'liq bo'lmay, jismning boshlang'ich va oxirgi holatiga bog'liqdir. Bunday ish bajaradigan maydonlar *potentsial maydonlar* deb ataladi va ularda ta'sir qiluvchi kuchlar *konservativ kuchlar* deb ataladi.

Agarda kuch bajargan ish harakat traektoriyasiga bog'liq bo'lsa, bunday kuchlar *dissipativ kuchlar* deb ataladi.

Kuchning potentsial maydonida turgan jism W_p – potentsial energiyaga ega bo'ladi. Odatda, jismning ma'lum bir holatdagi potentsial energiyasini nol deb hisoblab, uni hisob boshi deb, belgilashadi. Boshqa holatdagi energiya hisob boshidagi holatga nisbatan aniqlanadi. Shuning uchun ayrim vaqtlarda potentsial energiyalar farqi degan tushunchadan foydalaniladi.

Jismga qo'yilgan konservativ kuchlar bajargan ish, shu jism potentsial energiyasini o'zgarishiga tengdir.

$$dA = -dW_p$$

Bunda potentsial energiya sarf bo'lishi natijasida ish bajarilgani uchun minus ishora paydo bo'ldi. Bajarilgan ish $dA = Fdr$ bo'lgani uchun

$$Fdr = -dW_p$$

Agarda $W_n(r)$ - funktsiya aniq bo'lsa, kuchning moduli va yo'nalishini aniqlash mumkin. $W_p(r)$ funktsiyaning aniq ko'rinishi kuch maydonining xakteri bilan aniqlanadi. Masalan, Yer sirtidan h balandlikka ko'tarilgan jismning potentsial energiyasi

$$W_p = \int dW_p = \int_0^h Pdh = mgh$$

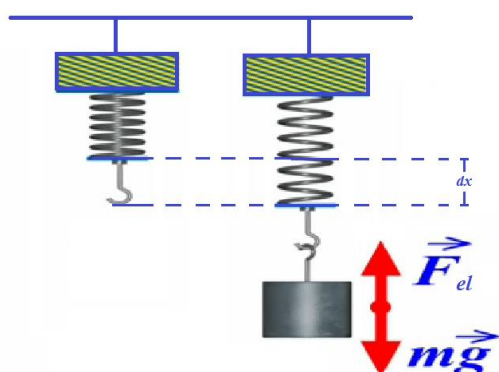
ga tengdir. Bu yerda potentsial energiya h balandlikdan tushayotgan m massali jismning bajargan ishihga tengdir.

Tizimning to'liq energiyasi, doimo mexanik harakat va o'zaro ta'sir energiyalarning yig'indisidan iboratdir.

$$W = W_k + W_p$$

Elastik kuchi bilan potentsial energiya orasidagi bog'lanish. Elastik kuchining ta'siri ostida, jism deformatsiyasining kichik o'zgarishlarida, bajarilgan elementar ish quyidagiga teng.

$$dA = Fdx = -kxdx$$



3-rasmda prujina berilgan. Prujinaga yuk osilishi natijasida u x masofaga siljiyabdi. Bu erda prujinaga ikkita kuch ta'sir qilyabdi. Og'irlik kuchi $m\vec{g}$, pastga qarab yo'nalgan va unga yo'nalishi qarama-qarshi bo'lgan elastiklik kuchi. Bu erda og'irlik kuchi ish bajaradi.

3 - rasm. Og'irlik kuchi ta'sirida prujinaning uzayishi.

Ishning to'liq qiymatini aniqlash uchun yuqoridagi formulani deformatsionlanmagan holatdan ($x_0 = 0$) deformatsiya qiymati x qiymatlari chegarasida integrallaymiz:

$$A = - \int_{x_0}^x kx dx = -\frac{kx^2}{2} + \frac{kx_0^2}{2}$$

Ushbu kattalikka asosanib prujinaning potentsiyal energiyasi o'zgaradi:

$$U_p = \frac{kx^2}{2} - U_0$$

bunda $U_0 = \frac{kx_0^2}{2}$ – prujinaning deformatsionlanmagan paytdagi potentsiyal energiyasi. Uni nolga teng deb hisoblasak, quyidagicha yoziladi:

$$U_p = \frac{kx^2}{2}$$

Demak, prujina og'irlik kuchi ta'siri ostida deformatsionlansa, unda bajarilgan ish deformatsionlangan prujinaning energiyasining o'zgarishiga sarf bo'lar ekan.

Energiyaning saqlanish qonuni.

Energiyaning saqlanish qonuni – ko'pgina tajribaviy ma'lumotlarning umumlashgan natijasidir. Bu qonunni miqdor jihatdan nemis vrachi Yu.Mayer va nemis tabiatshunosi G.Gelmgoltslar ifodalab berishgan.

savol tug'iladi tabiatda energiyaning saqlanish qonuni bajariladimi? Albatta bajariladi. O'tkazilgan ko'plab tajribalar, nazariy hulosalar energiyaning saqlanish qonunini qat'iy bajarilishini ko'rsatadi. Faqatgina tabiatda energiyaning bir turdan boshqasiga (masalan mehanik energiyadan issiqlik energiyasiga) aylanishi ro'y beradi. Shuning uchun ham bu qonunga energiyaning saqlanish va aylanish qonuni ham deyiladi. U tabiatning fundamental qonuni bo'lib nafaqat makraskopik, va balki mikro jismlar sistemasi uchun ham o'rinlidir. Shunday qilib energiya hech qachon yo'qolmaydi ham, paydo ham bo'lmaydi. U faqat bir turdan boshqasiga aylanishi mumkin. Yopiq sistemada to'la energiya saqlanadi. Hali tabiatda energiyaning saqlanish qonuni bajarilmagan jarayon ma'lum emas.

Endi uning tenglamasini ko'rib chiqaylik. Massalari $m_1, m_2, \dots, m_n$, va $\vartheta_1, \vartheta_2, \dots, \vartheta_n$ tezlik bilan harakatlanayotgan moddiy nuqtalardan iborat bo'lgan yopiq tizimni olaylik. Har bir moddiy nuqtaga $f_1, f_2, \dots, f_n$ teng ta'sir etuvchi ichki konservativ kuchlar va $F_1, F_2, \dots, F_n$ teng ta'sir etuvchi tashqi kuchlar ta'sir etayotgan bo'lsin. $c \gg \vartheta$ bo'lganda, moddiy nuqtalar massalari o'zgarmaganligi sababli, ularga Nyutonning II qonunini tadbiiq etish mumkin:

$$\begin{aligned} m_1 \frac{d\vec{\vartheta}_1}{dt} &= \vec{f}_1 + \vec{F}_1 \\ m_2 \frac{d\vec{\vartheta}_2}{dt} &= \vec{f}_2 + \vec{F}_2 \\ &\dots \dots \dots \dots \dots \dots \dots \\ m_n \frac{d\vec{\vartheta}_n}{dt} &= \vec{f}_n + \vec{F}_n \end{aligned}$$

Barcha nuqtalar qandaydir dt vaqt oralig'ida $dx_1, dx_2, \dots, dx_n$ masofalarga ko'chgan bo'lsin. Shu ko'chishlarni tezlik orqali, skalyar ko'rinishda ifodalasak, quyidagilarga ega bo'lamiz:

$$m_n(\vartheta_n d\vartheta_n) - (f_n + F_n)dx_n = 0$$

tengdir

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

shu sababli yuqoridagi tenglamalarni jamlasak, quyidagiga ega bo'lamiz:

$$\sum_{i=1}^n m_i \vartheta_i d\vartheta_i - \sum_{i=1}^n f_i \cdot dx_i = 0$$

Bu yerda

$$\sum_{i=1}^n m_i \vartheta_i d\vartheta_i = \sum_{i=1}^n d(m_i \frac{\vartheta_i^2}{2}) = dW_k$$

dW_k – tizim kinetik energiyasining cheksiz kichkina o'zgarishidir, $\sum_{i=1}^n f_i \cdot dx_i = 0$ yopiq tizim ichida moddiy nuqtalarning ichki konservativ kuchlarga qarshi bajargan ishidir va u tizim potentsial energiyasini o'zgarishiga tengdir

$$dA = -dW_p$$

Butun yopiq tizim uchun

$$dW_k + dW_p = 0$$

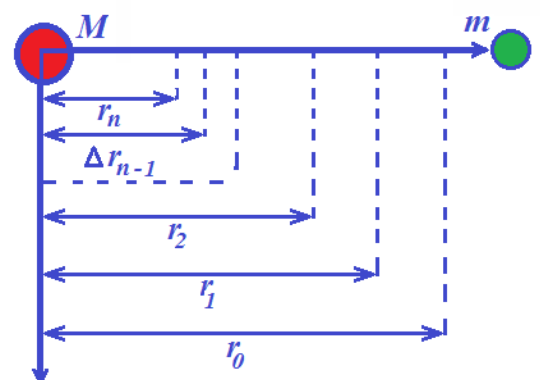
ga teng. Demak yopiq tizimning to'liq mexanik energiyasi

$$dW_k + dW_p = W = \text{const},$$

ga ega bo'lamiz. Bu ifoda mexanik energiyaning saqlanish qonunidir. Jismlarning yopiq tizimida faqat konservativ kuchlar ta'sir etsa, mexanik energiya saqlanib qoladi yoki vaqt bo'yicha o'zgarmas bo'ladi.

Gravitatsiya maydonidagi ish va energiya.

M - jism bilan m - jism gravitatsiya maydonida F - kuch bilan ta'sirlashayotgan bo'lsin. Bu F - kuch r - masofaga bog'lik o'zgaradi. Shuning uchun ularni ko'chirishda kichik Δr_i - masofalarga bo'lib ko'chiramiz. $r_0 - r_1 = \Delta r$ da kuch $F_0 = G \frac{mM}{r_0^2}$, dan $F_1 = G \frac{mM}{r_1^2}$, gacha o'zgaradi.



4-rasm. Massalari M va m bo'lgan jismlarning har xil r oraliqlardagi ta'sir etishlari.

$$\vec{F}_1 = \sqrt{G^2 \frac{m^2 M^2}{r_0^2 r_1^2}} = G \frac{mM}{r_0 r_1}$$

o'rtacha kuch desak, ishni topamiz:

$$\Delta A_1 = F_1 \cdot \Delta r_1 = G \frac{mM}{r_0 r_1} (r_0 - r_1)$$

Bu ifodani matematik o'zgartirsak quyidagi ifoda

$$\Delta A_1 = GmM \left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_0} \right)$$

kelib chiqadi. Buni har bir oraliq uchun yozib chiqamiz.

$$\Delta A_2 = GmM \left(\frac{1}{r_2} - \frac{1}{r_1} \right)$$

$$\Delta A_{n-1} = GmM \left(\frac{1}{r_{n-1}} - \frac{1}{r_{n-2}} \right)$$

$$\Delta A_n = GmM \left(\frac{1}{r_n} - \frac{1}{r_{n-1}} \right)$$

Hamma Δ oraliqlar uchun topilgan ishni qo'shib, butun r_0 dan r_n gacha oraliqdagi ishni topamiz.

$$A = G \frac{mM}{r_1} - G \frac{mM}{r_0}$$

kelib chiqadi. Integrallasa ham bo'ladi.

$$A = - \int_{r_0}^{r_n} F dr = -GMm \int_{r_0}^{r_n} \frac{dr}{r^2} = G \frac{mM}{r_n} - G \frac{mM}{r_0}$$

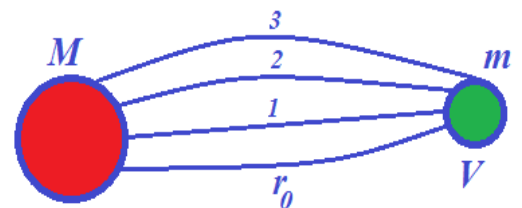
bu ifodani energiya ifodasi bilan solishtirib energiyani ko'rinishini topish mumkin.

Gravitatsiya maydonidagi energiya

$$W_p = -G \frac{Mm}{r}$$

bunda (-) r oshgan sari W_p kamayadi. $r \rightarrow \infty$ da $W_p = 0$ bo'ladi. Demak ikki jism M va m tortishib turgan gravitatsiya maydoni yoki bunday maydon potentsial maydon deyiladi, ularning energiyasi masofaga teskari, massalarinibg ko'paytmasiga to'g'ri proporsional ekan.

$A = (W_n)_0 - (W_n)_n$, $\varphi = A/m = -Gm/r_0$ maydon potentsiali deb qaralsa. Ishni potentsial orqali yozish mumkin. $A = m(\varphi_0 - \varphi_n)$ potentsial o'zgarish (m) massali jism uchun masofaga,



5 - rasm. Potentsiyal maydonidagi bajarilgan ishning traektoriyaga bog'liq emasligi.

trayektoriyaga bog'lik emasligi ko'rinadi. (5-rasm). Ya'ni potentsial maydonda bajarilgan ish uni qaysi yo'ldan borganligiga bog'liq emas balki uni boshlang'ich va oxirgi xolatiga bog'liq bo'ladi.

Umumiy xolda yer yuzidan h balandlikdagii jism uchun potentsial energiya quyidagicha bo'ladi.

$$W_p = -G \frac{mM}{r} + mgh$$

Agar yer yuzasidagi potentsial energiyani nol deb qaralsa

$$-G \frac{mM}{r} = 0$$

unda yer yuziga nisbatan m –massali jismni potentsial energiyasi quyidagicha bo'ladi.

$$W_p = mgh$$

Bu formulani yer yuzidagi barcha jismlarga kichkina malekulalardan tortib, katta massali jismlargacha qo'llash mumkin. Yer yuzidagi bo'ladigan xodisalar, jarayonlar mana shu potentsial energiya xisobiga ro'y beradi.

Nazorat savollari

1. Impulsning qanday turlari mavjud?
2. saqlanish qonunlari qanday vazifani bajaradi?
3. saqlanish qonunlari nimalarga asoslanib kiritilgan?
4. Yopiq sistema deb qanday sistemaga aytiladi?
5. Impulsning saqlanish qonuni.
6. Reaktiv harakat qanday qonunga asoslangan?
7. Raketaning tezligi nimalarga bog'liq?
8. Energiya nima?
9. Energiyaning turlari va ular nimaga asosan turlanadi?
10. Mehanik ish qanday aniqlanadi?
11. Mehanik ish, kuch va ko'chish orasidagi burchakka bogliqmi?
12. Ishning sI dagi birligi.
13. Quvvat deb nimaga aytiladi?
14. Quvvatning sI dagi birligi.

Ma'ruza № 4 suyuqliklar va gazlar mexanikasi

Reja:

1. Suyuqlik va gazlardagi bosim.
2. Paskal va Arximed qonunlari.
3. Uzluksizlik tenglamasi.
4. Bernulli tenglamasi.
5. Yopishqoqlik koeffitsienti. Puazeyl formulasi.
6. Yopishqoqlikni aniqlashning stoks metodi.
7. Jismlarning suyuqliklarda va gazlarda harakati.

Garchi suyuqliklar va gazlar ba'zi hossalari bilan bir-birlaridan farq qilishsada, ko'pchilik mehanik hodisalarda ularning holati bir hil parametrlar va o'hash tenglamalar bilan aniqlanadi. SHuning uchun ham suyuqliklar va gazlarning muvozanati, harakati, o'zaro va silliq aylanib o'tadigan qattiq jismlar bilan ta'siri birgalikda ko'riladi.

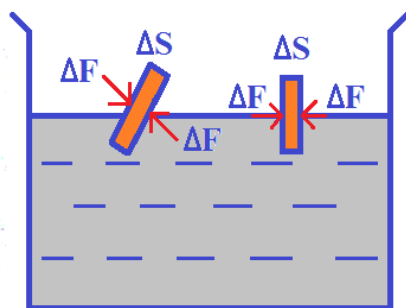
Suyuqlik va gazlarda bosim.

Gazlarning molekullari orasidagi o'zaro ta'sir kuchlari juda ham kichik ya'ni ular bir-birlari bilan qariyb bog'lanmagan. Shuning uchun ham ular doimo betartib harakat holatida va har tomonga uchib, ajratilgan hajmni to'la egallaydi. Gazning hajmi u egallagan idishning hajmi bilan mos keladi.

Gazlardan farqli ravishda suyuqliklarning molekullari bir-birlari bilan ancha mustahkam bog'langan va ular orasidagi masofa qariyb o'zgarmaydi. Shuning uchun ham suyuqlik siqilmaydi. Shu bilan birga suyuqlik molekullari juda yaxshi o'rin almashish xususiyatiga ega. Shu sababli suyuqlik o'zi solingan idish shaklini egallaydi va oquvchanlik xususiyatiga ega.

Mexanikada katta aniqlik bilan suyuqliklar va gazlar yaxlit deb qarash tiriladi.

suyuqliklarning zichligi bosimga qariyb bog'liq emas. Gazlarning zichligi esa bosimga keskin bog'liq bo'ladi. Ko'pincha suyuqliklar va gazlarning siqilishini e'tiborga olmaslik siqilmas suyuqlik modulidan foydalanish mumkin.



1 - rasm. Suyuqlikdagi plastinkaga ta'sir qilayotgan kuchlar.

Endi tinch turgan suyuqlikka yupqa plastinkalarni kiritaylik. Plastinkaning turli tomonlarida bo'lgan suyuqliklar uning har bir ΔS yuz elementiga, kattaliklari teng va ΔS ga tik yo'nalgan ΔF kuch'lar bilan ta'sir qiladi. (1-rasm)

Birlik yuzaga suyuqlik tomonidan ta'sir etuvchi normal kuch bilan aniqlanuvchi fizik kattalik suyuqlikning bosimi deyiladi.

$$P = \frac{\Delta F}{\Delta S}$$

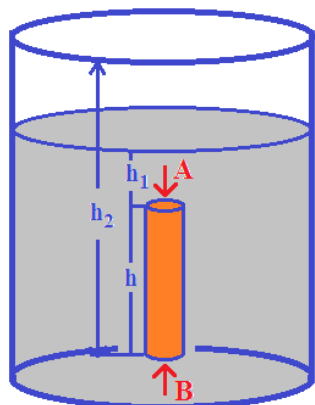
Bosimning SI dagi birligi – paskal (Pa). SI da bosim birligi sifatida 1m^2 yuzaga normal yo'nalgan 1N kuchning hosil qiladigan bosimi qabul qilingan.

Berk idishdagi bosimni o'lchash uchun ishlatiladigan asboblarga *manometrlar*, atmosfera bosimini o'lchash uchun ishlatiladigan asboblarga esa *barometrlar* deyiladi.

Paskal va Arximed qonunlari.

Paskal qonuni. Muvozanat vaziyatdagi suyuqliklarning bosimi Paskal qonuniga bo'ysunadi. Paskal qonuni: harakatsiz suyuqlikning istalgan joyidagi bosim hamma yo'nalishlarda bir hil va harakatsiz suyuqlik egallagan hajm bo'yicha bir hilda uzatiladi. Masalan: koptokka havo puflanganda uning ichida hosil bo'lgan bosim koptok devorlariga barcha yo'nalishlarda bir xil kuch bilan ta'sir qiladi, ya'ni koptok devorlariga bosimi bir xil bo'ladi.

Gidrostatik bosim. suyuqlikning vazni harakatsiz, siqilmaydigan suyuqlik ichidagi bosimning taqsimlanishiga qanday ta'sir qilishini ko'raylik. Suyuqlikning muvozanat holatida gorizontaal sath bo'yicha bosimi bir hil bo'ladi. Aks holda muvozanat bo'lmas edi. Shuning uchun ham harakatsiz suyuqlikning erkin sathi doimo gorizontaal holatda bo'ladi. Agar suyuqlik siqilmaydigan bo'lsa uning zichligi bosimga bog'liq bo'lmaydi.



2 - rasm. Silindrning A va B asoslari orasidagi bosim kuchlari farqi.

Balandlik bilan bosimning o'zgarishini baholash uchun 2 – rasmda berilgan bitta vertikalda joylashgan A va B nuqtalar orasidagi bosimlar farqini qarashtiraylik. Yuzi S bo'lgan vertical holatdagi yupqa silindrni fikran ajrataylik. Uning vertical bo'ylab muvozanat holatini kuzataylik. Yon tomonidagi yuzlariga ta'sir qilayotgan bosim kuchlari teng. Unga vertical bo'ylab faqat uchta kuch ta'sir qiladi: silindrning yuqori va pastki asoslariga ta'sir qiladigan bosim kuchlari $P_A S$ va $P_B S$ hamda pastka yo'nalgan silindrning havmidagi suyuqlik og'irligi. Agarda A va B orasidagi oraliq h bo'lsa unda silindr hajmi Sh ga va uning og'irligi $\rho g Sh$. Silindrning muvozanat sharti quyidagicha bo'ladi:

$$P_A S + \rho g Sh = P_B S$$

bundan

$$P_B - P_A = \rho g h$$

2-rasmdan ko'rinib turganidek ushbu formulani boshqacha ko'rinishda yozish mumkin.

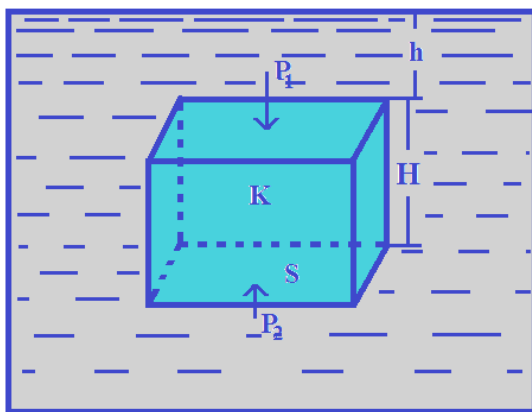
$$P_B - P_A = \rho g (h_2 - h_1)$$

Demak suyuqlik ichidagi silindrning A va B orasidagi bosimlar farqi silindr ustunining balandligiga va suyuqlik zichligiga bog'lik ekan. Suyuqlikning pastki qatlamidagi bosim yuqori qatlamdagidan ko'ra kattaroq bo'ladi va shuning uchun ham suyuqlikka botirilgan jismga itarib chiqaruvchi kuch ta'sir etadi.

Arximed qonuni. Arximed qonuni bajarilishi uchun jism suyuqlikda muvozanat holatida turishi zarur. Arximed qonuni quyidagicha: Agar suyuqlikka botirilgan jism muvozanat holatida bo'lsa,

unda jismga atrofidagi suyuqlikning gidrostatik bosimidan hosil bo'ladigan qisib chiqaruvchi kuch ta'sir qilib, bu kuchning kattaligi jism tomonidan qisib chiqarilgan suyuqlikning og'irligiga teng. Ushbu qisib chiqaruvchi kuch yuqoriga yo'nalgan va jism tomonidan qisib chiqarilgan suyuqlikning massa markazi orqali o'tadi.

To'g'ri parallelepiped shakliga ega K jism suyuqlikka botirilsin. Uning asosining maydonini S, balandligini H va tepadagi asosidan suyuqlik sathigacha bo'lgan masofani h orqali belgilaylik. Suyuqlik bosimining teng ta'sir qiluvchi kuchi



3 - rasm. Parallelepiped shakliga ega suyuqlikka botirilgan jism.

parallelepipedning yon tomonlariga va asosiga ta'sir qiladigan bosim kuchlaridan iborat. Yon tomonlariga ta'sir qiladigan kuchlar bir biriga teng va qarama qarshi yo'nalgan. Tepadagi asosiga ρgh , pastki asosiga $\rho g(h + H)$ larga teng bosimlar ta'sir qiladi. Demak pastki va tepadagi asoslariga ta'sir qiladigan bosim kuchlari quyidagicha

$$P_2 = \rho g(H + h)S, \quad P_1 = \rho gh$$

P_1 – kuchi pastga, P_2 – kuchi tepaga qarab yo'nalgan. Demek parallelepipedning barcha asoslariga ta'sir qilayotgan bosim kuchlarining teng ta'sir qiluvchisi P_2 va P_1 kuchlarining ayirmasiga teng

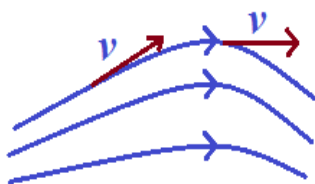
$$P = P_2 - P_1 = \rho g(H + h)S - \rho ghS = \rho gHS \quad (4.1)$$

va tepaga qarab yo'nalgan.

Bazan Arximedning ta'rifi quyidagicha: suyuqlikka botirilgan jism, ushbu jismning qisib chiqargan suyuqlik og'irligiga teng miqdorda og'irlik yo'qotadi.

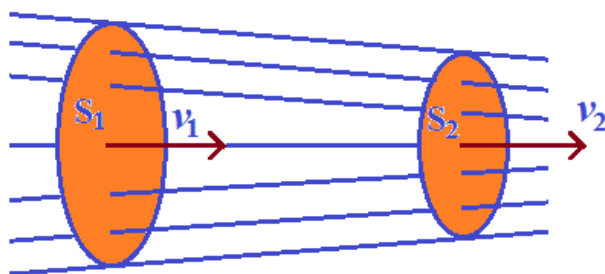
Uzluksizlik tenglamasi.

Uyuqliklar harakati suyuqlikning oqishi, harakatlanayotgan suyuqlikdagi zarrachalar yig'indisi oqim deb ataladi. Suyuqliklar harakati grafik tarzda nay oqimi yordamida suratlanadi. Oqimdagi har bir zarracha belgili momentda aniq ϑ tezlikga ega. Lekin suyuqlikning har bir yakka zarrachasining harakatin kuzatgandan ko'ra boshqacha yo'l tutgan ma'qul. Buning uchun oqim tushunchasidan foydalanamiz. Oqim chizig'i suyuqlik ichidagi shunday shiziqki, uning har bir nuqtasiga o'tkazilgan urunma chiziq urinish nuqtasi orqali o'tayotgan suyuqlik zarrachasining oniy tezligining yo'nalishiga mos keladi (4-rasm). Oqim chiziqlari yordamida tezlik vektorining yo'nalishigina emas, ba'liki tezlik qiymati ham suratlanishi mumkin. Buning uchun suyuqlik harakati yo'nalishiga perpendikulyar ravishda belgili sohaga joylashtirilgan birlik yuzani kesib o'tuvchi oqim chiziqlarining soni ushbu sohadagi suyuqlik zarrachalari tezligining qiymatiga proporsional qilib o'tkazish lozim. Demak, tezligi kattaroq bo'lgan sohalarda oqim chiziqlari zichroq bo'lar ekan.



4 - rasm. Oqim chiziqlarining yo'nalishi.

O'zgarmaydigan holdagi suyuqlik harakatin statsionar harakat yoki statsionar oqim deb ataymiz. Statsionar oqimdagi oqim chiziqlari suyuqlik zarrachalarining traektoriyasi bo'lib xizmat qiladi.



5 - rasm. Yuzalari S_1 va S_2 bo'lgan oqim nayidagi suyuqlikning oqishi.

Tezlik yo'nalishiga perpendikulyar yuzalari S_1 va S_2 bo'lgan oqim nayidagi suyuqlikning oqishini kuzataylik (5-rasm). Δt vaqt davomida S yuzadan $S\vartheta\Delta t$ hajmli suyuqlik o'tadi. Demak, 1 s davomida S_1 yuza orqali $S_1\vartheta_1$ hajmli suyuqlik o'tadi. Bu erda ϑ_1 – S_1 yuzadan o'tayotgan suyuqlik oqimining tezligi. S_2 yuzadan ham 1 s vaqt davomida $S_2\vartheta_2$ hajmli suyuqlik o'tadi, ϑ_2 – S_2 yuzadan o'tayotgan suyuqlik oqimining tezligi.

Agarda biz suyuqlikni siqilmaydi deb hisoblasak unda S_1 va S_2 yuzalardan bir xil hajmli suyuqliklar o'tadi.

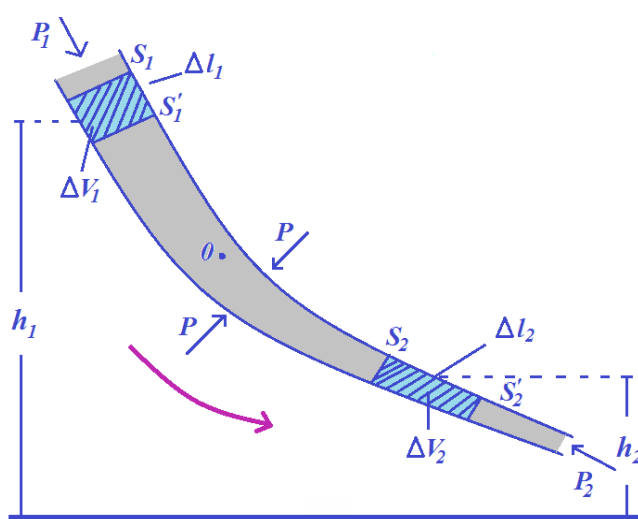
$$S_1 v_1 = S_2 v_2 = \text{const} \quad (4.2)$$

Demak, yuza bilan tezlikning ko'paytmasi siqilmaydigan suyuqlik uchun o'zgarmas ekan. Bu tenglama **uzluksizlik tenglamasi** deb ataladi.

Bernulli tenglamasi.

suyuqliklar harakatini kuzatganda, ko'p hollarda suyuqlikning bir qismining boshqasiga nisbatan siljishini, ishqalanish kuchining vujudga kelishi bilan bog'liq emas deb hisoblaymiz. Agarda suyuqlikda ichki ishqalanish mavjud bo'lmasa, bunday suyuqlikka ideal suyuqlik deb ataymiz.

Muqarrar, ideal suyuqlik oquvchi trubacha kichkina kesimni ajratib olaylik (6-rasm). Trubachaning devorlari bilan cheklangan va S_1 , S_2 kesimli yuzalarga perpendikulyar bo'lgan suyuqlik hajmlarini qarab chiqaylik. Δt vaqtdan keyin ushbu hajmli suyuqlik Δl_1 masofani o'tib S_1 kesimli yuzadan S'_1 kesimli yuzaga va S_2 kesimli yuzadan S'_2 kesimli yuzaga siljiydi. Oqim uzluksiz bo'lganligi boyis ajratilgan hajmlar bir xil kattaliklarga ega bo'ladi: $\Delta V_1 = \Delta V_2 = \Delta V$.



6 - rasm. Suyuqlikning trubachadan muqarrar oqishi.

suyuqlikning har bir qismining energiyasi Yerning tortish kuchi maydonida uning kinetik va potentsiyal energiyalari yig'indisidan iborat bo'ladi. Zarrachalarning muqarrar oqishi tufayli, Δt vaqtdan keyin ajratilmagan hajmning tashqarisida joylashgan har bir nuqtadagi (masalan, 0 nuqtada) tezlik (kinetik energiya ham) vaqtning dastlabki onidagi ushbu nuqtadagi zarrachalarning tezligiga teng bo'ladi. Shuning uchun barcha kuzatoyotgan hajmlarning energiyasining ortishini ΔE , ajratilgan hajmlar ΔV_1 va ΔV_2 energiyalarining ayirmasi ko'rinishida hisoblash mumkin. Trubachaning kesimini va Δl qismini shunday kichkina qilib olaylikki,

ajratilgan hajmlardagi tezlikning v , bosimning p va balandlikning h qiymatlari bir xil bo'lsin, ya'ni o'zgarmasin. Bunda energiyaning o'sishi quyidagicha yoziladi.

$$\Delta E = \left(\frac{\rho \Delta V v_2^2}{2} + \rho \Delta V g h_2 \right) - \left(\frac{\rho \Delta V v_1^2}{2} + \rho \Delta V g h_1 \right) \quad (4.3)$$

ρ – suyuqlik zichligi. Ideal suyuqlikda ishqalanish kuchi bo'lmaganligi sababli, (4...) energiyaning o'sishini ajratilgan hajmlarning ustidan bosimning bajargan ishiga tenglash mumkin. Oqayotgan suyuqlikning har bir nuqtasidagi yon tomoniga (trubachaning yon devoriga) perpendikulyar bo'lgan bosim kuchi ish bajar olmaydi. Faqat S_1 va S_2 kesimlarga ta'sir etayotgan bosim kuchlari ish bajaradi. Bu ish quyidagicha teng.

$$A = P_1 S_1 \Delta l_1 - P_2 S_2 \Delta l_2 = (P_1 - P_2) \cdot \Delta V. \quad (4.4)$$

(4.3) va (4.4) ifodalarni tenglab, ΔV ga qisqartirib va indeksleri bir xil bo'lgan hadlarni qo'shib,

$$\frac{\rho v_1^2}{2} + \rho g h_1 + p_1 = \frac{\rho v_2^2}{2} + \rho g h_2 + p_2, \quad (4.5)$$

ega bo'lamiz. Bu erda kesa kesimlar S_1 va S_2 ixtiyoriy ravishda olindi. Shuning uchun trubachaning istalgan kesimida $\rho v^2/2 + \rho g h + p$ qiymatining o'zgarmasligini ko'rishimiz

mumkin. Xulosaga binoan (4.5) tenglama faqat ko'ndalang yuzasi s nolga intilganda to'g'ri bo'ladi.

Olingan natijani quyidagicha ifodalash mumkin. Istalgan chiziq bo'ylab ideal suyuqlikning muqarrar oqishida quyidagi tenglik bajariladi.

$$\frac{\rho v^2}{2} + \rho gh + p = \text{const.} \quad (4.6)$$

Ushbu tenglamaga Bernulli tenglamasi deymiz. Ushbu tenglama faqat ideal suyuqliklar uchun o'rinli bo'lmasdan ba'li ichki ishqalanishi uncha katta bo'lmagan real suyuqliklar uchun ham o'rinlidir.

Bernulli tenglamasidan kelib chiqadigan bazi holatlarni ko'rib chiqaylik. Mayli suyuqlik shunday oqsinki, uning tezligi barcha nuqtalarda bir xil qiymatlarga ega bo'lsin. Unda (4.5) tenglamaga binoan chiziqning ixtiyoriy ikkita nuqtasi uchun

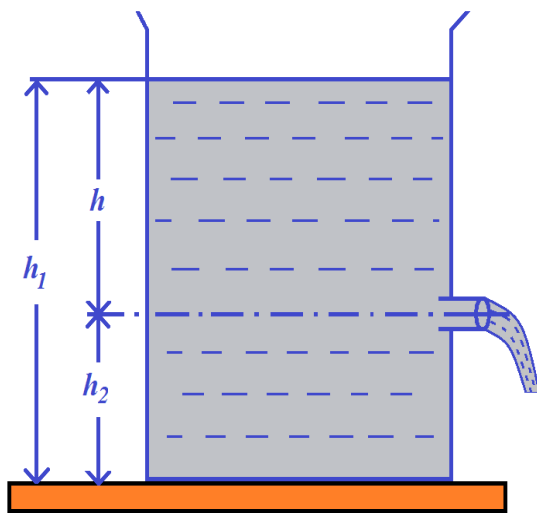
$$P_1 - P_2 = \rho g(h_1 - h_2)$$

tenglik bajariladi.

Agarda gorizontal joylashgan holda oqsa, unda (4.3) quyidagi ko'rinishga ega bo'ladi

$$\frac{\rho v_1^2}{2} + p_1 = \frac{\rho v_2^2}{2} + p_2.$$

Demak qaysi yerida oqish tezligi katta bo'lsa, o'sha joyda bosim kichik bo'lar ekan.



7 - rasm. Yuzi ochiq idishdagi suvning naychadan oqishi.

Teshigi uncha katta bo'lmagan silindr shaklidagi idishdan suvning oqishi holatiga Bernulli tenglamasini qo'llanaylik. Yuzi ochiq idish devorining bir tomonida o'zining kichkina maydoniga ega suv oqadigan nayni belgilaylik (7- rasm). U orqali suv oqadi. Ushbu yuzada suvning oqish tezligini va uning sathini bir xil deb hisoblash mumkin. Natijada unga (4.3) tenglamani qo'llanemiz.

Idishning ochiq tarafi yuzidagi bosim ham, suv oqadigan naycha yuzidagi bosim ham bir biriga teng bo'lib ular atmosfera bosimiga teng. Bundan tashqari yuzi ochiq tarafidagi suvning pastga siljish tezligini nolga teng deb hisoblaymiz. Yuqoridagilarni hisobga olgan holda (4.3) tenglamani quyidagicha yozamiz.

$$\rho gh_1 = \frac{\rho v^2}{2} + \rho gh_2,$$

Bu erda v – kichik yuzaga ega naydan suvning oqish tezligi. ρ ga qisqartirib va $h = h_1 - h_2$ (naychadan idishning ochiq yuzigacha bo'lgan masofa) kiritib, quyidagiga ega bo'lamiz.

$$\frac{v^2}{2} = gh, \quad \text{bundan} \quad v = \sqrt{2gh}. \quad (4.7)$$

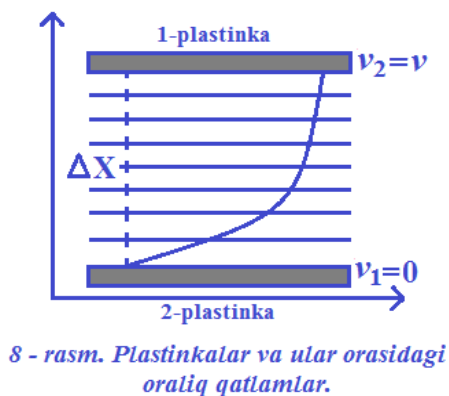
Bu formula Torrichelli formulasi deb ataladi.

Demak yuzi ochiq bo'lgan idishdagi h balandlikda joylashgan naydagi suvning oqish tezligi, h balandlikdan tashlangan jismning tezligi bilan mos ekan. Ushbu natijalar suyuqlikni

ideal deb hisoblab olindi. Real suyuqliklarda oqish tezlik kichik bo'ladi. Suyuqlikning yopishqoqligi katta bo'lsa uning oqish tezligi yanada kichik bo'ladi.

Yopishqoqlik koeffitsienti. Puazeyl formulasi.

suyuqlik (gaz) qatlamlarining bir-biriga nisbatan harakatida ichki ishqalanish kuchlari paydo bo'ladi. Bunga quyidagi tajribadan ishonch hosil qilish mumkin. Ikki o'zaro parallel gorizontol plastinkalarning biri ikkinchisining yuqorisida joylashgan bo'lib, ular orasida ba'zi bir suyuqlik masalan, suv qatlami bor (8-rasm). Pastdagi plastinka harakatlanmaydi, ya'ni $v_1 = 0$. Yuqoridagi plastinkani $v_2 = v$ tezlik bilan harakatga keltiraylik. Bu plastinkaga tegib turgan suyuqlik qatlami molekulyar tortishish kuchi sababli plastinkaga yopishgan bo'ladi va u bilan birgalikda v tezlik bilan harakatlanadi. Pastdagi plastinkaga tegib turgan suyuqlik qatlami bo'lsa o'sha harakatlanmaydigan plastinkaga yopishganligi uchun harakatlanmaydi. Oraliq qatlamlarning tezliklari bo'lsa 8 – rasmda ko'rsatilgan.



suyuqlik har bir qatlamining o'ziga qo'shni tagidagi qatlamga nisbatan tezligi harakatlanayotgan plastinka yo'nalishida, qo'shni tepasidagi qatlamga nisbatan tezligi bo'lsa plastinka harakatiga qarama qarshi yo'nalgan bo'ladi. Bundan quyidagi xulosaga kelamiz: suyuqlikning ikki qo'shni qatlamlariga tegishli molekulalar orasidagi o'zaro tortishishi sababli pastdagi qatlam tepasidagi qatlam tezligin kamaytiradi va aksincha, yuqorisidagi qatlam tagidagi qatlam tezligini oshiradi. Suyuqlikning bir-biriga nisbatan harakatlanayotgan qatlamlari orasida vujudga kelgan kuch ichki ishqalanish kuchi deb ataladi. Ichki

ishqalanish kuchi bilan bog'liq bo'lgan suyuqlik xossasi bo'lsa yopishqoqlik deb ataladi.

Tajribalarning ko'rsatishicha, suyuqlikning ikki qatlami orasidagi ichki ishqalanish kuchi (F) ning qiymati qatlamlarning bir-biriga tegib turgan sohalarning maydoni (S) ga va tezlik gradient deb ataladigan $\Delta v / \Delta x$ kattalikiga to'g'ri proporsional:

$$F = \eta S \frac{\Delta v}{\Delta x}. \quad (4.8)$$

Bu ifoda Nyuton formulasi deb ataladi. Undagi tezlik gradient suyuqlik qatlamlari tezliklarining bir qatlamdan ikkinchi qatlamga o'tganda (OX yo'nalishida) o'zgarish tezligin ta'riflaydi. (4.8) dagi η – suyuqlikning tabiyatiga bog'liq bo'lib, u suyuqlikning (dinamik) yopishqoqlik koeffitsienti deb ataladi.

Yopishqoqlikning SI dagi birligi sifatida shunday suyuqlikning yopishqoqligi qabul qilinishi kerak, tezlik gradienti $\Delta v / \Delta x = 1 \text{ s}^{-1}$ bo'lgan usgub suyuqlikning ikki bir-biriga tegib turgan qatlamlari orasidagi $S = 1 \text{ m}^2$ yuzada 1 N gat eng ichki ishqalanish kuchi paydo bo'ladi. Bu birlik paskal-sekund deb ataladi.

$$\eta = \frac{1 \text{ N}}{1 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}} = 1 \text{ Pa} \cdot \text{s}$$

Adabiyotlarda yopishqoqlikning Puaz deb ataladigan lekin odatda foydalanilmaydigan o'lcham birligi ham uchrashadi.

suyuqliklarning yopishqoqligi haroratga teskari proporsional o'zgaradi. Buning sababi harorat ortishi bilan suyuqlik molekulalari orasida o'zaro ta'sir kuchining kamayib ketishidadir.

Yopishqoqlikni aniqlashning stoks metodi.

Yopishqoqlikni aniqlashning ushbu metodi suyuqlikda sekin harakatlanuvchi uncha katta bo'lmagan sferik shakldagi jismning tezligin o'lchashga asoslangan. Suyuqlikga yuqoridan pastga qarab otilgan sharchaga uchta kuch ta'sir qiladi: og'rik kuchi $P = 4/3\pi r^3 \rho g$ (ρ – sharchaning zichligi), Arximed kuchi $F_A = 4/3\pi r^3 \rho' g$ (ρ' – suyuqlik zichligi) va stoks tomonidan emperik aniqlangan qarshilik kuchi $F = 6\pi\eta r\vartheta$, r – sharchaning radiusi, ϑ – uning tezligi. Sharcha tekis harakatlanganda

$$P = F + F_A,$$

yoki

$$\frac{4}{3}\pi r^3 \rho g = 6\pi\eta r\vartheta + \frac{4}{3}\pi r^3 \rho' g$$

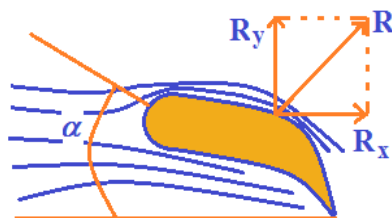
bundan

$$\vartheta = \frac{2(\rho - \rho')gr^2}{9\eta}$$

Tekis harakatlanayotgan sharchaning tezligini o'lchab suyuqlik (gaz) ning yopishqoqligin aniqlash mumkin.

Jismlarning suyuqliklarda va gazlarda harakati.

Jismlarning suyuqliklarda va gazlarda harakatini o'rganish aviatsiyaning rivojlanishi va suv kemalarining tezliklarini ortishi bilan bog'liq. Shu maqsadda suyuqliklar va gazlarda harakatlanayotgan qattiq jismlarga ta'sir etadigan kuchlarni ko'ramiz. Ular qanday kuchlar: suyuqlik yoki gazda harakat qiladigan jismga ikkita kuch ta'sir qiladi (ularning teng ta'sir etuvchisini $\vec{R}$ deb belgilaymiz).



9 - rasm. Suyuqlik yoki gazda harakatlanayotgan jismga ta'sir qilayotgan kuchlar.

Ularning birinchisi ($\vec{R}_x$) jismning harakat yo'nalishiga qarama-qarshi yo'nalgan bo'lib unga peshona qarshilik deyiladi. Jismning harakat yo'nalishiga perpendikulyar yo'nalgan ikkinchisi

esa ($\vec{R}_y$) – ko'tarish kuchi deyiladi (9-rasm).

Peshona qarshilik

$$R_x = C_x \frac{\rho \vartheta^2}{2} S$$

ifoda yordamida aniqlanadi. Bu erda C_x – jismning shakli va oqimga nisbatan holatiga bog'liq bo'lgan o'lchamsiz koeffitsient, ρ – muhitning zichligi, ϑ – jismning harakat tezligi, S – jismning eng katta ko'ndalang kesimi.

Ko'tarish kuchi

$$R_y = C_y \frac{\rho \vartheta^2}{2} S$$

C_y – ko'tarish kuchining o'lchamsiz koeffitsienti. α – burchakka oqimga hujum burchagi deyiladi. Uni shunday tanlash kerakki bunda peshona qarshilik kichik, ko'tarish kuchi bo'lsa katta bo'lsin. Bunday shart qanot sifatini ko'rsatuvchi $K = C_y/C_x$ koeffitsient qancha katta bo'lsa, shuncha yahshi bajariladi.

Nazorat savollari

1. Gazning hajmi qanday aniqladi?
2. suyuqliklar idishning shaklini olishiga sabab nima?
3. suyuqlik siqiladimi? Gazchi?
4. suyuqlikning bosimi deb nimaga aytiladi? suyuqlik bosimining birligi
5. Manometr va barometrning bir-biridan farqi?
6. Paskal qonuni. Arhimed kuchi.
7. Oqish deb nimaga aytiladi, oqim deb nimaga aytiladi
8. Uzluksizlik tenglamasi qanday.
9. Bernulli tenglamasi qanday.
10. statik va dinamik bosimlar qanday bosim?
11. Hidrostatik bosim qanday bosim?

Ma'ruza № 5 Mexanik to'liqlar va tebranishlar

Reja:

1. Garmonik tebranma harakat kinematikasi va dinamikasi.
2. Prujinali, matematik va fizik mayatniklar.
3. Bir yo'nalishdagi va bir-biriga perpendikulyar yo'nalishdagi tebranishlarni qo'shish.
4. so'nuvchan mexanik tebranishlar.
5. Majburiy mexanik tebranishlar. Rezonans hodisasi.
6. To'liqli jarayonlar.

Garmonik tebranma harakat kinematikasi va dinamikasi.

Vaqt o'tishi bilan takrorlanuvchi harakat yoki fizik jarayonlar tebranishlar deb ataladi. Tabiatda va texnikada tebranma harakatlar keng tarqalgandir. Misol uchun soat mayatnigining tebranishi, o'zgaruvchan elektr toki va boshqalar. Shuning uchun tebranma harakatlarning fizik tabiatiga qarab ularni mexanik, elektromagnit va boshqa tebranishlarga ajratish mumkin. Ammo tebranma harakat yoki jarayonlar turli bo'lishiga qaramay, ularning barchasi umumiy qonuniyatlar asosida yuzaga keladi.

Jism yoki fizik jarayon muvozanat vaziyatiga ega bo'lishi zarur va uni shu holatidan chiqarish va avvalgi vaziyatiga qaytaruvchi kuchlar mavjud bo'lishi kerak. Agar jism dastlab olgan energiyasi hisobiga muvozanatdan chiqib, tashqi kuch bo'lmagan holatida o'z tebranishlarini ancha vaqt amalga oshirib tursa, bunday tebranishlar erkin yoki xususiy tebranishlar deb ataladi. Ular orasida eng sodda ko'rinishi garmonik tebranishlardir.

Garmonik tebranishlarda tebranuvchi kattaliklar vaqt o'tishi bilan sinus yoki kosinus qonuniyatlariga bo'ysungan holda o'zgarishi kuzatiladi:

$$y = A \cdot \sin(\omega_0 t + \varphi), \quad (5.1)$$

bu yerda y – tebranuvchi kattalik, A – tebranuvchi kattalikning amplitudasi (maksimal siljishi), $\omega_0 = 2\pi/T = 2\pi\nu$ - doiraviy yoki tsiklik chastota, $\varphi, t = 0$ vaqtdagi tebranishning boshlang'ich fazasi, $\omega_0 t + \varphi$ t – vaqtdagi tebranish fazasi.

Garmonik tebranuvchi tizimning ayrim holatlari tebranish davri deb ataluvchi - T vaqtdan so'ng takrorlanib turadi. Bu davr ichida tebranish fazasi 2π ga o'zgaradi, ya'ni:

$$\omega_0(t + T) + \varphi = (\omega_0 t + \varphi) + 2\pi$$

Bu yerdan tebranish davri quyidagiga teng bo'ladi:

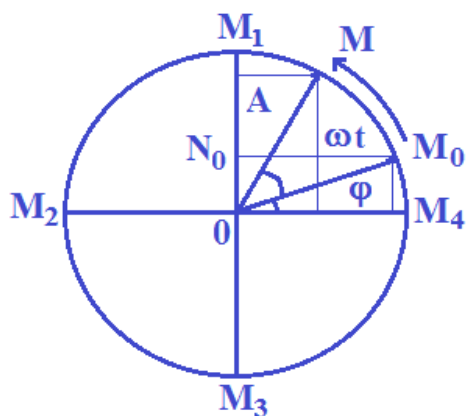
$$T = \frac{2\pi}{\omega_0}. \quad (5.2)$$

Tebranish davriga teskari bo'lgan kattalik, birlik vaqt ichidagi to'la tebranishlar sonini belgilaydi va ν tebranishlar chastotasi deb ataladi:

$$\nu = \frac{1}{T}, \quad (5.3)$$

Chastota birligi Gerts hisoblanadi va 1 Gerts - 1 sekund davomida 1 tsikl tebranish sodir bo'lishini ko'rsatadi.

Garmonik tebranishlarga bir misol keltiramiz. M nuqta A radiusli aylana bo'ylab $\omega = 2\pi/T$ burchak tezlik bilan tekis harakatlanayotgan bo'lsin (1 - rasm). Harakat boshlanishida, $t = 0$ da nuqta M_0 holatda deb hisoblaymiz. Shu nuqtaga o'tkazilgan $A = OM_0$ aylananing



1 - rasm. Moddiy nuqtaning aylana bo'ylab harakati.

radiusi M nuqtaning burchak tezligiga teng tezlik bilan ko'rsatgich yo'nalishida aylanadi. Agar $t = 0$ da radius gorizontaal o'q bilan φ burchak hosil qilgan bo'lsa, t vaqt o'tgandan so'ng esa $(\omega_0 t + \varphi)$ qiymatga ega bo'ladi. M nuqta aylana bo'ylab ω burchak tezlik bilan harakatlanganda uning tik diametrga proektsiyasi N_0 aylana markazi atrofida garmonik tebranishlar hosil qiladi.

N_0 nuqtaning tik diametr bo'yicha siljishi yoki tebranishi sinus qonuni bilan ifodalanadi:

$$y = A \cdot \sin(\omega_0 t + \varphi), \quad (5.4)$$

bu yerda y – M nuqtaning tik diametrga proektsiyasi N_0 nuqtaning O aylana markaziga nisbatan holatidir va tebranuvchi kattalik hisoblanadi.

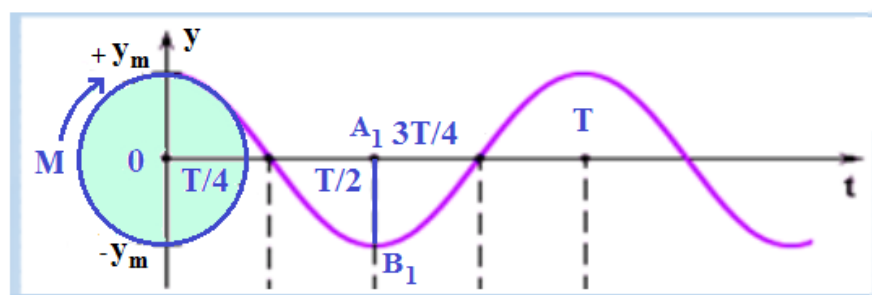
M nuqtaning Ox o'qqa proektsiyasi ham shunday qonun asosida tebranadi:

$$y = A \cdot \cos(\omega_0 t + \varphi),$$

(5.4) – ifodada t ni $t + T$ bilan almashtirib, $\omega = 2\pi/T$ ga tengligini hisobga olsak, M nuqtaning tik diametrga proektsiyasi N_0 ni O nuqta atrofidagi tebranish qiymatiga ega bo'lamiz va x siljish kattaligining davriy ravishda o'zgarishini kuzatamiz.

Gorizontaal o'q bo'yicha vaqtning o'zgarishini, vertikal o'q bo'yicha esa siljishining o'zgarishini keltirsak, siljishning o'zgarishini grafik ravishda tassavur qilish mumkin. Natijada sinusoida qonuniyatini kuzatamiz (2 - rasm).

Bu yerda istalgan vertikal AB kesma shu vaqtdagi siljishni ko'rsatadi, A_1B_1 – amplitudaning maksimal qiymatini, T – tebranish davrini ko'rsatadi.



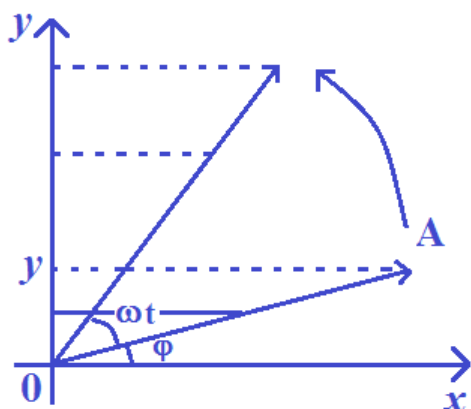
2 - rasm. Moddiy nuqtaning aylana traektoriyasidagi holatini y o'qiga proektsiyasining garmonik tebranishi.

Garmonik tebranishlarning grafik tasvirlash usullaridan yana biri vektor diagrammalar usuli hisoblanadi (3 - rasm).

0 nuqta atrofida ω_0 o'zgarmas burchak tezlik bilan aylanayotgan, miqdor jihatdan o'zgarmas A amplitudaga teng bo'lgan vektorni tasavvur qilamiz. Istalgan t vaqtdagi A vektorning vertikal o'qqa proektsiyasi siljishga tengdir, gorizonttal o'q bilan hosil qilgan burchagi esa tebranishning fazasini bildiradi. M nuqtaning siljishini t vaqt ichidagi bosib o'tgan yo'li deb hisoblasak, t vaqtdagi uning tezligi quyidagiga teng bo'ladi:

$$v = \frac{dy}{dt} = \omega A \cos(\omega t + \varphi), \quad (5.5)$$

Tezlanishni ham shunday aniqlaymiz:



3 - rasm. Garmonik tebranishning vektor diagramma orqali grafik tasviri.

$$a = \frac{dv}{dt} = -\omega^2 A \sin(\omega t + \varphi) = -\omega^2 y, \quad (5.6)$$

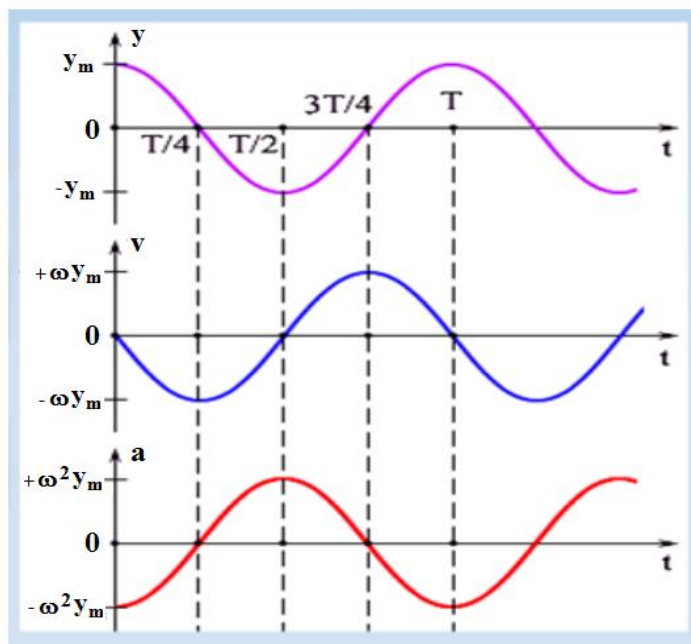
Garmonik tebranayotgan nuqtaning tezlanishi siljishga proporsional bo'lib, ishorasi yo'nalishga teskaridir. (5.1), (5.5) va (5.6) ifodalar garmonik tebranishning kinematika qonunlaridir (4 - rasm).

(5.6) - ifodaning ikki tarafini tebranayotgan nuqtaning massasiga ko'paytirsak, garmonik tebranish dinamikasining qonuniga ega bo'lamiz.

Vektor ko'rinishda quyidagicha ifodalanadi:

$$\vec{F} = m\vec{a} = -m\omega^2 A \sin(\omega t + \varphi) = -m\omega^2 y, \quad (5.7)$$

Garmonik tebranayotgan jismga qo'yilgan kuch siljishga teskari yo'nalgan bo'lib, u jismni muvozanat holatiga qaytarishga intiladi, shu sababli bu kuch - qaytaruvchi kuch deb ataladi.



4 - rasm. Garmonik tebranish kinetik parametrlarining vaqtga bog'liq o'zgarishlari.

Kuchning siljishga bog'liqligi deformatsiya ta'siridagi elastik kuchni eslatgani uchun, uni goh paytda kvazielastik kuch deb ham ataladi. O'z navbatida kvazielastik kuchlar tortishish yoki elastik kuchlar kabi konservativ kuchlarga o'xshaydilar. Shu sababli, garmonik tebranayotgan jismlarning to'la mexanik energiyasi o'zgarmasdir, ya'ni energiyaning saqlanish qonuniga amal qiladi

$$E = T + U = \text{const}, \quad (5.8)$$

Garmonik qonuniyat bilan tebranayotgan jismning kinetik energiyasi quyidagicha ifodalanadi:

$$T = \frac{m\dot{\vartheta}^2}{2} = \frac{m\omega^2 A^2 \cos^2(\omega t + \varphi)}{2}, \quad (5.9)$$

Kinetik energiya maksimal qiymatga ega bo'lganida potentsial energiya U nolga teng bo'ladi. U holda to'la energiya

$$E = \frac{m\omega^2 A^2}{2}$$

ga teng bo'ladi. Boshqa vaqtlarda potentsial energiya shunday ifodalanadi:

$$U = E - T = \frac{m\omega^2 A^2}{2} - \frac{m\omega^2 A^2 \cos^2(\omega t + \varphi)}{2} = \frac{m\omega^2 A^2 \sin^2(\omega t + \varphi)}{2}, \quad (5.10)$$

Dinamikaning ikkinchi qonunidan, tebranayotgan jismlar uchun quyidagi ifodani o'rinli deb hisoblasa bo'ladi:

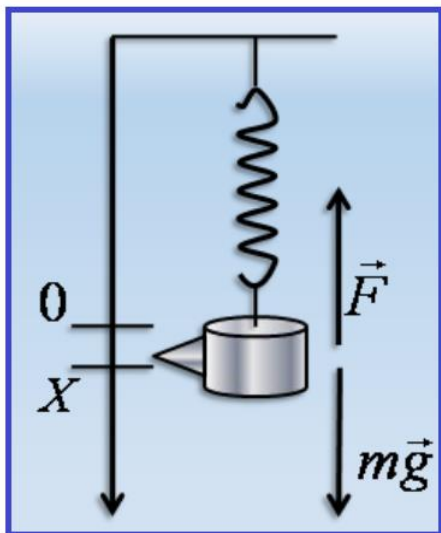
$$F = ma = m \frac{d^2 y}{dt^2} = -m\omega^2 y, \quad \frac{d^2 y}{dt^2} + \omega^2 y = 0, \quad (5.11)$$

Bu ifoda garmonik tebranishlarning differentsial tenglamasi deb ataladi. Uning yechimi

$y = A \cdot \sin(\omega t + \varphi)$ dan iboratdir.

Prujinali mayatnik.

Garmonik tebranma harakat qiluvchi tizimlarga misol tariqasida turli ko'rinishdagi mayatniklarni keltirish mumkin.



5 - rasm. Prujinali mayatnik.

Prujinali mayatnik – yuqori tarafi qo'zg'almas etib qotirilgan spiralli prujinaning pastiga ilingan m – massali yukchadan iboratdir (5 - rasm).

Prujinaning massasi yukchanning massasidan juda kichik deb hisoblanadi. Shuning uchun uning massasi hisobga olinmaydi.

Yukcha 0 holatda bo'lganida, yukning og'irligi bilan cho'zilgan prujinaning elastiklik kuchi muvozanatda ekanligini e'tiborga olamiz

Agar spiralli prujinani cho'zib, yukchani x nuqtaga siljitib qo'yib yuborsak, u holatda yukcha yuqori va pastga qarab tebrana boshlaydi. Demak, t vaqtda, yukcha x nuqtada bo'lganida yukchaga ta'sir etuvchi kuchni quyidagicha ifodalaymiz:

$$F = -kx, \quad (5.12)$$

Bu yerda k – prujinaning elastiklik kuchi, u yukning siljishiga (x) ga proportsionaldir.

Agarda prujinali mayatnikning garmonik tebranishini hisobga olsak, (5.12) - ifodani (5.4) – ifoda bilan solishtirib quyidagi tenglikka ega bo'lamiz:

$$\vec{F} = m\vec{a} = -m\omega^2 A \sin(\omega t + \varphi) = -m\omega^2 \vec{x} = -k\vec{x}$$

$$k = m\omega^2 = m \frac{4\pi^2}{T^2}, \quad (5.13)$$

Prujinali mayatnikning tebranish davri quyidagiga teng bo'ladi.

$$T = 2\pi \sqrt{\frac{m}{k}}$$

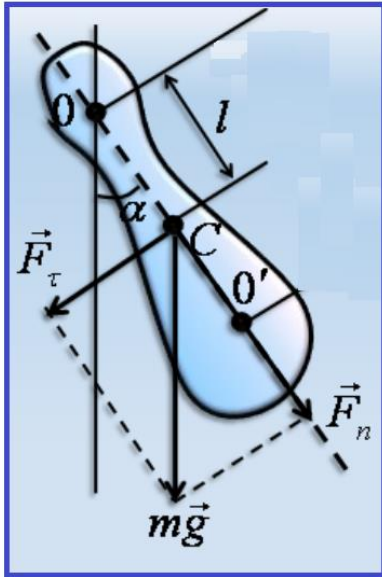
Fizik mayatnik.

Fizik mayatnik – bu og'irlik markazi C nuqtadan o'tgan, O o'q markazi atrofida tebranadigan jismdan iboratdir (6 - rasm).

Bu yerda O – tebranish o'qi markazi, C – tebranayotgan m – massali jismning og'irlik markazi, mg – jismning og'irlik kuchi, l – fizik mayatnikning yelkasi.

Agar mayatnik kichik α burchakka og'dirilsa, mayatnikka qo'yilgan kuch momenti

$$M = -mgl \sin \alpha \approx -mgl \alpha, \quad (5.14)$$



6 - rasm. Fizik mayatnik.

ga teng bo'ladi. Aylanma harakatning asosiy qonunini

$$M = I \frac{d^2 \alpha}{dt^2}, \quad (5.15)$$

(5.14) – ifodaga tenglashtirasak, quyidagi ifodaga ega bo'lamiz

$$I \frac{d^2 \alpha}{dt^2} = -mgl \alpha$$

$$\frac{d^2 \alpha}{dt^2} + \frac{mgl}{I} \alpha = 0, \quad (5.16)$$

Bundan fizik mayatnikning tsiklik chastotasi

$$\omega = \sqrt{\frac{mgl}{I}}$$

ga teng bo'linishi ko'rinib turibdi. Fizik mayatnikning tebranish davrini quyidagicha ifodalash mumkin:

$$T = 2\pi \sqrt{\frac{I}{mgl}} \quad (5.17)$$

Matematik mayatnik.

Cho'zilmaydigan vaznsiz ipga osilgan og'irlik kuchi ta'sirida vertikal tekislikdagi aylana vatari bo'lab tebranadigan moddiy nuqta matematik mayatnik deb ataladi (7 – rasm).

Mayatninh ipi vertikal holatda bo'lsa, sharchaga ta'sir etuvchi og'irlik kuchi $\vec{P}$, ipning taranglik kuchi $\vec{T}$ bilan teng bo'ladi. Lekin mayatnik muvozanat vaziyatidan bazi bir α burchakka og'irilganda og'irlik kuchi $\vec{P}$ va ipning taranglik kuchi bitta chiziqli yotmaydi. Natijada ularning teng ta'sir etuvchi kuchi $\vec{F} = \vec{P} + \vec{T}$ paydo bo'ladi. Mayatnik o'ng tarafga siljigan holda (7 - rasm) $\vec{F}$ chap tomonga yo'nalgan. Agarda chap tomonga siljigan bo'lsa, $\vec{F}$ o'ng tarafga yo'nalgan bo'ladi.

Demak,

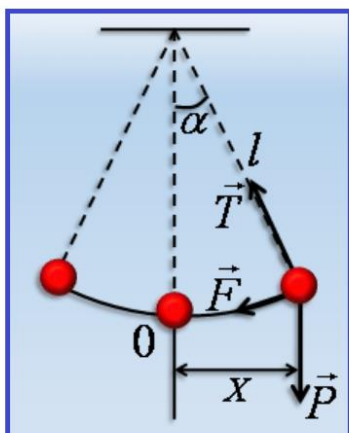
$$F = -mgsin\alpha. \quad (5.17)$$

Bu kuchning ta'sirida sharcha l radiusli aylana vatari bo'ylab muvozanat holatiga qaray harakatlanadi. Mayatnikning ushbu harakati aylanmali harakat dinamikasining asosiy tenglamasi

$$M = I\varepsilon \quad (5.18)$$

bilan ifodalanadi. Bunda I – sharchaning aylanish o'qiga nisbatan inertsia momenti, ε – uning burchak tezlanishi. M – bo'lsa F kuchining O o'qqa nisbatan momenti bo'lgani uchun

$$I = ml^2, \varepsilon = \frac{d^2 \alpha}{dt^2}, M = -mgl sin\alpha \quad (5.19)$$



7 - rasm. Matematik mayatnik.

ifodalaridan foydalanib (5.19) ni quyidagi ko'rinishida yozish mumkin:

$$ml^2 \frac{d^2\alpha}{dt^2} = -mgl\sin\alpha \quad \text{yoki} \quad \frac{d^2\alpha}{dt^2} + \frac{g}{l}\sin\alpha = 0. \quad (5.20)$$

α – burchagi kichik bo'lganida, $\sin\alpha$ ni α bilan almashtirish mumkin. Natijada (5.20) ifoda

$$\frac{d^2\alpha}{dt^2} + \frac{g}{l}\alpha = 0$$

ko'rinishga keladi.

$$\frac{g}{l} = \omega_0^2. \quad (5.21)$$

belgilash kiritsak:

$$\frac{d^2\alpha}{dt^2} + \omega_0^2\alpha = 0 \quad (5.22)$$

tenglamani keltirib chiqaramiz. Ushbu tenglamaning yechimi

$$\alpha = \alpha_m \cos(\omega t + \alpha_0) \quad (5.23)$$

ko'rinishda bo'ladi.

(5.23) dan foydalanib matematik mayatnikning tebranish davri

$$T = \frac{2\pi}{\omega_0} = 2\pi \sqrt{\frac{l}{g}} \quad (5.24)$$

formula bilan aniqlanishini topamiz.

Demak, siljishning kichik burchaklarida matematik mayatnikning tebranish davri mayatnik uzunligining kvadrat ildiziga to'g'ri proporsional, erkin tushish tezlanishining kvadrat ildiziga teskari proporsional bo'lib, mayatnikning tebranish amplitudasiga va massasiga bog'liq emas. Shuningdek, matematik mayatnikning tebranish tekisligi o'zgarmasdan qoladi.

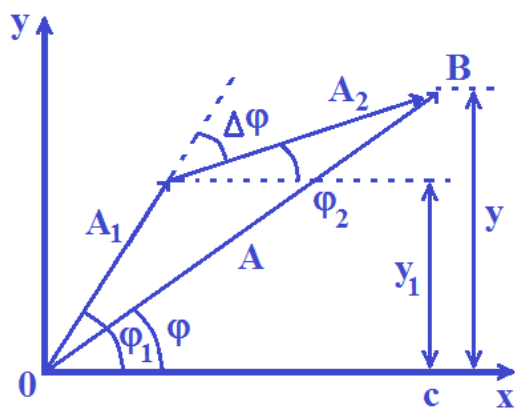
Bir yo'nalishdagi va bir-biriga perpendikulyar yo'nalishdagi tebranishlarni qo'shish.

Bir yo'nalishdagi tebranishlarni qo'shish. Jism chastotalari bir xil, amplituda va fazalari farq qiladigan ikkita

$$y_1 = A_1 \sin(\omega t + \varphi_1), \quad y_2 = A_2 \sin(\omega t + \varphi_2) \quad (5.25)$$

tebranishlarda ishtirok etadi, deb hisoblaymiz. Tebranishlarni vektorlar diagrammasi usulidan foydalanib qo'shish qulaydir (8 - rasm). $\vec{A}_1$ va $\vec{A}_2$ vektorlar bir xil ω burchak tezlik bilan aylanishlari sababli, fazalar siljishi doimo o'zgarmasdir. Natijaviy tebranish tenglamasi quyidagichadir:

$$y = y_1 + y_2 = A \sin(\omega t + \varphi), \quad (5.26)$$



8 - rasm. Bir yo'nalishdagi tebranishlarni vektor diagrammasi usulida qo'shish.

$\vec{A}$ vektor $\vec{A}_1$ va $\vec{A}_2$ vektorlarning geometrik yig'indisiga teng, ya'ni $\vec{A} = \vec{A}_1 + \vec{A}_2$, uning ustiga oldingi ω burchak tezlik bilan aylanadi.

Natijaviy tebranish amplitudasining kvadrati quyidagiga teng:

$$A^2 = A_1^2 + A_2^2 + 2A_1A_2 \cos(\varphi_1 - \varphi_2), \quad (5.27)$$

φ boshlang'ich faza $\tan \varphi = \frac{BC}{OC}$ nisbat bilan aniqlanadi yoki

$$\tan \varphi = \frac{A_1 \sin \varphi_1 + A_2 \sin \varphi_2}{A_1 \cos \varphi_1 + A_2 \cos \varphi_2}, \quad (5.28)$$

ga tengdir. Shunday qilib, jism bir xil chastotali, bir yo'nalishda sodir bo'ladigan ikkita garmonik tebranishlarda qatnashib, o'sha chastota bilan, o'sha yo'nalishda garmonik tebranadi. (5.27) - ifodadan, A amplituda $\varphi_1 - \varphi_2 = m\pi$ bo'lganda maksimal, $\varphi_1 - \varphi_2 = (2m - 1)\pi/2$ bo'lganda minimal va $A_1 = A_2$ bo'lganda nol qiymatlarga ega bo'lishi ko'rinib turibdi. Bu yerda $m = 0, 1, 2, 3, \dots$, qiymatlarni qabul qiladi. Natijaviy tebranishga o'sha yo'nalishda ω burchak tezlikli uchinchi tebranishni qo'shilishi shu chastotali yangi garmonik tebranishga olib keladi.

Bir-biriga perpendikulyar yo'nalishdagi tebranishlarni qo'shish. Moddiy nuqta x o'qi bo'ylab va unga perpendikulyar bo'lgan y o'qi bo'ylab tebranishi mumkin. Agarda ikki tebranishni qo'zg'atsak, moddiy nuqta tebranishni tashkil etuvchilari traektoriyalaridan farqli bo'lgan qandaydir traektoriya bo'ylab harakatlanadi.

Nuqtaning siljish tenglamasi mos ravishda y va x o'qlari bo'ylab quyidagicha bo'lsin:

$$y = A_1 \sin(\omega_0 t + \varphi_1), \quad x = A_2 \sin(\omega_0 t + \varphi_2) \quad (5.29)$$

bu yerda $\Delta \varphi = \varphi_2 - \varphi_1$ ikkala tebranish fazalari farqidir. (5.29) - tenglamalardan ikkita bir-biriga o'zaro perpendikulyar bo'lgan tebranishlarda qatnashayotgan nuqtaning harakat traektoriyasi tenglamasiga ega bo'lamiz:

$$\frac{y}{A_1} = \sin(\omega_0 t + \varphi_1), \quad \frac{x}{A_2} = \sin(\omega_0 t + \varphi_2)$$

Bu tenglamalardan t vaqtini yo'qotsak, quyidagi ifodaga ega bo'lamiz.

$$\frac{y^2}{A_1^2} + \frac{x^2}{A_2^2} + 2 \frac{xy}{A_1 A_2} \cos(\varphi_2 - \varphi_1) = \sin^2(\varphi_2 - \varphi_1), \quad (5.30)$$

Bu tenglama, o'qlari x va y koordinata o'qlari bo'yicha yo'nalgan ellipsning tenglamasidir.

so'nuvchan mexanik tebranishlar.

Vaqt o'tishi bilan tebranish tizimining energiyasi asta-sekin yo'qotilishiga bog'liq tebranishlar – so'nuvchi tebranishlar deb ataladi. Boshqacha qilib aytganda, energiya zahirasi muhitning qarshiligi, ishqalanish kuchlarini yengishga sarf bo'ladi va tebranish so'na boshlaydi, tebranish amplitudasi asta-sekin kamaya boradi. Bu xollarda erkin so'nuvchi tebranma harakatlar kuzatiladi.

Mexanik tebranma harakatlarda ishqalanish hisobiga mexanik energiya issiqlik energiyasiga o'tib, kamaya boradi.

Elektromagnit energiya elektromagnit tebranish tizimi qarshiliklarida issiqlik ajralishiga sarf bo'lishi hisobiga kamaya boradi.

Oddiy chiziqli tizimlarni, ya'ni prujinali mayatnik yoki induktivlik, sig'im va qarshilikdan iborat bo'lgan tebranish konturini ko'rib chiqamiz.

Erkin mexanik tebranishlar. So'nuvchi tebranishlarning differentsial tenglamasini keltirib chiqarishga harakat qilamiz. Tebranuvchi jismga qaytaruvchi kuch va jismning harakat tezligiga proporsional bo'lgan qarshilik kuchlarning yig'indisi ta'sir etadi, deb hisoblaylik.

Bu yerda $F_q = -r \cdot dy/dt$ qarshilik kuchi, r – qarshilik koeffitsienti, dy/dt – harakat tezligi, “–“ ishora ishqalanish kuchi doimo harakat tezligi yo'nalishiga teskari ekanligini bildiradi.

O'y o'q bo'ylab to'g'ri chiziqli so'nuvchi tebranish uchun Nyutonning II qonuni quyidagi ko'rinishga ega bo'ladi:

$$m \frac{d^2 y}{dt^2} = F + F_q = -m\omega_0^2 y - r \frac{dy}{dt}, \quad (5.31)$$

Bu yerda y – tebranuvchi kattalik, ω_0 – qarshilik kuchi yo'qligidagi tebranishlar chastotasi yoki tebranuvchi tizimning xususiy chatotasidir.

Tenglikning hadlarini m ga bo'lsak, quyidagi ifodaga ega bo'lamiz:

$$\frac{d^2 y}{dt^2} + \omega_0^2 y + \frac{r}{m} \frac{dy}{dt}. \quad (5.31)$$

Bu ifoda erkin so'nuvchi tebranishlarning differentsial tenglamasi deb ataladi. Bu yerda $r/m = 2\beta$, β – so'nish koeffitsienti deb ataladi. (5.31) tenglamani quyidagi ko'rinishda ham yozish mumkin:

$$\frac{d^2 y}{dt^2} + 2\beta \frac{dy}{dt} + \omega_0^2 y, \quad (5.32)$$

Bu tenglamaning yechimi

$$y = A_0 e^{-\beta t} \sin(\omega' t + \varphi), \quad (5.33)$$

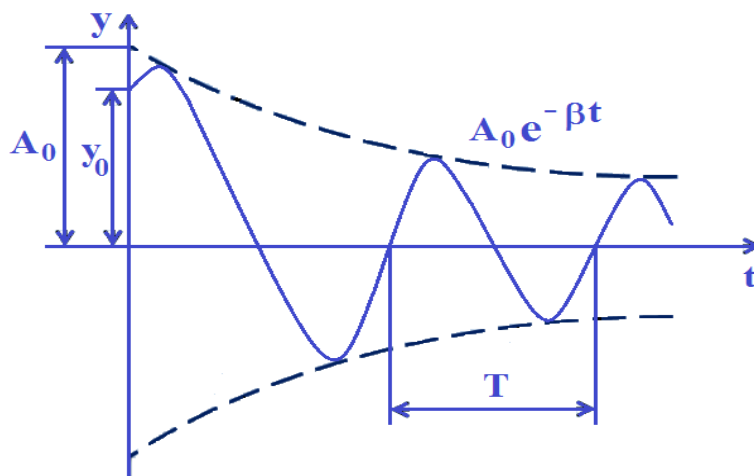
dan iboratdir. Bu yerda, $\omega' = \sqrt{\omega_0^2 - \beta^2}$ so'nuvchi tebranishning chastotasidir

$$\omega' = \sqrt{\omega_0^2 - \beta^2} = \sqrt{\omega_0^2 - \frac{r^2}{4m^2}}, \quad (5.34)$$

Muhitning qarshiligi bo'lmagan holatda ($r = 0$) (5.34) – ifoda tizimning xususiy chastotasiga tenglashadi: $\omega' = \omega_0$. (5.33) - funktsiya ko'rinishiga qarab, tizimning harakatini ω' chastotali, amplitudasi vaqt bo'yicha o'zgaradigan quyidagi

$$A(t) = A_0 e^{-\beta t}$$

so'nuvchi tebranish deb qarash mumkin. Bu yerda A_0 - vaqtning boshlang'ich holatidagi tebranish amplitudasidir.



9 - rasm. Erkin so'nuvchi tebranishning amplitudasining vaqtga bog'liq o'zgarishi.

9 - rasmda amplituda va siljishning vaqtga bog'liq egri chiziqlari keltirilgan. Egri chiziqlarning yuqorigisi $A(t) = A_0 e^{-\beta t}$ funktsiya grafigini belgilaydi. Bu yerda A_0 va y_0 boshlang'ich momentdagi amplituda va siljishning qiymatlaridir.

Boshlang'ich siljish y_0 o'z vaqtida, A_0 dan tashqari, boshlang'ich fazaga ham bog'liqdir:

$$y_0 = A_0 \sin \alpha$$

Tebranishning so'nish tezligi $\beta = r/2m$ bilan aniqlanadi va u so'nish koeffitsienti deb ataladi.

Amplituda "e" marta kamayishga ketgan vaqt

$$e^{-\beta t} = e^{-1}, \quad \tau = \frac{1}{\beta} = \frac{2m}{r}$$

ga tengdir. So'nuvchi tebranishlar davri

$$T = \frac{2\pi}{\omega'}, \quad (5.35)$$

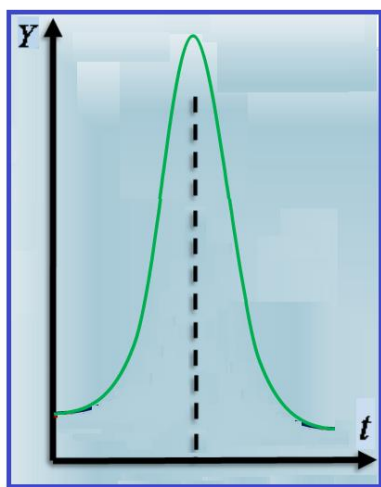
ifoda bilan aniqlanadi. Muhitning qarshiligi sezilarli ravishda kichik bo'lganda ($\beta^2 < \omega_0^2$), tebranish davri xususiy davrga teng bo'ladi:

$$T = \frac{2\pi}{\omega_0}.$$

so'nish koeffitsienti ortishi bilan tebranish davri ortib boradi.

Bitta to'la davrning boshlang'ich va oxirgi holatlariga mos keluvchi amplitudalar nisbati quyidagiga tengdir:

$$\frac{A(t)}{A(t+T)} = e^{\beta T}, \quad (5.36)$$



10 - rasm. Davriy bo'lmagan aperiodik tebranish $\beta > \omega_0$

va u soʻnish dekrementi deb ataladi. Bu ifodaning logarifmi soʻnishning logarifmik dekrementi deb ataladi:

$$\delta = \ln \frac{A(t)}{A(t+T)} = \ln e^{\beta t} = \beta t. \quad (5.37)$$

soʻnishning logarifmik dekrementi bir davr ichida amplitudaning nisbiy kamayishini xarakterlaydi, soʻnish koeffitsienti esa amplitudaning birlik vaqt ichidagi nisbiy kamayishini koʻrsatadi.

Yuqorida taʼkidlangandek, soʻnish koeffitsienti r qarshilik koeffitsientiga toʻgʻri va tebranuvchi jismning massasiga teskari proportsionaldir.

(5.34) - ifodadan tsiklik chastota ω' xususiy chastota $-\omega_0$ dan kichikligi koʻrinib turibdi. Agarda muhitning qarshiligi juda katta boʻlsa $\beta > \omega_0$ dir, ildiz ostidagi $\omega_0^2 - \beta^2$ ifoda manfiy, tsiklik chastota esa mavhum boʻladi. Bu holatda jism davriy boʻlmagan - aperiodik harakat qilaboshlaydi (10 - rasm).

Majburiy mexanik tebranishlar. Rezonans hodisasi.

Doimo taʼsir qiluvchi, davriy tashqi kuch taʼsirida tizimning tebranishi majburiy tebranishlar deb ataladi. Taʼsir etuvchi kuch majbur etuvchi kuch deb ataladi.

Oddiy holatlarda bu kuch garmonik qonuniyatlarga asosan oʻzgaradi:

$$F = F_0 \sin \omega t$$

bu yerda F_0 – majbur etuvchi kuchning amplitudasi, ω – shu kuch oʻzgarishining tsiklik chastotasi. Odatda, tebranayotgan tizimga majbur etuvchi kuchdan tashqari, qaytaruvchi kuch $F_q = -ky = -m\omega_0^2 y$ va muhitning qarshilik kuchi $F_{qarshilik} = -r\vartheta = r \cdot dy/dt$ taʼsir etadi. Bu kuchlarning taʼsiri natijasida m massali tizim Nyutonning II qonuniga asosan a – tezlanish oladi.

$$ma = -ky - r\vartheta + F_0 \sin \omega t, \quad (5.38)$$

Bu ifodaning ikki tarafini m massaga boʻlsak, m tebranayotgan jismning tezlanishi ifodasiga ega boʻlamiz:

$$a = -\frac{k}{m}y - \frac{r}{m}\vartheta + \frac{F_0}{m}\sin \omega t$$

Quyidagi almashtirishlardan soʻng

$$a = \frac{d^2 y}{dt^2}; \quad \vartheta = \frac{dy}{dt}; \quad \frac{k}{m} = \omega_0^2; \quad \frac{r}{m} = 2\beta; \quad \frac{F_0}{m} = f_0$$

majburiy tebranishlarning tenglamasiga ega boʻlamiz:

$$\frac{d^2 y}{dt^2} + 2\beta \frac{dy}{dt} + \omega_0^2 y = f_0 \sin \omega t, \quad (5.39)$$

Bu ifoda ikkinchi tartibli, chiziqli, bir jinsli boʻlmagan differentsial tenglamadir. Tenglamaning yechimi ikki funktsiyaning yigʻindisidan iboratdir:

$$y = A_0 e^{-\beta t} \sin(\sqrt{\omega_0^2 - \beta^2} t) + A \sin(\omega t + \varphi), \quad (5.40)$$

shunday qilib, majburiy tebranish

$$\omega' = \sqrt{\omega_0^2 - \beta^2}$$

tsiklik chastotali so'nuvchi tebranish va ω chastotali garmonik tebranishlar yig'indisidan iboratdir.

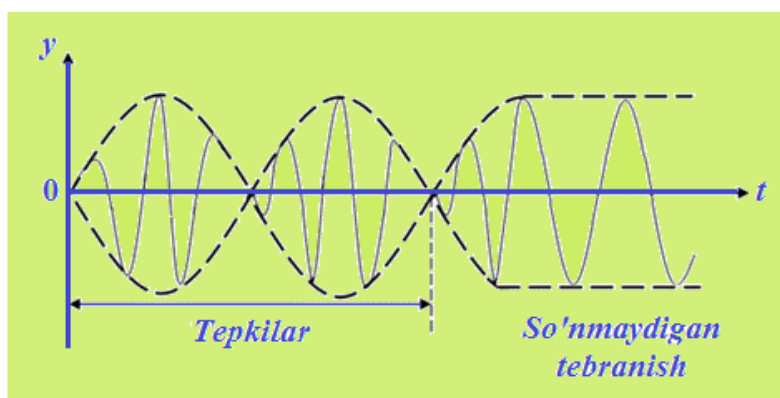
Avval, $\omega' \neq \omega$ holatda tepkilar hosil bo'ladi, undan keyin birinchi tebranish so'nadi va toza majburiy garmonik tebranish

$$y = A \sin(\omega t + \varphi), \quad (5.41)$$

qoladi (11 - rasm).

Bu yechimni (5.39) – ifodaga qo'yib, ayrim o'zgartirishlardan so'ng quyidagiga ega bo'lamiz:

$$A^2(\omega_0^2 - \omega^2) + 4\beta^2 A^2 \omega^2 = f_0^2, \quad (5.42)$$



11 - rasm. Toza majburiy garmonik tebranishning hosil bo'lishi.

Bu ifodadan majburiy tebranishlar amplitudasi va boshlang'ich fazaning tangensi qiymatlarini topishimiz mumkin

$$A = \frac{f_0}{\sqrt{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + 4\beta^2 \omega^2}}, \quad (5.43)$$

$$\operatorname{tg} \varphi = -\frac{2\beta \omega}{\omega_0^2 - \beta^2}, \quad (5.44)$$

Tebranishning amplitudasi va fazasi tizimning ω_0 va β parametrlariga bog'liqdir. ω_0 va β ning aniq qiymatlarida ω chastotani o'zgartirib, amplitudaning maksimal qiymatiga erishish mumkin. $\omega \rightarrow \omega_{\text{pez}}$ bo'lganda majburiy tebranishlar amplitudasining birdaniga ortishi hodisasi - *rezonans hodisasi* deb ataladi.

To'liqlik jarayonlar.

Endi biz qandaydir yaxlit elastik muhitga qisqa vaqtli kuch emas, davriy o'zgaruvchan kuch ta'sir qilganda muhitda bo'ladigan harakatni o'rganamiz.

Faraz qilaylikki, qandaydir sistema muhitda tebranma harakatda bo'lsin. Muhit zarrachalari bir-biri bilan bog'langan bo'lsa; tebranish harakat energiyasi sistemani o'rab turgan muhit zarrachalariga beriladi va ularni tebranma harakatga keltiradi. Ana shunday tebranishlarning muhitda tarqalishi *to'liqlik* deb ataladi.

Mexanik to'liqlik deb, mexanik tebranishlarning elastik muhitda tarqalish protsessiga aytiladi. To'liqlik tebranishlari va tarqalish yo'nalishining o'zaro munosabatiga qarab ikki turga bo'linadi: bo'ylama va ko'ndalang to'liqlik.

Agar muhit zarralarining tebranishi to'liqlik tarqalayotgan yo'nalish bo'yicha bo'lsa, bunday to'liqlik bo'ylama to'liqlik deyiladi va ularning tezligi quyidagi formuladan topiladi:

$$v_g = \sqrt{\frac{E}{\rho}} \quad (5.45)$$

bunda E – elastiklik yoki Yung moduli; ρ – muhitning zichligi.

Agar muhit zarralarining tebranishi to'liqlik tarqalish yo'nalishiga tik bo'lsa, bunday to'liqlik ko'ndalang to'liqlik deyiladi va uning tarqalish tezligi quyidagi formuladan topiladi:

$$v_k = \sqrt{\frac{G}{\rho}} \quad (5.46)$$

bunda G – siljish moduli, ya'ni siljish deformatsiyasini harakterlovchi kattalik.

Bo'ylama to'liqlik elastik xajmga ega bo'lgan muhitda ya'ni qattiq, suyuq va gazsimon jismlardagina tarqala oladi. Ko'ndalang to'liqlik esa siljish deformatsiyasiga ega bo'lgan muhitda, ya'ni faqat qattiq jismlarda va ikki muhit chegarasida tarqala oladi.

Bo'ylama to'liqliklarga tovush to'liqliklarini misol qilib olish mumkin. Ko'ndalang to'liqliklarga esa suyuqlik sirtida, rezina shnur, tor va shu kabilar bo'ylab tarqalgan to'liqliklar misol bo'la oladi.

sistema sinusoidal tebranganda:

$$x = A \sin \omega t. \quad (5.47)$$

Tebranish manbaidan r uzoqlikda yotgan muhit nuqtasi tebranish boshlangandan keyin qandaydir vaqt o'tgandan so'ng tebrana boshlaydi (12 – rasm). Bu vaqt $t' = r/v$ ga teng (v – to'liqlikning tarqalish tezligi). Ana shu r masofada yotgan nuqtaning siljishini to'liqlikni hosil qilayotgan tebranish siljishi qonuniyati bilan bog'lasak,



12 – rasm. Tebranish manbaidan r uzoqlikqa muhitdagi tebranish.

$$x = A \sin \omega \left(t - \frac{r}{v} \right) \quad (5.48)$$

bo'ladi. Bu tenglama yuguruvchi to'liqlik tenglamasi deb yuritiladi. Siklik (davriy) chastota $\omega = 2\pi/T$ ekanini hisobga olsak,

$$x = A \sin 2\pi\left(\frac{t}{T} - \frac{r}{\lambda}\right) \quad (5.49)$$

bu yerda,

$$\vartheta T = \lambda. \quad (5.50)$$

Bir davrda to‘lqin bosib o‘tgan masofaga to‘lqin uzunligi λ deb yuritiladi. To‘lqin uzunligini boshqacha ta’riflash ham mumkin. To‘lqin tarqalayotgan muhitning bir-biriga eng yaqin birday yo‘nalish va siljishga ega bo‘lgan nuqtalar orasidagi masofa yoki muhitning bir xil fazada tebranayotgan yonma-yon ikki nuqtasi orasidagi masofa to‘lqin uzunligi deb aytiladi. (5.50) formulani hisobga olib, quyidagini yozamiz:

$$x = A \sin 2\pi\left(\frac{t}{T} - \frac{r}{\lambda}\right) \quad (5.51)$$

$$\varphi = \frac{2\pi r}{\lambda} \quad (5.52)$$

(5.52) ifoda tebranish sistemasidagi masofada yotgan nuqtaning tebranish fazasini sistemaning tebranish fazasidan qancha orqada qolishini ko‘rsatadi. Agar istalgan ikki nuqta orasidagi faza siljishini topmoqchi bo‘lsak,

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi(r_2 - r_1)}{\lambda} \quad (5.53)$$

formuladan foydalanamiz. Bunda $\frac{2\pi}{\lambda} = k$ to‘lqin soni deb ataladi va 2π uzunlikka nechta to‘lqin uzunlik joylashishini ko‘rsatadi. To‘lqin soni orqali (5.51) formulani

$$x = A \sin 2\pi(\omega t - kr) \quad (5.54)$$

ko‘rinishda yozish mumkin. (5.48), (5.49), (5.51), (5.54) tenglamalar bitta to‘lqin protsessini ifodalab hammasi ham yuguruvchi to‘lqin tenglamasi deb yuritiladi.

Elastik muhitda tarqalayotgan to‘lqinlar chastotasi 16 Gs dan 20000 Gs gacha bo‘lsa, bunday to‘lqinlarni inson eshitish organi – qulog‘i orqali sezadi. Shuning uchun chastotasi 16 Gs dan 20000 Gs gacha bo‘lgan bo‘ylama mexanik to‘lqinlar tovush to‘lqinlari yoki tovush deb aytiladi.

Agar to‘lqin chastotasi 16 Gs dan kichik bo‘lsa buni inson sezmaydi va bunday tovushlarni infratovushlar deyiladi. Chastotasi 20000 Gs dan katta tovushlarni ultratovushlar, chastotasi 10^9 dan 10^{13} Gs gacha bo‘lgan tovushlarni gipertovushlar deyiladi. Ularni ham inson tovush sifatida sezmaydi.

Nazorat savollari

1. Qanday tebranishlar garmonik tebranishlar deb ataladi? Ularning asosiy xarakteristikalarini (amplituda, faza, davri, chastota, tsiklik chastota) tushuntiring.
2. Prujinali, matematik, fizik mayatniklarning tebranish davrlari qanday topiladi?
3. Bir tomonga yo‘nalgan yoki o‘zaro perpendikulyar bo‘lgan ikki tebranishlarni qo‘shing.
4. Erkin mexanik tebranishlar tenglamasini yozing. So‘nish koeffitsienti nima? so‘nishning logarifmik dekrementi nima?
5. Majburiy mexanik va elektromagnit tebranishlar. Ularni tenglamasi, amplituda qiymati va majburiy tebranishlar chastotalarini yozing?
6. Tovush deb nimaga aytiladi?
7. Tovushning muhitlarda tarqalish tezliklari qanday?

Molekulyar – kinetik nazariya asoslari. Ideal gaz holatining asosiy tenglamasi.

Reja:

1. Tizimning mikroskopik xususiyatlarini o'rganishda statistik va termodinamik usullar.
2. Molekulyar-kinetik nazariya asoslari. Molekulaning xarakteristikalar. Molekulaning kattaligi. Modda miqdori. Avagadro, Dalton qonuni va Loshmit soni.
3. Ideal gaz va uning makroskopik parametrlari. Harorat.
4. Ideal gaz qonunlari. Holat tenglamasi.
5. Ideal gaz molekulyar-kinetik nazariyasining asosiy tenglamasi.
6. Ideal gaz molekularining tezlik va issiqlik harakati energiyasi bo'yicha taqsimoti. Barometrik formula.

Tizimning mikroskopik xususiyatlarini o'rganishda statistik va termodinamik usullar.

Molekulyar fizika va termodinamika – katta miqdordagi atom va molekularlarga bog'liq bo'lgan mikroskopik jarayonlarni o'rganadi. Bu jarayonlarni o'rganishda bir-biridan farqli va bir-birini to'ldiruvchi ikki usuldan foydalaniladi: molekulyar kinetik nazariyaga asoslangan statistik usul va termodinamik usul.

Molekulyar fizika – barcha jismlar doimo tartibsiz harakatda bo'lgan atom yoki molekularlardan iboratdir, degan molekulyar kinetik tushunchalarga asoslangan, moddalarning tuzilishi va xususiyatlarini o'rganuvchi fizikaning bo'limidir.

Moddalar atomlardan tuzilgan, degan g'oya qadimiy grek filosofi Demokrit (eramizdan 460-370 y.ol.) tomonidan ilgari surilgan. Bu g'oya XVII asrda M.Lomonosov tomonidan yanada rivojlantirildi. XIX asr o'rtalarida nemis fizigi - R. Klauzius, ingliz fizigi Dj. Maksvell va avstriya fizigi - L. Boltsman tomonlaridan molekulyar - kinetik nazariya yaratildi.

Molekulyar fizika o'rganadigan jarayonlar – juda ko'p miqdordagi molekularlarning o'zaro ta'siri natijasi bilan bog'liq jarayonlardir.

Juda ko'p miqdordagi molekularlarning o'zaro ta'siri, holatiga bog'liq qonunlar – statistik usullar orqali o'rganiladi.

Makroskopik tizim xususiyatlari, pirovard natijada, tizim zarrachalari xususiyatlari, bu zarrachalarning dinamik xarakteristikalarining o'rtacha qiymatlari va harakatlarining ayrim belgilari bilan aniqlanadi. Masalan, jismning temperaturasi uning molekularlari betartib harakatlarining o'rtacha tezligi bilan aniqlanadi.

Istalgan vaqtda har xil molekularlar har xil tezliklarga ega va bir-birlari bilan o'zaro ta'sirda bo'ladilar. Molekula tezligi – faqat barcha molekularlar harakat tezliklari qiymatlarining o'rtachasi bilan belgilanadi. Shuning uchun alohida molekulaning temperaturasi to'g'risida so'z yuritish mumkin emas. Natijada jismning makroskopik xususiyatlari faqat katta miqdordagi molekularlarni hisobga olgan holda fizik ma'noga ega bo'ladi.

Termodinamika – termodinamik muvozanat holatlarda va bu holatlarga o'zaro o'tish jarayonlarida bo'lgan makroskopik tizimning umumiy xususiyatlarini o'rganadi. Shu jarayonlar asosini belgilaydigan mikrojarayonlarni termodinamika o'rganmaydi va shu bilan statistik usuldan farq qiladi.

Termodinamik tizim – makroskopik jismlar majmuasidan iborat bo'lib, bu jismlar doimo o'zaro ta'sirlashadilar va nafaqat o'zaro, balki tashqi muhit bilan ham energiya almashib turadilar.

Termodinamik metod asosi – bu termodinamik tizimning holatini aniqlash usulidir. Tizimning holati, uning xususiyatini belgilovchi fizik kattaliklar majmuasidan iborat bo'lgan termodinamik parametrlar bilan belgilanadi. Odatda tizimning holatini belgilovchi parametrlar sifatida – temperatura, bosim va solishtirma hajmlar tanlanadi. Tizimning holatini aniqlab beruvchi fizikaviy kattaliklar tizimning parametrlari deb ataladi.

**Molekulyar-kinetik nazariya asoslari. Molekulaning xarakteristikalarini.
Molekulaning kattaligi. Modda miqdori. Avogadro qonuni va Loshmit soni.**

Molekulyar-kinetik nazariya asoslari. Yuqorida qayd etilganidek barcha moddalarning tuzilishi va xossalari ular tashkil topgan, betartib harakatdagi molekulalarga bog'lik. O'tkazilgan ko'plab tajribalar va nazariy xulosalar molekulyar-kinetik nazariyaning asosida yotuvchi ko'yidagi uchta qoidaning yaratilishiga olib keladi:

1. Barcha moddalar juda kichik zarralar-atomlar va molekulalardan tashkil topgan. O'z navbatida ular ham yanada kichikroq zarralardan (elektronlar, protonlar, neytronlar) tashkil topgan.
2. Moddalarning atomlari va molekulalari doimo uzluksiz xaotik harakat holatida;
3. Istalgan moddalarning zarralari orasida o'zaro ta'sir – tortishish va itarish kuchlari mavjuddir. Bu kuchlar elektromagnit tabiatga ega.

Molekulaning o'lchamlari. Molekulaning o'lchamlari juda kichik bo'lgani uchun ularni oddiy ko'z bilan ko'rish mumkin emas. Eng katta molekulalar elektron mikroskop yordamida suratga olingan. Eng nozik tajribalarning ko'rsatishicha ikki atomli kislorod molekulasi chiziqli kattaligi $4 \cdot 10^{-10} m$ atrofida. Umuman molekulalarning chiziqli kattaligi $10^{-8} \div 10^{-10} m$ bo'ladi. Suv molekulasi chiziqli o'lchami chana bilan quyidagiga teng

$$d = \sqrt[3]{V_m} = \sqrt[3]{\frac{M}{\rho N_A}} = \sqrt[3]{30 \cdot 10^{-30}} \approx 3 \cdot 10^{-10} m = 3 \cdot \text{\AA}$$

Boshqa molekulalarning o'lchamlari ham bir nechta angstrom tartibida bo'ladi. Shuni ta'kidlash lozimki molekula o'z navbatida atomlardan tashkil topadi. Atomlar esa yadro va uning atrofida harakatlanuvchi elektronlardan iborat bo'ladi.

Molekulaning massasi. Alohida molekulalarning massalari juda kichik bo'lib, maxsus-asbob massa-spektrometrlar yordamida aniqlanadi. Masalan suv molekulasi massasi $3 \cdot 10^{-26} kg$ atrofida. Shuning uchun ham fizikada, molekulalar massalarining absolyut qiymatlari bilan emas, balki o'lchamsiz nisbiy kattaligi bilan ish ko'riladi. Chunki bu hisob-kitobni ancha osonlashtiriladi. Xalkaqa kelishuvlarga asosan etalon, ya'ni birlik atom massasi m_0 sifatida uglerod ^{12}C izotopi (atomar) massasining 1/12 qismi qabul qilingan.

$$m_0 = \frac{1}{12} m_{oc} = 1.66 \cdot 10^{-27} kg$$

Istalgan molekulaning nisbiy massasi M_0 ni aniqlash uchun molekula massasining absolyut qiymati m_{mol} ni birlik atom massasi m_0 ga bo'lish kerak

$$M_0 = \frac{m_{mol}}{m_0}$$

Xuddi shuningdek nisbiy atom massasi A_0 ni aniqlash uchun esa atom massasining absolyut qiymati m_{am} ni birlik atom massasi m_0 ga bo'lish kerak.

$$A_0 = \frac{m_{am}}{m_0}$$

Modda miqdori. Moddalar ulkan miqdordagi molekulalardan tashkil topganligini, va o'z navbatida turli moddalar molekulalari massalarining teng emasligi ularni solishtirishda katta qiyinchiliklar tug'diradi. Aynan shu qiyinchilikni engish maqsadida tarkibida bir xil N_A ta molekula bo'lgan modda miqdori tushunchasi kiritiladi. Modda miqdori-moddadagi molekulalar sonining 0,012 kg ugleroddagi molekulalar soni N_A ga nisbati bilan aniqlanadigan kattalikdir. Modda miqdori ν harfi bilan belgilanadi. Uning SI dagi birligi $[\nu]=1$ mol. Mol-0,012 kg uglerodda qancha molekulalar bo'lsa, shuncha molekulalari bo'lgan modda miqdoridir.

$$\nu = \frac{m}{M} = \frac{N}{N_A} = \frac{V}{V_0}$$

Bu yerda m –berilgan moddaning massasi, M – molyar massa, N – berilgan moddadagi molekula (yoki atom) lar soni, V – gaznin hajmi, V_0 – normal sharoitdagi hajmi, N_A – Avogadro doimiysi.

Avogadro soni. Yuqorida aniqlanganidek, istalgan moddaning 1 molida bir xil sondagi molekulalar mavjuddir. Bu songa Avogadro doimiysi deyiladi. Endi Avogadro doimiysi nimaga tengligini aniqlaylik. Buning uchun modda miqdori ta'rifidan foydalanamiz, ya'ni 0,012 kg uglerodda N_A ta molekula bor.

$$N_A = \frac{0.012}{m_{oc}} \text{ kg} \cdot \text{mol}^{-1}$$

Bu erda m_{oc} uglerod molekulasiining massasi. Birlik atom massasining ta'rifiga asosan $m_{oc} = 12 m_0$. Shunday qilib

$$N_A = \frac{0.012 \text{ kg}}{12 m_0} \text{ mol}^{-1} = \frac{0.012 \text{ kg}}{12 \cdot 1.66 \cdot 10^{-27} \text{ kg}} \text{ mol}^{-1} = 6.02 \cdot 10^{23} \text{ mol}^{-1}$$

ya'ni istalgan moddaning bir molida $N_A = 6.02 \cdot 10^{23} \text{ mol}^{-1}$ ta molekula mavjud.

Avogadro qonuni. Istalgan moddaning bir molidagi molekulalar soni teng ekanligini ko'rdik. Endi bir mol qancha hajmni egallaydi degan savol tug'iladi. Bu savolga Avogadro (1776-1856) qonuni javob beradi: Bir xil harorat va bir xil bosimda istalgan gazning bir moli bir xil hajmni egallaydi. Normal sharoitda bu hajm $V_0 = 22.4 \cdot 10^{-3} \text{ m}^3/\text{mol}$ ga teng.

Normal sharoit: bosim normal atmosfera $P = 101325 \text{ Pa} = 760 \text{ mm. sim. ust.}$ va harorat $T = 273,15 \text{ K}$ yoki $t = 0^\circ\text{C}$ bo'lgan sharoit.

Molekulyar massa. Ko'pincha molekulyar massa (M) tushunchasidan foydalanishga to'g'ri keladi. Molekulyar massa bir mol moddaning massasi kabi aniqlanib, molekula massasining Avogadro soniga ko'paytmasi kabi aniqlanadi.

$$M = m_{mol} \cdot N_A$$

SI da molekulyar massasining birligi – kg/mol . Istalgan miqdoridagi moddaning massasi m ni topish uchun uning molekulyar massasi M va undagi modda miqdori (mollar soni) ν ni ko'paytirish kerak.

$$m = \nu \cdot M$$

Loshmidt soni. Normal sharoitda 1 m^3 gazdagi molekularlar Loshmidt soni bilan aniqlanadi. Ma'lumki 1 mol gazda N_A ta molekula mavjud, va 1 mol gaz normal sharoitda V_0 hajmni egallaydi. Unda normal sharoitda istalgan gazning 1 m^3 da

$$N_L = \frac{N_A}{V_0} = \frac{6.02 \cdot 10^{23} \text{ mol}^{-1}}{22.4 \cdot 10^{-3} \text{ mol}^{-1} \cdot \text{m}^{-3}} = 2.7 \cdot 10^{25} \text{ m}^{-3}$$

ta molekula mavjud bo'ladi.

Ideal gaz va uning makroskopik parametrlari. Harorat.

Mexanikadagi kabi, molekulyar fizikada ham hisoblashni osonlashtirish uchun xizmat qiladigan ideallashtirilgan model-ideal gaz tushunchasidan foydalaniladi. Ideal gaz deb ko'ridagi shartlarni bajaradigan gazga aytiladi:

1. gaz molekularining xususiy hajmi gaz egallab turgan idishning hajmiga nisbatan e'tiborga olmaydigan darajada kichik;
2. gaz molekulari orasida o'zaro ta'sir kuchlari mavjud emas;
3. gaz molekularining o'zaro va idish devorlari bilan urilishi absolyut elastik.

shuni ta'kidlash kerakki, real gazlar ham normal sharoitga yaqin sharoitlarda (kislorod, geliy) va yuqori harorat, past bosimda o'z xossalari bilan ideal gazlarga juda o'xshab ketadi. Bundan tashqari molekularning xususiy hajmlari va o'zaro ta'sirini hisobga oluvchi tuzatish kiritish bilan ideal gaz qonunlaridan real gaz qonunlarini hosil qilish mumkin.

Gaz parametrlari. Gazning holati bir-biriga bog'lik bo'lgan va holat parametrlari deyiladigan quyidagi kattaliklar bilan xarakterlanadi: bular hajm V , bosim P va harorat T .

Gazning hajmi V u egallab turgan idishning hajmi bilan mos keladi. Hajmning SI dagi birligi m^3 .

Gazning bosimi. Sirt elementiga normal ta'sir etayotgan F kuchning shu element yuzasi S ga nisbati bilan aniqlanadigan fizik kattalikka bosim deyiladi.

$$P = \frac{F}{S}$$

SI da bosim birligi –1 paskal. Hozircha bosimning sistemaga kirmaydigan ba'zi birliklaridan foydalaniladi. Bular: fizik atmosfera $P = 1.1013 \cdot 10^5 \text{ Pa} = 760 \text{ mm.sim.ust.}$ texnik atmosfera $P = 9.81 \cdot 10^4 \text{ Pa}$.

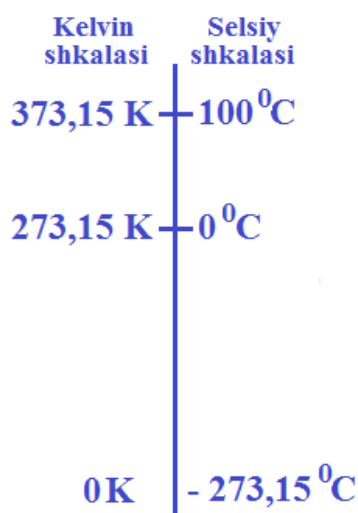
Betartib harakatda bo'lgan gaz molekulari idish devorlariga uriladi va juda kichik vaqt davomida devorga ma'lum kuch bilan ta'sir ko'rsatadi. Molekulalarning betartib urilishlari natijasida birlik yuzaga ma'lum bir bosim ko'rsatiladi. Bosimni o'lchaydigan asboblarga manometrlar va barometrlar deyiladi. O'z vazifalariga qarab manometrlar turli-tuman bo'ladi.

Dalton qonuni. Ideal gaz aralashmasining bosimi aralashmaga kiruvchi gazlar partial bosimlarining yig'indisiga teng bo'ladi, ya'ni

$$P = P_1 + P_2 + \dots + P_n$$

bu erda $P_1, P_2, \dots, P_n$ – partial bosimlar deyilib, agar har bir gazning o'zi aralashma egallagan hajmni egallaganda idish devorlariga ko'rsatishi mumkin bo'lgan bosim bilan aniqlanadi.

Harorat. Jismlarning issiklik darajasini xarakterlash uchun harorat tushunchasidan foydalaniladi. Agar kizitilgan jism (harorati yuqori jism) kizitilmagan jismga (harorati past jismga) tegizilsa ular orasida issiklik



1 - rasm. Haroratning shkalalari.

almashuvi ro'yi beradi. Energiya harorati yuqorirok jismdan harorati pastrok jismga o'tadi. Bu jarayon jismlarning haroratlari tenglashguncha, ya'ni issiklik muvozanati vujudga kelguncha davom etadi. Demak issiklik muvozanatidagi jismlarning haroratlari bir xil bo'ladi. Shuning uchun ham haroratga sistemaning issiklik muvozanatini xarakterlovchi kattalik deyiladi.

Haroratni o'lchash uchun etalon sifatida gaz (vodorod) yoki suyuqliklarning (simob, spirt) issiklikdan hajmining o'zgarishidan foydalaniladi. Harorat o'lchanadigan asbobga termometr deyiladi. Biz kundalik hayotda termometr bilan yaxshi tanishmiz. Masalan simoblik termometr yordamida -30° dan 800° gacha haroratni o'lchash mumkin. Haroratni o'lchashda aniqlik kiritish maqsadida harorat shkalasi kiritiladi.

1960 yilda bo'lib o'tgan o'lchovlar va tarozilar bo'yicha XI bosh konferentsiyaning karoriga muvofiq haroratning ikkita shkalasidan foydalaniladi. Termodinamik harorat shkalasi (T) harorat kelvinlarda (K) va xalkaro amaliy harorat shkalasi (t) harorat tselsiy graduslarida ($^{\circ}C$) o'lchanadi. Termodinamik harorat va xalkaro amaliy harorat shkalalari quyidagi munosabat yordamida bog'langan.

$$T = 273,15 + t$$

Termodinamik va xalkaro amaliy harorat shkalalarida haroratning masshtab birliklariga teng, ya'ni termodinamik shkaladagi 1 K haroratlar farqi, xalqaro amaliy shkaladagi $1^{\circ}C$ haroratlar farqiga mos keladi, $1^{\circ}C$ birligi=1 K birligiga.

Absolyut nol harorat Xalqaro amaliy shkalada haroratni aniqlashning tayanch nuqtalari sifatida, normal atmosfera bosimida suvning muzlash va qaynash haroratlari olingan. So'ngra bu oralik teng yuzga bo'linib harorat shkalasi hosil qilingan. Bunday shkalani birinchi bo'lib shvetsiyalik olim selsiy (1742 yilda) taklif qilganligi uchun unga tselsiy shkalasi ham deyiladi.

Haroratning termodinamik shkalasi esa ingliz olimi Kelvin tomonidan taklif qilingan. Bu shkalaning boshlanish nuqtasi sifatida nol gradus Kelvin $0 K$, $-273,15^{\circ}C$ qabul qilingan. (1-rasm) Bu haroratda ideal gazning bosimi nolga teng bo'ladi, ya'ni molekulalari harakatdan to'xtaydi. $0 K$ dan pastgi harorat bo'lishi mumkin emas va shu bilan birga bu haroratga etishib ham bo'lmaydi. $0 K$ ga abslyut nol harorat deyiladi.

Ideal gazning qonunlari. Holat tenglamasi.

Yuqorida ideal gaz uchta parametr: harorat T , hajm V va bosim P lar bilan xarakterlanishi haqida aytilgan edi. Bu parametrlarning birortasining o'zgarishi hech bo'lmaganda ikkinchisining ham o'zgarishiga olib keladi. Sistemadagi jarayonlarni soddalashtirib o'rganish maqsadida parametrlarning birortasi o'zgarmay qolib (izojarayonlar) qolgan ikkita o'zgaradigani orasidagi bog'lanishlarni ko'raylik. Bu qonunlar molekulyar-kinetik nazariya yaratilganga qadar tajribalar yordamida aniqlangan. Shuning uchun ham ular ideal gazning tajribaviy qonunlari deyiladi.

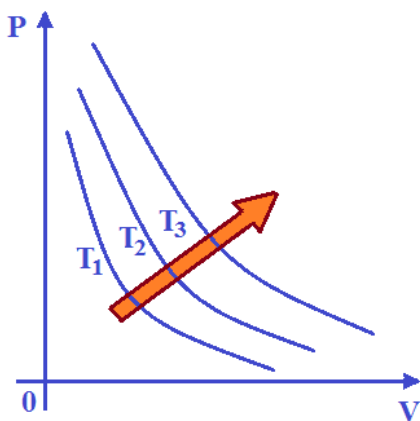
Boyl - Mariott qonuni

Berilgan massali gaz uchun, temperatura o'zgarmas bo'lganda, gaz bosimining uning hajmiga ko'paytmasi o'zgarmas kattalikdir:

$$PV = P_1V_1 = P_2V_2 = \dots = P_nV_n = const$$

yoki

$$\frac{P_1}{P_2} = \frac{V_2}{V_1} = \dots = \frac{P_{n-1}}{P_n} = \frac{V_n}{V_{n-1}} = const$$



2 - rasm. PV tekisligidagi izotermalar. $T_3 > T_2 > T_1$

Temperatura o'zgarmas bo'lganda, modda xususiyatini tavsiflovchi P va V kattaliklar orasidagi bog'lanishni tasvirlovchi egri chiziq *izoterma* deb ataladi (2 - rasm).

Termodinamik jarayon sodir bo'ladigan temperatura qiymati oshishi bilan, izotermanni tasvirlovchi giperbola ham yuqoriga siljiydi.

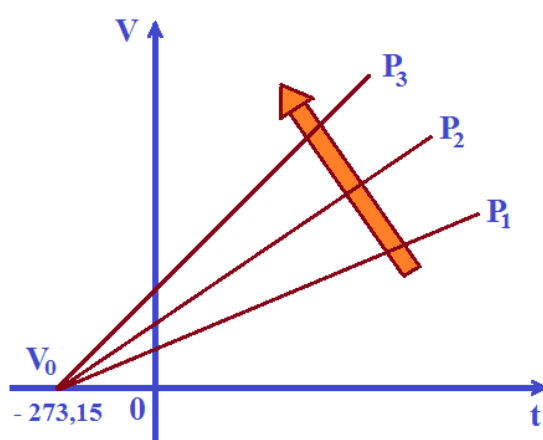
Gey - Lyussak qonuni.

Berilgan m massali gaz hajmi, bosim o'zgarmas bo'lganda, temperaturaga bog'liq ravishda to'g'ri chiziq bo'yicha o'zgaradi. Ya'ni $m = \text{const}$, $p = \text{const}$ da (3 - rasm)

$$V = V_0(1 + \alpha t). \quad (6.1)$$

Bu erda t – tselsiy shkalasi bo'yicha harorat, V_0 – 0°C dagi gaz hajmi, $\alpha = 1/273,15 \text{ K}^{-1}$ – gazning hajmiy kengayishidagi termik koeffitsient.

Agar haroratning termodinamik va amaliy shkalalari orasidagi $T = t + 273,15$ munosabatni



3 - rasm. V t tekisligidagi izobaralar. $P_3 > P_2 > P_1$.

$$t = T - 273,15 = T - \frac{1}{\alpha} \quad (6.2)$$

ko'rinishida yozsak va uni (6.1) ga ko'ysak,

$$V = V_0 \left[1 + \alpha \left(T - \frac{1}{\alpha} \right) \right] = V_0 \alpha T \quad (6.3)$$

ifodani hosil qilamiz. Ushbu ifodadan ko'rinib turibdiki $T = 0$ da $V = 0$, ya'ni gaz go'yoki hajmga ega bo'lmaydi. Bu esa Gey-Lyussak qonunining juda past haroratlarda bajarilmasligini ko'rsatadi. Shuning uchun ham izobaralar past haroratlarda uzlukli

chiziqlar bilan ko'rsatilgan.

Gey-Lyussak qonunini

$$\frac{V_1}{V_2} = \frac{T_1}{T_2} \quad (6.4)$$

ko'rinishda ham yozish mumkin. ya'ni

α – gazning hajmiy kengayish termik koeffitsiyenti, u quyidagiga teng

$$\alpha = \frac{V - V_0}{V_0 t}$$

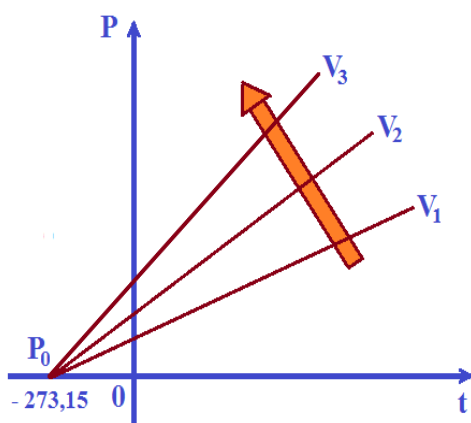
sharl qonuni.

Berilgan m massali gaz bosimi, uning hajmi o'zgarmas $V = \text{const}$ bo'lganda, temperaturaga bog'liq ravishda to'g'ri chiziq bo'yicha o'zgaradi (4 - rasm): ya'ni $m = \text{const}$, $V = \text{const}$ da

$$P = P_0(1 + \alpha t) \quad (6.5)$$

bu erda P_0 – 0°C dagi gaz bosimi.

Hajm o'zgarmasdan ro'y beradigan jarayonlarga izoxarik jarayonlar, P va t orasidagi



4 - rasm. P t tekisligidagi izoxoralar. $V_3 > V_2 > V_1$.

bog'lanishlarni ifodalaydigan chiziqlarga esa izoxoralar deyiladi. Endi (6.2) ifoda yordamida (6.5) ni o'zgartirib

$$P = P_0 \left[1 + \alpha \left(T - \frac{1}{\alpha} \right) \right] = P_0 \alpha T \quad (6.6)$$

ifodani hosil qilamiz.

$T = 0$ da $P = 0$ bo'ladi, ya'ni gazning bosimi nolga teng bo'ladi. Demak absolyut nol haroratda gaz molekulari harakatdan to'xtaydi. Sharl qonunini quyidagi ko'rinishda ham yozish mumkin

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

Adiabatik jarayon.

Tizim tashqaridan issiqlik olmasa yoki unga issiqlik uzatmasa, ya'ni $Q = \text{const}$ bo'lsa, bu jarayon – adiabatik jarayon deb ataladi.

Berilgan massali gaz uchun quyidagi munosabat o'rinli bo'ladi:

$$PV^\gamma = \text{const}$$

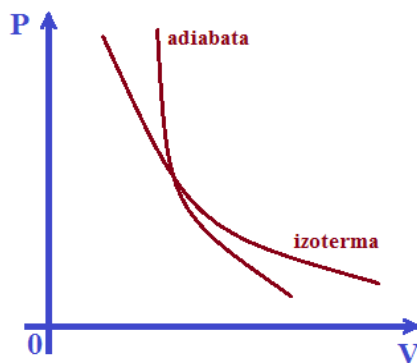
$$\frac{P_1}{P_2} = \left(\frac{V_2}{V_1} \right)^\gamma$$

bu yerda $\gamma = \frac{c_p}{c_v}$ – Puasson koeffitsienti deb ataladi.

Bu bog'lanish egri chiziqlari adiabatalar deb ataladi (5 - rasm).

5 - rasmda ko'rinib turibdiki, adiabata izotermaga nisbatan tik joylashgan. Bu, adiabatik siqilishda hosil bo'lgan issiqlik, gaz haroratining ortishiga olib keladi

va o'z navbatida qo'shimcha bosimning ortib ketishiga ham.



5 - rasm. Adiabatik jarayonda bosimning hajmga bog'liqlik grafi.

Ideal gazning holat tenglamasi.

Ideal gaz qonunlariga asosan ma'lum massali gaz holati uning uchta termodinamik parametri bilan belgilanadi; P – bosim, V – hajm va T – temperatura. Bu parametrlar bir-biri bilan holat tenglamasi deb ataladigan aniq bog'lanishga ega:

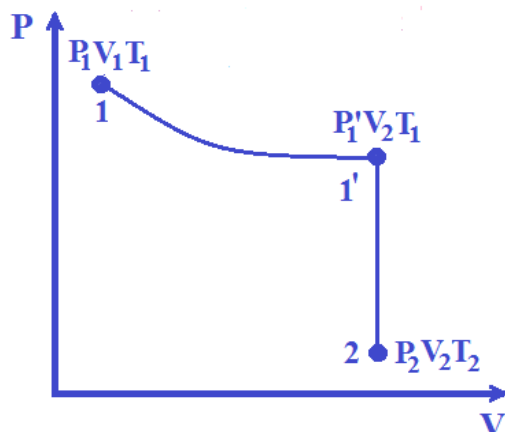
$$f(P, V, T) = 0$$

bu yerda uchta o'zgaruvchilardan biri qolgan ikkitasining funktsiyasidir.

Boyl - Mariott va Gey - Lyussak qonunlarini umumlashtirib frantsuz fizigi Klayperon

ideal gazning holatlar tenglamasini keltirib chiqardi. Masalan, ma'lum massali gaz T_1 temperaturada V_1 hajmni egallagan bo'lib, P_1 bosimga ega bo'lsin. Shu gaz boshqa holatda P_2 , V_2 , T_2 termodinamik parametrlarga ega bo'ladi (6 - rasm).

Gaz 1 - holatdan 2 - holatga ikki xil jarayon orqali o'tadi, deb hisoblaymiz: (1 - 1') – izotermik va (1' - 2) – izoxorik jarayonlar orqali.



6 - rasm. Termodinamik tizimning izotermik jarayondan izoxorik jarayonga o'tishi.

Boyl - Mariott va Gey - Lyussak qonunlariga asosan quyidagiga ega bo'lamiz

$$P_1 V_1 = P'_1 V_2, \quad \frac{P'_1}{P_2} = \frac{T_1}{T_2} \quad (6.7)$$

P'_1 parametрни qisqartirsak,

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

ga ega bo'lamiz. 1 - va 2 - holatlar ixtiyoriy olingani uchun, berilgan massali gaz uchun PV/T nisbat doimiy bo'ladi:

$$\frac{PV}{T} = B = \text{const}, \quad (6.8)$$

bu ifoda *Klayperon tenglamasi* deb ataladi. Bu yerda B – gaz doimiysidir va u har xil gazlar uchun har xildir.

Klayperon va Avogadro tenglamalarini umumlashtirib, M bir molyar hajm V_m uchun quyidagi ifodaga ega bo'lamiz:

$$PV_m = RT, \quad (6.9)$$

shuning uchun R – molyar gaz doimiysi deb ataladi. Normal sharoitlarda $P_0 = 1,03 \cdot 10^5 \text{ Pa}$, $T_0 = 273,15 \text{ K}$, $V_m = 22,41 \cdot 10^{-3} \text{ m}^3/\text{mol}$ bo'lgan holda.

$$R = \frac{PV_m}{T} = \frac{1,03 \cdot 10^5 \text{ Pa} \cdot 22,41 \cdot 10^{-3} \frac{\text{m}^3}{\text{mol}}}{273,15 \text{ K}} = 8,31 \frac{\text{J}}{\text{mol} \cdot \text{K}}$$

ga teng bo'ladi.

Endi istalgan massali gazlarni olsak, ularning hajmini molyar hajm bilan quyidagicha bog'lasak bo'ladi:

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

bu yerda M – molyar massa, u xolda m – massali gaz uchun holatlar tenglamasini quyidagicha yozish mumkin:

$$PV = \frac{m}{M} RT. \quad (6.10)$$

(6.10) istalgan m massali gaz uchun *Klayperon-Mendeleev tenglamasi* deyiladi.

Ba'zan ideal gaz holat tenglamasining boshqacharoq ko'rinishidan foydalaniladi. Buning uchun Boltsman doimiysi deyilguvchi kattalik kiritiladi. Boltsman doimiysi

$$k = \frac{R}{N_A} = \frac{8,31 \frac{\text{J}}{\text{mol} \cdot \text{K}}}{6,02 \cdot 10^{23} \text{ mol}^{-1}} = 1,38 \cdot 10^{-23} \frac{\text{J}}{\text{K}}$$

ga teng bo'lgani uchun (6.9) – ifodani shunday ko'rinishda qayta yozish mumkin:

$$P = \frac{RT}{V_m} = \frac{k N_A T}{V_m} = nkT$$

bu yerda k – bitta molekulaning issiqlik harakati energiyasidir, n – gaz molekulalarining konsentratsiyasidir.

shunday qilib, gazlarning holat tenglamasi

$$P = nkT, \quad (6.11)$$

dan iborat va undan ko'rinib turibdiki, ideal gazning bosimi berilgan temperaturada gaz molekulalarining konsentratsiyasiga to'g'ri proporsional ekan.

Ideal gaz molekulyar-kinetik nazariyasining asosiy tenglamasi.

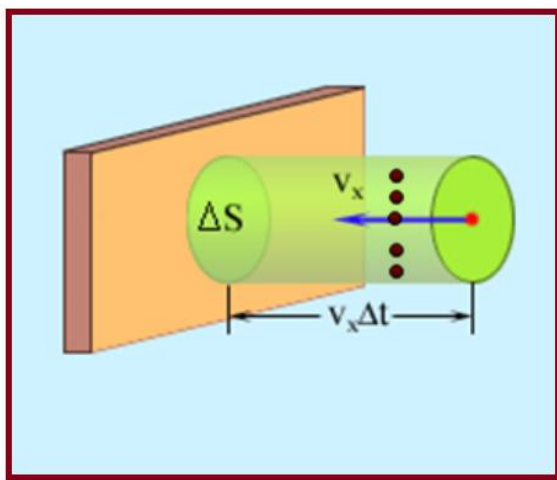
Molekulyar - kinetik nazariyaning asosiy tenglamasini keltirib chiqarish uchun, bir xil atomli ideal gazni olamiz. Gaz molekulalari tartibsiz harakat qiladi, bir-biri bilan o'zaro to'qnashish soni idish devori bilan urilish sonidan juda kichik va bu to'qnashishlar mutlaq elastik, deb faraz qilamiz. Shuni ta'kidlab o'tish lozimki, ideal gaz statistik fizika qonunlariga bo'ysungani uchun tizimdagi molekulalardan bir nechta, qolganlarini to'xtab qolishi hisobiga, nihoyatda katta tezlikka erishishi mumkin emas.

T temperaturada gaz joylashgan idish devoridan ma'lum ΔS elementar yuzani ajratamiz va bu yuzaga tasir etayotgan bosimni hisoblashga harakat qilamiz (7 - rasm).

Yuzaga perpendikulyar harakat qilayotgan molekulalar har bir urilganda yuzaga quyidagicha impuls beradi:

$$m_0 v - (-m_0 v) = 2m_0 v$$

bu yerda m_0 – molekula massasi, v – uning tezligi.



7 - rasm. ΔS elementar yuzaga kelib uriluvchi molekulalarning idishga berayotgan impuls.

Δt vaqt ichida ΔS yuzaga asosi ΔS va balandligi $v \Delta t$ bo'lgan tsilindr hajmida joylashgan molekulalarga yetib kelishi mumkin. Ushbu molekulalar soni $n \Delta S v \Delta t$ ga teng, bu yerda n – molekulalar konsentratsiyasi. Ammo, real sharoitlarda, ΔS yuzaga molekulalar, har xil burchak ostida kelib uriladi va har xil tezliklarga ega buladi, uning ustiga har bir to'qnashishda molekulalar tezligi o'zgarib turadi.

Molekulalarning tartibsiz harakatiga tegishli tezlik, harakat energiyasi va idish devoriga uzatadigan bosimini hisoblashni soddalashtirish uchun uchta bir-biriga perpendikulyar yo'nalishlar bo'yicha harakatlarni inobatga olamiz. Istalgan

vaqtda har bir yo'nalishda molekulalarning $1/3$ qismi harakatlanadilar, uning yarmi esa (ya'ni $1/6$ qismi) ΔS yuzaga kelib uriladi. U holda berilgan yo'nalishda harakat qilayotgan molekulalarning ΔS yuzaga urilish soni

$$\Delta N = \frac{1}{6} N = \frac{1}{6} n \Delta S v \Delta t$$

ga tengdir. Bu yerda $N = nV = n\Delta S\vartheta\Delta t$.

Bu molekulalarning yuza bilan to'qnashganda beradigan impulsi quyidagiga teng bo'ladi:

$$\Delta p = 2m_0\vartheta \cdot \frac{1}{6}n\Delta S\vartheta\Delta t = \frac{1}{3}n \cdot m_0\vartheta^2\Delta S\Delta t$$

Idish devoriga ta'sir qilayotgan bosim

$$P = \frac{\Delta p}{\Delta S\Delta t} = \frac{1}{3}n \cdot m_0\vartheta^2, \quad (6.12)$$

ga teng bo'ladi. Agar, gaz V hajmda $\vartheta_1, \vartheta_2, \dots, \vartheta_n$ tezliklar bilan harakatlanayotgan N molekulalarga ega bo'lsa, u holda barcha gaz molekulalari majmuasini xarakterlash uchun o'rtacha kvadrat tezlikni ko'rib chiqish maqsadga muvofiq bo'ladi:

$$\langle \vartheta_{kv} \rangle = \sqrt{\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \vartheta_i^2}, \quad (6.13)$$

U holda (6.12) - ifoda quyidagi ko'rinishga ega bo'ladi:

$$P = \frac{1}{3}n \cdot m_0 \langle \vartheta_{kv} \rangle^2, \quad (6.12)$$

Bu ifoda *ideal gazlar molekulyar - kinetik nazariyasining asosiy tenglamasi* deb ataladi. $n = N/V$ ekanligini hisobga olsak,

$$PV = \frac{1}{3}N \cdot m_0 \langle \vartheta_{kv} \rangle^2, \quad (6.13)$$

yoki

$$PV = \frac{2}{3}N \cdot m_0 \frac{\langle \vartheta_{kv} \rangle^2}{2} = \frac{2}{3}NE, \quad (6.14)$$

Bu yerda E – barcha gaz molekulalari ilgarilanma harakat kinetik energiyasining yig'indisidir.

Gaz massasi $m = Nm_0$ bo'lgani uchun, (6.13) – tenglamani quyidagicha qayta yozish mumkin:

$$PV = \frac{1}{3}m \langle \vartheta_{kv} \rangle^2$$

1 mol gaz uchun $M = m_0N_A$ dir. Shuning uchun

$$PV_m = \frac{1}{3}M \langle \vartheta_{kv} \rangle^2$$

bu yerda V_m – molyar hajm. Boshqa tarafdin $PV_m = RT$ ga teng bo'lgani sababli

$$RT = \frac{1}{3}M \langle \vartheta_{kv} \rangle^2$$

yoki

$$\langle \vartheta_{kv} \rangle = \sqrt{\frac{3RT}{M}} \quad (6.15)$$

$M = m_0N_A$ va $k = R/N_A$ bo'lgani uchun

$$\langle v_{kv} \rangle = \sqrt{\frac{3RT}{m_0 N_A}} = \sqrt{\frac{3kT}{m_0}}, \quad (6.16)$$

Ideal gazning bir molekulasini ilgarilanma harakat kinetik energiyasining o'rtacha qiymati quyidagiga teng bo'ladi

$$\langle \varepsilon_0 \rangle = \frac{E}{n} = m_0 \frac{\langle v_{kv} \rangle^2}{2} = \frac{3}{2} kT, \quad (6.17)$$

va u termodinamik temperaturaga bog'liq bo'lib, unga to'g'ri proporsionaldir.

shunday qilib, termodinamik temperatura ideal gaz molekulasini ilgarilanma harakat o'rtacha kinetik energiyasining o'lchovidir va (6.17) - ifoda temperaturaning molekulyar-kinetik ta'rifini tushuntirib beradi.

Ideal gaz molekulyarining tezlik va issiqlik harakati energiyasi bo'yicha taqsimoti.

Molekulyar - kinetik nazariyaning asosiy tenglamasini keltirib chiqarishda molekular har xil tezliklarga ega bo'ladi, deb hisoblagan edik. Ko'p marotaba to'qnashishlar natijasida, har bir molekulaning tezligi yo'nalishi va moduli bo'yicha o'zgarib turadi. Ammo, molekularning betartib harakati hisobiga harakat yo'nalishlari bir xil ehtimollikka ega bo'ladilar, boshqacha qilib aytganda, har bir yo'nalishda bir xil miqdorda molekular harakatlanadi, deb hisoblash mumkin.

Molekulyar – kinetik nazariyaga asosan, to'qnashishlarda molekula tezligi o'zgarishiga qaramay, gazdagi m_0 massali molekularning o'rtacha kvadrat tezligi, $T = const$ bo'lganda, muvozanat holatda o'zgarmas qoladi va quyidagiga teng bo'ladi:

$$\langle v_{kv} \rangle = \sqrt{\frac{3kT}{m_0}}$$

Bu esa, muvozanat holatda bo'lgan gazda molekularning tezlikka bog'liq qandaydir taqsimoti o'rnatilishini tushuntiradi. Bu taqsimotni aniq statistik qonunga bo'ysunishi Maksvell tomonidan nazariy isbotlandi.

Maksvell bu taqsimotni nazariy keltirib chiqarishda, gaz bir xil temperaturada, betartib issiqlik harakati holatida bo'lgan ko'p miqdordagi N ta bir xil molekularlardan iborat bo'ladi, deb faraz qildi.

Maksvell qonuni molekularning tezlik bo'yicha taqsimot funksiyasi deb ataladigan qandaydir $f(v)$ funksiya bilan ifodalanadi.

Agar molekularning tezliklari diapazonini $d\vartheta$ ga teng kichik bo'lakchalarga bo'lsak, har bir tezliklar intervaliga, shu tezliklarga ega bo'lgan molekularning qandaydir $dN(\vartheta)$ miqdori to'g'ri keladi.

Demak, $f(\vartheta)$ funksiya tezliklari ϑ dan $\vartheta + d\vartheta$ gacha intervalda yotadigan molekularning nisbiy sonini belgilaydi $dN(\vartheta)/N$ yoki $dN(\vartheta)/N = f(\vartheta)d\vartheta$, $f(\vartheta) = dN(\vartheta)/Nd\vartheta$

Maksvell, ehtimollik nazariyasi usulini qo'llab, $f(\vartheta)$ funktsiyani - ideal gaz molekularining tezligi bo'yicha taqsimot qonunini keltirib chiqardi.

$$f(\vartheta) = 4\pi \left(\frac{m_0}{2\pi kT}\right)^{3/2} \vartheta^2 e^{-\frac{m_0 \vartheta^2}{2kT}}, \quad (6.18)$$

Bu ifodadan ko'rinib turibdiki, taqsimot funktsiyasining aniq ko'rinishi gazning turi (m_0) va T – holat parametriga bog'liq ekan.

Taqsimot funktsiyasi ϑ tezlik koordinatasiga nisbatan simmetrik emas (8 - rasm). Molekulalarning, $d\vartheta$ tezlik intervaliga to'g'ri kelgan, $dN(\vartheta)/N$ nisbiy miqdori funktsiyaning $d\vartheta$ bo'lagiga to'g'ri kelgan dS yuzasi bilan aniqlanadi.

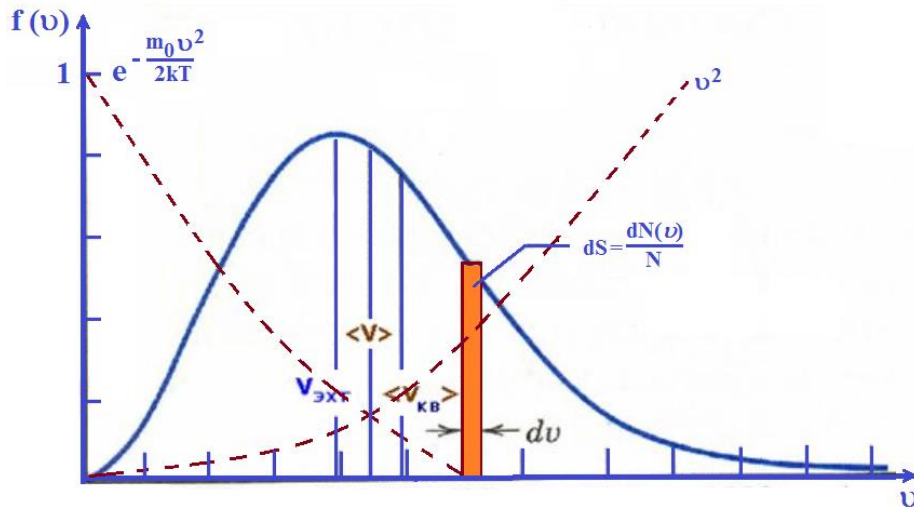
Taqsimot funktsiyasi egri chizig'i ostidagi yuza 1 ga teng deb hisoblanadi.

$$\int_0^{\infty} f(\vartheta) d\vartheta = 1$$

Ideal gaz molekulalarining tezlik bo'yicha taqsimot funktsiyasi maksimal qiymatga ega bo'lgan tezlik, ehtimolliги eng katta bo'lgan tezlikni belgilaydi.

Ehtimolliги katta bo'lgan tezlikni hisoblash uchun (6.18) ifodani ϑ – tezlik bo'yicha differentsiallab, uni nolga tenglashtirish kerak, ya'ni funktsiyaning ekstremumini topish kerak:

$$\frac{d}{d\vartheta} (\vartheta^2 e^{-\frac{m_0 \vartheta^2}{2kT}}) = 2\vartheta \left(1 - \frac{m_0 \vartheta^2}{2kT} \right) e^{-\frac{m_0 \vartheta^2}{2kT}} = 0$$



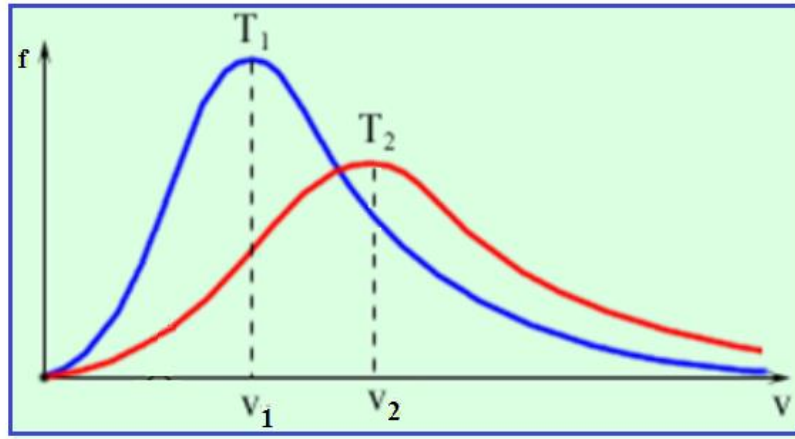
8 - rasm. Ideal gaz molekulalarining tezlik bo'yicha taqsimoti.

1) Bu funktsiyaning hosilasi $\vartheta = 0$ da nolga teng bo'ladi. Bu ham funktsiyaning ekstremumi, ammo tezlikni nolga teng qiymatga ega bo'lmagani uchun uni e'tiborga olmaymiz.

$$2) \quad 1 - \frac{m_0 \vartheta^2}{2kT} = 0, \quad \vartheta_{eht} = \sqrt{\frac{2kT}{m_0}}$$

ya'ni

$$\vartheta_{eht} = \sqrt{\frac{2kT}{m_0}} = \sqrt{\frac{2RT}{M}}, \quad (6.19)$$



9 - rasm. Taqsimot funksiyasining haroratga bog'liqligi.

Bu ifodadan ko'rinib turibdiki, temperatura oshganda taqsimot funksiyasi maksimumi o'ngga siljiydi, ammo bu holda egri chiziq ostidagi yuza miqdori o'zgarmaydi (9 - rasm).

Molekulalarning o'rtacha tezligi $\langle v \rangle$ quyidagi ifoda bilan aniqlanadi:

$$\langle v \rangle = \frac{1}{N} \int_0^{\infty} v dN(v) = \int_0^{\infty} v f(v) dv$$

Bu ifodaga $f(v)$ funktsiyani qo'yish va integrallash natijasida quyidagiga ega bo'lamiz:

$$\langle v \rangle = \sqrt{\frac{8kT}{\pi m_0}}, \quad (6.20)$$

Umuman gaz holatini belgilovchi tezliklar quyidagilardan iborat:

1. Ehtimolligi eng katta tezlik, $v_{eht} = \sqrt{\frac{2kT}{m_0}}$
2. O'rtacha tezlik, $\langle v \rangle = \sqrt{\frac{8kT}{\pi m_0}} = 1,33v_{eht}$
3. O'rtacha kvadratik tezlik, $\langle v_{kv} \rangle = \sqrt{\frac{3kT}{m_0}} = 1,22v_{eht}$

Molekulalarning tezliklari bo'yicha taqsimotidan foydalanib ularning kinetik energiyasi bo'yicha taqsimotini hisoblab ko'ramiz:

$$dN(v) = N4\pi\left(\frac{m_0}{2\pi kT}\right)^{3/2} v^2 e^{-\frac{m_0 v^2}{2kT}} dv, \quad (6.21)$$

funktsiyaning o'zgaruvchisi deb $\varepsilon = \frac{m_0 v^2}{2}$ ni olsak

$$v = \sqrt{\frac{2\varepsilon}{m_0}}, \quad dv = (2m_0\varepsilon)^{-1/2} d\varepsilon$$

$$dN(\varepsilon) = \frac{2N}{\sqrt{\pi}} (kT)^{-\frac{3}{2}} \varepsilon^{\frac{1}{2}} e^{-\frac{\varepsilon}{kT}} d\varepsilon = N(\varepsilon) d\varepsilon$$

bu yerda $dN(\varepsilon)$ – ilgarilanma harakat kinetik energiyasi ε dan $\varepsilon + d\varepsilon$ gacha bo'lgan intervaldagi molekulalar sonidir.

shunday qilib, issiqlik harakati energiyasi bo'yicha molekulalarning taqsimot funktsiyasi quyidagicha bo'ladi.

$$f(\varepsilon) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} (kT)^{-\frac{3}{2}} \varepsilon^{\frac{1}{2}} e^{-\frac{\varepsilon}{kT}}, \quad (6.22)$$

Ideal gazning o'rtacha kinetik energiyasi $\langle \varepsilon \rangle$ quyidagiga teng:

$$\langle \varepsilon \rangle = \int_0^{\infty} \varepsilon f(\varepsilon) d\varepsilon = \frac{2}{\sqrt{\pi}} (kT)^{-\frac{3}{2}} \int_0^{\infty} \varepsilon^{\frac{1}{2}} e^{-\frac{\varepsilon}{kT}} d\varepsilon,$$

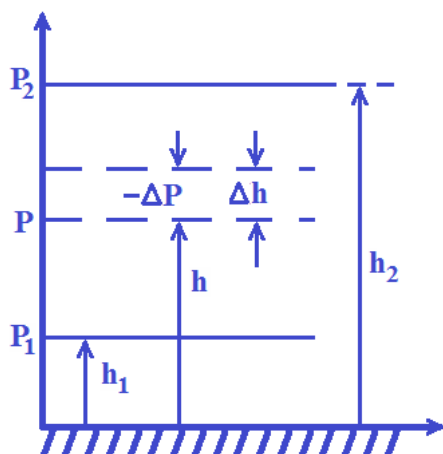
$$\langle \varepsilon \rangle = \frac{3}{2} kT.$$

Barometrik formula. Boltsman taqsimoti

Gazlar molekulyar - kinetik nazariyasining asosiy tenglamasi va molekulalarning tezliklarga bog'liq Maksvell taqsimotini keltirib chiqarishda gaz molekulalariga tashqi kuchlar ta'sir etmaydi deb faraz qilingan edi. Shuning uchun molekulalarni hajm bo'yicha bir tekis taqsimlangan, deb hisobladik. Ammo, istalgan gaz molekulalari Yerning, tortishish xususiyatiga ega bo'lgan, potentsial maydoni ta'sirida bo'ladi. Bir tarafdin gravitatsiyaviy tortishish va ikkinchi tarafdin molekulalarning issiqlik harakati gazning qandaydir statsionar holatga, ya'ni bosimning balandlik bo'yicha kamayishiga olib keladi.

Barcha molekulalar massalarini bir xil, havo temperaturasini o'zgarmas, tortishish maydonini bir jinsli, deb hisoblaymiz. Agarda h balandlikda atmosfera bosimi P ga teng bo'lsa, $h + dh$ balandlikda esa bosim $P + \Delta P$ ga tengdir. $dh > 0$ bo'lganda, $dP < 0$ (10 - rasm).

h , $h + dh$ balandlikdagi bosimlar farqi, asosi birlik yuza, balandligi dh ga teng bo'lgan tsilindr hajmida joylashgan gaz og'irligiga teng bo'ladi:



10 - rasm. Gaz bosimining balandlikka bog'liqligi.

$$P - (P + \Delta P) = \rho h dh$$

bu yerda ρ – h balandlikdagi gazning zichligidir (dh juda kichik bo'lgani uchun, balandlik o'zgaradigan sohada gaz zichligini o'zgarmas, deb hisoblanadi). Demak,

$$dP = \rho h dh, \quad (6.23)$$

Ideal gazning holat tenglamasidan

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

foydalanib, gaz zichligini quyidagicha ifodalaymiz:

$$\rho = \frac{m}{V} = \frac{PM}{RT}$$

Bu ifodani (6.23) – tenglikka qo'ysak,

$$dP = -\frac{PM}{RT} gdh$$

ga ega bo'lamiz.

$$\frac{dP}{P} = -\frac{M}{RT} gdh$$

Bu tenglikni P_1 dan P_2 gacha va h_1 dan h_2 gacha sohalar bo'yicha integrallasak, quyidagi ifodani keltirib chiqamiz.

$$P_2 = P_1 e^{-\frac{Mg(h_2-h_1)}{RT}}, \quad (6.24)$$

va bundan $\Delta h = (RT/Mg) \ln P_1/P_2$ ga teng ekanligini aniqlaymiz. (6.24) – ifoda barometrik formula deb ataladi. Bu formula balandlikka bog'liq atmosfera bosimini yoki bosim aniq bo'lganda balandlik qiymatini topish imkoniyatlarini beradi.

Balandlik doimo dengiz sathiga nisbatan olinishini eslasak, dengiz sathida bosimni normal atmosfera bosimi deb hisoblaymiz. U holda (6.24) - ifodani quyidagicha qayta yozish mumkin:

$$P = P_0 e^{-\frac{Mgh}{RT}}, \quad (6.25)$$

$P = nkT$ bo'lishni e'tiborga olsak, gazning konsentratsiyasini balandlikka bog'liq ifodasini keltirib chiqarishimiz mumkin:

$$n = n_0 e^{-\frac{E_p}{kT}}, \quad (6.26)$$

Bu yerda $m_0gh = E_p$ molekulaning gravitatsiyaviy tortishish maydonidagi potentsial energiyasidir. Bu (6.26) ifoda tashqi potentsial maydonidagi Boltsman taqsimoti deb ataladi.

Agarda zarrachalar massalari bir xil bo'lib, tartibsiz issiqlik harakatida bo'lsalar, (6.26) – Boltsman taqsimoti istalgan tashqi potentsial maydon uchun ham o'rindidir. Bu yerda tashqi potentsial maydon faqat tortishish kuchi ta'sirini emas, balki boshqa kuchlar ta'sirini (elektr, magnit va boshqa potentsial maydonlarni) inobatga oladi.

Nazorat savollari

1. Ideal gaz nima? Uning parametrlari deganda nimani tushunasiz? Termodinamik jarayon nima? Ideal gazning holat tenglamasini yozing.
2. Molekulyar kinetik nazariyaning asosiy printsiplarini sanab o'ting. Uning asosiy tenglamasi qanday ko'rinishda ifodalanadi?
3. Molekulalarning tezliklar bo'yicha taqsimotini, molekulalarning o'rtacha, o'rtacha kvadrat va ehtimolligi eng katta bo'lgan tezliklari ifodalarini yozib bering.
4. Barometrik formulani keltirib chiqaring. Boltsman taqsimoti qanday kattaliklarni o'zaro bog'laydi? Maksvell - Boltsman qonunini yozib bering.
5. Izojarayonlar deb qanday jarayonlarga aytiladi?
6. Boyl-Mariott, Gey-Lyussak va sharl qonunlari qanday.
7. Izobarik jarayon deb qanday jarayonga aytiladi?
8. Absolyut nol haroratda gazning hajmi nimaga teng bo'ladi va uni qanday tushuntirasiz?
9. Absolyut nol haroratda gazning bosimi nimaga teng bo'ladi va uni qanday tushuntirasiz?
10. Holat tenglamasi deb qanday tenglamaga aytiladi?

Reja:

1. Energiyaning erkinlik darajasi bo'yicha taqsimoti.
2. Termodinamikaning I – qonuni. Gazning bajargan ishi.
3. Issiqlik sig'imi. Solishtirma issiqlik sig'imi. Issiqlik balans tenglamasi.
4. Termodinamikaning I – qonunining izojarayonlarga tatbiqi.
5. Qaytar va qaytmas jarayonlar.
6. Karno tsikli, ideal issiqlik mashinasining foydali ish koeffitsienti.
7. Entropiya. Termodinamikaning ikkinchi qonuni.

Energiyaning erkinlik darajasi bo'yicha taqsimoti.

Ichki energiya – termodinamik tizimning muhit tavsifidir va u mikrozarrachalarning tartibsiz harakati va ularning o'zaro ta'sir energiyalaridan iboratdir. Demak, tizimning o'zining mexanik harakati va tashqi maydon ta'siridagi potentsial energiyasi ichki energiyaga taalluqli emas.

Ichki energiya – tizim termodinamik holatining aniq funktsiyasidir, ya'ni har bir holatda tizim aniq ichki energiya qiymatiga ega bo'ladi. Tizim bir holatdan ikkinchi holatga o'tganda ichki energiyaning o'zgarishi faqat shu termodinamik holatlar ichki energiyalarining farqi bilan belgilanadi va o'tish yo'liga bog'liq emas.

Ayrim masalalarda, bir atomli gazning molekulasini moddiy nuqta deb qarasa, ilgarilanma harakat uchta erkinlik darajasiga ega bo'lishi mumkin. Bu vaqtda aylanma harakat energiyasini hisobga olmasa ham bo'ladi. Mexanik tizimning erkinlik darajasi soni tizim holatini belgilovchi, bir-biriga bog'liq bo'lmagan kattaliklar soni bilan aniqlanadi.

shu sababli, moddiy nuqta uchta erkinlik darajasiga ega bo'ladi. Absolyut qattiq jismning holati inertsia markazining uchta x, y, z koordinatalari, jismning o'qlari yo'nalishlari bilan bog'langan θ, φ va ψ burchaklari bilan aniqlanadi (1 - rasm).

shunday qilib, absolyut qattiq jism 6 ta erkinlik darajasiga ega bo'ladi. Molekulaning erkinlik darajasi nechta bo'lishiga qaramay, uning uchtasi ilgarilanma harakatga tegishlidir. Ilgarilanma harakat erkinlik darajalaridan hech qaysisi bir-biridan ustun bo'lmaganligi uchun, ularning har biriga bir xil miqdorda energiya to'g'ri keladi.

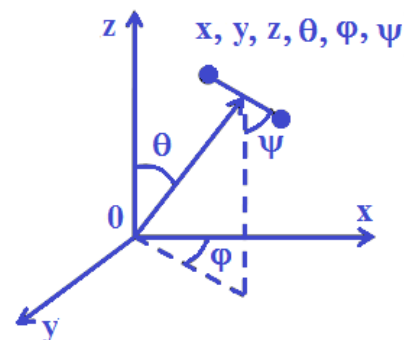
Molekulaning kinetik energiyasi $3/2 kT$ bo'lganligi uchun, har bir erkinlik darajasiga $1/2 kT$ ilgarilanma harakat energiyasi to'g'ri keladi.

Demak, harakatning hech bir turi boshqa turidan muhim bo'lmaganligi uchun, ularga o'rtacha bir xil energiya to'g'ri keladi va energiyaning erkinlik darajalari holatini belgilaydi:

$$\bar{\epsilon} = \frac{i}{2} kT$$

Termodinamikaning I – qonuni. Gazning bajargan ishi.

Mexanik energiyasi o'zgarmas, ichki energiyasi o'zgarishi mumkin bo'lgan termodinamik tizimni ko'rib chiqamiz. Tizimning ichki energiyasi har xil jarayonlar natijasida o'zgarishi



1 - rasm. Absolyut qattiq jismning erkinlik darajasi.

mumkin, masalan, tizimga issiqlik miqdori uzatilganda yoki tizimga nisbatan ish bajarilganda o'zgarishi mumkin.

Tsilindr porsheni ichkariga siljatilganda unda turgan gaz siqiladi, natijada gazning temperaturasi oshadi, boshqacha qilib aytganda, gazning ichki energiyasi o'zgaradi.

Gazning temperaturasi va ichki energiyasini unga tashqi jismlar orqali issiqlik miqdori uzatish hisobiga ham oshirish mumkin. Boshqa hollarda esa mexanik harakat energiyasi issiqlik harakati energiyasiga aylanishi va aksinchasi sodir bo'lishi mumkin.

Kuzatishlarning natijalariga ko'ra, termodinamik jarayonlarda energiyaning bir turdan ikkinchi turga o'tishi va energiyaning saqlanishi kuzatiladi. Ana shu qonun – *termodinamikaning birinchi qonuni* deb ataladi.

Misol uchun U_1 ichki energiyaga ega bo'lgan qandaydir tizimga qo'shimcha issiqlik miqdori berilgan bo'lsin. U holda tizim yangi termodinamik holatga o'tib, U_2 ichki energiyaga ega bo'ladi, tashqi kuchlarga qarshi A ishni bajaradi.

Tizimga uzatilgan issiqlik miqdori va tashqi kuchlarga qarshi bajarilgan ish musbat deb hisoblanadi. Tajribalardan kuzatilishicha, energiyaning saqlanish qonuniga asosan, tizim istalgan usulda bir holatdan ikkinchi holatga o'tganda uning ichki energiyasi quyidagicha o'zgaradi:

$$\Delta U = U_2 - U_1$$

va u tashqaridan uzatilgan issiqlik miqdori Q va tashqi kuchlarga qarshi bajarilgan ish A farqiga teng bo'ladi

$$\Delta U = Q - A, \quad \text{yoki} \quad Q = \Delta U + A, \quad (7.1)$$

bu ifoda termodinamikaning birinchi qonunini ifodalaydi.

Tizimga uzatilgan issiqlik miqdori ichki energiyaning o'zgarishiga va tashqi kuchlarga qarshi bajarilgan ishlarga sarf bo'ladi.

$$dQ = dU + dA \quad \text{yoki} \quad \delta Q = dU + \delta A, \quad (7.2)$$

Agarda, tizimning bir holatdan ikkinchi holatga o'tishi davriy bo'lsa, u asl holatiga qaytgan vaqtda tizim ichki energiyasining o'zgarishi nolga teng bo'ladi: $\Delta U = 0$.

U holda, termodinamikaning birinchi qonuniga asosan, bajarilgan ish tizimga uzatilgan issiqlik miqdoriga teng bo'ladi

$$A = Q, \quad (7.3)$$

Demak, davriy o'zgaruvchi mashina tashqaridan uzatilgan issiqlik miqdoridan ortiq ish bajarishi mumkin emas.

Gazning bajargan ishi

Gazning hajmi o'zgarganda, uning tashqi kuchlarga qarshi bajargan ishini ko'rib chiqamiz. Tsilindr idish ichidagi, porshen ostidagi gaz (2 - rasm) kengayganda porshenni kichik dl masofaga suradi va gaz tashqi kuchlarga qarshi ish bajaradi:

$$\delta A = Fdl = PSdl = PdV, \quad (7.4)$$

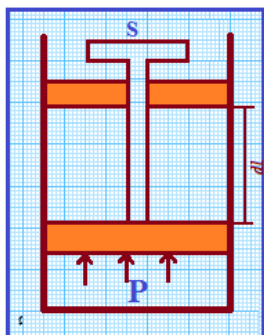
bu yerda S – porshen yuzasi, Sdl – gaz hajmining o'zgarishi. Hajmi V_1 dan V_2 qiymatga o'zgarganda bajarilgan to'la ishni integrallash orqali topamiz

$$A = \int_{V_1}^{V_2} PdV$$

Gaz hajmi dV qiymatga oshganda, gazning bajargan ishi PdV ga teng bo'ladi, ya'ni rasmda shtrixlangan yuza qiymatiga teng bo'ladi.

Agar jarayon izobarik bo'lsa ($P = \text{const}$), P ni integral tashqarisiga chiqarish mumkin:

$$A = P \int_{V_1}^{V_2} dV = P(V_2 - V_1). \quad (7.5)$$



2 - rasm. Porshen ostidagi gaz hajmining o'zgarishi.

shuni aytish kerakki, gazning hajmin har xil usillar bilan o'zgartirish mumkin. Boshlang'ich holatdan so'ngi holatga o'tish jarayonida gazning bosimi faqat hajmga bog'liq bo'lmasdan, balki haroratga ham bog'liq, ya'ni

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

Bo'lgani uchun (7.5) ifodaga bosimning ushbu qiymatini qo'yib, gazning izotermik kengayish jarayonida bajarilgan ishini topish mumkin:

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

yoki

$$A = RT \ln \frac{V_2}{V_1}. \quad (7.6)$$

(7.6) formula 1 mol gazning izotermik kengayishida bajarilgan ishini fodalaydi.

Issiqlik sig'imi. Solishtirma issiqlik sig'imi. Issiqlik balansi tenglamasi.

Moddaning solishtirma issiqlik sig'imi 1 kg moddani 1 °C ga isitishga sarf bo'lgan issiqlik miqdoriga teng fizik kattalik bilan o'lchanadi:

$$C = \frac{dQ}{mdT}, \quad (7.7)$$

solishtirma issiqlik sig'imi birligi $J/kg \cdot \text{grad.}$ ga teng.

Molyar issiqlik sig'imi 1 mol moddani 1 °C ga isitishga sarf bo'lgan issiqlik miqdoriga teng bo'lgan kattalikka atiladi:

$$C_M = \frac{M dQ}{m dT} = \frac{dQ}{V dT}, \quad (7.8)$$

solishtirma issiqlik sig'imi molyar issiqlik sig'imi bilan quyidagicha bog'langan:

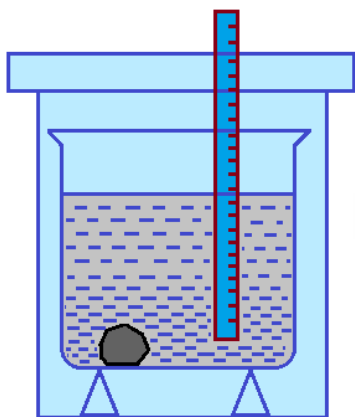
$$C_M = MC, \quad (7.9)$$

Issiqlik sig'imini moddaning xarakteristikasi deb hisoblab bo'lmaydi, chunki hajm yoki bosim o'zgaras bo'lganda moddaning isish jarayonida uning issiqlik sig'imi har xil bo'lishi mumkin. Quyida har xil izojarayonlarda issiqlik sig'imi qanday bo'lishini qarab chiqamiz.

Moddaning issiqlik sig'imi termodinamik jarayon xarakteriga bog'liq va turli jarayonlarda har xildir.

Issiqlik balans tenglamasi.

Noma'lum jismning solishtirma issiqlik sig'imini topish usulini ko'raylik. Buning uchun qizitilgan jism ichida suv bo'lgan kalorimetrda solinadi.



3 - rasm. Ichiga m massali jism solingan kalorimetr.

Oddiy kalorimetr qopqoqlik metall staqanchadan iborat bo'lib, u hajmi kattaroq idishga, idish devorlari orasida bo'shliq qoladigan qilib joylashtiriladi (3-rasm). Natijada qizigan jismning issiqlik miqdori suvga va kalorimetrda uzatiladi. Jarayon jismning, suvning va kalorimetrning temperaturallari tenglashib T bo'lguncha davom etadi. Jismning T_j , suvning T_s , kalorimetrning T_k boshlang'ich temperaturallari, S_s – suvning, S_k – kalorimetrning solishtirma issiqlik sig'implari, m_j – jismning, m_s – suvning, m_k – kalorimetrning massalarini bilgan holda va aralashmaning temperatura T ni termometrdan aniqlab, jismning solishtirma issiqlik sig'imi S_j ni aniqlash mumkin.

Jism bergan issiqlik miqdori Q_j suv olgan issiqlik Q_s va kalorimetr olgan issiqlik miqdori Q_k larning yig'indisiga teng bo'lishi kerak, ya'ni

$$Q_j = Q_s + Q_k. \quad (7.10)$$

Bu tenglamaga issiqlik balans tenglamasi deyiladi. O'z navbatida (7.7) ga asosan

$$Q_j = C_j m_j (T_j - T), \quad (7.11)$$

$$Q_s = C_s m_s (T - T_s), \quad (7.12)$$

$$Q_k = C_k m_k (T - T_k), \quad (7.13)$$

(7.11), (7.12) va (7.13) ifodalarni (7.10) ga qo'yamiz.

$$C_j m_j (T_j - T) = C_s m_s (T - T_s) + C_k m_k (T - T_k)$$

va undan C_j ni topamiz.

$$C_j = \frac{C_s m_s (T - T_s) + C_k m_k (T - T_k)}{m_j (T_j - T)}, \quad (7.14)$$

Ushbu ifoda noma'lum jismning solishtirma issiqlik sig'imini aniqlashga imkon beradi.

Termodinamika birinchi qonunining turli izojarayonlarga tadbiqi.

1. Izoxorik jarayon ($V = \text{const}$)

Bu jarayon hajm o'zgarmas bo'lganda sodir bo'ladi, shuning uchun $dV = 0$. Gaz tashqi kuchlarga qarshi ish bajarmaydi, ya'ni

$$dA = PdV = 0, \quad (7.15)$$

Izoxorik jarayon, devorlari qalin, o'zgarmas hajmga ega bo'lgan idishdagi gazni isitish yoki sovutishda sodir bo'ladi. Termodinamikaning birinchi qonuniga asosan, izoxorik jarayonda gazga uzatilgan issiqlik miqdorining hammasi gazning ichki energiyasini ortishiga sarf bo'ladi:

$$dQ = dU. \quad (7.16)$$

Bu jarayonda solishtirma issiqlik sig'imi C_V ichki energiya bilan quyidagicha bog'langandir:

$$dU = C_V dT. \quad (7.17)$$

Istalgan massali gaz uchun esa:

$$dU = \frac{m}{M} C_V dT. \quad (7.18)$$

2. Izobarik jarayon ($p = \text{const}$)

Izobarik jarayon bosim o'zgarmas bo'lganda sodir bo'ladi. Porshen erkin harakatlanadigan tsilindr ichidagi gazni isitish yoki sovutishda izobarik jarayon sodir bo'ladi.

Izobarik jarayonda solishtirma issiqlik sig'imini C_P deb belgilasak, u holda,

$$dQ = C_P dT.$$

Istalgan massali gaz (kilo mol modda miqdori) uchun quyidagiga ega bo'lamiz

$$dQ = \frac{m}{M} C_P dT. \quad (7.19)$$

Birlik massaga teng bo'lgan gaz hajmi V_1 dan V_2 ga o'zgarganda, bajarilgan ish quyidagiga teng bo'ladi:

$$A = \int_{V_1}^{V_2} P dV = P(V_2 - V_1). \quad (7.20)$$

Izobarik jarayonga termodinamikaning birinchi qonunini qo'llasak

$$C_P dT = dU + dA$$

$$C_P dT = dU + P dV, \quad (7.21)$$

Bu ifodaning ikki tarafini dT ga bo'lsak

$$C_P = \frac{dU}{dT} + P \frac{dV}{dT}, \quad (7.22)$$

$$C_P = C_V + P \frac{dV}{dT}, \quad (7.23)$$

Agar $V = RT/P$ bo'lsa, $dV/dT = R/P$ ga teng bo'ladi. U holda

$$C_P = C_V + R, \quad (7.24)$$

Bu ifoda *Mayer tenglamasi* deb ataladi. Izobarik jarayonning issiqlik sig'imi izoxorik jarayon issiqlik sig'imidan gaz doimiysi qiymatiga kattadir, chunki izobarik jarayonda, bosim o'zgarmas bo'lgani uchun gazning kengayishi qo'shimcha issiqlik miqdori talab qilinadi.

3. Izotermik jarayon ($T = \text{const}$)

Izotermik jarayon tenglamasi Boyl - Mariott qonunidan iborat:

$$PV = \text{const}, \quad (7.25)$$

Izotermik jarayonida bajarilgan ishni aniqlaymiz:

$$A = \int_{V_1}^{V_2} PdV = \int_{V_1}^{V_2} RT \frac{dV}{V} = RT \ln \frac{V_2}{V_1} = RT \ln \frac{P_1}{P_2}, \quad (7.26)$$

Izotermik jarayonda termodinamikaning birinchi qonuni quyidagicha ifodalanadi:

$$dQ = dA$$

$T = \text{const}$ bo'lganda, ideal gazning ichki energiyasi o'zgarmaydi, shuning uchun

$$dU = dQ = C_V dT = 0$$

Gazga uzatilgan issiqlik miqdorining barchasi tashqi kuchlarga qarshi bajarilgan ishga sarflanadi

$$dQ = A = RT \ln \frac{V_2}{V_1} = RT \ln \frac{P_1}{P_2}, \quad (7.27)$$

Gazning hajmi kengayganda temperatura pasaymasligi uchun, izotermik jarayon vaqtida tashqi bajargan ishga ekvivalent issiqlik miqdori uzatib turilishi kerak.

4. Adiabatik jarayon

Tashqi muhit bilan issiqlik almashmaydigan jarayon adiabatik jarayon deb ataladi. Adiabatik jarayonda ideal gaz parametrlarini o'zaro bog'laydigan tenglamani topishga harakat qilamiz. Termodinamikaning birinchi qonunidagi

$$dQ = dU + PdV$$

ideal gaz ichki energiyasi o'zgarishini izoxorik issiqlik sig'imi orqali ifodalaymiz:

$$dQ = C_V dT + PdV, \quad (7.28)$$

adiabatik jarayon uchun $dQ=0$, u holda

$$C_V dT + PdV = 0, \quad (7.29)$$

Ideal gaz holat tenglamasiga ko'ra $P = RT/V$ ga teng, shuning uchun

$$C_V dT + RT \frac{dV}{V} = 0$$

yoki

$$\frac{dT}{T} + \frac{R}{C_V} \frac{dV}{V} = 0, \quad (7.30)$$

$$d \left(\ln T + \frac{R}{C_V} \ln V \right) = 0, \quad (7.31)$$

Natijada, adiabatik jarayon uchun quyidagi ifodaga ega bo'lamiz:

$$\ln T + \frac{R}{C_V} \ln V = \text{const}. \quad (7.32)$$

Ideal gaz uchun

$$C_P = C_V + R, \quad C_P - C_V = R \quad \text{yoki} \quad \frac{C_P}{C_V} - 1 = \frac{R}{C_V}.$$

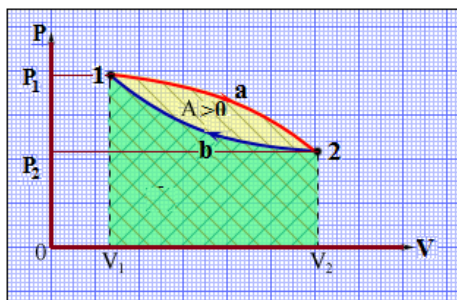
Agar C_P/C_V nisbatni γ – bilan belgilasak, (7.32) – ifoda quyidagi ko'rinishni oladi:

$$\ln T + (\gamma - 1) \ln V = \text{const}$$

bundan $TV^{\gamma-1} = \text{const}$, yoki $PV^\gamma = \text{const}$ adiabat tenglamalariga ega bo'lamiz. Bu tenglamalar Puasson tenglamalari, $C_P/C_V = \gamma$ nisbat esa Puasson koeffitsienti yoki adiabat ko'rsatkichi deb ataladi.

Qaytar va qaytmas jarayonlar.

Tizim bir qator termodinamik holatlardan o'tib, o'zining boshlang'ich holatiga qaytadigan jarayon aylanma jarayon deb ataladi. Jarayonlar diagrammasida tsikl yopiq egri chiziq bilan tasvirlanadi (4 - rasm).



4 - rasm. Termodinamik holatning to'g'ri tsikli o'zgarishi.

Ideal gaz bajargan tsiklni, kengayish jarayoni (1 – a – 2) va siqilish (2 – b – 1) jarayonlariga ajratish mumkin. Gaz kengayishi jarayonida bajarilgan ish (1a 2 V₂, V₁ 1) yuza bilan aniqlanadi va musbat deb hisoblanadi. Gaz siqilishida bajarilgan ish (2b1 V₁, V₂ 2) yuza bilan aniqlanadi va manfiy deb hisoblanadi. Natijada tsikl bo'yicha gazning bajargan ishi (1a 2b 1) yuza bilan aniqlanadi.

Tsiklda musbat ish bajarilsa

$$A = \oint P dV > 0,$$

u jarayon to'g'ri tsikl deb ataladi.

Agarda tsiklda bajarilgan ish manfiy bo'lsa

$$A = \oint P dV < 0,$$

u jarayon teskari tsikl deb ataladi.

To'g'ri tsikl davriy ishlaydigan mashinalar, issiqlik dvigatellarida qo'llaniladi. Bu mashinalar tashqaridan uzatilgan issiqlik miqdori hisobiga ish bajaradi.

Teskari tsikl sovutish qurilmalarida ishlatiladi. Sovutish mashinalarida davriy tsikl davomida tashqi kuchlar bajarigan ishi hisobiga tizimning issiqlikligi temperatura yuqori bo'lgan jismga uzatiladi.

Issiqlik dvigatelining ishlash printsipi quyidagi rasmda keltirilgan (5 - rasm). Temperaturasi yuqori bo'lgan «isitgich» deb ataluvchi termostatdan (T_1) tsikl davomida issiqlik mashinasi Q_1 issiqlik miqdori oladi va temperaturasi past bo'lgan termostatga (T_2) Q_2 issiqlik miqdorini uzatadi.

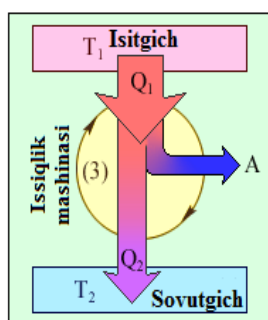
Tsikl davomida bajarilgan ish

$$A = Q_1 - Q_2 > 0$$

dan iborat. Issiqlik dvigatelining foydali ish koeffitsienti $\eta = 1$ bo'lishi uchun $Q_2 = 0$ shart bajarilishi kerak. Ammo bu shart real sharoitlarda bajarilmaydi. Shu sababli, Karno issiqlik dvigateli ishlash uchun kamida ikkita, temperaturalari farqli bo'lgan issiqlik manbalari mavjud bo'lishi kerak, deb ta'kidlaydi.

Issiqlik dvigatellaridagi jarayonga teskari bo'lgan jarayon sovutgich mashinalarida ishlatiladi, uning ishlash printsipi 6 - rasmda keltirilgan.

Termodinamik tizim tsikl davomida temperaturasi past bo'lgan termostatdan (T_2) Q_2 issiqlik miqdori oladi va temperaturasi yuqori bo'lgan termostatga (T_1) Q_1 issiqlik miqdorini uzatadi.



5 - rasm. Issiqlik mashinasining tuzilishi.

$$Q = A = Q_2 - Q_1 < 0$$

shuning uchun bajarilgan ish manfiy hisoblanadi

$$A = P \oint dV < 0,$$

$$Q_1 - Q_2 = -A \text{ yoki } Q_1 = Q_2 + A$$

Temperaturasi yuqori bo'lgan termostatga (T_1) berilgan Q_1 issiqlik miqdori temperaturasi past bo'lgan termostatdan (T_2) olingan Q_2 issiqlik miqdoridan tizim ustidan tashqi kuchlar bajarilgan A ish qiymatiga kattadir.

Tizim aylanma jarayon natijasida o'zining boshlang'ich holatiga qaytadi va tizimning ichki energiyasi o'zgarmaydi

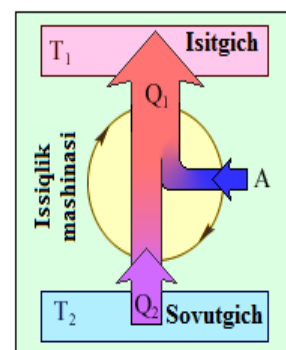
$$dU = 0, \quad Q = A, \quad (7.33)$$

Odatda, aylanma jarayon vaqtida tizim tashqaridan issiqlik miqdorini olishi va unga uzatishi mumkin, shuning uchun

$$Q_1 - Q_2 = Q$$

bu yerda Q_1 — tizimning olgan issiqlik miqdori, Q_2 — tashqariga uzatgan issiqlik miqdori. Shu sababli, aylanma jarayon uchun foydali ish koeffitsienti quyidagicha aniqlanadi:

$$\eta = \frac{A}{Q_1} = \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1} = 1 - \frac{Q_2}{Q_1}, \quad (7.34)$$



6 - rasm. Sovutgich mashinasining tuzilishi.

Termodinamik jarayon agarda, avval to'g'ri tsiklda va keyin teskari tsiklda sodir bo'lsa, u o'z holatiga qaytuvchi jarayon deb hisoblanadi.

Chunki bu holda atrof - muhit va qaralayotgan tizimda ortiqcha o'zgarishlar sodir bo'lmaydi.

shu sharoitga ega bo'lmagan barcha jarayonlar qaytmas jarayonlar deb hisoblanadi.

Istalgan muvozanatdagi jarayon qaytar jarayondir, chunki tizimda sodir bo'ladigan muvozanatli jarayon uchun u to'g'ri yoki teskari yo'nalishda o'tishi muhim emas.

Karno tsikli, ideal issiqlik mashinasining foydali ish ko'effitsienti.

Karno tsikli, bir-biriga bog'liq navbatma-navbat sodir bo'ladigan ikkita izotermik va ikkita adiabatik jarayonlardan iboratdir (7 - rasm).

Rasmda Karnoning qaytar tsikli tasvirlangan, bu yerda ishchi modda ideal gazdan iborat. Bu jarayon uchun foydali ish ko'effitsientini hisoblab ko'ramiz.

Izotermik kengayish va siqilish (1 – 2) va (3 – 4) egri chiziqlar bilan, adiabatik kengayish va siqilish jarayonlari (2 – 3) va (4 – 1) egri chiziqlar bilan tasvirlangan.

Izotermik jarayonda ichki energiya o'zgarmaydi.

$$U = const$$

shuning uchun gazning isitgichdan olgan issiqlik miqdori Q_1 gazning kengayish ishiga A_{12} ga tengdir:

$$A_{12} = RT_1 \ln \frac{V_2}{V_1} = Q_1 \quad (7.35)$$

(2 – 3) adiabatik kengayishda, atrof - muhit bilan issiqlik almashuvchi jism yo'q, shuning uchun gazning kengayishida bajarilgan ish A_{23} ichki energiyaning o'zgarishi hisobiga bajariladi:

$$A_{23} = -C_2(T_2 - T_1)$$

Izotermik siqilishda sovutgichga gazning bergan issiqlik miqdori Q_2 siqilishdagi bajarilgan ish A_{34} ga teng bo'ladi:

$$A_{34} = RT_2 \ln \frac{V_4}{V_3} = -Q_2, \quad (7.36)$$

Adiabatik siqilishda bajarilgan ish A_{41} ga teng

$$A_{41} = -C_4(T_1 - T_2) = -A_{23}$$

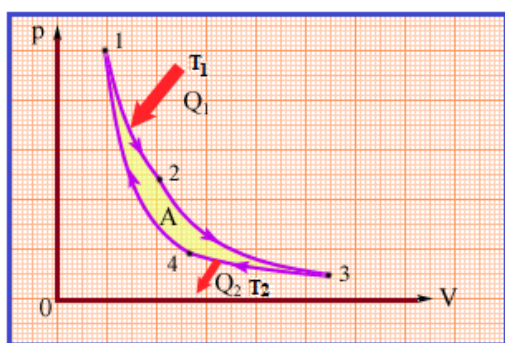
Natijada aylanma jarayonda bajarilgan ish quyidagidan iborat bo'ladi:

$$A = A_{12} + A_{23} + A_{34} + A_{41} = Q_1 + Q_{23} - Q_2 - Q_{23}$$

$$A = Q_1 - Q_2$$

Karno tsiklida foydali ish ko'effitsienti quyidagiga teng bo'ladi:

$$\eta = \frac{A}{Q_1} = \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1} = 1 - \frac{T_2}{T_1}, \quad (7.37)$$



7 - rasm. Karno tsikli.

Karno tsikli uchun foydali ish koeffitsienti isitgich va sovutgichlar temperaturalariga bog'liqdir. Foydali ish koeffitsientini oshirish uchun temperaturalar farqini oshirish zarur.

Entropiya. Termodinamika ikkinchi qonuni.

Oldingi paragrafdagi qaytar va qaytmas jarayonlar uchun keltirilgan diagrammalardan 4 - rasmdagi ideal gaz bajargan ishning musbat turini ko'rib chiqamiz. Ishchi jism P_1 bosim va T_1 temperatura bilan tavsiflanadigan 1 – boshlang'ich holatdan, ketma - ket sodir bo'ladigan izotermik va adiabatik jarayonlar orqali 3 – holatga o'tadi va T_2 – sovutgich temperaturasi ega bo'ladi. Ishchi jismning holatini bunday o'zgarishi isitgichdan olingan Q_1 issiqlik miqdori hisobiga amalga oshadi. Ishchi jismning 3 – holatdan 1 – boshlang'ich holatga qaytib o'tishi yana izotermik va adiabatik siqilish hisobiga amalga oshadi. Holatning bu o'zgarishida ajralib chiqqan Q_2 issiqlik miqdori Q_1 issiqlik miqdori qiymatidan kichikdir:

$$Q_2 < Q_1$$

shunday qilib, ishchi jismning 1 – holatdan 3 – holatga va 3 – holatdan 1 – holatga o'tishdagi qaytar jarayonda ajralib chiqqan va yutilgan issiqlik bir xil miqdorda emas ekan. Buning sababi, 1 – holatdan 2 – holatga ikki xil yo'l bilan o'tilganidadir, ya'ni, 1 – holatdan 3 – holatga o'tish jarayoni katta bosim ostida kengayish, 3 – holatdan 1 – holatga o'tish jarayoni esa, kichik bosim ostida siqilishi hisobiga amalga oshganligidadir. Bundan juda muhim xulosaga kelish mumkin: ishchi jismga uzatilgan yoki undan olingan issiqlik miqdori uning boshlang'ich yoki oxirgi holatiga bog'liq bo'lmay, holatlarni o'zgarish jarayonining ko'rinishiga bog'liqdir. Boshqacha qilib aytganda, Q issiqlik miqdori, ichki energiyaga o'xshash, jism holatining funktsiyasi emas. Bu xulosa, termodinamikaning birinchi qonuni ifodasidan ham ko'rinib turibdi:

$$dQ = dU + dA$$

Jismning dA – bajargan ishi (yoki uning ustidan bajarilgan ish) uni qanday amalga oshirilganiga bog'liqdir. dU – ichki energiyaning o'zgarishi esa, holatning qanday o'zgarishiga bog'liq emas.

Jismga T_1 temperaturali isitgichdan uzatilgan Q_1 issiqlik miqdori, T_2 temperaturali sovutgichga berilgan Q_2 issiqlik miqdoriga teng emas, ammo bu issiqlik miqdorlarning holatlar temperaturalariga nisbatlari, miqdor jihatdan bir-birlariga tengdir:

$$\frac{Q_1}{T_1} = \frac{Q_2}{T_2}, \quad (7.38)$$

Bu Q/T - nisbatni ba'zan keltirilgan (tartibga solingan) issiqlik miqdori deb ataladi. Jarayonning cheksiz kichik qismida jismga uzatilgan keltirilgan issiqlik miqdori $\delta Q/T$ ga tengdir.

Istalgan qaytar aylanma jarayonlarda natijaviy keltirilgan issiqlik miqdori nolga tengdir:

$$\oint \frac{\delta Q}{T} = 0, \quad (7.39)$$

Bu yopiq konturdan olingan integralning nolga teng bo'lishi, integral ostidagi $\delta Q/T$ ifodani qandaydir funktsiyaning to'la diferentsiali ekanligini bildiradi

$$\frac{\delta Q}{T} = dS, \quad (7.40)$$

Bu yerda S – funktsiya holat funktsiyasi yoki entropiya deb ataladi. (7.40) – ifodadan qaytar jarayonlar uchun entropiyaning o'zgarishi nolga tengdir:

$$\Delta S = 0, \quad (7.41)$$

Termodinamikada, qaytmas jarayonlarni vujudga keltiruvchi tizimning entropiyasi ortishi isbotlangan:

$$\Delta S > 0, \quad (7.42)$$

(7.41) – va (7.42) – ifodalardan Klauzius tengsizligini keltirib chiqarish mumkin:

$$\Delta S \geq 0, \quad (7.43)$$

ya'ni, yopiq tizimlarning entropiyasi qaytar jarayonlarda o'zgarmasdan qolishi, qaytmas jarayonlarda esa ortishi mumkin.

Agarda tizim 1-holatdan 3-holatga muvozanatli o'tsa, (7.40)- ifodaga asosan entropiyaning o'zgarishi quyidagicha bo'ladi:

$$\Delta S_{1 \rightarrow 3} = S_3 - S_1 = \int_1^3 \frac{\delta Q}{T} = \int_1^3 \frac{dU + \delta A}{T}, \quad (7.44)$$

Bu yerda entropiya emas, balki entropiyalar farqi fizik ma'noga egadir. (7.44) - ifodaga asoslanib, ayrim jarayonlarda ideal gaz entropiyasining o'zgarishini kuzatamiz:

$$dU = \frac{m}{M} C_V dT, \quad \delta A = PdV = \frac{m}{M} R \frac{dV}{V}$$

bo'lgani uchun

$$\Delta S_{1 \rightarrow 3} = S_3 - S_1 = \frac{m}{M} C_V \int_{T_1}^{T_2} \frac{dT}{T} + \frac{m}{M} R \int_{V_1}^{V_2} \frac{dV}{V},$$

yoki

$$\Delta S_{1 \rightarrow 3} = S_3 - S_1 = \frac{m}{M} \left(C_V \ln \frac{T_2}{T_1} + R \ln \frac{V_2}{V_1} \right), \quad (7.45)$$

1 – holatdan 3 – holatga o'tishda, ideal gazning entropiyasi o'zgarishi $\Delta S_{1 \rightarrow 3}$ o'tish jarayonining 1→3 ko'rinishiga bog'liq emas. Chunki adiabatik jarayonda $\delta Q = 0$ ga teng bo'ladi yoki $\Delta S = 0$ ga teng bo'ladi yoki $S = \text{const}$. Izotermik jarayonda esa $T_1 = T_2$, shu sababli

$$\Delta S = \frac{m}{M} R \ln \frac{V_2}{V_1}$$

Izoxorik jarayonda esa $V_1 = V_2$.

$$\Delta S = \frac{m}{M} C_V \ln \frac{T_2}{T_1}$$

bo'ladi.

statistik fizikada entropiya tizim holatining termodinamik ehtimolligi bilan bog'lanadi va juda chuqur ma'noga ega bo'ladi.

Tizim holatining termodinamik ehtimolligi – makroskopik tizim holati qanday usul bilan hosil qilinganligini bildiradi yoki berilgan makroholat nechta mikroholatlardan iborat ekanligini bildiradi.

Boltsman ta'rifi bo'yicha, tizimning S entropiyasi va termodinamik ehtimolligi quyidagicha bog'langandir

$$S = k \ln w, \quad (7.46)$$

bu yerda k – Boltsman doimiysi. Demak, entropiya termodinamik tizim holati ehtimolligining ko'rsatkichidir yoki entropiya tizim tartibsizligi darajasining o'lchovidir. Haqiqatda, tizim holatini belgilovchi mumkin bo'lgan holatlar soni qancha ko'p bo'lsa, tizimning tartibsizlik darajasi yoki entropiyasi shuncha katta bo'ladi. Shu sababli, qaytmas jarayonlarda tizimning entropiyasi doimo ortib boradi.

Termodinamikaning birinchi qonuni energiyaning saqlanishi va bir turdan ikkinchi turga aylanishi mumkinligini ifodalasa ham, termodinamik jarayonlarning kechish yo'nalishlarini ko'rsata olmaydi.

Masalan, elektr choynak orqali elektr energiyasini issiqlik energiyasiga aylantirib, ma'lum miqdordagi suvni qaynatish mumkin, ya'ni energiyani bir turdan – elektr energiyasidan ikkinchi turga – issiqlik energiyasiga aylantirish mumkin. Ammo termodinamikaning birinchi qonuni, o'sha miqdordagi qaynagan suv issiqlik energiyasini elektr energiyasiga aylantirishni inkor etmasa ham, jarayon yo'nalishini ko'rsata olmaydi.

shunday qilib, termodinamikaning birinchi qonuni termodinamik jarayonlar sodir bo'lishning ehtimollik darajasini mutlaqo ko'rsata olmaydi.

Termodinamikaning ikkinchi qonuni, tabiatda qanday jarayonlar mumkin, qaysilari mumkin emasligini – jarayonlarning o'zgarish yo'nalishlarini aniqlash orqali belgilab bera oladi.

Entropiya tushunchasi va Klauzius tengsizligi orqali termodinamikaning ikkinchi qonunini shunday ta'riflash mumkin: *yopiq tizimlardagi istalgan qaytmas jarayonlarda tizim entropiyasi oshib boradi.*

Ikkinchi tarafdin, ideal mashinaning foydali ish koeffitsienti

$$\eta = \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1} = \frac{T_1 - T_2}{T_1}$$

ga teng edi, ya'ni isitgich va sovutgichlar temperaturallari farqi qancha katta bo'lsa, foydali ish koeffitsienti ham shuncha katta bo'ladi. Istalgan foydali ish bajarilganda, tizimning qolgan energiyasi foydalanib bo'lmaydigan boshqa turdagi energiyalarga aylanadi. Boshqacha qilib aytganda, energiyaning ko'p qismi foydali ko'rinishga ega bo'lmaydi, sifatsiz ko'rinishga o'tadi. Shu sababli, entropiya doimo energiya sifatining buzilganlik darajasini bildiradi.

1906 yilda termodinamika Nernst tomonidan empirik yo'l bilan kashf qilingan yangi fundamental qonun bilan boyidi. Bu qonun Nernstning issiqlik teoremasi deb ataladi. Nernst teoremasi ko'pincha termodinamikaning uchinchi qonuni deb yuritiladi. Nernst teoremasining ta'rifi quyidagicha bo'ladi:

Absolyut nolga yaqinlashishda sistemaning absolyut entropiyasi ham bunda sistemaning holatini harakterlovchi barcha parametrlarning qanday qiymatlar qabul qilishidan qat'i nazar, absolyut nolga intiladi, ya'ni

$$T = 0 \quad \text{bo'lganda,} \quad S = 0. \quad (7.47)$$

Haqiqatan ham, absolyut nolda termodinamik sistemaning holatiga eng kam tartibsizlik (ya'ni eng ko'p tartiblilik) to'g'ri keladi. Hamma atomlar ma'lum joylarda, ya'ni qattiq jism kristall panjarasining tugunlariga, barcha elektronlar esa eng past energetik sathlarga joylashadi. Bu holat absolyut nolda mumkin bo'lgan yagona (haqiqiy) holat bo'lib, uning ehtimolligi birga

teng. Shuni qayd etish kerakki, nemis fizigi Nernst (7.47) munosabatga boshqa yo'l bilan, ya'ni past temperaturalarda jismning issiqlik sig'irlarining o'zgarishining natijasida keldi.

Xulosa qilib aytish kerakki, termodinamikaning ikkita asosiy qonuni va Nernstning issiqlik teoremasi issiqlik texnikasining asosi hisoblanadi. Bu uchta qonun barcha termodinamik jarayonlarni tahlil qilish va turli issiqlik mashinalarini hisoblashga imkon beradi.

Termodinamikaning ikkinchi qonunini quyidagicha yana ta'riflash mumkin:

1-Kelvin ta'rifi: Isitgichdan olingan issiqlik miqdorini faqat shunga ekvivalent bo'lgan ishga aylantiruvchi aylanma jarayonlar bo'lishi mumkin emas;

2-Klauzius ta'rifi: Temperaturasi past bo'lgan jismga issiqlik beruvchi faqat yagona jarayondan iborat aylanma jarayon bo'lishi mumkin emas.

Nazorat savollari

1. Molekulalarning issiqlik harakati energiyasi formulasini yozing. Erkinlik darajasini tushuntiring.
2. Termodinamikaning I qonunini, ta'rifi va ifodasini yozing. Issiqlik sig'imi nima?
3. Gazlarning bajargan ishi, ichki energiya ifodalarini yozing. Issiqlik sig'imi nima?
4. Jismning issiqlik holatini qaysi kattalik belgilaydi?
5. Moddaning ichki energiyasini qanday usullar bilan o'zgartirish mumkin?
6. Turli izojarayonlarda bajarilgan ish, issiqlik sig'imi va termodinamikaning I qonunini tushuntiring.
7. Issiqlik mashinani FIK i nimaga bog'liq?
8. Entropiya nima? Uning fizik ma'nosi qanday?
9. Termodinamikaning II qonuni qanday ta'riflanadi.
10. Gaz jarayonlari uchun termodinamika birinchi qonunining formulasini yozing?

Ma'ruza № 8

Elektrodinamika asoslari

Reja:

1. Elektr zaryadi. Elektr zaryadining saqlanish qonuni.
2. Kulon qonuni.
3. Elektr maydoni. Elektr maydon kuchlanganligi.
4. Elektr induksiya vektori kuch chiziqlari va oqimi.
5. Elektrostatik maydon uchun superpozitsiya printsipi. Dipol maydoni.
6. Ostrogradskiy – Gauss teoremasi.
7. Elektr maydonida zaryadni ko'chirishda bajarilgan ish.
8. Maydon potentsiali. Zaryadning potentsial energiyasi.

Elektrodinamika – elektr zaryadlari orasidagi o'zaro ta'sirni amalga oshiruvchi elektromagnit maydon qonunlari haqidagi bo'limdir.

Eng sodda elektr va magnit hodisalari juda qadim zamonlardan oq odamlarga ma'lum bo'lgan. Bu hodisalarni yagona sistemaga keltirish uchun ko'plab tajribalar o'tkazilgan, kashfiyotlar qilingan. 1785 yilda frantsuz fizigi sh. Kulon (1736-1806) nuqtaviy zaryadlar orasidagi o'zaro ta'sir qonunini yaratdi. 1820 yil daniyalik fizik Ersted (1777-1851) elektr toki atrofida magnit maydoni hosil bo'lishini kashf etdi. 1831 yilda M. Faradey (1791-1867) elektromagnit induksiya hodisasini ochdi. Ingliz olimi J. Maksvell (1831-1879) elektrodinamikaning asosiy qonunlarini yaratdi va 1867 yilda e'lon qildi. U o'zini nazariyasida

tabiatda yagona elektromagnit maydon mavjudligini ko'rsatdi. Nemets fizigi G. Gerts (1857-1894) elektromagnit to'lqinlarining mavjudligini tajribada isbotlab, Maksvell nazariyasini tasdiqladi.

Elektr zaryadi. Elektr zaryadining saqlanish qonuni.

Jun matoga ishqalangan qahrabo tayoqcha engil narsalarni tortish qobiliyatiga ega bo'lishi juda qadim zamonlardan ma'lum bo'lgan. Ingliz shifokori va fizigi Jilbert (XVI asrning oxiri) ishqalashdan keyin engil narsalarni torta olish qobiliyatiga ega bo'lgan jismlarni elektrlangan (yunoncha qahrabolangan) deb atadi va elektr so'zi qo'llanila boshlandi. Qahrabo so'zi yunoncha bo'lib, electron demakdir. Elektr degan nom ham ushbu so'zdan kelib chiqqan. Tabiatdagi moddalarning turli-tumanligiga qaramasdan faqat ikki xilgina, qarama-qarshi ishorali elektr zaryadlari mavjud. Amerikalik fizik R.Milliken (1868-1953) tajribalar yordamida elektr zaryadi diskret ekanligini, ya'ni istalgan jismning zaryadi elementar elektr zaryadi e ($e = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ C}$) ga karrali ekanligini aniqladi. Boshqacha aytganda istalgan jismning zaryadi $Q = \pm Ne$, (N -butun son) bo'lmog'i kerak. Elektron ($m_e = 9.11 \cdot 10^{-31} \text{ kg}$) va proton ($m_p = 1.67 \cdot 10^{-27} \text{ kg}$) mos ravishda manfiy va musbat elementar zaryadli zarralardir.

Demak har qanday jism massasidan tashqari elektr zaryadi bilan ham xarakterlanadi. Va ular orasida na faqat gravitatsion, balki elektromagnit ta'sir ham mavjuddir. Bir xil ismli zaryadlar itarishadi, turli ismlilari esa tortishishadi. Shuni alohida ta'kidlash lozimki elektromagnit ta'sir gravitatsion ta'sirdan ko'p marta kuchliroqdir. Shu bilan birga gravitatsion ta'sir barcha jismlarga xos bo'lsa, elektromagnit ta'sir faqatgina zaryadlangan jismlargagina xos xususiyatdir. Elektromagnit ta'sirning kuchliligi jismdagi zaryad miqdoriga bog'liq bo'ladi.

Tabiatdagi barcha jismlar elektrlanib qolish qobiliyatiga ega. Elektrlanish esa turlicha usullar bilan amalga oshiriladi. Ularning eng soddasi bir jismni ikkinchisiga ishqalashdir. Masalan, teriga ishqalangan shisha tayoqcha musbat, junga ishqalangan qahrabo tayoqcha esa manfiy zaryadlanib qoladi. Xo'sh bu zaryadlar qanday paydo bo'ladi? shuni ta'kidlash lozimki barcha jismlarda elektr zaryadi mavjud. Faqatgina elektroneytral, ya'ni zaryadlanmagan jismlarda musbat va manfiy zaryadlarning miqdori teng. Tayoqchalarni matoga ishqalash esa zaryadlarning paydo bo'lishiga emas, balki ularning qayta taqsimlanishigagina olib keladi. Natijada ularning birida musbat zaryad ko'proq yig'iladi va tayoqcha musbat zaryadlanib qoladi, boshqasida esa manfiy zaryadlar ko'proq qoladi va tayoqcha manfiy zaryadlanib qoladi. Tayoqcha mato sistemasida esa zaryadlar miqdori o'zgarmay qolaveradi. Ya'ni biror jarayonda hosil bo'ladigan zaryadlarning algebraik yig'indisi nolga teng bo'ladi.

Juda ko'plab jumladan, o'z tajribalari asosida ingliz fizigi M.Faradey 1843 yilda tabiatning fundamental qonunlaridan biri elektr zaryadining saqlanish qonunini ta'rifladi: Istalgan yopiq sistemada, sistema ichida qanday jarayonlar ro'y berishidan qat'iy nazar elektr zaryadlarining algebraik yig'indisi o'zgarmaydi.

$$q_1 + q_2 + q_3 + \dots + q_n = \sum_{i=1}^n q_i = \text{const.} \quad (8.1)$$

bu erda n – sistemadagi zaryadlar soni.

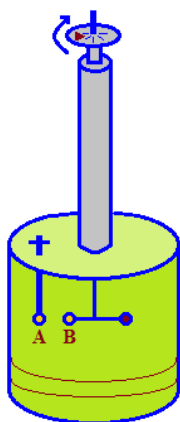
Yopiq sistema deb tashqi jismlar bilan zaryad almashmaydigan sistemaga aytiladi.

Elektr zaryadi paydo ham bo'lmaydi, yo'qolmaydi ham, u faqat bir jismdan ikkinchiga uzatiladi yoki shu sistema ichida qayta taqsimlanadi.

Elektr zaryadi – relyativistik invariant kattalik bo'lib, uning miqdori qanday sanoq sistemasida qaralayotganligiga, zaryadning harakatda yoki tinch turganligiga mutlaqo bog'liq emas. Elektr zaryadining SI dagi birligi hosilaviy kattalik bo'lib, 1A tok oqayotgan o'tkazgichning ko'ndalang kesim yuzasidan 1 s da oqib o'tgan zaryadlar miqdoriga tengdir. Bu zaryad miqdoriga 1 kulon (C) deyiladi.

Kulon qonuni.

Nuqtaviy zaryad deb, shunday zaryadlangan jismlarga aytiladiki, bu jismlarning o'lchamlari ular orasidagi masofaga nisbatan juda kichik bo'ladi. Har qanday zaryadlangan jismni nuqtaviy zaryadlarning to'plami deb qarash mumkin.



1 - rasm. Kulon qonunini tekshirish uchun buralma tarozi.

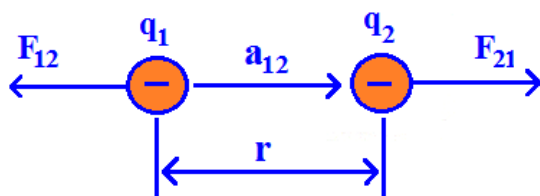
Ikkita nuqtaviy zaryadning o'zaro ta'sir qonunini Fransuz fizigi sharl Kulon 1785 – yilda tajribada aniqladi. Kulon burama tarozi orqali nuqtaviy zaryadlar orasidagi o'zaro ta'sir kuchini, ularning zaryadlari miqdori va oralaridagi masofaga bog'liqligini o'rgandi va quyidagi xulosaga keldi: ikkita qo'zg'almas nuqtaviy zaryadlar orasidagi o'zaro ta'sir kuchi zaryadlarning har birining miqdorlari ko'paytmasiga to'g'ri proporsional va ular orasidagi masofaning kvadratiga teskari proporsionaldir.

Buralma tarozi quyidagicha tuzilgan: katta shisha ballon ichiga ingichka egiluvchan sigma (1 - rasm) shisha shayn osib qo'yilgan. Shaynning bir uchida A metal sharcha, ikkinchi uchida posangi qo'yilgan. Simning yuqorigi uchi asbobning kallagiga ulangan, u ipning og'ish burchagini aniq o'lchashga imkon beradi. Tarozi ichida xuddi A sharcha o'lchamiga teng bo'lgan B metal sharcha shisha tayoqchaga osib qo'yilgan. Zaryadlar orasidagi o'zaro ta'sir kuchi ular orasidagi masofaga qanday bog'liqligini aniqlashda A va B sharchalar ixtiyoriy ravishda zaryadlanadi. Bir xil ishorali zaryadlangan A va B sharchalar o'zaro itarishib, biror ma'lum masofada turadi. Bu masofani asbob shkalasi orqali aniqlash mumkin. Shunday qilib bu tajribada zaryadlangan sharchalar orasidagi ta'sir kuchini aniqlash mumkin.

Kuchning yo'nalishi zaryadlarni tutashtiruvchi to'g'ri chiziq bo'ylab yo'nalgandir (2 - rasm):

$$\vec{F}_{12} = -k \frac{q_1 q_2}{r^2} \cdot \vec{a}_{12}, \quad (8.2)$$

bu yerda k – proporsionallik koeffitsienti, q_1 va q_2 ta'sir qiluvchi zaryadlar miqdori, r – zaryadlar orasidagi masofa, $\vec{a}_{12}$ – q_1 zaryaddan q_2 zaryadga yo'nalgan birlik vektor $\vec{F}_{12}$ – q_1 zaryadga ta'sir etuvchi kuchdir.



2 - rasm. Qo'zg'almas nuqtaviy zaryadga ta'sir etuvchi kuch.

$\vec{a}_{12}$ – birlik vektor bilan o'zaro ta'sir kuchning yo'nalishini belgilasak, $\vec{F}_{12}$ – kuch $\vec{F}_{21}$ kuchdan yo'nalishi va ishorasi bilan farq qiladi:

$$\vec{F}_{21} = k \frac{q_1 q_2}{r^2} \cdot \vec{a}_{12}. \quad (8.3)$$

$\vec{F}_{12}$ va $\vec{F}_{21}$ – kuchlarning moduli bir-biriga tengdir:

$$F = k \frac{q_1 q_2}{r^2}, \quad (8.4)$$

Ikkita zaryadlar orasidagi o'zaro ta'sir kuchi, ular yaqiniga boshqa zaryadlar yaqinlashtirilsa, o'zgarmaydi.

Agar q_a – zaryad atrofida $q_1, q_2, \dots, q_n$ zaryadlar to'plami bo'lsa, natijaviy kuch quyidagicha teng bo'ladi:

$$\vec{F} = \sum_{i=1}^n \vec{F}_{ai}, \quad (8.5)$$

Kulon qonunida k – proportsionallik koeffitsientining son qiymatini xohlagancha tanlab, unga istalgan birlikni berish mumkin, ammo amalda eng qulay bo'lgan birliklar tizimi ishlatiladi.

Zaryadning amaliy birligi qilib 1 Kulon (K) olinadi. XB tizimida 1 Kulon zaryad birligi 1 sek vaqt ichida 1 Amper tok o'tishi uchun zarur bo'lgan zaryad miqdoriga tengdir: $Q = It = 1 \text{ A} \cdot 1 \text{ s} = 1 \text{ C}$. Bu holda $k = 1/4\pi\epsilon_0$ ga tengdir.

Zaryadlar ta'sir etuvchi muhit vakuum bo'lsa, u muhit ϵ_0 – dielektrik singdiruvchanlikka ega bo'ladi, u holda, Kulon qonuni quyidagicha yoziladi:

$$F = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{q_1 q_2}{r^2}$$

ϵ_0 elektr doimiysining son qiymatini aniqlash uchun ikkita nuqtaviy zaryadlarning har bir 1 C dan bo'lsin va ular orasidagi masofa 1 m bo'lib, vakuumda joylashgan bo'lsin. Kulon qonuniga asosan:

$$F = \frac{3 \cdot 10^9 \cdot 3 \cdot 10^9}{(10^2 \text{ sm})^2} = 9 \cdot 10^9 \text{ N}$$

ga teng bo'ladi. Boshqa tarafdin

$$\frac{1 \text{ C} \cdot 1 \text{ C}}{4\pi\epsilon_0 \cdot 1 \text{ m}^2} = 9 \cdot 10^9 \text{ N}$$

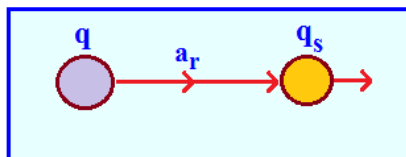
Bundan,

$$\epsilon_0 = \frac{1}{4\pi \cdot 9 \cdot 10^9} \left(\frac{F}{m} \right) = 8,85 \cdot 10^{-12} \frac{F}{m} \left(\frac{C^2}{N \cdot m^2} \right)$$

Elektr maydoni. Elektr maydon kuchlanganligi.

Qo'zg'almas zaryadlar orasidagi o'zaro ta'sir elektr maydoni orqali sodir bo'ladi. Nima uchun qo'zg'almas zaryadlarning o'zaro ta'siri deyishimizga katta sabab bor.

Efirda elektromagnit maydon borligiga oldinroq e'tibor bergan edik. Magnit maydoni asosan harakatdagi zaryadlarga ta'sir etadi. Aksincha, harakatdagi zaryad magnit maydonini hosil qiladi. Shu sababli, zaryadlarning elektr maydonini o'rganishda doimo qo'zg'almas zaryadlarni tanlab olamiz. Bu bilan elektromagnit maydonini xuddi ikkiga ajratib, faqat elektr maydonidagi hodisalarni o'rganamiz, deb tasavvur etamiz.



3 - rasm. Elektr maydoniga kiritilgan sinovchi zaryadga ta'sir etuvchi kuch.

Har qanday zaryad o'zi egallagan fazoda elektr maydoni hosil qilishi bilan, fazoga o'zgartirish kiritadi. Hosil bo'lgan elektr maydoni, shu maydonning istalgan nuqtasiga kiritilgan zaryadga, ma'lum bir kuch bilan ta'sir qiladi. Bu maydon birligini bilish uchun shu fazoga – maydonga sinovchi zaryadni kiritamiz. Agar q – zaryad maydoniga q_s sinovchi zaryad kiritsak va uni qo'zg'almas deb hisoblasak, q_s – zaryadga quyidagi kuch ta'sir etadi (3 - rasm):

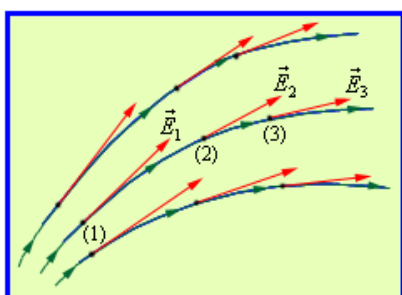
$$\vec{F} = \left(\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{q}{r^2} \cdot \vec{a}_r \right) \cdot q_s, \quad (8.6)$$

$\vec{a}_r$ – birlik vektor. Demak, bu kuch q_s – sinovchi va elektr maydonini hosil qiluvchi q – zaryadlar miqdoriga bog'liqdir.

Agar q zaryad maydoni atrofidagi fazoga q_s^1, q_s^2 har xil sinovchi zaryadlar kiritsak, ta'sir etuvchi kuchlar F^1, F^2 bo'ladi va F^i/q_s^i nisbat doimo o'zgarmas ($q\vec{a}_r/4\pi\epsilon_0 r^2$) qiymatga teng bo'ladi, ya'ni q zaryadning hosil qilgan maydonining xususiyatini belgilaydi. Bu nisbat hosil bo'lgan elektr maydonining kuchlanganligi deb ataladi:

$$\vec{E} = \frac{\vec{F}}{q_s}, \quad (8.7)$$

Bu maydon kuchlanganligi asosan, $\vec{F}$ – kuch va sinovchi zaryad turgan masofa bilan belgilanadi:



4 - rasm. Elektr maydon kuchlanganligi chiziqlari.

$$\vec{E} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{q}{r^2} \cdot \vec{a}_r, \quad (8.8)$$

XB – tizimida 1 C zaryadga 1 m masofada 1 N kuch ta'sir etishini bildiradi va V/m bilan o'lchanadi.

Agar $\vec{F} = q\vec{E}$ bo'lsa, musbat zaryadga ta'sir etuvchi kuch yo'nalishi $\vec{E}$ vektor bilan mos tushadi, manfiy zaryadga ta'sir etuvchi kuch esa, $\vec{E}$ maydon

yo'nalishiga teskari bo'ladi.

Agar qaralayotgan nuqta, sirt yoki hajmda N ta zaryadlar to'plami bo'lsa, ular hosil qilgan maydon kuchlanganligi alohida zaryadlar elektr maydon kuchlanganligining vektor yig'indisiga teng bo'ladi:

$$\vec{E} = \sum_{i=1}^n \vec{E}_i, \quad (8.9)$$

Ana shu ifoda elektr maydonlarining superpozitsiya printsipli yoki qo'shilish printsipli deb

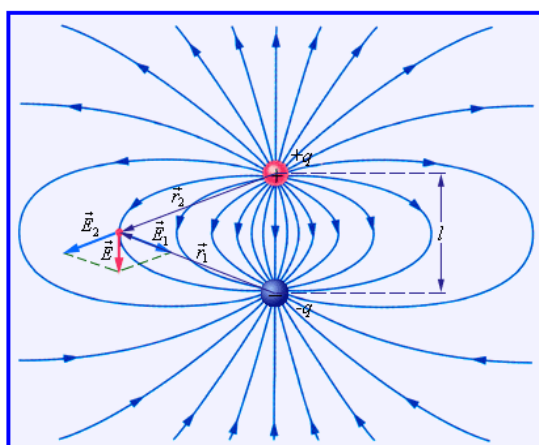
ataladi. Zaryadning fazodagi elektr maydonini ko'rinishini tasvirlash uchun elektr maydon kuchlanganligi chiziqlaridan foydalanamiz (4 - rasm).

Agar elektr maydon kuch chiziqlari egri chiziqdan iborat bo'lsa, kuchlanganlik chiziqlari har bir nuqtaga o'tkazilgan urinmadan iborat bo'ladi. Chiziqlar zichligi elektr maydon kuchlanganligining shu nuqtadagi kattaligini bildiradi.

Nuqtaviy zaryad maydon kuchlanganligi chiziqlari radial chiziqlardan iboratdir.

Musbat zaryad uchun kuch chiziqlari yo'nalishi zaryaddan chiqqan bo'ladi (5 - rasm).

Manfiy zaryad uchun esa, kuch



5 - rasm. Manfiy va musbat nuqtaviy zaryadlarning elektr maydon kuch chiziqlari.

chiziqlari yo'nalishi zaryadga yo'nalgan bo'ladi (5 - rasm). Kuch chiziqlari bir zaryaddan chiqib ikkinchi zaryadda tugaydi.

Elektr induksiya vektori kuch chiziqlari va oqimi.

Elektr maydon kuchlanganligi va kuch chiziqlari musbat nuqtaviy zaryaddan boshlanadi va markazidan tashqariga yo'nalgan radial chiziqlardan iborat edi; manfiy nuqtaviy zaryad kuch chiziqlari markazga yo'nalgan radial chiziqlardan iboratdir. Ammo, bu kuch chiziqlari qaergacha davom etadi?

Vakuumda kuch chiziqlari uzluksizdir. Dielektrlarda bo'linish chegarasigacha davom etadi, ya'ni cheklangan bo'ladi.

shunday qilib, bir jinsli bo'lgan dielektrlarda kuch chiziqlarining uzluksizlik sharti bajarilmaydi. Shuning uchun ham, ixtiyoriy ko'rinishdagi dielektrlar ichidagi maydonni tavsiflash uchun uning bo'linish chegarasidan uzluksiz o'tadigan yangi $\vec{D}$ vektor kattalik kiritiladi. Bu vektor kattalik elektr induksiya vektori deb ataladi.

Elektr induksiya vektori chiziqlari ixtiyoriy muhitda uzluksiz bo'lishi uchun, $\vec{E}$ kuchlanganlik vektori bilan quyidagi munosabatda bog'langan bo'lishi shart.

$$\vec{D} = \varepsilon \varepsilon_0 \vec{E}, \quad (8.10)$$

ya'ni

$$\vec{D} = \frac{\varepsilon \varepsilon_0}{4\pi \varepsilon \varepsilon_0} \frac{q}{r^3} \vec{r} = \frac{1}{4\pi} \frac{q}{r^3} \vec{r}, \quad (8.11)$$

bu yerda $\varepsilon \varepsilon_0$ – vakuum bilan dielektrikning elektr singdiruvchanliklaridan qutilganimiz uchun, elektr induksiya vektori $\vec{D}$ ning uzluksizligi ta'minlanadi. Shu sababli, elektr kuch chiziqlari bir muhitdan ikkinchi muhitga o'tishda uzluksizligi ta'minlanganligi uchun (8.10) - ifodani ko'pinchalik elektr ko'chishi deb ataladi. skalyar ko'rinishda

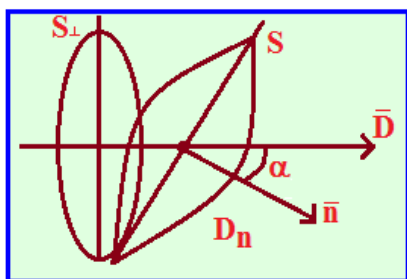
$$D = \frac{1}{4\pi} \frac{q}{r^2}$$

ga ega bo'lamiz. Shunday qilib, ixtiyoriy muhitda nuqtaviy zaryad hosil qilgan maydonning biror nuqtasidagi induksiya shu zaryadga to'g'ri proporsional, masofa kvadratiga teskari proporsionaldir.

Elektr induksiya vektori $\vec{D}$ miqdor jihatdan bir birlik yuzadan tik ravishda o'tayotgan induksiya chiziqlarini, ya'ni uning sirt zichligini ifodalaydi (6 - rasm).

Bir jinsli elektr maydonidagi ixtiyoriy S yuza orqali tik ravishda o'tayotgan induksiya chiziqlari induksiya oqimlari deb ataladi.

$$N = D_n S = DS_{\perp} = DS \cos \alpha. \quad (8.12)$$



6 - rasm. Elektr induksiya vektori.

Agar elektr maydoni bir jinsli bo'lmasa $\vec{D} \neq \text{const}$ u holda, dS elementar yuza sohasidagi maydonni bir jinsli deb hisoblash mumkin. U vaqtda (8.12) ifoda quyidagi differentsial ko'rinishga ega bo'ladi:

$$dN = D_n dS = D dS \cos \alpha. \quad (8.13)$$

Ixtiyoriy S sirtidan o'tuvchi elektr induksiya oqimi N cheksiz ko'p shunday elementar elektr induksiya oqimlari dN ning yig'indisi bilan ifodalanadi:

$$N = \int_s D_n dS = \int_s D dS_{\perp}. \quad (8.14)$$

Elektrostatik maydon uchun superpozitsiya printsipli. Dipol maydoni.

$q_1, q_2, \dots, q_n$ harakatsiz zaryadlar sistemasi hosil qiladigan elektrostatik maydonning har bir nuqtasida kuchlanganlik vektori $\vec{E}$ ning qiymati va yo'nalishini aniqlash kerak bo'lsin. Buning uchun mexanika bo'limida foydalanilgan kuchlar ta'sirining mustaqillik printsipidan foydalanamiz: ya'ni sinash zaryadi q_s ga maydon tomonidan ta'sir etadigan $\vec{F}$ kuch, unga har bir q_i zaryad tomonidan ko'rsatiladigan $\vec{F}_i$ kuchlarining vektorial yig'indisiga teng:

$$\vec{F} = \sum_{i=1}^n \vec{F}_i = \vec{F}_1 + \vec{F}_2 + \dots + \vec{F}_n. \quad (8.15)$$

Agar $\vec{F} = q_s \vec{E}$, $\vec{F}_1 = q_s \vec{E}_1$, $\vec{F}_2 = q_s \vec{E}_2$, $\dots$, $\vec{F}_n = q_s \vec{E}_n$ ligini nazarda tutsak va ularni (8.15) ga qo'ysak quyidagiga ega bo'lamiz.

$$q_s \vec{E} = q_s \vec{E}_1 + q_s \vec{E}_2 + \dots + q_s \vec{E}_n = \sum_{i=1}^n (q_s \vec{E}_i) = q_s \sum_{i=1}^n \vec{E}_i$$

bu erda $\vec{E}$ – natijaviy maydon kuchlanganligi, $\vec{E}_i$ lar har bir zaryad hosil qilgan maydon kuchlanganliklari. q_s ga qisqartirsak quyidagi ko'rinishga ega bo'ladi.

$$\vec{E} = \vec{E}_1 + \vec{E}_2 + \dots + \vec{E}_n = \sum_{i=1}^n \vec{E}_i \quad (8.16)$$

(8.16) elektrostatik maydon uchun superpozitsiya printsipli deyiladi. Zaryadlar sistemasi hosil qiladigan maydon kuchlanganligi $\vec{E}$, shu nuqtada har bir zaryad alohida hosil qiladigan maydonlar kuchlanganliklarining geometrik yig'indisiga teng. Superpozitsiya printsipli istalgan harakatsiz zaryadlar sistemasining elektrostatik maydonini hisoblashga imkon beradi.

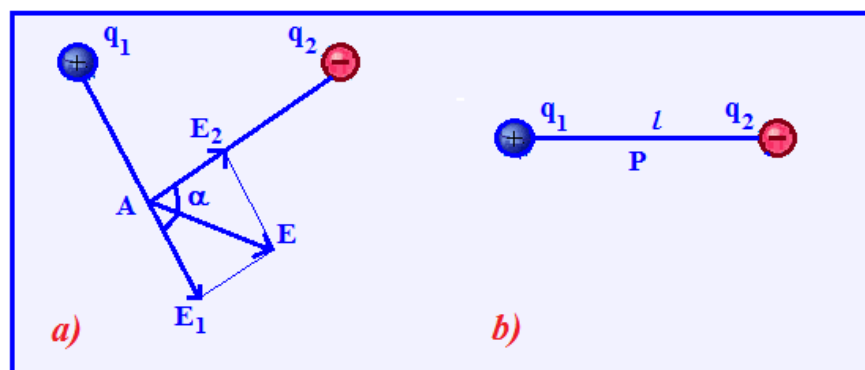
Eng sodda hol ikkita zaryad hosil qilgan maydonning A nuqtadagi kuchlanganligini aniqlashdir. Superpozitsiya printsipliga asosan

$$\vec{E} = \vec{E}_1 + \vec{E}_2, \quad (8.17)$$

bu erda $\vec{E}$ zaryadlar sistemasining A nuqtadagi kuchlanganligi, $\vec{E}_1$ va $\vec{E}_2$ lar mos ravishda q_1 va q_2 zaryadlarning shu nuqtada hosil qilgan maydon kuchlanganliklari. $\vec{E}$ vektorning moduli kosinuslar teoremasiga asosan aniqlanadi.

$$E = \sqrt{E_1^2 + E_2^2 + 2E_1E_2 \cdot \cos \alpha} \quad (8.18)$$

bu erda α – $\vec{E}_1$ va $\vec{E}_2$ vektorlar orasidagi burchak (7, a – rasm).



7 - rasm. Ikkita nuqtaviy zaryadning A nuqtadagi maydon kuchlanganligi (a) va dipol momenti (b).

Elektr dipoli deb, qiymatlari teng, ishoralari turli, bir-biridan l masofada joylashgan ikkita zaryadlardan iborat sistemaga aytiladi. Zaryadlarni tutashtiruvchi l kesmaga dipol o'qi deyilib, u ko'rilayotgan maydon nuqtasigacha bo'lgan masofaga nisbatan juda kichikdir (7, b – rasm). Dipol o'qi bo'ylab manfiy zaryaddan musbat zaryadga qarab yo'nalgan va kattaligi dipol o'qiga teng bo'lgan vektorga dipol elkasi $\vec{l}$ deyiladi.

Yo'nalishi dipol elkasining yo'nalishi bilan mos keluvchi va zaryad $|q|$ ning elka $\vec{l}$ ga ko'paytmasi bilan aniqlanuvchi

$$\vec{P} = |q| \cdot \vec{l}, \quad (8.19)$$

kattalikka dipolning elektr momenti yoki dipol momenti deyiladi.

Ostrogradskiy – Gauss teoremasi.

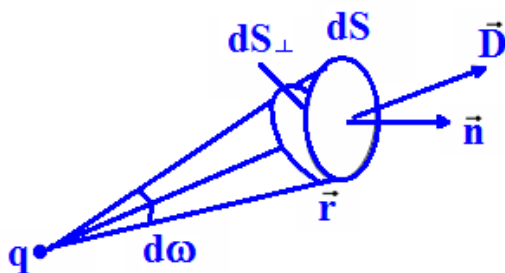
Faraz qilaylik, q zaryad ixtiyoriy yopiq S sirt ichida joylashgan bo'lsin (8 - rasm). Elektr induksiya vektorining ifodasiga ko'ra:

$$\vec{D} = \frac{1}{4\pi} \frac{q}{r^3} \vec{r}$$

bu yerda $\vec{D}$ – vektor zaryad joylashgan nuqtadan chiqqan bo'lib, $\vec{r}$ – radius - vektor bo'ylab yo'naladi. Shuning uchun $\vec{n}$ normal bilan $\vec{D}$ vektor orasidagi fazoviy burchak dS va $dS_{\perp}$ sirlari orasidagi burchakka tengdir. U vaqtda elementar dS sirtidan chiqayotgan elektr induksiya oqimi quyidagiga teng bo'ladi:

$$dN = \frac{1}{4\pi} \frac{q}{r^2} dS_{\perp}, \quad (8.20)$$

bu yerda $dS_{\perp}/r^2 = d\omega$ – elementar fazoviy burchakka teng bo'lgani uchun



8 - rasm. Yopiq sirtning fazoviy burchagiga to'g'ri keluvchi elektr induksiya vektori.

$$dN = \frac{1}{4\pi} q \cdot d\omega, \quad (8.21)$$

ega bo'lamiz. Agar butun shar sirti bo'yicha integrallasak

$$N = \oint_s \frac{q}{4\pi} d\omega = \frac{q}{4\pi} \cdot 4\pi = q. \quad (8.22)$$

Ostrogradskiy - Gauss teoremasining

matematik ifodasiga ega bo'lamiz. Yopiq sirtidan chiqayotgan elektr induksiya oqimi shu sirt ichidagi zaryad miqdoriga teng.

Yopiq sirt ichida $q_1, q_2, \dots, q_n$ zaryadlar bo'lsa, elektr induksiya vektori quyidagiga teng bo'ladi:

$$\vec{D} = \vec{D}_1 + \vec{D}_2 + \dots + \vec{D}_n = \sum_{i=1}^n \vec{D}_i.$$

Elektr induksiya oqimi esa,

$$N = \sum_{i=1}^n q_i, \quad (8.23)$$

ya'ni yopiq sirt ichidagi zaryadlarning arifmetik yig'indisiga teng bo'ladi.

Haqiqatda, kuch chiziqlarining oqimi sirt radiusiga bog'liq emas, ikkita sirt orasidagi fazoda, zaryadlar yo'q bo'shliqda uzluksizdir, shu sababli, zaryadni o'rab olgan ixtiyoriy sirtidan o'tadigan elektr induksiya oqimi (8.22) ifoda bilan aniqlanadi va u Ostrogradskiy - Gauss teoremasining integral ko'rinishi deb hisoblanadi.

Ostrogradskiy - Gauss teoremasini amalda tadbqiq etish uchun, quyidagi tushunchalarni kiritamiz:

Zaryadlarning hajmiy zichligi deb, jismning bir birlik xajmiga mos kelgan zaryadga miqdor jihatdan teng bo'lgan fizik kattalikka aytiladi, ya'ni

$$\rho = \frac{q}{V}, \quad (8.24)$$

bu yerda q – jismning V – hajmiga mos kelgan zaryad miqdori.

Zaryadning sirt zichligi deb, jismning bir birlik sirt yuzasiga mos kelgan zaryadga miqdor jihatdan teng fizik kattalikka aytiladi, ya'ni

$$\sigma = \frac{q}{S}, \quad (8.25)$$

bu yerda q – jismning S yuzasiga mos kelgan zaryad miqdori.

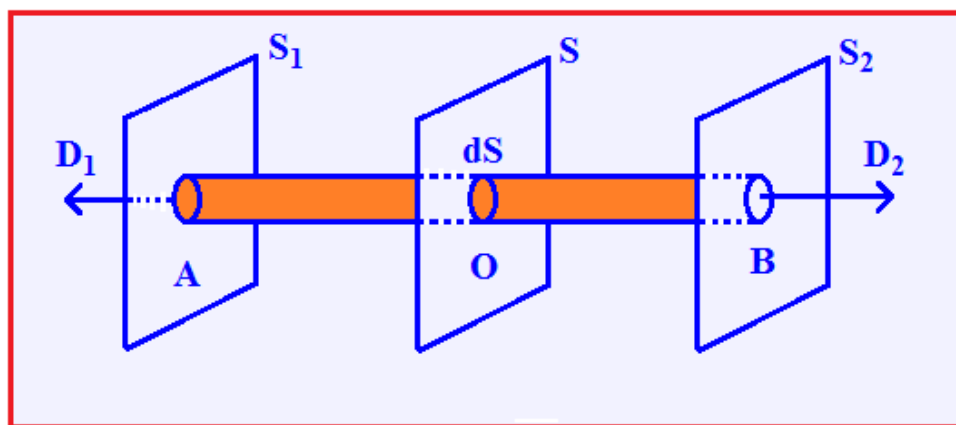
Zaryadning chiziqli zichligi deb, jismning uzunlik birligiga mos kelgan zaryadga miqdor jihatdan teng fizik kattalikka aytiladi, ya'ni

$$\tau = \frac{q}{l}, \quad (8.26)$$

bu yerda q – jismning l uzunligiga mos kelgan zaryad miqdori. Endi quyidagi misollarni ko'rib chiqamiz.

1-misol. Bir tekis zaryadlangan cheksiz tekislik maydoni. Faraz qilaylik, bir tekis zaryadlangan cheksiz tekislik σ – sirt zichligiga ega bo'lsin (9 - rasm).

Induktsiya chiziqlari tekislikka perpendikulyar bo'lgan va tashqariga yo'nalgan $\vec{D}_1$ va $\vec{D}_2$ vektorlardan iborat bo'ladi. Bu chiziqlar S tekislikda boshlanib ikkala tomonga cheksiz davom etadi. Yopiq sirt sifatida har ikkala tomonidan dS asoslari bilan chegaralangan to'g'ri tsilindr ajratib olamiz. S_1 va S_2 sirt asoslari A va B nuqtalardagi sirlarga joylashgan. Tsilindr ichidagi zaryad $q dS$ dan iborat.



9 - rasm. Bir tekis zaryadlangan cheksiz tekislik.

Tsilindr yasovchilari induktsiya chiziqlariga parallel bo'lgani uchun, tsilindrning yon sirtidan chiquvchi elektr induktsiya oqimi nolga teng. Zaryadlangan tekislik maydonining A va B nuqtalaridagi induktsiya vektori D_1 va D_2 miqdor jihatdan o'zaro teng va qarama-qarshi yo'nalgan bo'ladi:

$$\vec{D}_1 = -\vec{D}_2$$

Tsilindrning asoslaridan chiqayotgan induktsiya oqimlari quyidagiga teng:

$$N_1 = D_1 dS_1, \quad N_2 = D_2 dS_2$$

Umumiy oqim esa,

$$N = D_1 S_1 + D_2 S_2 = DS + DS = 2DS, \quad (8.27)$$

Ostrogradskiy - Gauss teoremasiga asosan yopiq sirtidan chiqayotgan elektr induktsiya oqimi N , shu yopiq sirt ichidagi zaryad $q = \sigma S$ ga tengdir:

$$N = \oint_S D dS = q = \sigma S, \quad (8.28)$$

$$\sigma S = 2DS, \quad D = \frac{\sigma}{2}, \quad (8.29)$$

$$E = \frac{D}{\varepsilon \varepsilon_0} = \frac{\sigma}{2\varepsilon \varepsilon_0}, \quad (8.30)$$

2-misol. Bir tekis hajmiy zaryadlangan sharning maydoni. Radiusi R bo'lgan, hajm bo'yicha zaryadlangan sharning hajmiy zichligi $\rho > 0$ bo'lsin (10 - rasm). Zaryadlangan sharning tashqi ($r > R$) va ichki ($r' < R$) qismlaridagi maydonni hisoblab ko'ramiz.

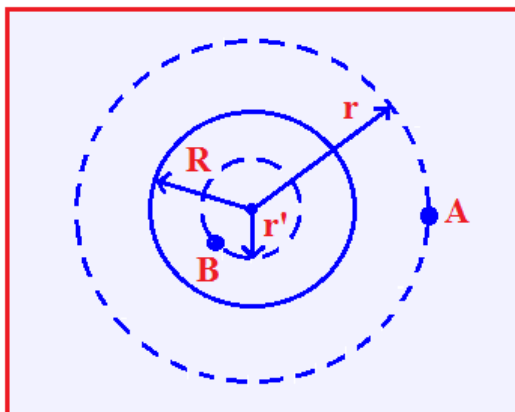
A nuqtani olaylik. Sharning zaryadi hajmiy zaryad bilan quyidagicha bog'langan

$$q = \rho V = \rho \cdot \frac{4}{3} \pi R^3, \quad (8.31)$$

Maydon induktsiyasi va maydon kuchlanganligi quyidagiga teng bo'ladi

$$D = \frac{1}{4\pi} \cdot \frac{q}{r^2}, \quad D = \frac{1}{4\pi} \cdot \frac{\rho}{r^2} \cdot \frac{4}{3}\pi R^3 = \frac{\rho}{3} \cdot \frac{R^3}{r^2}, \quad (8.32)$$

$$E = \frac{D}{\varepsilon\varepsilon_0} = \frac{1}{4\pi\varepsilon\varepsilon_0} \cdot \frac{q}{r^2}, \quad E = \frac{D}{\varepsilon\varepsilon_0} = \frac{\rho}{3\varepsilon\varepsilon_0} \cdot \frac{R^3}{r^2}, \quad (8.33)$$



10 - rasm. Bir tekis hajmiy zaryadlangan shar maydoni.

B nuqtaga nisbatan maydon induktsiyasi va kuchlanganligi quyidagiga teng bo'ladi. Ichki sfera zaryadi q' ga teng bo'lsa

$$q' = \rho \cdot V' = \rho \cdot \frac{4}{3}\pi r'^3$$

$$\rho = \frac{q}{\frac{4}{3}\pi R^3}$$

$$q' = \frac{4}{3}\pi r'^3 \cdot \frac{q}{\frac{4}{3}\pi R^3} = q \left(\frac{r'}{R}\right)^3 \quad (8.34)$$

Demak, $S' = 4\pi r'^2$ ichki yopiq sirtidan chiqayotgan elektr induktsiya oqimi N' quyidagiga teng bo'ladi:

$$N' = \int_{S'} D' dS = \int_0^{4\pi r'^2} D' dS = D' \cdot 4\pi r'^2$$

Boshqa tarafdin, Ostrogradskiy - Gauss teoremasiga asosan, bir tekis hajmiy zaryadlangan sharning ichki yopiq sirtidagi maydon kuchlanganligi

$$N' = \int_{S'} D' dS = q' = \rho \cdot \frac{4}{3}\pi r'^2 = q \left(\frac{r'}{R}\right)^3$$

ga teng bo'ladi. Agarda shar sirti bir tekis sirt zaryad zichligi bilan zaryadlangan bo'lsa, u holda $q' = 0$, maydon kuchlanganligi ham $E = 0$ bo'ladi.

Elektr maydonida zaryadni ko'chirishda bajarilgan ish.

Har qanday maydon va shu maydondagi kuchning tabiati bajarilgan ishning ko'rinishi bilan aniqlanadi. Jumladan, bajarilgan ish yo'lining traektoriyasiga bog'liq bo'lishi yoki bo'lmasligi, kuch va maydon tabiatining mezoni bo'lib xizmat qiladi.

Misol uchun, qo'zg'almas nuqtaviy zaryad q_0 vakuumda

$$\vec{E} = \frac{q_0}{4\pi\varepsilon_0 r^3} \cdot \vec{r}$$

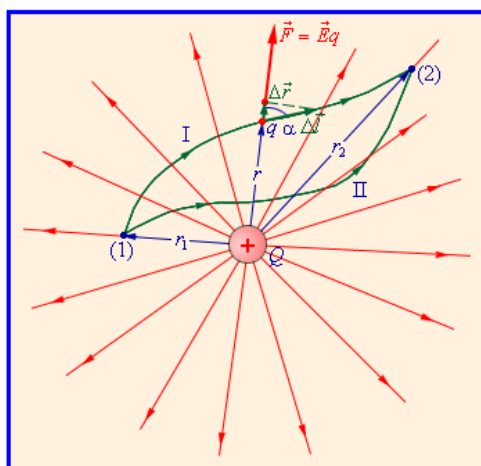
elektr maydonini hosil qilgan, deb hisoblaymiz. Shu maydonda boshqa nuqtaviy q zaryad harakat qilayotgan va 1 — nuqtadan 2 — nuqtaga ko'chgan bo'lsin (11 - rasm).

Elektr maydoni kuchi ta'sirida bajarilgan ish quyidagi integral bilan ifodalanadi

$$A_{12} = \int_{12} q \vec{E} d\vec{r} = q \cdot \frac{q_0}{4\pi\epsilon\epsilon_0} \int_{12} \frac{\vec{r} d\vec{r}}{r^3}$$

$$A_{12} = \frac{qq_0}{4\pi\epsilon\epsilon_0} \left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} \right), \quad (8.35)$$

Bu ifodadan ko'rinadiki, bir xil ishorali q va q_0 zaryadlarning o'zaro itarish kuchi ta'sirida, zaryadlar uzoqlashishida musbat ish bajariladi. Aksincha, har xil ishorali zaryadlarning tortishish kuchi ta'sirida q va q_0 zaryadlar yaqinlashib, manfiy ish bajariladi.



11 - rasm. q sinov zaryadining qo'zg'almas Q nuqtaviy zaryad maydonida I va II traektoriyalar bo'ylab ko'chirilishi.

Yana misol tariqasida q zaryadni I va II yo'nalishda 1 – nuqtadan 2 – nuqtaga ko'chiramiz (11 - rasm). Bu holda ham bir xil ish bajariladi:

$$A_{12} = A_{I/2} = A_{II/2}. \quad (8.36)$$

shunday qilib, elektrostatik maydon kuchining bajargan ishi yo'lining traektoriyasiga bog'liq bo'lmay, faqat zaryadlar orasidagi masofaga bog'liqdir. Bu elektrostatik maydon kuchi konservativ kuch hisoblanadi.

Agarda n – ta nuqtaviy zaryadlar ($q_1, q_2, \dots, q_n$) hosil qilgan maydonda q –nuqtaviy zaryad harakat qilsa, unga

$$\vec{F} = \vec{F}_1 + \vec{F}_2 + \dots + \vec{F}_n$$

kuchlar ta'sir qiladi. Bu natijalovchi $\vec{F}$ kuchning bajargan ishi A har bir kuch mustaqil bajargan ishlarning algebraik yig'indisiga teng bo'ladi:

$$A = \sum_{i=1}^n \frac{q_i q}{4\pi\epsilon\epsilon_0} \left(\frac{1}{r_{i1}} - \frac{1}{r_{i2}} \right), \quad (8.37)$$

Yopiq kontur bo'yicha q – zaryadni ko'chirishda bajarilgan ish quyidagicha ifodalanadi

$$A_0 = q \oint_L \vec{E} d\vec{l}, \quad (8.38)$$

Yopiq konturda, maydonning boshlang'ich va oxirgi nuqtalari ustma-ust tushgani uchun bajarilgan ish nolga teng bo'ladi.

$$A_0 = \oint_L dA = \frac{q_0 q}{4\pi\epsilon\epsilon_0} \left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} \right)$$

shuning uchun

$$\oint_L \vec{E} d\vec{l} = 0, \quad (8.39)$$

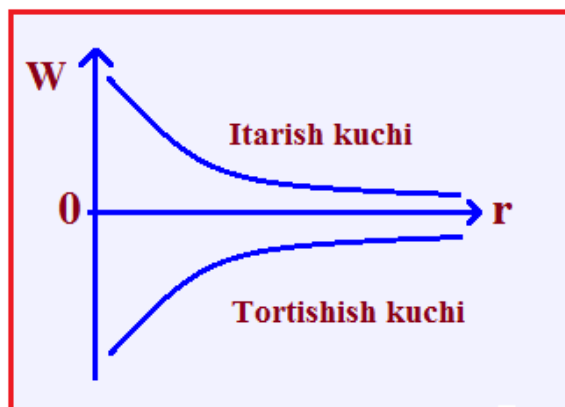
Maydon kuchlanganligi vektorining yopiq kontur bo'yicha tsirkulyatsiyasi nolga teng bo'lgan maydon potentsial maydon deb ataladi.

Maydon potentsiali. Zaryadning potentsial energiyasi.

(8.35) - ifodani chuqurroq tahlil qilib ko'ramiz. Agar qo'zg'almas nuqtaviy q_0 – zaryadning maydonida q – zaryad 1 (r_1) – nuqtadan 2 (r_2) – nuqtaga ko'chirilsa, uning energiyasi o'zgarib boradi. Bu ish elektrostatik potentsial maydonda bajarilgani uchun q – zaryadning potentsial energiyasi o'zgaradi:

$$A_{12} = \frac{qq_0}{4\pi\epsilon\epsilon_0} \cdot \frac{1}{r_1} - \frac{qq_0}{4\pi\epsilon\epsilon_0} \cdot \frac{1}{r_2} = W_1 - W_2, \quad (8.40)$$

Zaryadlarning ishorasiga qarab, ular orasidagi o'zaro ta'sir kuchi tortishish va itarish kuchlaridan iborat bo'ladi. Ammo zaryadlar orasidagi $\vec{r}$ – radius-vektor ortishi bilan, o'zaro ta'sir kuchi ko'rinishiga qaramasdan, potentsial energiya kamayib boradi (12 - rasm).



12 - rasm. O'zaro ta'sir tortishish va itarish kuchlarining zaryadlar orasidagi masofaga bog'liqligi.

Demak, potentsial maydonda bajarilgan ish q – zaryadning potentsial energiyasining kamayishi hisobiga bajariladi:

$$dA = -dW, \quad (8.41)$$

Elektrostatik maydonning biror nuqtasidagi zaryadning potentsial energiyasini umumiy holda quyidagi ko'rinishda yozish mumkin:

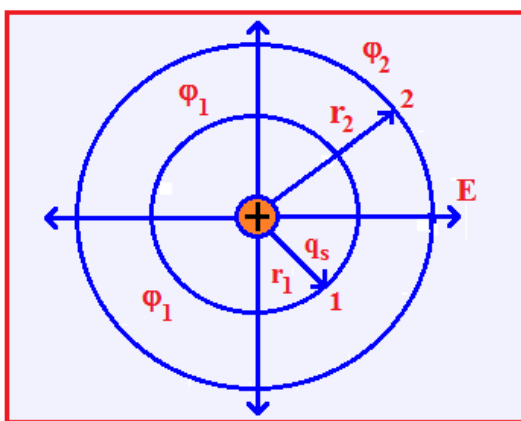
$$W = \frac{1}{4\pi\epsilon\epsilon_0} \cdot \frac{qq_0}{r}, \quad (8.42)$$

Bu ifodadan elektrostatik maydondagi q zaryadning potentsial energiyasi maydonni hosil qilgan qo'zg'almas q_0 zaryadga ham bog'liq bo'lgani uchun *zaryadlarning o'zaro potentsial energiyasi* ham deyiladi. Shunday qilib, ikki zaryadning o'zaro potentsial energiyasi zaryadlar ko'paytmasiga to'g'ri va oralaridagi masofaga teskari proporsionaldir. q zaryadning W – potentsial energiyasi, elektrostatik maydondagi uning holatiga bog'liq bo'lgani uchun, elektrostatik maydonning nuqtalari energetik nuqtai nazardan potentsial deb ataluvchi skalyar kattalik bilan ifodalanadi.

Elektrostatik maydon biror nuqtasining *potentsiali* deb, maydonning shu nuqtasiga kiritilgan bir birlik musbat sinovchi zaryadga mos kelgan potentsial energiyaga miqdor jihatdan teng bo'lgan fizik kattalikka aytiladi:

$$\varphi = \frac{W}{q} = \frac{1}{4\pi\epsilon\epsilon_0} \cdot \frac{q_0}{r}$$

shunday qilib, nuqtaviy zaryad hosil qilgan elektrostatik maydonning biror nuqtasidagi potentsiali zaryad miqdoriga to'g'ri va masofaga teskari proporsionaldir.



13 - rasm. q zaryaddan r_1 va r_2 masofalardagi potentsiali.

Elektrostatik maydon potentsiali birlik musbat zaryadni ko'rilayotgan nuqtadan cheksizlikka ko'chirishda maydon kuchlarining bajargan ishiga miqdor jihatdan teng bo'ladi. Berilgan nuqtadagi maydon potentsiali nazariy hisoblanishi mumkin, u maydonni hosil qilayotgan zaryadlarning miqdori va o'rni hamda atrofdagi muhit bilan belgilanadi. Agar q zaryaddan potentsiali hisoblanayotgan 1 nuqtaga qadar masofani r_1 bilan belgilasak (13 - rasm), bu nuqtadagi potentsial quyidagiga teng bo'ladi.

$$\varphi_1 = \frac{q}{4\pi\epsilon_0 r_1}. \quad (8.43)$$

Chunki o'zaro ta'sir potentsiyal energiyasi $P_1 = qq_0/4\pi\epsilon_0 r_1$ va $\varphi_1 = P_1/q_0$ ga teng. (8.43) ifodaga nuqtaviy zaryadning potentsiali deyiladi. Agar zaryad muhitda joylashgan bo'lsa,

$$\varphi_1 = \frac{q}{4\pi\epsilon\epsilon_0 r_1} \quad \text{yoki} \quad \varphi_1 = k \frac{q}{\epsilon r_1}$$

bo'ladi. Shar sirtida tekis taqsimlangan zaryad tomonidan shardan tashqarida joylashgan hamma nuqtalarda hosil qilingan maydon potentsiali ham yuqoridagi formula bilan ifodalanadi. *Potensial – skalyar kattalik.* Shu sababli, maydon ko'p zaryadlar tomonidan hosil qilingan bo'lsa, maydonning istalgan nuqtasidagi potentsial o'sha nuqtada har bir zaryadning alohida hosil qilgan potentsiallarining algebraik yig'indisiga teng.

Agar ixtiyoriy har xil ravishda joylashgan $q_1, q_2, q_3, \dots, q_n$ zaryadlar maydonni vujudga keltirgan bo'lsa, u holda maydonning biror nuqtasidagi potentsial φ superpozitsiya tamoyiliga asosan har bir zaryad hosil qilgan potentsiallar $\varphi_1, \varphi_2, \dots, \varphi_n$ ning algebraik yig'indisiga teng, ya'ni:

$$\varphi = \sum_{i=1}^n \varphi_i$$

bo'ladi. Agar $q_1, q_2, q_3, \dots, q_n$ zaryadlar nuqtaviy bo'lsa, unda potentsiallar yig'indisi muhitda quyidagicha bo'ladi:

$$\varphi = \frac{q}{4\pi\epsilon\epsilon_0} \left(\frac{q_1}{r_1} + \frac{q_2}{r_2} + \dots + \frac{q_n}{r_n} \right)$$

bunda $r_1, r_2, \dots, r_n$ lar $q_1, q_2, q_3, \dots, q_n$ zaryadlardan maydonning ko'rilayotgan nuqtasigacha bo'lgan masofalar. Zaryad 1 va 2 nuqtalar orasida ko'chganda bajarilgan ish quyidagiga teng. $A_{12} = -\Delta P_{21} = -(P_2 - P_1)$. P ning qiymatini o'rniga qo'ysak,

$$A_{12} = -(\varphi_2 q_s - \varphi_1 q_s) = -q_s \Delta \varphi$$

hosil bo'ladi. $\Delta \varphi = \varphi_2 - \varphi_1 = -U$, chunki $\varphi_2 < \varphi_1$.

Elektr maydon kuchlanganligi potentsial bilan quyidagicha ifodalanadi:

$$E = -\frac{d\varphi}{dr}, \quad (8.44)$$

shunday qilib, *elektrostatik maydonning kuchlanganligi* deb kuch chizig'ining uzunlik birligiga mos kelgan potentsial ayirmasiga miqdor jihatdan teng bo'lgan fizik kattalikka aytiladi. Elektrostatik maydonning kuchlanganligini boshqacha ko'rinishda yozish mumkin:

$$E = -grad\varphi \quad yoki \quad \varphi_1 - \varphi_2 = \int_{r_1}^{r_2} E dr$$

Potentsiallari bir xil bo'lgan nuqtalarning geometrik o'rniga *ekvipotentsial sirtlar* deyiladi. Ekvipotentsial sirt uchun: $\varphi = const$.

Nazorat savollari

1. Elektrodinamika bo'limi nima haqida?
2. Elektrlangan tushunchasi kim tomonidan va nima asosda fanga kiritilgan?
3. Qanday elektr zaryadlari mavjud?
4. Elektr zaryadi diskret deganda nimani tushunasiz?
5. Gravitatsion ta'sir kuchlimi yoki elektromagnit?
6. Elektr zaryadining saqlanish qonuni qanday?
7. Kulon qonuni nima haqida?
8. Zaryadlar orasidagi itarish kuchi qanday xarakterga ega?
9. Elektr maydon kuch chiziqlari qaysi ishorali zaryaddan boshlanadi va qaysi ishorali zaryadda tugaydi?
10. Elektr maydon kuchlanganligi deb nimaga aytiladi?
11. Dipol momentining o'lcham birligi qanday?
12. Ostragradskis – Gauss teoremasi nima uchun qo'llaniladi?
13. Elektrostatik maydon potensiyali deb nimaga aytiladi?

Elektr sig'imi. Kondensatorlar

Reja:

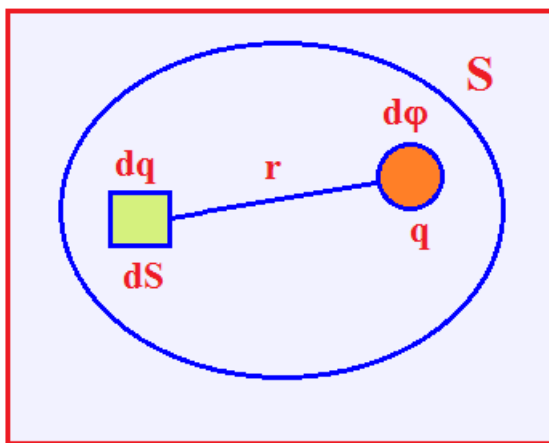
1. Yakkalangan o'tkazgichning elektr sig'imi.
2. Sharchaning elektr sig'imi.
3. Kondensatorlar. Yassi, sferik hamda silindrik kondensatorlar sig'implari.
4. Kondensatorlarni parallel va ketma – ket ulash.
5. Zaryadlangan kondensator energiyasi.
6. Elektrostatik maydon energiyasi.

Yakkalangan o'tkazgichning elektr sig'imi.

Yakkalangan o'tkazgich zaryadlansa, o'tkazgich sirti shakliga qarab, har xil sirt zaryadi zichligi s bilan taqsimlanadi. Shuning uchun ham o'tkazgich har bir nuqtasidagi sirt zaryadining zichligi o'tkazgichdagi umumiy zaryad q ga proporsionaldir, ya'ni:

$$\sigma = kq, \quad (8.45)$$

bu yerda k – o'tkazgich sirtidagi tekshirilayotgan nuqtaning funktsiyasi bo'lib, o'tkazgich sirtining shakli va o'lchamiga bog'liq. Zaryadlangan o'tkazgich ekvipotentsial sirtining φ – potentsialini aniqlash uchun uning butun S sirti bo'ylab zaryadini aniqlaymiz (1 - rasm).



1 - rasm. dq - zaryadning r masofadagi potentsiali.

Bu sirtni, $dq = \sigma dS$ zaryadga ega bo'lgan dS – elementar yuzachalarga ajratib, dq – ni nuqtaviy zaryad deb hisoblaymiz.

Nuqtaviy dq zaryadning $\vec{r}$ masofadagi maydon potentsiali quyidagiga teng bo'ladi.

$$d\varphi = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{dq}{\epsilon r} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{\sigma dS}{\epsilon r}, \quad (8.46)$$

yoki

$$d\varphi = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{kqdS}{\epsilon r} \quad (8.47)$$

Bu ifoda butun sirt bo'yicha integrallansa, zaryadlangan o'tkazgich sirtining potentsiali ifodasiga ega bo'lamiz:

$$\varphi = \oint_S \frac{kqdS}{4\pi\epsilon_0\epsilon} = \frac{q}{4\pi\epsilon_0\epsilon} \oint_S \frac{k dS}{r}, \quad (8.48)$$

O'tkazgichning potentsiali q zaryadga proporsional bo'ladi. Shu zaryadning potentsialga nisbati o'zgarmas kattalikdir, u o'tkazgichning zaryad to'plash xususiyatini belgilaydi va o'tkazgichning elektr sig'imi deb ataladi.

$$C = \frac{q}{\varphi} = \frac{4\pi\epsilon\epsilon_0}{\oint_S \frac{kdS}{r}} \quad (8.49)$$

shunday qilib, yakkalangan o'tkazgichning elektr sig'imi deb, uning potentsialini bir birlikka o'zgartirish uchun zarur bo'lgan zaryadga miqdor jihatidan teng fizik kattalikka aytiladi.

sharchaning elektr sig'imi.

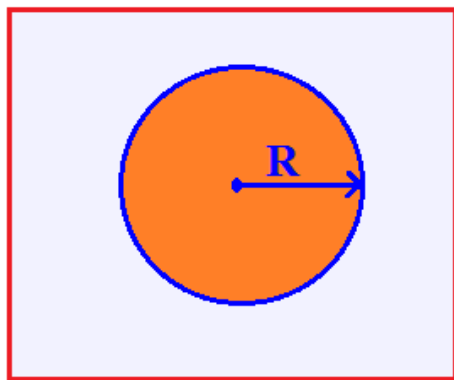
R radiusli yakkalangan shar q – zaryadga ega bo'lsa (2 - rasm), uning sirtidagi potentsiali quyidagiga teng bo'ladi:

$$\varphi = \frac{q}{4\pi\epsilon\epsilon_0 R}$$

bu yerda

$$C = \frac{q}{\varphi} = \frac{4\pi\epsilon\epsilon_0 qR}{q} = 4\pi\epsilon\epsilon_0 R. \quad (8.50)$$

Shunday qilib, sharning C – elektr sig'imi sharning radiusiga va muhitning dielektrik singdiruvchanligi ϵ ga proporsionaldir. (8.50) – ifodadan muhitning dielektrik singdiruvchanligini aniqlaymiz.



2 - rasm. R radiusli yakkalangan shar.

$$\epsilon = \frac{C}{4\pi\epsilon_0 R} \quad (8.51)$$

Elektr sig'imi XB tizimida Farada bilan o'lchanadi va bu birlik juda katta o'lchov birligi hisoblanadi. $C = 1 F$ deb hisoblasak, $\epsilon = 1$ bo'lganda

$$R_{1F} = \frac{C}{4\pi\epsilon_0\epsilon} = \frac{F}{4\pi \cdot 1} \left(\frac{4\pi \cdot 9 \cdot 10^9}{1} \cdot \frac{m}{F} \right)$$

bu yerda vakuumning dielektrik singdiruvchanlik ifodasidan foydalansak:

$$\epsilon_0 = \frac{1}{4\pi \cdot 9 \cdot 10^9} \cdot \frac{F}{m} = 0.885 \cdot 10^{-11} \frac{F}{m}$$

$$R_{1F} = 9 \cdot 10^9 m = 9 \cdot 10^6 km$$

ga teng bo'ladi. Bu Oy bilan Yer orasidagi masofaga nisbatan 23 marta kattadir. Farada katta o'lchov birligi bo'lganligi uchun quyidagi kichik birliklar ishlatiladi:

$$1 \text{ mikrofarada } (\mu F) = 10^{-6} F$$

$$1 \text{ nanofarada } (nF) = 10^{-9} F$$

$$1 \text{ pikofarada } (pF) = 10^{-12} F$$

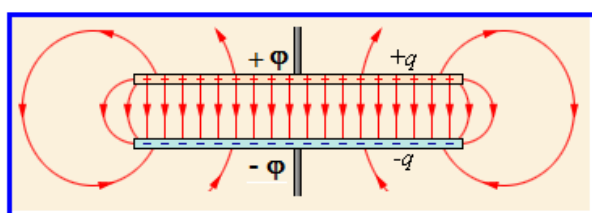
Kondensatorlar. Yassi, sferik hamda silindrik kondensatorlar sig'implari.

Elektr sig'imining ifodasi quyidagidan iborat bo'lgani uchun $C = q/\varphi$, sig'im asosan, o'tkazgichning shakli va o'lchamlariga hamda muhitning dielektrik singdiruvchanligiga proporsionaldir.

Amalda, nisbatan kichik o'lchamlariga qaramay, yetarlicha zaryadlarni o'zida yig'a oladigan qurilmalar *kondensatorlar* deb ataladi. Kondensator ikkita parallel o'tkazgich qoplamidan iborat bo'lib, ularda qarama-qarshi ishorali zaryadlar to'planadi. Qoplamalar orasida dielektrik modda bo'ladi.

Kondensator qoplamalari ikkita yassi plastinkadan, ikkita koaksial silindrdan yoki ikkita kontsentrik sferadan iborat bo'lishi mumkin va ular shakliga binoan *yassi*, *silindrik* yoki *sferik kondensatorlar* deb ataladi.

Odatda kondensatordagi elektr maydoni kuch chiziqlari bir qoplamada boshlanib, ikkinchisida tugaydi. Kondensator sig'imi qoplamalardagi zaryad miqdoriga to'g'ri proporsional va qoplamalar orasidagi potentsiallar farqiga teskari proporsionaldir.



3 - rasm. Yassi kondensator.

$$C = \frac{q}{\varphi_1 - \varphi_2} \quad (8.52)$$

3 - rasmda yassi kondensator tasvirlangan. Qoplamalar orasidagi elektr maydonini bir jinsli, S – yuzali ikkita yassi metall plastinkalar orasidagi masofani d ga teng deb hisoblaymiz, qoplamalarda esa $-q$ va $+q$ sirt zaryadlari induktsiyalangan bo'ladi.

Qoplamalar orasida ε dielektrik singdiruvchanlikka ega bo'lgan modda bo'lsa, potentsiallar farqi quyidagiga teng bo'ladi:

$$\varphi_1 - \varphi_2 = \frac{\sigma d}{\pi \varepsilon \varepsilon_0}, \quad (8.53)$$

bu yerda $q = \sigma S$, σ – sirt zaryadi zichligi, S – qoplamalar yuzasi. Natijada, yassi kondensator sig'imi quyidagiga teng bo'ladi.

$$C = \frac{\varepsilon \varepsilon_0 q}{\sigma d} = \frac{\varepsilon \varepsilon_0 \cdot \sigma S}{\sigma d} = \frac{\varepsilon \varepsilon_0 S}{d}, \quad (8.54)$$

Shuni aytish kerakki, kondensator qoplamalari orasidagi d masofa qoplamalarning chiziqli o'lchamlariga nisbatan kichik bo'lsa, (8.54) formula yordamida yassi kondensatorning elektr sig'imini shuncha aniqroq hisoblab toppish mumkin, chunki kondensator qoplamasining chiziqli o'lchamini l bilan belgilasak, $d \ll l$ bo'lganda kondensatorning chekka qismlaridagi bir jinsli bo'lmagan maydonlarni hisobka olmasak ham bo'ladi. Shunda kondensator ichidagi maydonni bir jinsli deb hisoblash hamda zaryadning sirt zichligini $\sigma = q/S$ deb olish mumkin. Kondensator sig'imini orttirish uchun qoplamalarning S yuzini orttirish kerak, ular orasidagi masofa d ni esa kamaytirish hamda dielektrik singdiruvchanligi ε katta bo'lgan moddani kondensator qoplamalari orasidagi fazoga joylashtirish kerak. Kondensator qoplamalarini yaqinlashtirganda elektr maydon kuchlanganligi E dielektrik qatlamda ortadi.

Sferik kondensator

sferik kondensatorlarning qoplamalari konsentrik sferalardan iborat. Qoplamalarining radiuslari r_1 va r_2 bo'lgan sferik kondensator 4 - rasmda tasvirlangan. Qoplamalar orasidagi maydonni zaryadlangan sferalar hosil qiladi va qoplamalarida zaryad q bo'lsa, qoplamalar orasidagi potentsiallar farqi quyidagiga teng bo'ladi:

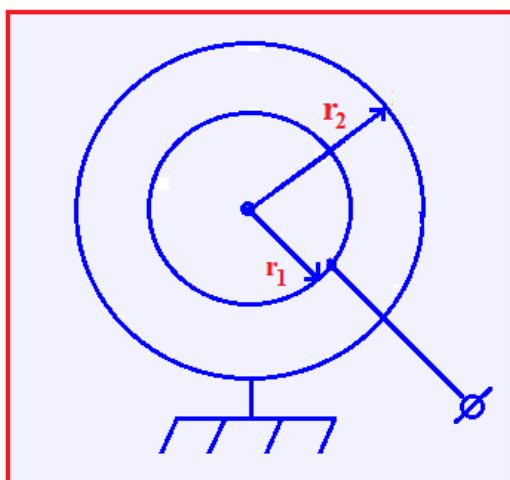
$$\varphi_1 - \varphi_2 = \frac{q}{4\pi\epsilon\epsilon_0} \left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} \right)$$

bu yerda r_1 va r_2 ichki va tashqi sferik qoplamalar radiuslaridir. Shuning uchun sig'imi quyidagicha ifodalanadi:

$$C = \frac{q}{\varphi_1 - \varphi_2} = 4\pi\epsilon\epsilon_0 \left(\frac{r_1 \cdot r_2}{r_2 - r_1} \right), \quad (8.55)$$

Agarda r_2 tashqi radius va r_1 ichki radiusdan juda katta ($r_2 \gg r_1$) bo'lsa, (8.55) - ifoda soddalashadi:

$$C = 4\pi\epsilon_0\epsilon r_1. \quad (8.56)$$



4 - rasm. Sferik kondensator.

Bu natija tashqi qoplama sferik bo'lmaganda ham o'rinli bo'lgani uchun, (8.56) - ifodani *yakkalangan shar sig'imi* deb hisoblaymiz.

Agarda $r_1 - r_2 = d$ - qoplamalar orasidagi masofa qoplamalarning o'rtacha radiusidan juda kichik bo'lsa, sferik kondensatorning sig'imi quyidagicha ifodalanadi:

$$C = 4\pi\epsilon_0\epsilon \cdot \frac{r_1 \cdot r_2}{r_2 - r_1} \approx 4\pi\epsilon_0\epsilon \cdot \frac{r^2}{d} = \epsilon_0\epsilon \cdot \frac{S}{d}$$

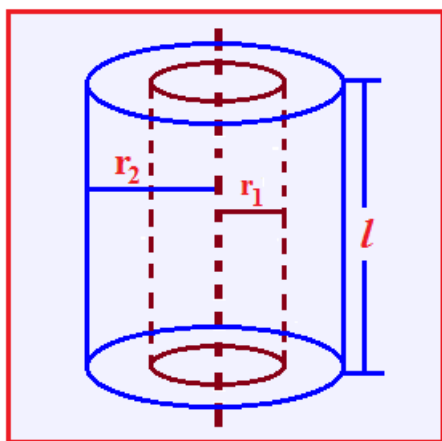
bu yerda $S = 4\pi r^2$ - qoplamalar sirtlarining yuzasidir.

silindrik kondensator

Bu holda kondensatorni radiuslari r_1 (ichki) va r_2 (tashqi) ikkita koaksial silindr ko'rinishdagi qoplamalardan iborat bo'ladi, deb hisoblaymiz. Silindrlarning uzunligi ular orasidagi masofadan juda katta deb hisoblanadi. Qoplamalar orasidagi potentsiallar farqi quyidagidan iborat bo'ladi:

$$\varphi_1 - \varphi_2 = \frac{q}{2\pi\epsilon\epsilon_0 l} \cdot \ln \frac{r_2}{r_1}, \quad (8.57)$$

bu yerda q - tsilindr uzunligidagi zaryad, q/l - birlik uzunlikdagi zaryad va l - tsilindr uzunligidir. Birlik uzunlikka to'g'ri keluvchi tsilindrik kondensator sig'imi quyidagiga tengdir:



5 - rasm. Silindrik kondensator.

$$C = \frac{2\pi\epsilon\epsilon_0 l}{\ln \frac{r_2}{r_1}}, \quad (8.58)$$

Boshqa tarafdin, (8.58) – ifoda metall sim izolyator qatlami bilan oʻralgan kabel sigʻimini eslatadi.

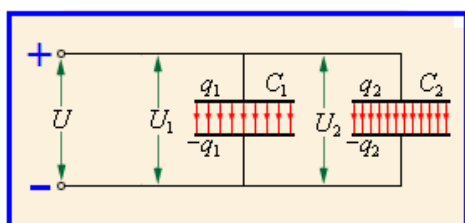
Qoplamalar orasidagi masofa d , tsilindrlar radiuslariga nisbatan juda kichik boʻlsa, bu holda tsilindrik kondensator sigʻimi quyidagidan iborat boʻladi:

$$C = \frac{\epsilon\epsilon_0 S}{d}$$

Kondensatorlarni parallel va ketma – ket ulash.

sigʻimni oʻrttirish yoki uning kerakli qiymatini hosil qilish uchun kondensatorlar bir-birlariga ulanib batareya hosil qilinadi. Ularni ikki xil: parallel va ketma-ket usullarda ulash mumkin. Soddalik uchun ikkita kondensator ulangan hollarni kuramiz. Lekin xulosalar istalgan miqdordagi kondensatorlar uchun ham oʻrinli boʻladi.

Parallel ulanganda kondensatorlarning bir xil ismli qoplamalari birga ulanadi (6-rasm). Bunda batareyaning umumiy zaryadi



6 - rasm. Kondensatorlarni parallel ulash.

$$q_{um} = q_1 + q_2$$

yana kondensator qoplamalariga tushadigan kuchlanishlar (6 - rasm) U_1 va U_2 oʻzaro teng boʻlib zanjirdagi tashqi kuchlanish U ga teng boʻladi.

$$U = U_1 = U_2$$

Qoplamalardagi zaryadlar quyidagicha

$$q_1 = C_1 U_1 = C_1 U, \quad q_2 = C_2 U_2 = C_2 U$$

boʻlganligidan

$$q_{um} = q_1 + q_2 = C_1 U_1 + C_2 U_2 = C_1 U + C_2 U = U(C_1 + C_2).$$

shunda

$$q_{um} = U(C_1 + C_2)$$

boʻlar ekan. Bunday batareyaning sigʻimi

$$C_{um} = \frac{q_{um}}{U} = \frac{U(C_1 + C_2)}{U} = C_1 + C_2.$$

Demak kondensatorlar parallel ulanganda batareyaning sigʻimi unga kirgan kondensatorlar sigʻimlari-ning yigʻindisiga teng boʻladi.

$$C_{um} = \sum_{i=1}^n C_i$$

Bu yerda n – batareyadagi kondensatorlar soni. Agar kondensatorlarning sig'implari bir xil bo'lsa

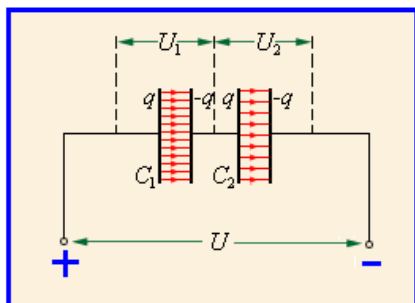
$$C_{um} = nC$$

bo'lar ekan.

Kondensatorlarni ketma-ket ulash.

Ketma-ket ulanganda kondensatorlarning turli ismli qoplamlari bir-biriga ulanadi (7-rasm). Bunda batareyaning zaryadi o'zaro teng bo'ladi:

$$q_{um} = q_1 = q_2 = q$$



Zanjirdagi tashqi kuchlanish U har bir qoplamaning kuchlanishlari yig'indisiga teng, ya'ni

$$U = U_1 + U_2.$$

U qoplamalardagi zaryadlar bilan quyidagicha bog'langan

$$U = U_1 + U_2 = \frac{q_1}{C_1} + \frac{q_2}{C_2} = q_{um} \left(\frac{1}{C_1} + \frac{1}{C_2} \right)$$

7 - rasm. Kondensatorlarni ketma-ket ulash.

Agar $C_{um} = q_{um}/U$ ekanligini nazarda tutsak, unda quyidagi tenglamaga ega bo'lamiz:

$$\frac{1}{C_{um}} = \frac{q_{um}}{U} = \frac{1}{C_1} + \frac{1}{C_2}$$

ni hosil qilamiz. Umumiy holda

$$\frac{1}{C_{um}} = \sum_{i=1}^n \frac{1}{C_i}$$

Agar kondensatorlarning sig'implari bir xil bo'lsa

$$C_{um} = \frac{C}{n}$$

Demak sig'implari bir xil bo'lgan kondensatorlarni ketma-ket ulash orqali ularning umumiy sig'imini kamaytirish mumkin ekan.

Zaryadlangan kondensator energiyasi.

Zaryadlangan yakkalangan o'tkazgich energiyasi.

Oldin zaryadlangan yakkalangan o'tkazgich energiyasini ko'raylik. q zaryadni cheksizlikdan o'tkazgichga olib kelish kerak. Buning uchun esa maydon kuchlariga qarshi A ish bajarmoq darkor. Bunda o'tkazgichning potentsiali 0 dan φ gacha ortadi. Demak potentsialning o'rtacha qiymati $\varphi/2$ bo'ladi.

Demak q zaryadni cheksizlikdan ko'chirib kelishda bajarilgan ish, yoki bunda zaryadlangan yakkalangan o'tkazgich olgan potentsial energiya qo'yidagicha aniqlanadi.

$$W = A = \frac{q\varphi}{2} = \frac{C\varphi^2}{2} = \frac{q^2}{2C}$$

bu yerda $q = C\varphi$ ligi e'tiborga olingan, S – o'tkazgichning sig'imi.

Zaryadlangan kondensator energiyasi.

Zaryadlangan o'tkazgich kabi zaryadlangan kondensator ham yuqoridagi ko'rinishdagi energiyaga ega

$$W = \frac{q\varphi}{2} = \frac{C\varphi^2}{2} = \frac{q^2}{2C}$$

bu erda q – kondensator zaryadi, S – uning sig'imi, φ – qoplamalari orasidagi potentsiallar farqi

Elektrostatik maydon energiyasi.

Zaryadlangan kondensatorning energiyasi uning qoplamalari orasidagi elektrostatik maydon energiyasida mujassamlashgandir. Shuning uchun ham elektrostatik maydon energiyasini yassi kondensatorning ($C = \varepsilon\varepsilon_0 S/d$, $\varphi = Ed$) energiyasi kabi topamiz.

$$W = \frac{\varepsilon\varepsilon_0 S}{d} \cdot \frac{E^2 d^2}{2} = \frac{\varepsilon\varepsilon_0 E^2}{2} \cdot Sd = \frac{\varepsilon\varepsilon_0 E^2}{2} \cdot V$$

bu erda $V = Sd$ – kondensatorning hajmi. Yuqoridagi formuladan ko'rinib turibdiki kondensatorning enegiyasi elektrostatik maydonni harakterlovchi kattalik, kuchlanganlik E orqali ifodalanadi. Endi energiyaning hajmiy zichligini ko'rib chiqaylik.

Energiyaning hajmiy zichligini aniqlash uchun elektrostatik maydon energiyasini hajmga bo'lamiz.

$$\omega = \frac{W}{V} = \frac{\varepsilon\varepsilon_0 E^2}{2} = \frac{ED}{2} = \frac{D^2}{2\varepsilon\varepsilon_0}$$

Bu erda $D = \varepsilon\varepsilon_0 E$ – elektr siljish vektori.

Nazorat savollari

1. Elektr sig'imi deb nimaga aytiladi?
2. sharning elektr sig'imi formulasi qanday?
3. Yassi kondensatorning sig'imi kondensatorning qaysi parametrlariga bog'liq?
4. sferik va silindrik kondensatorlar sig'imini keltirib chiqaring.
5. Kondensatorlarni parallel va ketma-ket ulaganda qaysi fizik kattaliklar o'zgarmaydi?
6. Zaryadlangan kondensator energiyasi formulasi qanday?
7. Elektostatik maydon energiyasi bilan uning hajmiy zichligi orasida qanday bog'liqlik mavjud?
8. Elektr siljish vektori kuchlanganlik bilan qanday bog'langanligini yozing.