

O'ZBEKISTAN ALOQA VA AXBOROTLASHTIRISH AGENTLIGI
TOSHKENT AXBOROT TEXNOLOGIYALARI UNIVERSITETI
SAMARQAND FILIALI

TABIIY FANLAR KAFEDRASI

FIZIKA

fanidan

Ma'ruzalar matni

1 - Semestr

SAMARQAND – 2011

M U N D A R I J A

1-Ma'ruza. Kirish. Moddiy nuqta kinematikasi	4
2-Ma'ruza. Aylana bo'ylab harakat	15
3-Ma'ruza. Moddiy nuqta dinamikasi	23
4-Ma'ruza. Aylanish o'qiga nisbatan qattiq jismning harakati	31
5-Ma'ruza. Ish va quvvat. Energiya va uning saqlanish qonuni	41
6-Ma'ruza. Nisbiylik nazariyasi asoslari	50
7-Ma'ruza. Garmonik tebranma harakat kinematikasi va dinamikasi	59
8-Ma'ruza. Tebranishlarni qoshish	69
9-Ma'ruza. Erkin so'nuvchi mexanik tebranishlar	79
10-Ma'ruza. To'liq hodisalari	84
11-Ma'ruza. Akustika	91
12-Ma'ruza. Ideal gaz qonunlari	100
13-Ma'ruza. Ideal gazning holat tenglamasi	108
14-Ma'ruza. Ideal gaz molekulalarining issiqlik harakati tezligi va energiyasi bo'yicha taqsimoti	115
15-Ma'ruza. Molekulyar kinetik nazariyaning tajribada tasdiqlanishi	123
16-Ma'ruza. Termodinamik muvozanatda bo'lmagan tizimlarda ko'chish xodisalari	130
17-Ma'ruza. Termodinamikaning birinchi qonuni	134
18-Ma'ruza. Termodinamika birinchi qonunining izojarayonlarga va adiabatik jarayonga tadbiqu	139
19-Ma'ruza. Qaytar va qaytmas jarayonlar. Karno sikli	145
20-Ma'ruza. Entropiya. Termodinamikaning ikkinchi qonuni	152
21-Ma'ruza. Kulon qonuni. Elektr maydoni	158
22-Ma'ruza. Elektr induksiya okimi .Ostrogradskiy-Gauss teoremasi . .	167
23-Ma'ruza. Elektr maydonida zaryadni ko'chirishda bajarilgan ish . . .	176
24-Ma'ruza. Dielektriklarning qutblanishi. Qutblanish vektori	182
25-Ma'ruza. Elektr maydonidagi o'tkazgichlar.O'tkazgichlarning elektr sig'imi	191

26-Ma’ruza. Kondensatorlar va ularning sig’imi .Elektrostatik maydon energiyasi	197
27-Ma’ruza. Elektr toki. Om va Joule-Lenz qonuni. Kirxgof qonunlari	203
Adabiyotlar	210

1-Ma'ruza

Darsning rejasi:

1.Fizika fani

2. Texnikaning rivojlanishi va mutaxassislarning shakllanishida fizika fanining o'rni

3. Mexanikaviy harakat

4. Moddiy nuqta, absolyut qattiq jism

5. Fazo va vaqt

6. Moddiy nuqta kinematikasi

Tayanch iboralar: Fizika, mexanikaviy harakati, klassik mexanika, relyativistik mexanika, kinematika, dinamika, statika, moddiy nuqta, absolyut qattiq jism, sanoq tizimi, radius vector, koordinata, ilgarilanma harakat, aylanma harakat, kinematika, dinamika, statika, moddiy nuqta, o'rtacha tezlik, tezlanish.

1.1 Fizika fani

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

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

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

O'rganiladigan material harakatlari, shakllari va obyektlarning 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'lqinlar;
- Amaliy optika.

1.2. Texnikaning rivojlanishi va mutaxassislarning shakllanishida fizika fanining o'rni

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

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

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

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

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

Kristall hajmi bo'yicha taqsimlangan aktiv va passiv elementlarning, alohida funksiyani bajarishi uchun, o'zaro yuqori integrasiyali integral sxemalarning yaratilishga olib keldi. Masalan, zaryadlarni ko'chirish asbobi bo'lgan televizion kamera $3 \times 4 \text{ mm}^2$ sirtga ega bo'lib, milliondan ortiq aktiv elementlarni o'z ichiga oladi va murakkab funksiyalarni bajarishga xizmat qiladi.

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

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

Bu yangi texnologiyalar o'z navbatida insoniyat faoliyatining barcha sohalarini rivojlanishiga olib kelishi hyech shubhasizdir.

Yuqorida keltirilgan fan va texnikaning yutuqlari istalgan davlatning ijtimoiy-iqtisodiy rivojlanishiga xizmat ko'rsatadi.

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

1.3 Mexanikaviy harakat

Vaqt o'tishi bilan jismning fazodagi vaziyatini 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 harakat qonunlarini o'rganadi.

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

Mexanika asosan uch qismga bo'linadi:

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

Kinematika – jismlar harakatini, uning kelib chiqish sabablarini e'tiborga olmay, o'rganadi.

Dinamika – jismlar harakatini, uning kelib chiqish sabablarini bilgan holda, o'rganadi.

Statika – jismlar tizimi, to'plamining muvozanat holati qonunlarini o'rganadi.

1.4 Moddiy nuqta, absolyut qattiq jism

Klassik mexanikada o'rganiladigan eng sodda obyekt moddiy nuqta hisoblanadi.

Moddiy nuqta deb, ma'lum massaga ega bo'lgan, o'rganiladigan masofalarga nisbatan o'lchami 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 deformasiyalanmaydigan jism **absolyut qattiq jism** deb ataladi.

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

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

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

1.5. Fazo va vaqt

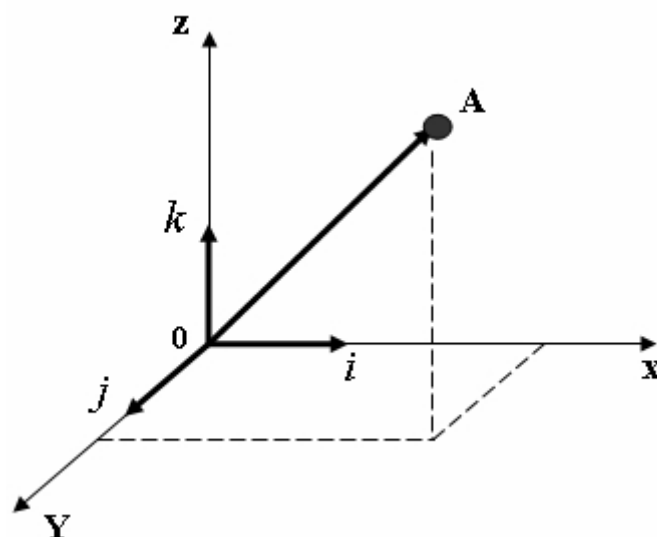
Jismlar harakatini tekshirishda, ularning vaziyatini boshqa, shartli ravishda qo'zg'olmas deb qabul qilingan jismga nisbatan aniqlash kerak.

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 , u , z koordinatalar orqali ifodalash mumkin (*1.1-rasm*). Koordinata boshidan A nuqtagacha yo'naltirilgan kesma **radius-vektor** deb ataladi. Radius-vektor $\vec{r}$ ning koordinatalari x , u , z o'qlardagi proyeksiyalaridan iborat, ya'ni:

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

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



1.1 - rasm. Fazoviy sanoq tizimida moddiy nuqtaning koordinatalari

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

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

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 geliosentrik sanoq tizimida tekshiriladi.

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

Fazodagi nuqta yoki jism holatini belgilovchi x, u, 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 joylashish 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 $\sim 10^{20}$ metr ga 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 prinsiplarini 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.

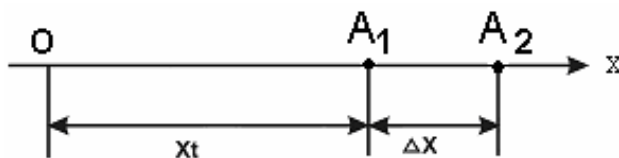
Ammo, uzunlikka o'xshash vaqtning absolyut qiymati yo'q. Vaqt deganda qandaydir vaqt oralig'ini tushunish kerak.

Vaqtning amaliy o'lchash usullaridan biri Yerning o'z o'qi atrofida aylanishdagi Quyosh sutkasidan iborat. Unga ketgan vaqtning 86400 dan bir ulushi sekunddir.

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

1.6. Moddiy nuqta kinematikasi

Moddiy nuqtaning to'g'ri chiziqli bo'ylab harakatini kuzataylik (1.2 - rasm).



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

To'g'ri chiziq OX koordinat 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

$$\langle v \rangle = \frac{\Delta x}{\Delta t} = \frac{x(t + \Delta t) - x(t)}{\Delta t}, \quad (1.3.1)$$

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 oniy tezligi deb ataladi

$$v = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta x}{\Delta t} = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{x(t + \Delta t) - x(t)}{\Delta t}, \quad (1.3.2)$$

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

$$v = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta x}{\Delta t} = \frac{dx}{dt} = \frac{ds}{dt}, \quad (1.3.3)$$

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

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

$$\langle a \rangle = \frac{\Delta v(t)}{\Delta t}, \quad (1.3.4)$$

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

$$a = \frac{dv}{dt} = \frac{d}{dt} \left(\frac{dx}{dt} \right) = \frac{d^2 x}{dt^2} \quad (1.3.5)$$

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.

$$s = \int_0^t v(t) dt ,$$

Agar harakat to'g'ri chiziqli tekis harakatdan iborat bo'lsa, $v = const$ bo'ladi.

$$s = \int_0^t v \cdot dt = vt ,$$

bundan,

$$v = \frac{s}{t} ,$$

Agar moddiy nuqta harakatining boshlang'ich momentida ($\Delta t = 0$) tezlik v_0 ga teng bo'lsa:

$$v(t) = v_0 + \int_0^t a(t) dt ,$$

ga ega bo'lamiz.

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

$$v_t = v_0 + at ,$$

$$s = \int_0^t v_t dt = \int_0^t (v_0 + at) dt = v_0 t + \frac{at^2}{2} ,$$

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 metr/sekund bilan o'lchanadi.

$$|v| = \left| \frac{s}{t} \right| = \frac{memp}{cek.}$$

Tezlanish esa,

$$a = \left| \frac{s}{t^2} \right| = \frac{memp}{cek.^2}$$

Qaytarish uchun nazorat savollari

1. Fizika nimani urgatadi?
2. O'rganiladigan material harakatlari, shakllari va obyektlarning ko'p qirraliligiga asosan fizika qanday qismlarga bo'linadi?
3. Materiyaning harakat turlariga qarab fizika qanday bo'limlarga bo'linadi?
4. Mexanikaviy harakati deb nimaga aytiladi?
5. Klassik mexanika deb nimaga aytiladi?
6. Relyativistik mexanika deb nimaga aytiladi?
7. Kinematika nimani o'rganadi?
8. Dinamika nimani o'rganadi?
9. Moddiy nuqta deb nimaga aytiladi?
10. Ilgarilanma harakat qanday harakat?
11. Aylanma harakat qanday harakat?
12. Fazoviy sanoq tizimi deb nimaga aytiladi?
13. Radius-vektor deb nimaga aytiladi?
14. O'rtacha tezlig deb nimaga aytiladi?
15. O'rtacha tezlanish deb nimaga aytiladi?

16. Oniy tezlig deb nimaga aytiladi?
17. Oniy tezlanish deb nimaga aytiladi?
18. Ilgarilanma va aylanma harakatlar uchun asosiy kinematik kattaliklarni ta'riflang va formulalarini yozing.

2 - Ma'ruza

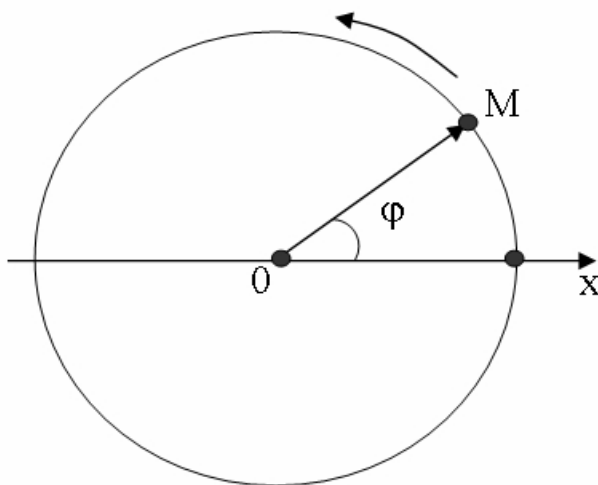
Reja:

1. Nuqtaning aylana bo'ylab harakati
2. Burchakli tezlik va burchakli tezlanish
3. Egri chiziqli harakat

Tayanch iboralar: Aylanma harakat, burchak tezlik, aylanish davri, aylanish chastotasi, burchak tezlanish, o'rtacha tezlik, tangensiya tezlanish, normal tezlanish.

2.1 Nuqtaning aylana bo'ylab harakati

Moddiy nuqtaning aylana bo'ylab harakati 2.1 - rasmda keltirilgan. M moddiy nuqtaning holati o'zgarmas OX o'qi bilan OM radius vektor orasidagi burchak φ bilan belgilanadi.



2.1 - rasm. Moddiy nuqtaning aylana bo'ylab harakati

Bu holda r radiusda yotgan har hil nuqtalarning chiziqli tezliklari har xil bo'ladi (v_1 , v_2 , ..., va h.k.). Shuning uchun aylanma harakatda moddiy nuqtaning tezligi uchun alohida kattalik kiritiladi.

2.2 Burchak tezlik va burchak tezlanish

O'zgarmas OX o'qi bilan OM radius vektor orasidagi burchakdan vaqt bo'yicha olingan birinchi tartibli hosila **burchak tezlik** deb ataladi.

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

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.

$$\omega = \frac{\Delta\varphi}{\Delta t} = \frac{2\pi}{T} ; \quad T = \frac{2\pi}{\omega} , \quad (2.2.1)$$

Birlik vaqt ichida aylana bo'ylab qilingan to'liq aylanishlar soni **aylanish chastotasi** deb ataladi

$$\nu = \frac{1}{T} = \frac{\omega}{2\pi} , \quad \omega = 2\pi\nu , \quad (2.2.2)$$

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

$$\beta = \frac{d\omega}{dt} = \frac{d^2\varphi}{dt^2} , \quad (2.2.3)$$

XM aylana yoyi uzunligini S deb hisoblasak, chiziqli tezlik va chiziqli tezlanishni quyidagi ko'rinishda ifodalash mumkin:

$$v = \frac{dS}{dt} , \quad a = \frac{d^2S}{dt^2} , \quad (2.1.4)$$

Aylana radiusini $\vec{r}$ deb belgilasak, S aylana yoyi quyidagiga teng bo'ladi.

$$S = r\varphi , \quad (2.2.5)$$

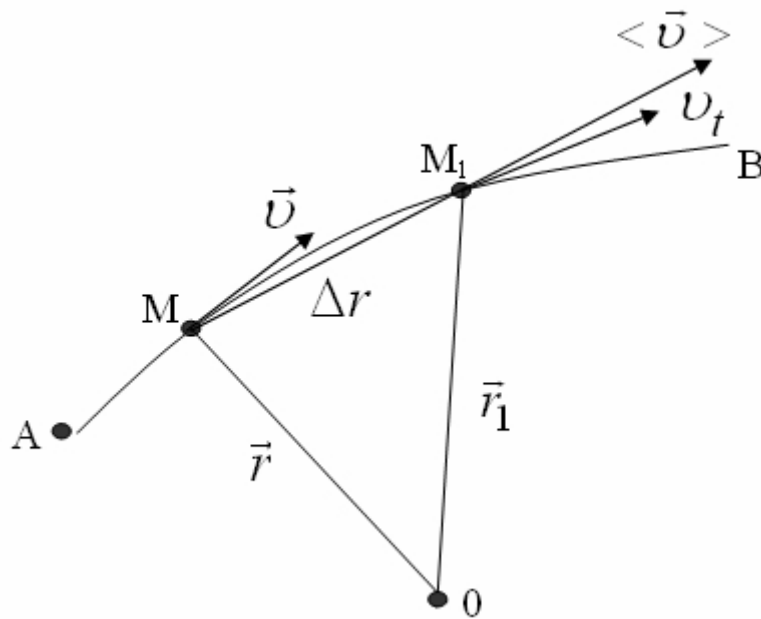
U holda burchak tezlik va tezlanishlarni radius vektor orqali ifodalashimiz mumkin:

$$v = \frac{ds}{dt} = \vec{r} \cdot \frac{d\varphi}{dt} = r \cdot \omega, \quad (2.2.6)$$

$$a = \frac{d^2s}{dt^2} = r \cdot \frac{d^2\varphi}{dt^2} = r \cdot \frac{d\omega}{dt} = r \cdot \beta, \quad (2.2.7)$$

2.3 Egri chiziqli harakat

Egri chiziqli trayektoriya bo'ylab harakatlanayotgan moddiy nuqtaning chiziqli tezlanish va tezligini ko'rib chiqamiz (2.2 - rasm).



2.2 - rasm. Moddiy nuqtaning egri chiziqli trayektoriya bo'ylab harakati

AV egri chiziqli trayektoriyada 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 A egri chiziq bo'ylab harakatlenganda $\vec{r}(t)$ radius-vektor kattaligi va yo'nalishi o'zgaradi.

O'rtacha tezlik quyidagicha ifodalanadi.

$$\langle \vec{v} \rangle = \frac{\Delta \vec{r}}{\Delta t} = \frac{\vec{r}(t + \Delta t) - \vec{r}(t)}{\Delta t}, \quad (2.3.1)$$

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:

$$\vec{v} = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta \vec{r}}{\Delta t} = \frac{d\vec{r}}{dt}, \quad (2.3.2)$$

Bu yerda $\vec{v}$ moddiy nuqtaning egri chiziqli harakatidagi oniy tezligidir. Oniy tezlik yo'nalishi harakatlanayotgan moddiy nuqta trayektoriyasiga urinma yo'nalishda bo'ladi. Oniy tezlik belgilangan t vaqtga tegishli M nuqtada egri chiziqqa urinma bo'ladi.

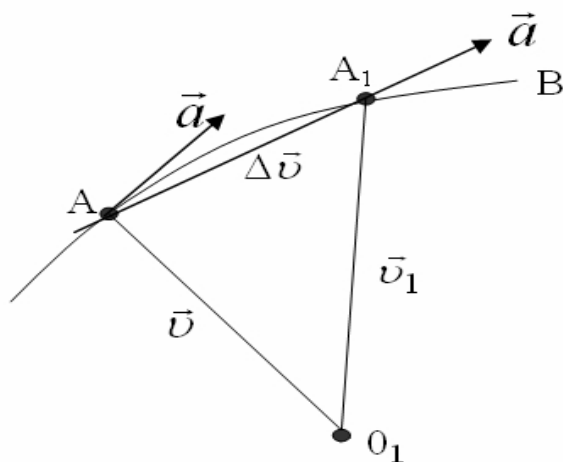
Tezlanish esa, tezlik vektori $\vec{v}$ dan vaqt bo'yicha olingan hosilaga teng

$$\vec{a} = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta \vec{v}}{\Delta t} = \frac{d\vec{v}}{dt}, \quad (2.3.3)$$

$$\vec{a} = \frac{d^2 \vec{r}}{dt^2}, \quad (2.3.4)$$

2.3.2 - va 2.3.4 - rasmlarga nazar tashlasak, tezlik va tezlanish vektorlari orasidagi o'xshashliklarni ko'ramiz.

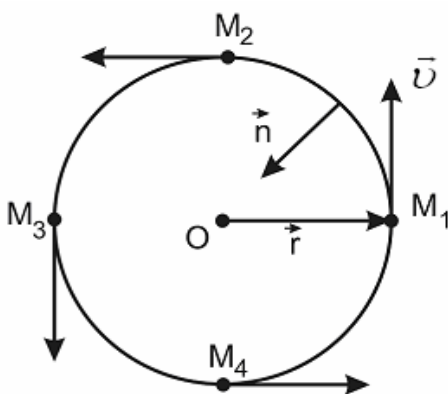
Qo'zg'almas O_1 nuqtaga har xil vaqt momentida harakatlanayotgan nuqtaning tezlik vektorini ($\vec{v}$) joylashtiramiz. Bu holda $\vec{v}$ - vektorning oxirini tezlanuvchan nuqta A – deb ataymiz.



2.3 - rasm. Moddiy nuqtaning tezlik trayektoriyasi

Tezlanuvchan nuqtalardan iborat geometrik holatlarni **tezlik trayektoriyasi** deb ataymiz.

2.4 – rasmda $\vec{v}$ tezlik aylanaga urinma bo'lib yo'nalgan, uning qiymati

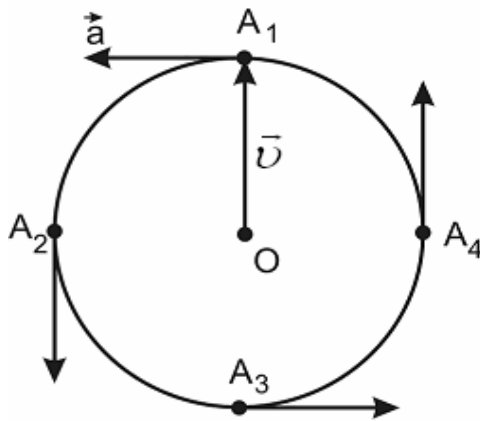


2.4 - rasm. Moddiy nuqta radiusining aylana bo'ylab harakati

$$\vec{v} = \omega \vec{r} = \frac{2\pi \vec{r}}{T}, \quad (2.3.5)$$

ga teng.

2.5 - rasmda $\vec{v}$ radiusli vektorning trayektoriyasi aylana ko'rinishda tasvir etilgan.



2.5 - rasm. Moddiy nuqta tezlik vektorining aylana bo'ylab harakati

Moddiy nuqtaning M_2, M_3, M_4, M_1 holatlari 2.5- rasmda A_1, A_2, A_3, A_4 tezlanish nuqtalarini belgilaydi.

Tezlanish $\vec{a} \perp \vec{v}$ - radiusli aylanaga urinma bo'ylab yo'nalgan.

Tezlanish qiymatini quyidagi ko'rinishda ifoda qilish mumkin:

$$\vec{a} = \omega v = \frac{2\pi v}{T} = \frac{v^2}{r}, \quad (2.3.6)$$

bu yerda

$$\frac{2\pi}{T} = \frac{v}{r}.$$

Bu markazga intilma tezlanish bo'lib, uni vektor shaklida quyidagicha keltiramiz:

$$\vec{a}_n = -\omega^2 \vec{r}, \quad (2.3.7)$$

$\vec{a}$ bilan $\vec{r}$ vektorlari bir-biriga qarama-qarshi yo'nalgan uchun minus ishorasi paydo bo'ldi.

$$\vec{a} = \frac{v^2}{r} \vec{n}.$$

bu yerda $\vec{n}$ - nuqtaning aylanma harakati trayektoriyasiga perpendikulyar bo'lgan va aylana markaziga yo'nalgan birlik vektordir, $\vec{\tau}$ - esa aylanaga urinma yo'nalishda bo'lgan birlik vektordir. Shuning uchun

$$\vec{v} = v \cdot \vec{\tau}$$

Agar

$$\vec{a} = v \frac{d\vec{\tau}}{dt}, \quad \frac{d\vec{\tau}}{dt} = \frac{v}{r} \vec{n}, \quad (2.3.8)$$

bo'lsa,

$$\vec{a} = \frac{v^2}{r} \cdot \vec{n}$$

ga teng bo'ladi.

Moddiy nuqta aylana bo'ylab bir tekis harakat qilganda, tezlanish markazga tomon yo'nalgan bo'ladi, ya'ni trayektoriyasiga perpendikulyar ravishda bo'ladi.

Agar tezlik qiymati o'zgara borsa,

$$\vec{v} = v \cdot \vec{\tau}$$

bu ifodani differensiallasak, quyidagiga ega bo'lamiz:

$$\begin{aligned} \vec{a} &= \frac{d(v\vec{\tau})}{dt} = \frac{dv\vec{\tau}}{dt} + v \cdot \frac{d\vec{\tau}}{dt}, \\ \frac{d\vec{\tau}}{dt} &= \frac{v}{r} \vec{n}, \\ \vec{a} &= \frac{dv}{dt} \vec{\tau} + \frac{v^2}{r} \cdot \vec{n}, \end{aligned} \quad (2.3.9)$$

Demak, tezlanish vektori $\vec{a}$, $\vec{\tau}$ va $\vec{n}$ birlik vektorlar tekisligida yotar ekan.

(2.3.9) – ifodadagi birinchi had quyidagiga teng bo'ladi:

$$\vec{a}_t = \frac{dv}{dt} \vec{\tau}, \quad (2.3.10)$$

Bu aylanaga urinma bo'lgan vektor – **tangensial tezlanish** deb ataladi.

Ikkinchi had esa:

$$\vec{a}_n = \frac{v^2}{r} \vec{n}, \quad (2.3.11)$$

normal tezlanish deb ataladi va u markazga qarab yo'nalgan bo'ladi.

Shunday qilib, umumiy holda $\vec{a}$ - tezlanish tangensial va normal tezlanishlarning geometrik yig'indisidan iborat bo'ladi

$$\vec{a} = \vec{a}_t + \vec{a}_n, \quad (2.3.12)$$

Tangensial tezlanish $\vec{a}_t$ tezlikni miqdor jihatidan o'zgarishi hisobiga paydo bo'ladi.

Normal tezlanish $\vec{a}_n$ tezlikning yo'nalishi o'zgarishi hisobiga paydo bo'ladi.

Qaytarish uchun nazorat savollari

1. Aylana bo'ylab harakati deb nimaga aytiladi?
2. Burchak tezlik deb nimaga aytiladi?
3. Tekis aylanma harakat deb nimaga aytiladi?
4. Aylanish davri deb nimaga aytiladi?
5. Aylanish chastotasi nima?
6. Burchak tezlanish deb nimaga aytiladi?
7. Burchak tezlik va tezlanishlari radius vektor orqali qanday bog'langan?
8. Tangensial tezlanish deb nimaga aytiladi?
9. Normal tezlanish deb nimaga aytiladi?

3 - Ma'ruza

Reja:

1. Moddiy nuqta dinamikasi. Kuch. Massa

2. Nyutonning birinchi qonuni va inersial sanoq tuzilmalari

3. Nyutonning ikkinchi qonuni

4. Nyutonning uchinchi qonuni.

5. Tabiatda kuchlar

Tayanch iboralar: Dinamika, massa, kuch, inersiya, inersial sanoq tizimlari, gravitatsiya kuchi, Kulon kuchi, og'irlik kuchi, ishqalanish kuchi, elastiklik kuchi, qarshilik kuchi.

3.1 Moddiy nuqta dinamikasi

O'tgan darslarda ta'kidlashimizcha, kinematika jismlar harakatini uning kelib chiqish sabablarini e'tiborga olmay o'rganadi, degan edik.

Dinamika esa jismlar harakatini uning kelib chiqish sabablarini bilgan holda o'rganadi. Dinamika asosida Nyuton qonunlari yotadi.

Jismning **massasi** – materiyaning asosiy xususiyatlaridan biri bo'lib, uning inersial va gravitatsiyaviy xususiyatlarini belgilaydi.

Inersial 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 – deformasiyalanadi. 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, boshqa jism yoki maydonlarning, jismga mexanikaviy ta'sirining o'lchovi bo'laoladi.

3.2 Nyutonning birinchi qonuni va inersial sanoq tuzilmalari.

Nyutonning birinchi qonuni. Jism o'zining tinch holatini yoki to'g'ri chiziqli tekis harakatini tashqaridan boshqa jismlar ta'sir etmaguncha saqlab qoladi.

Jismlarni o'zining tinch holatini yoki to'g'ri chiziqli tekis harakatini saqlab qolish xususiyati, jismlarning **inersiya** xususiyati deb ataladi.

Shuning uchun, Nyutonning birinchi qonuni, inersiya 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 **inersial sanoq tizimlari** deb ataladi.

Boshqa sanoq tizimlariga nisbatan o'zining tinch holatini yoki to'g'ri chiziqli tekis harakatini saqlay oladigan sanoq tizimlari **inersial sanoq tizimlari** bo'laoladi.

Koordinata boshi Quyosh markaziga joylashgan geliosentrik sanoq tizimini juda katta aniqlik bilan inersial 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 inersial sanoq tizimi bo'laolmaydi, 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 inersial 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.

Bir-biriga nisbatan tekis va to'g'ri chiziqli harakat qilayotgan sanoq tizimlarning birida Nyuton qonunlari bajarilsa, bunday sanoq tizimlar **inersial sanoq tizimlar** deb ataladi.

3.3 Nyutonning ikkinchi qonuni.

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

Moddiy nuqta yoki jismga har xil kuchlar ta'sir etganda, tezlanish qo'yilgan kuchlarning teng ta'sir etuvchi qiymatiga proporsionaldir.

$$a \sim F, \quad (m = \text{const}) \quad , \quad (3.3.1)$$

Turli jismlarga bir xil kuch ta'sir etsa, ularning olgan tezlanishlari har xil bo'ladi. Jismning massasi qancha katta bo'lsa, uning inertligi shuncha yuqori bo'ladi va olgan tezlanishi kichik bo'ladi.

$$a \sim \frac{1}{m}, \quad (F = \text{const}), \quad (3.3.2)$$

(3.3.1) va (3.3.2) – ifodalardan foydalangan holda, kuch va tezlanish vektor kattalik ekanligini hisobga olib, quyidagi ifodani yozishimiz mumkin:

$$\vec{a} = K \frac{\vec{F}}{m} \quad , \quad (3.3.3)$$

(3.3.3) – formula **Nyuton ikkinchi qonunining** 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 inersial sanoq tizimlari uchun o'rinalidir.

«XB» tizimida proporsionallik koeffitsiyenti K birga teng. U holda:

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

yoki

$$\vec{F} = m\vec{a} = m \frac{d\vec{v}}{dt} , \quad (3.3.4)$$

$$\vec{F} = \frac{d(m\vec{v})}{dt} , \quad (3.3.5)$$

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

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

$$\vec{F} = \frac{d\vec{p}}{dt} , \quad (3.3.6)$$

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

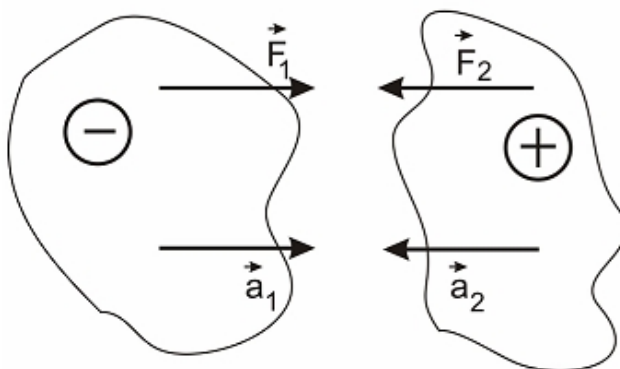
$$1H = 1 \frac{\kappa z \cdot m \text{emp}}{ce \kappa^2}$$

3.4 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'nalgan:

$$\vec{F}_1 = -\vec{F}_2 , \quad (3.4.1)$$

Musbat va manfiy zaryadlar bilan zaryadlangan m_1 va m_2 massali jismlar bir-biriga tortishishgandagi o'zaro ta'sirni ko'rib chiqaylik (3.1-rasm).



3.1 - 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:

$$\vec{F}_1 = \vec{a}_1 m_1, \quad \vec{F}_2 = \vec{a}_2 m_2, \quad (3.4.2)$$

$$m_1 \vec{a}_1 = -m_2 \vec{a}_2 \quad \text{yoki} \quad \vec{a}_1 = -a_2 \frac{m_2}{m_1}, \quad (3.4.3)$$

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

3.5 Tabiatda kuchlar

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

$$\vec{F} = \gamma \frac{m_1 m_2}{r^2} \left| \frac{\vec{r}}{r} \right| \quad (3.5.1)$$

bu yerda γ - gravitasion doimiylik.

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

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

Kulon kuchi

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

$$F = k \frac{q_1 q_2}{r^2}, \quad (3.5.2)$$

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

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

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

Bir jinsli og'irlik kuchi

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

$$F = mg, \quad (3.5.3)$$

m – jism massasi, g – erkin tushish tezlanishi

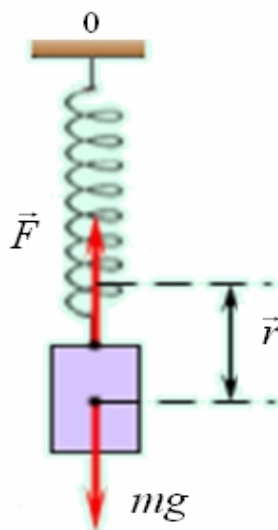
Elastiklik kuchi

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

$$\vec{F} = -\alpha \vec{r} \quad , \quad (3.5.4)$$

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

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



3.2 - rasm. Prujinaga osilgan jismning muvozanat holatidan siljishi

Ishqalanish kuchi

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

$$\vec{F} = k \vec{R}_n \quad , \quad (3.5.5)$$

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

Qarshilik kuchi

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

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

$$\vec{F} = -k_1 \vec{v} \quad , \quad (3.5.6)$$

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

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

$$\vec{F} = -k_2 \vec{v}^2 \quad . \quad (3.5.7)$$

Qaytarish uchun nazorat savollari

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

4 - Ma'ruza

Reja:

1. Moddiy nuqtalar tizimi. Inersiya markazi
2. Inersiya markazi harakati haqidagi teorema
3. Qattiq jism aylanma harakati tenglamasi
4. Kuch momenti
5. Aylanish o'qiga nisbatan jismning impuls moment

Tayanch iboralar: Inersiya markazi, inersiya markazining tezligi, ichki kuchlar, bosh nuqta, qutb, kuchning ta'sir chizig'i, kuch moment, impuls moment.

4.1 Moddiy nuqtalar tizimi. Inersiya 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_s ni tizimdagi moddiy nuqtalar massalarining algebrik yig'indisiga teng deb hisoblaymiz:

$$m_c = m_1 + m_2 + \dots + m_n = \sum_{i=1}^n m_i, \quad (4.1.1)$$

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

$$\vec{r}_c = \frac{m_1\vec{r}_1 + m_2\vec{r}_2 + \dots + m_n\vec{r}_n}{m_1 + m_2 + \dots + m_n} = \frac{\sum_{i=1}^n m_i\vec{r}_i}{m_c} \quad (4.1.2)$$

Tizim inersiya markazi radius - vektorining dekart koordinata o'qlariga proyeksiyalari quyidagilarga teng bo'ladi:

$$x_c = \frac{\sum_{i=1}^n m_i x_i}{m_c} ; \quad y_c = \frac{\sum_{i=1}^n m_i y_i}{m_c} ; \quad z_c = \frac{\sum_{i=1}^n m_i z_i}{m_c} , \quad (4.1.3)$$

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

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

$$\vec{v}_c = \frac{d\vec{r}_c}{dt} = \frac{\sum_{i=1}^n m_i \frac{d\vec{r}_i}{dt}}{m_c} = \frac{\sum_{i=1}^n m_i \vec{v}_i}{m_c} , \quad (4.1.4)$$

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

$$\vec{v}_c = \frac{\sum_{i=1}^n \vec{P}_i}{m_c} = \frac{\vec{P}_c}{m_c} , \quad (4.1.5)$$

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

$$\vec{P}_c = \sum_{i=1}^n \vec{P}_i , \quad (4.1.6)$$

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

$$\vec{P}_c = m_c \vec{v}_c, \quad (4.1.7)$$

4.2 Inersiya markazi harakati haqidagi teorema

Bu nihoyatda katta ahamiyatga ega bo'lgan xulosani keltirib chiqaradi: tizim nuqtalarining hamma massalari, uning inersiya 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 inersiya markazining impulsi ham deyiladi. Tizim inersiya markazining impulsini (4.1.7) ifodaga asosan quyidagicha ifodalash mumkin:

$$\vec{P}_c = m_c \vec{v}_c = m_1 \vec{v}_1 + m_2 \vec{v}_2 + \dots + m_n \vec{v}_n = \sum_{i=1}^n m_i \vec{v}_i, \quad (4.2.1)$$

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

Tizimdagi moddiy nuqtalar orasidagi o'zaro ta'sir va aks ta'sir kuchlarini **ichki kuchlar** deb ataymiz.

Masalan, tizimdagi 1 - jismga 2 - jismning ta'sir kuchini $\vec{F}_{12}$, 2 - jismga 1 - jismning aks ta'sir kuchini esa $\vec{F}_{21}$, bilan belgilaymiz, shu bilan birga Nyutonning uchinchi qonuniga muvofiq $\vec{F}_{12} = -\vec{F}_{21}$ yoki $\vec{F}_{12} + (-\vec{F}_{21}) = 0$ bo'ladi.

Tizimdan 1 -, 2 - va h.k. n - ta moddiy nuqtalarga ta'sir qiluvchi tashqi kuchlarning teng ta'sir etuvchisini esa bitta indeks bilan, ya'ni

$$\vec{F}_1, \vec{F}_2, \dots, \vec{F}_n$$

bilan belgilaymiz;

Endi moddiy nuqtali mexanik tizim uchun impulsning o'zgarish va saqlanish qonunini qarab chiqaylik (4.1-rasm).

$$\sum_{i=1}^n \frac{d}{dt}(m_i \vec{v}_i) = (\vec{F}_{12} + \vec{F}_{21}) + (\vec{F}_{13} + \vec{F}_{31}) + \dots + (\vec{F}_{n(n-1)} + \vec{F}_{(n-1)n}) + \sum_{i=1}^n \vec{F}_i \quad (4.3.2)$$

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 (4.3.2) tenglamani quyidagi ko'rinishda yozish mumkin.

$$\sum_{i=1}^n \frac{d}{dt}(m_i \vec{v}_i) = \sum_{i=1}^n \vec{F}_i \quad . \quad (4.3.3)$$

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

$$\vec{P}_c = \sum_{i=1}^n \vec{P}_i = \sum_{i=1}^n m_i \vec{v}_i \quad . \quad (4.3.4)$$

O'ng tomondagi ifoda esa mexanik tizimga ta'sir qiluvchi tashqi kuchlarning teng ta'sir etuvchisidan iborat:

$$\vec{F}_c = \sum_{i=1}^n \vec{F}_i \quad , \quad (4.3.5)$$

natijada,

$$\frac{d\vec{P}_c}{dt} = \vec{F}_c \quad . \quad (4.3.6)$$

Shunday qilib, moddiy nuqtalar tizimi impulsidan vaqt bo'yicha olingan hosila, tizimga ta'sir qiluvchi tashqi kuchlarning geometrik yig'indisidan iborat bo'lgan natijalovchi kuchga tengdir.

Demak, ichki kuchlar moddiy nuqtalar tizimi impulsini o'zgartira olmaydi.

(4.3.6) – tenglamaga binoan quyidagi xulosaga kelamiz:

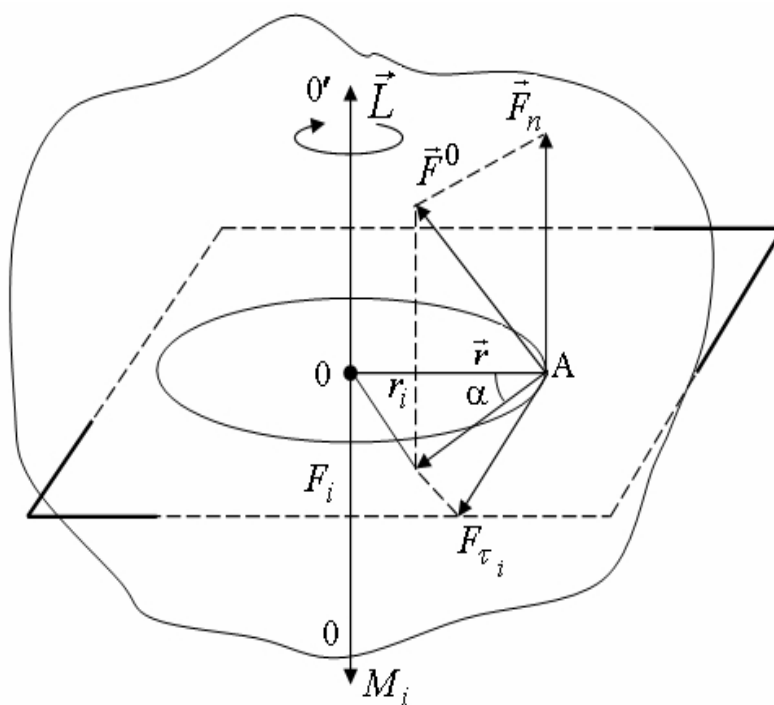
Tizim inersiya markazi, unda tizimdagi barcha moddiy nuqtalar massalari mujassamlashgandek va tizimdagi moddiy nuqtalarga qo'yilgan

tashqi kuchlarning geometrik yig'indisiga teng kuch ta'sir qilgandek harakatlanadi.

4.4 Kuch momenti

Qattiq jism aylanma harakat dinamikasining asosiy kattaliklari - impuls momenti va kuch momenti tushunchalari bir-biri bilan chambarchas bog'liqdir. Kuch momenti nuqtaga nisbatan bo'lsa, impuls momenti o'qqa nisbatandir. Shuning uchun ularni bir-biri bilan almashtirish mumkin emas. Har qanday vektorning biror nuqtaga nisbatan momenti vektor kattalik bo'lgani uchun, kuch momenti ham vektor kattalikdir. Impuls momenti esa vektor kattalik emas.

Endi qattiq jismning biror O nuqtasiga nisbatan kuch vektori $\vec{F}$ ning yoki impuls vektori $\vec{P}$ ning momentini qarab chiqaylik (4.2 - rasm). Bu nuqta **bosh nuqta** yoki **qutb** deb ataladi.



4.2 - rasm. $00'$ aylanish o'qiga o'rnatilgan qattiq jismga ixtiyoriy tashqi kuch ta'siri

Massa markazidan o'tgan $00'$ o'qqa mahkamlangan jismning, shu o'qdan r masofaga joylashgan qandaydir A nuqtasiga istalgan yo'nalishda $\vec{F}^0$ kuch qo'yamiz.

$\vec{F}^0$ – kuch vektori bilan ustma-ust tushgan chiziqqa **kuchning ta'sir chizig'i** deb ataladi.

Aylanish o'qiga perpendikulyar bo'lgan tekislikda yotuvchi kuchning $\vec{F}_i$ tashkil etuvchisi jismning aylanishiga sabab bo'lishi mumkin.

$\vec{F}_n$ – tashkil etuvchisi esa, 00' o'q bo'ylab ilgarilanma harakatni vujudga keltiradi.

Kuchning $\vec{F}_{\tau i}$ – tangensial tashkil etuvchisi ta'sirida, m_i massali A nuqta $\vec{r}$ radiusli aylanani chizishi mumkin.

$\vec{F}_i$ kuchning aylantirish effekti 00' o'q bilan kuchning ta'sir chizig'i orasidagi masofa katta bo'lishi bilan orta boradi.

Radius vektor $\vec{r}_i$ ning $\vec{F}_i$ kuchga vektor ko'paytmasi kuchning ixtiyoriy qo'zg'almas 00' o'qqa nisbatan **kuch momenti** deb ataladi.

$$\vec{M}_i = [\vec{r}_i \cdot \vec{F}_i] \quad , \quad (4.4.1)$$

Kuch momentining moduli quyidagiga teng

$$|\vec{M}_i| = [|\vec{r}_i \cdot \vec{F}_i|] = M_i = F_i \cdot r \sin \alpha \quad , \quad (4.4.2)$$

Uchta $\vec{r}_i$, $\vec{F}_i$, $\vec{M}_i$ vektorlar o'ng parma qoidasiga bo'ysungani uchun kuch momentining yo'nalishi 00' o'q bo'yicha yo'nalgan bo'ladi.

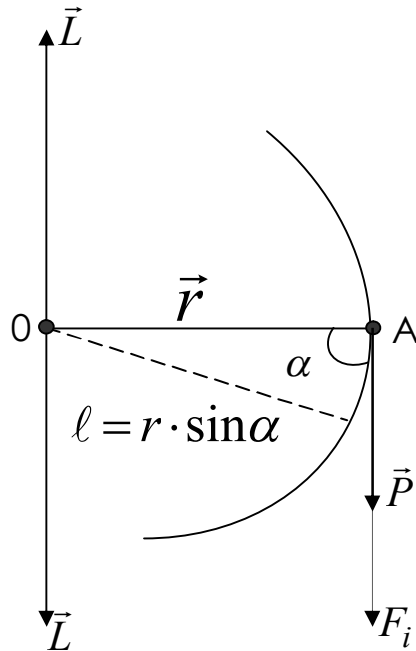
Massasi m ga teng bo'lgan moddiy nuqta $\vec{U}$ tezlik bilan harakatlanayotganda $\vec{P}$ impulsiga ega bo'ladi.

4.5 Aylanish o'qiga nisbatan jismning impuls moment

$\vec{r}$ – radius vektorning $\vec{P}$ impulsiga vektor ko'paytmasi **impuls momenti** deb ataladi.

$$\vec{L} = [\vec{r} \cdot \vec{P}] = [\vec{r}(m \cdot \vec{U})] = m[\vec{r} \cdot \vec{U}] \quad , \quad (4.5.1)$$

$\vec{L}$ – impuls momentining vektori yo'nalishi parma qoidasi asosida aniqlanadi (4.3 - rasm).



4.3 - rasm. Moddiy nuqta impuls momenti vektorining yo'nalishi

$\vec{r}$ - radius vektor va $\vec{P}$ - impuls vektori yotgan tekislikka perpendikulyar ravishda 0 nuqtaga joylashtirilgan parma dastasining aylanma harakat yo'nalishi impuls yo'nalishi bilan mos tushganda, parmaning ilgarilanma harakat yo'nalishi impuls momenti $\vec{L}$ ning yo'nalishini ko'rsatadi.

Impuls momentining moduli quyidagiga tengdir

$$[\vec{L}] = [\vec{r} \cdot \vec{P}] = r \cdot P \sin \alpha , \quad (4.5.2)$$

Moddiy nuqta impuls momenti o'zgarish qonunini impuls momentining vaqt bo'yicha hosilasi orqali topamiz

$$\frac{d\vec{L}}{dt} = \frac{d}{dt} [\vec{r} \cdot \vec{P}] = \left[\frac{d\vec{r}}{dt} \cdot \vec{P} \right] + \left[\vec{r} \cdot \frac{d\vec{P}}{dt} \right] , \quad (4.5.3)$$

$$\frac{d\vec{L}}{dt} = [\vec{v} \cdot \vec{P}] + [\vec{r} \cdot \vec{F}] \quad , \quad (4.5.4)$$

$\vec{v}$ va $\vec{P}$ vektorlar parallel, kolleniar vektorlarning ko'paytmasi bo'lgani uchun $[\vec{v} \cdot \vec{P}] = 0$ ga teng bo'ladi, u holda

$$\frac{d\vec{L}}{dt} = [\vec{r} \cdot \vec{F}] = \vec{M}_c$$

ya'ni

$$\frac{d\vec{L}}{dt} = \vec{M}_c \quad , \quad (4.5.5)$$

Moddiy nuqta impulsining biror nuqtaga nisbatan o'zgarishi, shu moddiy nuqtaga ta'sir qiluvchi kuch momentiga tengdir.

Agar $\vec{M} = 0$ bo'lsa, impuls momentining saqlanish qonunini ifodasiga ega bo'lamiz.

$$\frac{d\vec{L}}{dt} = 0 \quad , \quad \vec{L} = [\vec{v} \cdot \vec{P}] = [\vec{r} \cdot m \cdot \vec{v}] = const \quad , \quad (4.5.6)$$

Ixtiyoriy o'q atrofida aylanma harakat qilayotgan moddiy nuqtaga tashqi kuch momenti ta'sir etmasa, u o'zining **impuls momentini miqdori va yo'nalishi jihatdan o'zgarmas holda saqlaydi.**

Qaytarish uchun nazorat savollari

1. Moddiy nuqtalar tizimining massasi qanday topiladi?
2. Inersiya markazi deb nimaga aytiladi?
3. Inersiya markazi radius – vektori qanday topiladi?
4. Inersiya markazining tezligi qanday topiladi?
5. Inersiya markazi harakati haqidagi teoremani aytib bering.

6. Qattiq jism aylanma harakati tenglamasini yozib bering.
7. Bosh nuqta yoki qutb deb qanday nuqtaga aytiladi?
8. Kuch momenti deb nimaga aytiladi?
9. Impuls moment deb nimaga aytiladi?
10. Impuls moment saqlanish qonunini ta'riflab bering.

5 - Ma'ruza

Reja:

1. Mexanik ish
2. Quvvat
3. Mexanik tizimning kinetik energiyasi va uning tashqi va ichki kuchlar bajargan ishi bilan bog'liqligi. Kinetik energiya
4. Potensial energiya
5. Potensial energiyaning ish va kuch bilan bog'liqligi
6. Mexanikada energiyaning saqlanish qonuni.

Tayanch iboralar: Energiya, mexanik ish, joul, quvvat, vatt, kinetik energiya, ichki kuchlar, bajarilgan ish, potensial energiya, potensial maydonlar, konservativ kuchlar, dissipativ kuchlar.

5.1 Mexanik ish

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 (mexanik ishqalanishda mexanik harakat energiyasi issiqlik energiyasiga aylanadi).

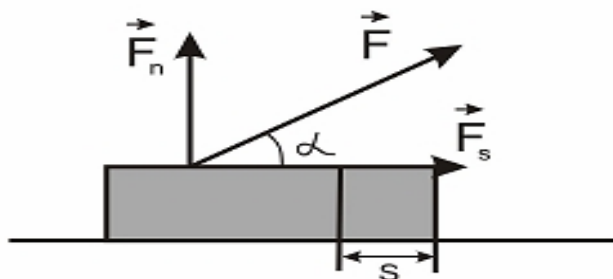
Ammo, barcha hollarda boshqa jismga uzatilgan energiya, ikkinchi jism olgan energiyaga teng bo'ladi.

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 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 $\vec{F}$ kuch ta'sir etsa, shu kuchning bajargan **ishi** kuchning harakat yo'nalishiga proyeksiyasini kuch qo'yilgan nuqtaning siljishiga ko'paytmasiga tengdir (5.1 - rasm).

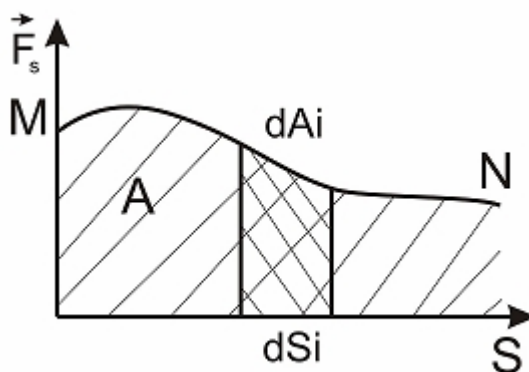
$$A = F_s \cdot S = F \cdot S \cdot \cos \alpha \quad . \quad (5.1.1)$$

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



5.1 - rasm. F kuch ta'sirida to'g'ri chiziqli harakat qilayotgan jismning ko'chishi

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 (5.2-rasm).



5.2 - rasm. O'zgaruvchi tashqi kuch ta'sirida jismning ko'chishda bajargan ishi

U holda elementar ish

$$dA_i = F_{s_i} dS_i = F_i dS_i \cos \alpha_i \quad . \quad (5.1.2)$$

O'zgaruvchan kuchning MN ko'chishida bajargan ishi

$$A = \int_M^N F_s dS_i = \int_M^N F_i dS_i \cos \alpha_i \quad , \quad (5.1.3)$$

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

Agar jism to'g'ri chiziqli harakat qilsa, ta'sir etuvchi kuch va α - burchak o'zgaras 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.

(5.1.1) - ifodadan:

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

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

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

“XB” da ish birligi – **jouldan** iborat:

$$1 \text{ Joul} = 1 \text{ Nyuton} \cdot 1 \text{ metr}$$

1 Joul deb 1 Nyuton kuchning 1 metr masofada bajargan ishiga aytiladi.

“SGS”da ish birligi – **ergdan** iborat:

$$1 \text{ erg} = 1 \text{ dina} \cdot 1 \text{ sm}$$

1 erg 1 dina kuchning 1 sm masofada bajargan ishiga aytiladi.

$$1 \text{ Joul} = 10^7 \text{ erg}$$

Ishning tizimga kirmagan o'lchov birligi **kaloriya**:

$$1 \text{ kal} = 4,2 \text{ Joul} \quad \text{yana}$$

$$1 \text{ kilovatt} \cdot \text{soat} = 3,6 \cdot 10^6 \text{ joul}$$

5.2 Kuvvat

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.

$$N = \frac{\Delta A}{\Delta t} \quad . \quad (5.2.1)$$

Agarda jism $\vec{F}$ kuch ta'sirida $\vec{v}$ o'zgarmas tezlik bilan harakatlansa, quvvat quyidagicha ifodalanadi:

$$N = \frac{\Delta A}{\Delta t} = \frac{F_s \cdot \Delta S}{\Delta t} = F_s \cdot v$$

va kuchning harakat yo'nalishiga proyeksiyasi F_s ni jismning tezligiga ko'paytmasiga teng bo'ladi.

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

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

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 “XB”da – **Vatt** bilan o'lchanadi

$$1 \text{ Vatt} = 1 \text{ Joule} / 1 \text{ sek.}$$

1 Vatt deb 1 sekunda 1 Joule ish bajaradigan jismning quvvatiga aytiladi.

“SGS”da quvvat birligi – **erg / sek.**

5.3 Mexanik tizimning kinetik energiyasi va uning tashqi va ichki kuchlar bajarigan ishi bilan bog'liqligi

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

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

$$dA = dW_k$$

Nyuton II qonunining skalyar formasidan foydalansak

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

bajarilgan ishni quyidagicha ifodalashimiz mumkin.

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

$v = \frac{dS}{dt}$ bo'lgani uchun;

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

To'la kinetik energiya ifodasi esa

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

ga teng bo'ladi.

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

$$W_k = \frac{mv^2}{2} \quad , \quad (5.3.1)$$

ga teng ekan. Kinetik energiya m – massaga bog'liq bo'lishi bilan harakat tezligi funksiyasi hamdir.

5.4 Potensial energiya

Potensial 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, gravitasiya kuchi maydoni, elektr ta'sir kuchi maydoni) bu holda jismni ko'chishida bajarilgan ish, bir nuqta bilan ikkincha nuqta orasidagi trayektoriyaga bog'liq bo'lmay, jismning boshlang'ich va oxirgi holatiga bog'liqdir. Bunday ish bajaradigan maydonlar **potensial maydonlar** deb ataladi va ularda ta'sir qiluvchi kuchlar **konservativ kuchlar** deb ataladi.

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

Kuchning potensial maydonida turgan jism W_n - potensial energiyaga ega bo'ladi.

Odatda jismning ma'lum bir holatdagi potensial energiyasini nol deb hisoblab, hisob boshini belgilashadi. Boshqa holatdagi energiya hisob boshidagi holatga nisbatan aniqlanadi. Shuning uchun ayrim vaqtlarda potensial energiyalar farqi degan tushunchadan foydalaniladi.

5.5 Potensial energiyaning ish va kuch bilan bog'liqligi

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

$$dA = -dW_n \quad , \quad (5.5.1)$$

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

$$Fdr = -dW_n \quad . \quad (5.5.2)$$

Agarda $W_n(r)$ - funksiya aniq bo'lsa, kuchning moduli va yo'nalishini aniqlash mumkin.

$W_n(r)$ funksiyaning aniq ko'rinishi kuch maydonining xarakteri bilan aniqlanadi. Masalan, Yer sirtidan h balandlikka ko'tarilgan jismning potensial energiyasi

$$W_n = \int_0^h dW_n = \int_0^h Pdh = mgh \quad , \quad (5.5.3)$$

ga tengdir.

Bu yerda potensial energiya h balandlikdan tushayotgan m massali jismning bajargan ishiga tengdir.

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

$$W = W_k + W_n \quad . \quad (5.5.4)$$

5.6 Mexanikada 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.Gelmgolslar ifodalab berishgan.

Massalari $m_1, m_2, \dots, m_n$, va $v_1, v_2, \dots, v_n$ 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 $\vec{F}_1, \vec{F}_2, \dots, \vec{F}_n$ teng ta'sir etuvchi tashqi kuchlar ta'sir etayotgan bo'lsin.

$v \ll c$ bo'lganda, moddiy nuqtalar massalari o'zgarmaganligi sababli, ularga Nyutonning II qonunini tadbiq etish mumkin:

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

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:

$$\begin{aligned}
m_1(v_1 dv_1) - (f_1 + F_1)dx_1 &= 0 \\
m_2(v_2 dv_2) - (f_2 + F_2)dx_2 &= 0 \\
&\dots\dots\dots \\
m_n(v_n dv_n) - (f_n + F_n)dx_n &= 0
\end{aligned}$$

Yopiq tizim uchun, uning moddiy nuqtalariga ta'sir etuvchi tashqi kuchlar yig'indisi nolga tengdir

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

Shu sababli yuqoridagi tenglamalarni jamlasak, quyidagiga ega bo'lamiz

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

Bu yerda

$$\sum_{i=1}^n m_i v_i dv_i = \sum_{i=1}^n d\left(m_i \frac{v_i^2}{2}\right) = dW_k, \quad (5.6.1)$$

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 potensial energiyasini o'zgarishiga tengdir

$$dA = -dW_n$$

Butun yopiq tizim uchun

$$dW_k + dW_n = 0$$

ga teng. Demak yopiq tizimning to'liq mexanik energiyasi

$$W_k + W_n = W = \text{const} \quad , \quad (5.6.2)$$

ga ega bo'lamiz.

(5.6.2) – ifoda **mexanik energiya saqlanish qonunidir.**

Jismlarning yopiq tizimida faqat konservativ kuchlar ta'sir etsa, mexanik energiya saqlanib qoladi yoki vaqt bo'yicha o'zgarmas bo'ladi.

Qaytarish uchun nazorat savollari

1. Qanday mexanik energiya turlarini bilasiz?
2. Energiya va uning turlarini aytib bering.
3. Mexanik ish deb nimaga aytiladi?
4. Ishning o'lchov birliklarini aytib bering.
5. Quvvat deb nimaga aytiladi?
6. Quvvat o'lchov birliklarini aytib bering.
7. Jismning kinetik energiyasi qanday topiladi?
8. Potensial energiya deb nimaga aytiladi?
9. Konservativ va dissipativ kuchlar qanday kuchlar?
10. Nima uchun tortishish kuchlar maydoni potensial maydon deyiladi?
11. Mexanik energiyani saqlanish qonunini aytib bering.
12. Mexanik energiyani saqlanish qonuni qanday tizimlar uchun to'g'ri bo'ladi?

6 - Ma'ruza

Reja:

1. Inersial sanoq tizimlari
2. Galiley almashtirishlari
3. Eynshteyn postulatlar
4. Lorens almashtirishlari

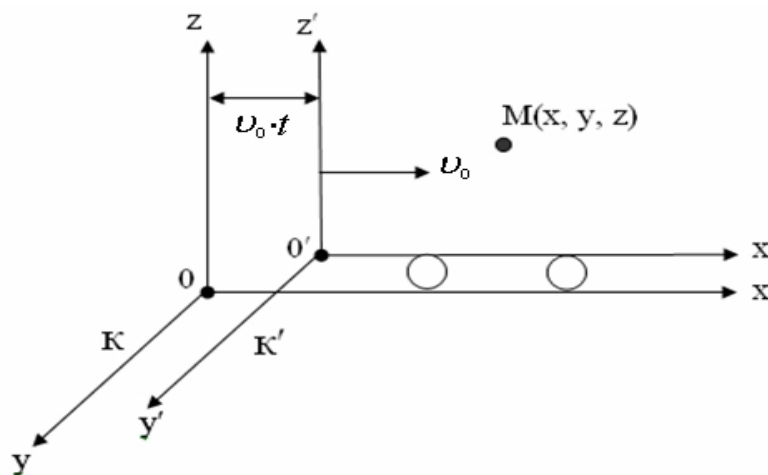
Tayanch iboralar : Inersial sanoq tizimlar, Galiley almashtirishlari, tezliklarni qo'shish formulasi, Eynshteyn postulatlar, nisbiylik prinsipi, yorug'lik tezligining invariantlik prinsipi, Lorens almashtirishlari.

6.1 Inersial sanoq tizimlari

Jismning harakati va tinch holati biz kuzatayotgan sanoq tizimlariga nisbatan nisbiy tushunchalardir.

Bir-biriga nisbatan tekis va to'g'ri chiziqli harakat qilayotgan sanoq tizimlarning birida Nyuton qonunlari bajarilsa, bunday sanoq tizimlar **inersial sanoq tizimlar deb ataladi**.

Oddiy misolda bir inersial tizimdagi nuqta koordinatalaridan ikkinchi tizimdagi koordinatalarga o'tish formulalarini keltirib chiqarishga harakat qilamiz.



6.1 - rasm. Bir-biriga nisbatan tekis va to'g'ri chiziqli harakat qilayotgan inersial sanoq tizimlar

Shartli tinch holatda bo'lgan K sanoq tizimiga nisbatan OX o'qi bo'ylab $v_0 = \text{const}$ tezlik bilan harakatlanayotgan K' sanoq tizimini olamiz (6.1 - rasm).

$t=0$ momentda ikki sanoq tizimi bir-birining ustiga tushadi.

t vaqtdan so'ng K - tizimdagi qandaydir M nuqtaning koordinatalari $M(x, u, z)$ bo'lsin.

K' - sanoq tizimida esa, bu nuqtaning koordinatalari

$$x = x' - v_0 \cdot t, \quad y' = y, \quad z' = z, \quad (6.1.1)$$

$$K' \rightarrow K$$

Natijada

$$x = x' + v_0 \cdot t, \quad y = y', \quad z' = z, \quad t = t'. \quad (6.1.2)$$

ga ega bo'lamiz. Har ikki tizimda vaqt bir xil o'tadi $t = t'$.

6.2 Galiley almashtirishlari

Bular **Galileyning koordinatalarni almashtirish ifodalari** yoki klassik mexanikaning koordinatalarni almashtirish formulalari deb ataladi.

(6.1.2) – ifodalardan t bo'yicha hosila olamiz:

$$\frac{dx}{dt} = \frac{dx'}{dt} + v_0; \quad \frac{dy}{dt} = \frac{dy'}{dt}; \quad \frac{dz}{dt} = \frac{dz'}{dt}$$

$$v_x = v_x^1 + v_0; \quad v_y = v_y^1; \quad v_z = v_z^1.$$

yoki vektor ko'rinishda:

$$\vec{v} = \vec{v}' + \vec{v}_0 \quad (6.1.3)$$

Bu ifoda **klassik mexanikada tezliklarni qo'shish formulasi** deb ataladi.

Bir sanoq tizimidan ikkinchi sanoq tizimiga o'tishda koordinatalarni almashtirish (6.1.1) – ifoda bilan, tezliklarni almashtirish esa (6.1.3) – ifoda bilan amalga oshiriladi.

(6.1.3) – ifodadan t vaqt bo'yicha hosila olsak:

$$\frac{d\vec{v}}{dt} = \frac{d\vec{v}'}{dt} ; \quad \vec{a} = \vec{a}' , \quad (6.1.4)$$

ga ega bo'lamiz. Barcha sanoq tizimlarida tezlanish bir-xil bo'lib, bir inersial sanoq tizimidan ikkinchi sanoq tizimiga o'tish invariant bo'ladi.

6.3 Eynshteyn postulatları

Eynshteynning maxsus nisbiylik – relyativistik nazariyasi ikkita postulatga asoslangan:

1. **Nisbiylik prinsipi:** barcha inersial sanoq tizimlari teng huquqlidir, bu tizimlarda tabiat hodisalari bir xilda o'tadi va qonunlar bir xil ifodalanadi.

Boshqacha qilib aytganda, barcha fizik hodisalar turli inersial sanoq tizimlarida bir xil sodir bo'lib, mexanik, elektromagnit, optik va shu kabi tajribalar yordamida, berilgan inersial sanoq tizimining tinch turganligini yoki to'g'ri chiziqli tekis harakatlanayotganligini aniqlab bo'lmaydi.

2. **Yorug'lik tezligining invariantlik prinsipi:** yorug'likning bo'shliqdagi tezligi barcha inersial sanoq tizimlarida bir xil bo'lib, manba va kuzatuvchining nisbiy harakat tezligiga bog'liq emas.

Maxsus nisbiylik nazariyasining birinchi postulati Galileyning nisbiylik prinsipiga muvofiq keladi va uni yorug'likning tarqalish qonunlariga joriy etib, umumlashtiradi.

Ammo, ikkala postulatning bir vaqtdagi tadbiqui Galiley almashtirishlariga ziddir.

Bu ikkala postulat barcha eksperimental faktlar bilan tasdiqlangani uchun, bu ziddiyat postulatlar orasida emas, balki postulatlar bilan Galiley almashtirishlari orasida mavjuddir. Chunki Galiley almashtirishlarini yorug'lik tezligiga yaqin tezlikdagi harakatlarga tadbiqu etib bo'lmaydi.

6.4 Lorens almashtirishlari

Eynshteyn shunday almashtirishlarni topdiki, bu almashtirishlar maxsus nisbiylik nazariyasining ikkala pastulatiga ham, Galiley almashtirishlariga ham muvofiq keladi.

Bu almashtirishlar oldinroq Lorens tomonidan topilganligi uchun – **Lorens almashtirishlari** deb ataladi.

$$x = \frac{x' + v_0 t'}{\sqrt{1 - \frac{v_0^2}{c^2}}}; \quad y = y'; \quad z = z'; \quad t = \frac{t' + \frac{v_0 x'}{c^2}}{\sqrt{1 - \frac{v_0^2}{c^2}}}, \quad (6.4.1)$$

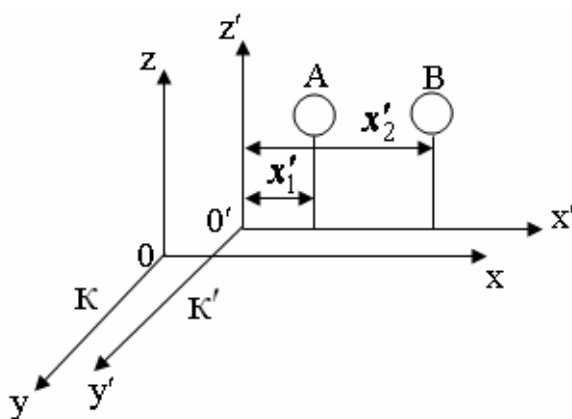
Lorens almashtirishlariga bir necha misollar keltiramiz:

1) Biror bir tizimning har xil nuqtalarida bir vaqtda sodir bo'layotgan hodisalar, boshqa tizimda bir vaqtda sodir bo'lmasligi mumkin.

6.2-rasmda K' sanoq tizimida, koordinatalari

$$x'_1 \neq x'_2$$

bo'lgan A va B nuqtalarda bir vaqtda ($t_1^1 = t_2^1$) ikkita lampa yorishgan bo'lsin (6.2 - rasm).



6.2 - rasm. Bir-biriga nisbatan tekis va to'g'ri chiziqli harakat qilayotgan sanoq tizimlarida sodir bo'ladigan hodisalarning vaqt momentlari

K - sanoq tizimida t_1 va t_2 vaqt momentlari (6.4.1) – ifodaga binoan quyidagicha bo'ladi:

$$t_1 = \frac{t'_1 + \frac{v_0 x'_1}{c^2}}{\sqrt{1 - \frac{v_0^2}{c^2}}} \quad \text{va} \quad t_2 = \frac{t'_2 + \frac{v_0 x'_2}{c^2}}{\sqrt{1 - \frac{v_0^2}{c^2}}}$$

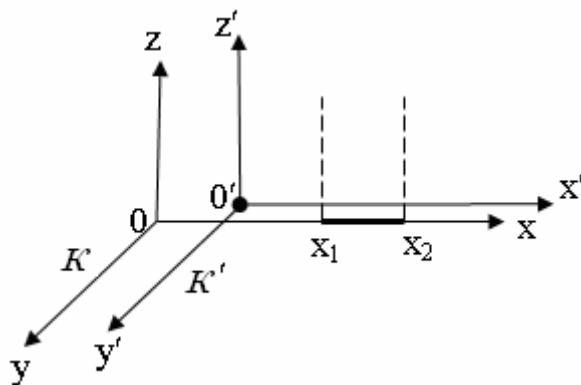
$$t'_1 = t'_2 \quad \text{va} \quad x'_1 \neq x'_2$$

bo'lgani uchun

$$t_1 \neq t_2$$

ya'ni K – sanoq tizimida ikkita lampa har xil vaqtlarda yorishadi.

- 2) K sanoq tizimida OX o'qi bo'ylab koordinatalari x_1 va x_2 bo'lgan sterjen yotgan bo'lsin (6.3 - rasm).
- 3)



6.3 - rasm. Bir-biriga nisbatan harakatda bo'lgan sanoq tizimida uzunlik o'lchamining o'zgarishi

K sanoq tizimida sterjenning uzunligi

$$\ell_0 = x_2 - x_1$$

bo'ladi, K' - tizimda esa

$$\ell = x'_2 - x'_1$$

bu yerda $t'_1 = t'_2$ (6.4.1) - Lorens almashtirishlariga asosan

$$\ell_0 = x_2 - x_1 = \frac{x'_2 + v_0 t'_2}{\sqrt{1 - \frac{v_0^2}{c^2}}} - \frac{x'_1 + v_0 t'_1}{\sqrt{1 - \frac{v_0^2}{c^2}}} = \frac{\ell}{\sqrt{1 - \frac{v_0^2}{c^2}}}$$

yoki

$$\ell = \ell_0 \cdot \sqrt{1 - \frac{v_0^2}{c^2}}$$

Sterjen tinch holatda bo'lgan K - sanoq tizimiga nisbatan v_0 - tezlik bilan harakatlanayotgan K' - sanoq tizimida sterjenning uzunligi $\sqrt{1 - \frac{v_0^2}{c^2}}$ marta kichikdir.

Tizimning v_0 - tezligi, yorug'lik tezligiga yaqinlashishi bilan, sterjenning uzunligi nolga tenglashadi va uning haqiqiy uzunligi yo'qola boradi.

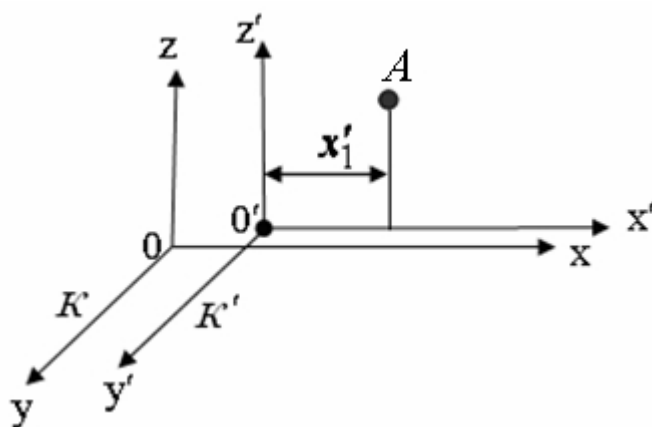
3) K' tizimda koordinatalari $x'_1 \neq x'_2$ bo'lgan A - nuqtada lampa t'_1 - vaqtda yorishib, t'_2 - momentda o'chadi (6.4 - rasm).

K' - tizimda lampaning yonish vaqti

$$\Delta t' = t'_2 - t'_1$$

ga teng.

Lorens almashtirishlaridan foydalanib K - tizimda yonish vaqtini ifodalab ko'ramiz.



6.4 - rasm. Bir-biriga nisbatan harakatda bo'lgan sanoq tizimida vaqtning o'zgarishi

$$\Delta t = t_2 - t_1 = \frac{t'_2 + \frac{v_0}{c_2} x'_2}{\sqrt{1 - \frac{v_0^2}{c^2}}} - \frac{t'_1 + \frac{v_0}{c_2} x'_1}{\sqrt{1 - \frac{v_0^2}{c^2}}} = \frac{\Delta t^1}{\sqrt{1 - \frac{v_0^2}{c^2}}}$$

$$\Delta t = \frac{\Delta t^1}{\sqrt{1 - \frac{v_0^2}{c^2}}} ; \quad \Delta t' = \Delta t \sqrt{1 - \frac{v_0^2}{c^2}} .$$

Hodisa sodir bo'layotgan tizimning tezligi yorug'lik tezligiga yaqinlashishi bilan K – tizimda yonish vaqti cheksizlikka intiladi va o'z ma'nosini yo'qotadi.

4) (6.1.3) - va (6.4.1) - formulalardan foydalanib tezliklarni qo'shishning relyativistik ifodasini keltirib chiqarish mumkin. Yuqoridagi formulalarning hosilalarini keltiramiz

$$dx = \frac{dx' + v_0 dt'}{\sqrt{1 - \frac{v_0^2}{c^2}}} ; \quad dt = \frac{dt' + \frac{v_0}{c^2} dx'}{\sqrt{1 - \frac{v_0^2}{c^2}}} ,$$

$$\frac{dx}{dt} = \frac{dx' + v_0 dt'}{dt' + \frac{v_0}{c^2} dx'}, \quad v_x = \frac{v'_x + v_0}{1 + \frac{v_0}{c^2} v'_x}$$

yoki

$$v'_x = \frac{v_x - v_0}{1 - \frac{v_0}{c^2} v_x}$$

5) Klassik mexanikaga asosan, jismning massasi o'zgarmasdir. Ammo, zarrachalar tezligining oshishida o'tkazilgan tajribalarda massaning tezlikka bog'liqligi kuzatilgan

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \frac{v_0^2}{c^2}}}, \quad (6.4.2)$$

bu yerda m_0 – tinch holatda turgan elektronning massasi, m – relyativistik massa deb ataladi.

Nyutonning dinamikasiga asosan:

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

Moddiy nuqta relyativistik dinamikasining asosiy qonunini shunday yozish mumkin:

$$\vec{F} = \frac{d}{dt} \left(\frac{m_0}{\sqrt{1 - \frac{v_0^2}{c^2}}} \cdot \vec{v} \right), \quad (6.4.3)$$

yoki

$$\vec{F} = \frac{d\vec{p}}{dt} ; \quad \vec{P} = m\vec{v} = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \frac{v_0^2}{c^2}}} \cdot \vec{v} , \quad (6.4.4)$$

Bu moddiy nuqtaning **relyativistik impulsidir**.

Qaytarish uchun nazorat savollari

1. Inersial sanoq tizimlar deb nimaga aytiladi?
2. Galileyning koordinatalarni almashtirish ifodalari yozing.
3. Klassik mexanikada tezliklarni qo'shish formulasini yozing.
4. Nisbiylik prinsipi qanday ?
5. Yorug'lik tezligining invariantlik prinsipini aytib bering.
6. Lorens almashtirishlarini yozib bering.
7. Sterjenning uzunligining tezlikka bjg'liqligi formulasi qanday?
8. Vaqtning tezlikka bjg'liqligi formulasi qanday?
9. Relyativistik massa deb nimaga aytiladi?
10. Relyativistik impuls formulasini yozing.

7 - Ma'ruza

Reja:

1. Tebranma harakat haqida tushuncha
 2. Garmonik tebranma harakat kinematikasi va dinamikasi
 3. Garmonik tebranma harakat energiyasi
 4. Prujinali mayatnik
 5. Fizik mayatnik
 6. Matematik mayatnik
7. *Tayanch iboralar:* Tebranish, xususiy tebranishlar, garmonik tebranishlar, tebranish davri, tebranishlar chastotasi, qaytaruvchi kuch, kvazielastik kuch, differensial tenglama, fizik mayatnik, prujinali mayatnik, matematik mayatnik.

7.1 Tebranma harakat haqida tushuncha

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 tebranishlar va boshqalarga 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 yo'q 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**.

7.2 Garmonik tebranma harakat kinematikasi va dinamikasi

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

$$y = A \cdot \sin(\omega_0 t + \varphi) \quad , \quad (7.2.1)$$

bu yerda u – tebranuvchi kattalik, A - tebranuvchi kattalikning amplitudasi (maksimal siljishi), $\omega_0 = \frac{2\pi}{T} = 2\pi\nu$ - doiraviy yoki siklik chastota, φ $t = 0$ 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:

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

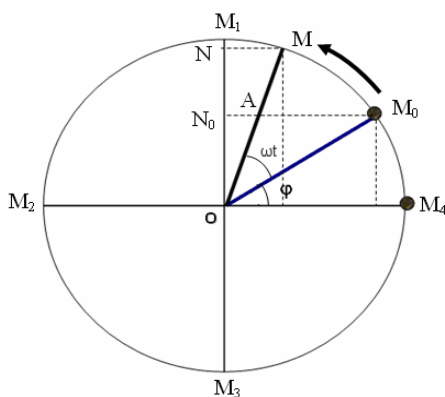
Bu yerdan tebranish davri quyidagiga teng bo'ladi:

$$T = \frac{2\pi}{\omega_0}, \quad (7.2.2)$$

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

$$\nu = \frac{1}{T}, \quad (7.2.3)$$

Chastota birligi Gers bilan o'lchanadi va 1 Gers - 1 sekund davomida 1 sikl tebranish bo'lishini ko'rsatadi.



7.1 - rasm. Moddiy nuqtaning aylana bo'ylab harakati

Garmonik tebranishlarga bir misol keltiramiz. M nuqta A radiusli aylana bo'ylab

$$\omega = \frac{2\pi}{T} \text{ burchak tezlik bilan tekis harakatlanayotgan bo'lsin (7.1 - rasm).}$$

Harakat boshlanishida, $t = 0$ da nuqta M_0 holatda deb hisoblaymiz. Shu nuqtaga o'tkazilgan $A = OM_0$ aylananing radiusi M nuqtaning burchak tezligiga teng tezlik bilan ko'rsatgich yo'nalishida aylanadi. Agar $t = 0$ da radius gorizontall o'q bilan φ burchak hosil qilgan bo'lsa, t vaqt o'tgandan so'ng esa $(\omega t + \varphi)$ qiymatga ega bo'ladi. M nuqta aylana bo'ylab ω burchak tezlik bilan harakatlanganda uning tik diametrga proyeksiyasi N aylana markazi atrofida garmonik tebranishlar hosil qiladi.

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

$$y = A \sin(\omega t + \varphi) \quad , \quad (7.2.4)$$

bu yerda u – M nuqtaning tik diametrga proyeksiyasi N nuqtaning O aylana markaziga nisbatan holatidir va **tebranuvchi kattalik** hisoblanadi.

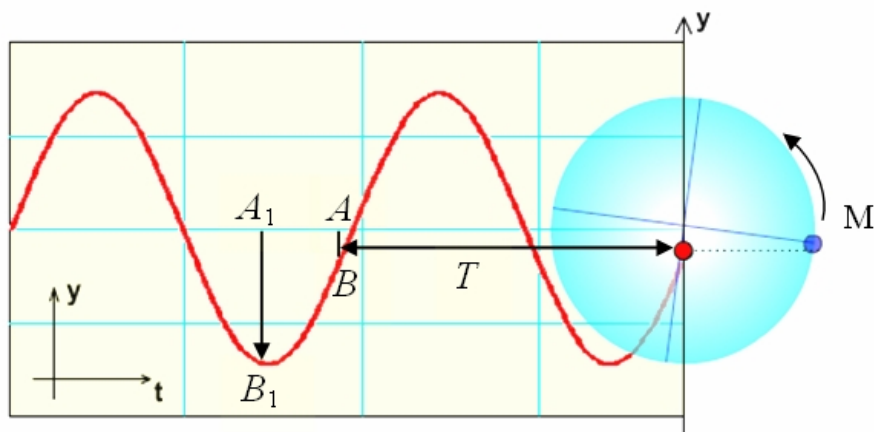
M nuqtaning OX o'qqa proyeksiyasi ham shunday qonun asosida tebranadi:

$$x = A \cos(\omega t + \varphi)$$

(7.2.4) – ifodada t ni $t + T$ bilan olmashtirib, $\omega = \frac{2\pi}{T}$ ga tengligini hisobga olsak, M nuqtaning tik diametrga proyeksiyasi N ni O nuqta atrofida tebranish qiymatiga ega bo'lamiz va x siljish kattaligining davriy ravishda o'zgarishini kuzatamiz.

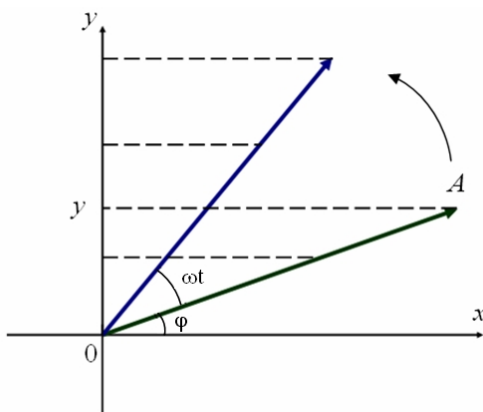
Gorizontall o'q bo'yicha vatqning o'zgarishini, vertikal o'q bo'yicha esa siljishining o'zgarishini keltirsak, siljishning o'zgarishini grafik ravishda tassavur qilish mumkin. Natijada sinusoida qonuniyatini kuzatamiz (7.2 - rasm).

Bu yerda istalgan vertikal AV kesma shu vaqtdagi siljishni ko'rsatadi, A_1V_1 – amplitudaning maksimal qiymatini, T – tebranish davrini ko'rsatadi.



7.2 - rasm. Moddiy nuqtaning aylana trayektoriyasidagi holatini u – o'qqa proyeksiyasining garmonik tebranishi

Garmonik tebranishlarning grafik tasvirlash usullaridan yana biri **vektor diagrammalar** usuli hisoblanadi (7.3 - rasm).



7.3 - rasm. Garmonik tebranishning vektor diagramma orqali grafik tasviri

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 proyeksiyasi siljishga tengdir, gorizonttal o'q bilan hosil qilgan burchagi esa tebranishning fazasini bildiradi.

N nuqtaning siljishini t vaqt ichidagi bosib o'tgan yo'li deb hisoblasak, t vaqtdagi uning tezligi quyidagiga teng bo'ladi:

$$v = \frac{dy}{dt} = \omega A \cos(\omega t + \varphi) \quad , \quad (7.2.5)$$

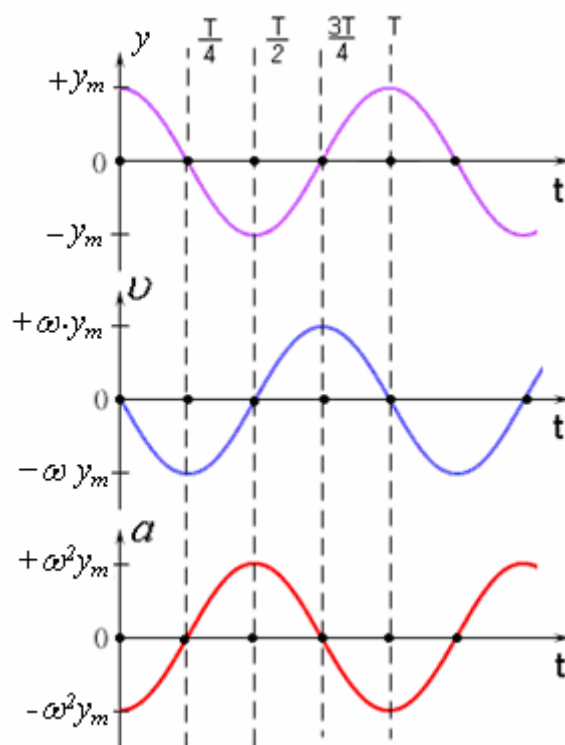
Tezlanishni ham shunday aniqlaymiz:

$$a = \frac{dv}{dt} = -\omega^2 A \sin(\omega t + \varphi) = -\omega^2 y, \quad (7.2.6)$$

Garmonik tebranayotgan nuqtaning tezlanishi siljishga proporsional bo'lib, ishorasi yo'nalishga teskaridir.

(7.2.1) - (7.2.5) - va (7.2.6) - ifodalar garmonik tebranishning **kinematik qonunlaridir** (7.4 - rasm).

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



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

Vektor ko'rinishda quyidagicha ifodalanadi:

$$\vec{F} = m\vec{a} = -m\omega^2 A \sin(\omega t + \varphi) = -m\omega^2 y, \quad (7.2.7)$$

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

7.3 Garmonik tebranma harakat energiyasi

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 kuchlarga o'xshab konservativ kuchlarga o'xshaydilar. Shu sababli, garmonik tebranayotgan jismlarning to'la mexanik energiyasi o'zgarmasdir, ya'ni energiyaning saqlanish qonuniga amal qiladi

$$E = T + U = \text{const} \quad , \quad (7.3.1)$$

Garmonik qonuniyat bilan tebranayotgan jismning kinetik energiyasi quyidagicha ifodalanadi:

$$T = \frac{mv^2}{2} = \frac{m\omega^2 A^2 \cos^2(\omega t + \varphi)}{2} \quad , \quad (7.3.2)$$

Kinetik energiya maksimal qiymatga ega bo'lganida potensial 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 potensial energiya shunday ifodalanadi:

$$U = E - T = \frac{m\omega^2 A^2}{2} - \frac{m\omega^2 A^2 \cos^2(\omega t + \varphi)}{2} = \frac{m\omega^2 A^2 \sin^2(\omega t + \varphi)}{2} \quad , \quad (7.3.3)$$

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

$$F = ma = m \frac{d^2 y}{dt^2} = -m\omega^2 y \quad ,$$
$$\frac{d^2 y}{dt^2} + \omega^2 y = 0 \quad , \quad (7.3.4)$$

Bu ifoda garmonik tebranishlarning **differensial tenglamasi** deb ataladi. Uning yechimi

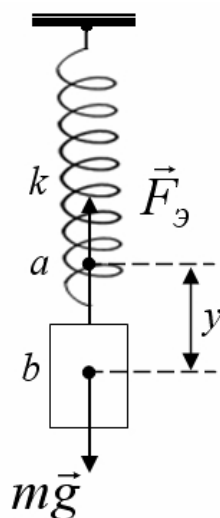
$$y = A \cdot \sin(\omega t + \varphi)$$

dan iboratdir.

7.4 Prujinali mayatnik

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

Prujinali mayatnik – yuqori tarafi qo'zg'almas etib qotirilgan spiralli prujinaning pastiga ilingan m – massali yukchadan iboratdir (7.5 - rasm).



7.5 - rasm. Prujinali mayatnik

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

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

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

$$F = -ky \quad , \quad (7.4.1)$$

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

Agarda prujinali mayatnikning garmonik tebranishini hisobga olsak, (7.4.1) - ifodani (7.2.7) – ifoda bilan solishtirib quyidagi tenglikka ega bo'lamiz:

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

$$k = m\omega^2 = m \frac{4\pi^2}{T^2} , \quad (7.4.2)$$

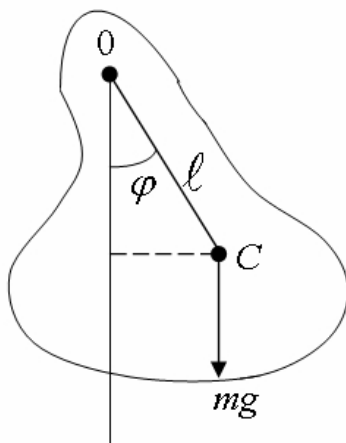
Prujinali mayatnikning tebranish davri

$$T = 2\pi \sqrt{\frac{m}{k}} , \quad (7.4.3)$$

ga teng bo'ladi.

7.5 Fizik mayatnik

Fizik mayatnik – bu og'irlik markazi S nuqtadan o'tgan, O o'q markazi atrofida tebranadigan jismdan iboratdir (7.6 - rasm).



7.6 - rasm. Fizik mayatnik

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

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

$$M = -mg\ell \cdot \sin \varphi \approx -mg\ell \cdot \varphi , \quad (7.5.1)$$

ga teng bo'ladi. Aylanma harakatning asosiy qonunini

$$M = I \frac{d^2 \varphi}{dt^2} \quad , \quad (7.5.2)$$

(7.5.1) va (7.5.2) – ifodalarni tenglashtirsak, quyidagi ifodaga ega bo'lamiz

$$I \frac{d^2 \varphi}{dt^2} = -mg\ell \cdot \varphi$$
$$\frac{d^2 \varphi}{dt^2} + \frac{mg\ell}{I} \varphi = 0 \quad , \quad (7.5.3)$$

Bundan fizik mayatnikning siklik chastotasi

$$\omega = \sqrt{\frac{mg\ell}{I}}$$

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

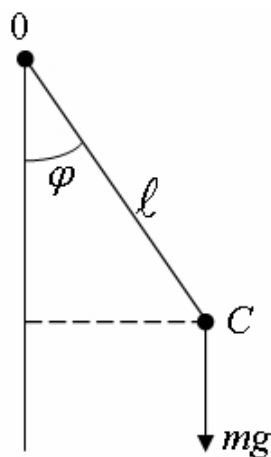
$$T = 2\pi \sqrt{\frac{I}{mg\ell}} \quad . \quad (7.5.4)$$

7.6 Matematik mayatnik

Matematik mayatnik – og'irligi hisobga olinmaydigan ℓ uzunlikdagi ipga osilgan m massali moddiy nuqtadir (7.7 - rasm).

U fizik mayatnikning xususiy holidir. Ip vertikal o'qdan kichik φ burchakka siljitsa, m massali moddiy nuqtaning inersiya momenti

$$I = m\ell^2$$



7.7 - rasm. Matematik mayatnik

ga teng bo'ladi. (7.5.4) - ifodaga inersiya momenti qiymatini qo'ysak, matematik mayatnikning tebranish davri ifodasiga ega bo'lamiz:

$$T = 2\pi \sqrt{\frac{I}{mg\ell}} = 2\pi \sqrt{\frac{m\ell^2}{mg\ell}} = 2\pi \sqrt{\frac{\ell}{g}} \quad , \quad (7.6.1)$$

Qaytarish uchun nazorat savollari

1. Qanday tebranishlar garmonik tebranishlar deyiladi?
2. Garmonik tebranishning amplitudasi deb nimaga aytiladi?
3. Garmonik tebranishning fazasi deb nimaga aytiladi?
4. Garmonik tebranishning davri deb nimaga aytiladi?
5. Garmonik tebranishning chastotasi deb nimaga aytiladi?
6. Garmonik tebranishning siklik chastotasi deb nimaga aytiladi?
7. Garmonik tebranishning differensial tenglamasini yozib bering.
8. Garmonik tebranayotgan jismlarning to'la mexanik energiyasi qanday?
9. Prujinali mayatnikning tebranish davri qanday topiladi?
10. Matematik mayatnikning tebranish davri qanday topiladi?
11. Fizik mayatnikning tebranish davri qanday topiladi?

8 – Ma’ruza

Reja:

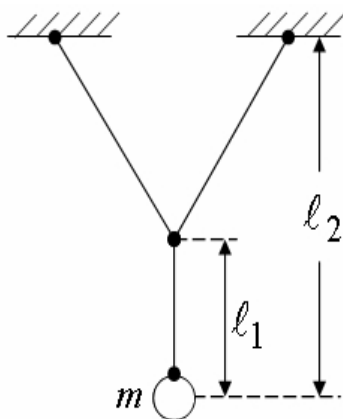
1. Tebranishlarni qo’shish
2. Bir yo’nalishdagi tebranishlarni qo’shish
3. Tebranish yo’nalishi bir xil, chastota, amplituda va boshlang’ich fazalari har xil bo’lgan ikkita tebranishlarni qo’shish

Tayanch iboralar : Tebranishlarni qo’shish, bir yo’nalishdagi tebranishlar, bir xil yo’nalgan tebranishlar, chastotasi bir xil tebranishlar, amplitudalari bir xil tebranishlar, boshlang’ich fazalari har xil tebranishlar.

8.1 Tebranishlarni qo’shish

Ayrim tebranuvchi tizimlarda jism bir vaqtning o’zida bir necha harakatda qatnashishi mumkin. Shunday tizimlardan biri quyidagi 8.1 - rasmda keltirilgan.

m massali jism rasm tekisligida ℓ_1 uzunlikdagi oddiy mayatnik singari tebranadi. Shu tekislikka perpendikulyar yo’nalishda esa, ℓ_2 uzunlikdagi mayatnik kabi tebranadi. Shu sababli, jismning natijaviy harakatini aniqlash zarur bo’ladi.



8.1 - rasm. m massali jismning bir-biriga perpendikulyar tekisliklardagi tebranishi

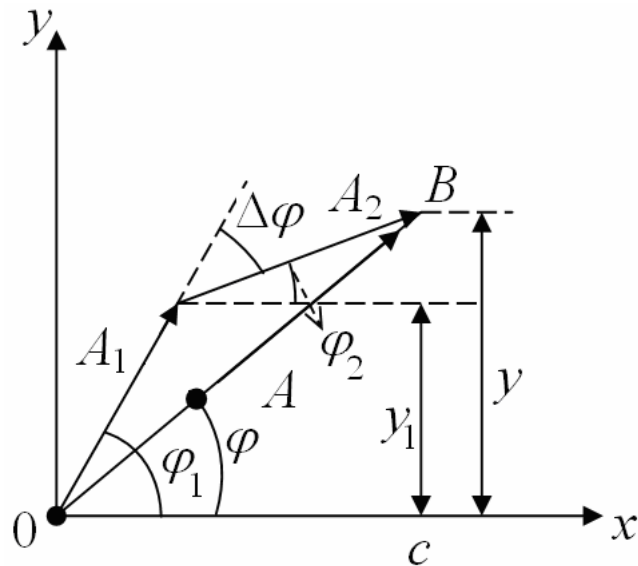
Quyida garmonik tebranishlarni qo’shishning ayrim hollarini ko’rib chiqamiz.

8.2 Bir yo’nalishdagi tebranishlarni qo’shish.

Jism chastotalari bir xil, amplituda va fazalari farq qiladigan ikkita

$$\begin{aligned} y_1 &= A_1 \sin(\omega t + \varphi_1), \\ y_2 &= A_2 \sin(\omega t + \varphi_2), \end{aligned} \quad (8.2.1)$$

tebranishlarda ishtirok etadi deb hisoblaymiz. Tebranishlarni vektorlar diagrammasi usulidan foydalanib qo'shish qulaydir (8.2 - rasm).



8.2 - rasm. Bir yo'nalishdagi tebranishlarni vektorlar diagrammasi usulida qo'shish

$\vec{A}_1$ va $\vec{A}_2$ vektorlar bir xil ω burchak tezlik bilan aylanishlari sababli, fazalar siljishi doimo o'zgarmasdir. Natijaviy tebranish tenglamasi quyidagichadir:

$$y = y_1 + y_2 = A \sin(\omega t + \varphi) \quad , \quad (8.2.2)$$

$\vec{A}$ 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 tebranishning amplitudasi kvadrati quyidagiga teng:

$$A^2 = A_1^2 + A_2^2 + 2A_1A_2 \cos(\varphi_1 - \varphi_2) \quad , \quad (8.2.3)$$

φ boshlang'ich faza $\operatorname{tg} \varphi = \frac{B\vec{C}}{O\vec{C}}$ nisbat bilan aniqlanadi yoki

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{A_1 \sin \varphi_1 + A_2 \sin \varphi_2}{A_1 \cos \varphi_1 + A_2 \cos \varphi_2} \quad , \quad (8.2.4)$$

ga tengdir. Shunday qilib, jism bir xil chastotali, bir yo'nalishda sodir bo'ladigan ikkita garmonik tebranishlarda qatnashib, o'sha chastotali, o'sha yo'nalishda garmonik tebranadi. (8.2.3) - ifodadan, A amplituda $\varphi_1 - \varphi_2 = m\pi$ bo'lganda

maksimal, $\varphi_1 - \varphi_2 = (2m-1)\frac{\pi}{2}$ 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.

8.3 Tebranish yo'nalishi bir xil, chastota, amplituda va boshlang'ich fazalari har xil bo'lgan ikkita tebranishlarni qo'shish

$$\left. \begin{aligned} y_1 &= A_1 \sin(\omega_1 t + \varphi_1) \\ y_2 &= A_2 \sin(\omega_2 t + \varphi_2) \end{aligned} \right\} \quad , \quad (8.3.1)$$

Agarda $\omega_1 = \omega_2$ va $\varphi_1 = \varphi_2 = \varphi$ bo'lsa, ikkita tebranishlar amplitudasi bir xil bo'ladi.

Faraz qilaylik, $\omega_2 > \omega_1$ bo'lsin. Bu holda, tebranishlarni qo'shishni analitik usul bilan amalga oshirish qulaydir.

(8.3.1) - ifodadagi ikkita tenglikni qo'shsak, natijaviy tebranish tenglamasiga ega bo'lamiz:

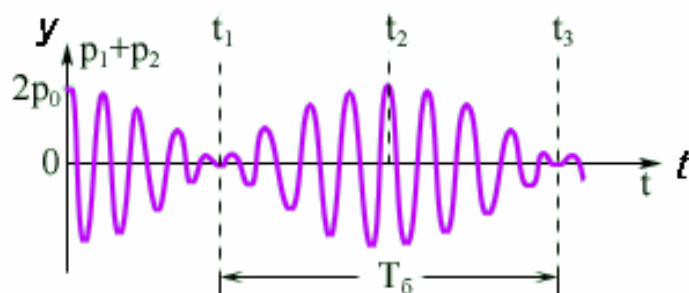
$$y = y_1 + y_2 = 2A \cos\left(\frac{\omega_1 - \omega_2}{2}t\right) \sin\left(\frac{\omega_1 + \omega_2}{2}t + \varphi\right), \quad (8.3.2)$$

bu yerda $\sin\left(\frac{\omega_1 + \omega_2}{2}t + \varphi\right)$ – davriy ko'paytmadir, $A = \left|2A_0 \cos \frac{\omega_1 + \omega_2}{2}t\right|$ – natijaviy tebranishning amplitudasidir.

Jism siljishi yo'nalishining ishorasi o'zgarib turganligi uchun, A amplitudaning ifodasini moduli bo'yicha olamiz.

Amplituda vaqtga bog'liq bo'lib, ω_1 va ω_2 yarim farqlariga teng bo'lgan chastota bo'yicha o'zgarib turadi. Bunday tebranish 92 - rasmda keltirilgan, uzluksiz chiziq siljish o'zgarishini, amplituda o'zgarishi esa natijaviy tebranishni tasvirlaydi.

Natijaviy tebranish amplitudasi goh oshib, goh pasayib turadi. Shunday davriy o'zgaradigan amplitudali tebranish **tepkilar** deb ataladi.



8.3 - rasm. Yo'nalishlari bir xil bo'lgan tebranishlarni qo'shishda tepkilarning hosil bo'lishi

Tebranishni tashkil etuvchilarning amplitudalari bir-biriga teng bo'lmasa, natijaviy tebranish amplitudasi nolgacha tushmaydi va fazalar farqi π ga teng bo'lganda minimumdan o'tadi. (8.3.2) - tenglamadan quyidagiga ega bo'lamiz:

$$y = 2A_0 \cos \Omega t \sin \omega t$$

bu yerda, $\Omega = 2\pi\nu = \frac{\omega_1 - \omega_2}{2}$, $\nu = \frac{\nu_1 - \nu_2}{2}$, ya'ni $\omega = |\omega_1 - \omega_2|$ siklik chastota $\nu = |\nu_1 - \nu_2|$ chastotaga mos keladi.

Bitta to'la tebranish vaqtida tebranish amplitudasi ikki marta maksimumga erishadi, shu sababli tepkilar chastotasi qo'shiladigan tebranishlar chastotalari farqiga teng bo'ladi. Ko'pincha tepki hodisasi tovushli va elektr tebranishlarida kuzatiladi.

8.4 Bir-biriga perpendikulyar bo'lgan tebranishlarni qo'shish

Material nuqta x o'qi bo'ylab va unga perpendikulyar bo'lgan u o'qi bo'ylab tebranishi mumkin. Agarda ikki tebranishni qo'zg'atsak, moddiy nuqta tebranishni tashkil etuvchilari trayektoriyalaridan farqli bo'lgan qandaydir trayektoriya bo'ylab harakatlanadi.

Nuqtaning siljish tenglamasi quyidagicha bo'lsin:

u o'qi bo'ylab

$$y = A_1 \sin(\omega_0 t + \varphi_1) \quad (8.4.1)$$

x o'qi bo'ylab

$$x = A_2 \sin(\omega_0 t + \varphi_2)$$

bu yerda $\Delta\varphi = \varphi_2 - \varphi_1$ ikkala tebranish fazalari farqidir. (8.4.2) - tenglamalardan ikkita bir-biriga o'zaro perpendikulyar bo'lgan tebranishlarda qatnashayotgan nuqtaning harakat trayektoriyasi 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.

$$\frac{y^2}{A_1^2} + \frac{x^2}{A_2^2} + 2 \frac{xy}{A_1 A_2} \cos(\varphi_2 - \varphi_1) = \sin^2(\varphi_2 - \varphi_1) \quad , \quad (8.4.2)$$

Bu tenglama, o'qlari x va u koordinata o'qlariga nisbatan yo'nalgan ellipsning tenglamasidir.

Bir necha xususiy hollarda trayektoriya formulalarini tekshirib ko'ramiz.

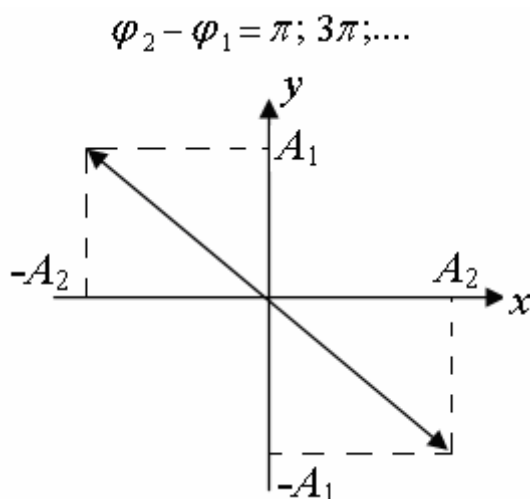
a) Fazalar farqi nolga teng bo'lsin, ya'ni $\Delta\varphi = 0$. U holda (8.4.2) - tenglama quyidagi ko'rinish oladi

$$\left(\frac{x}{A_1} + \frac{y}{A_2}\right)^2 = 0$$

Bu tenglamaning yechimi $\frac{y}{A_1} = -\frac{x}{A_2}$ yoki $y = -\frac{A_1}{A_2}x$

to'g'ri chiziqdan iboratdir. Nuqta koordinat tizimining ikkinchi va to'rtinchi kvadrantlaridan o'tuvchi chiziq bo'ylab tebranadi (8.4 - rasm).

Nuqtaning siljishi $r = \sqrt{A_1^2 + A_2^2} \cdot \sin \omega_0 t$ ga teng bo'ladi. Bu yerda $A = \sqrt{A_1^2 + A_2^2}$ - uning amplitudasi, ω_0 - siklik chastotasidir.



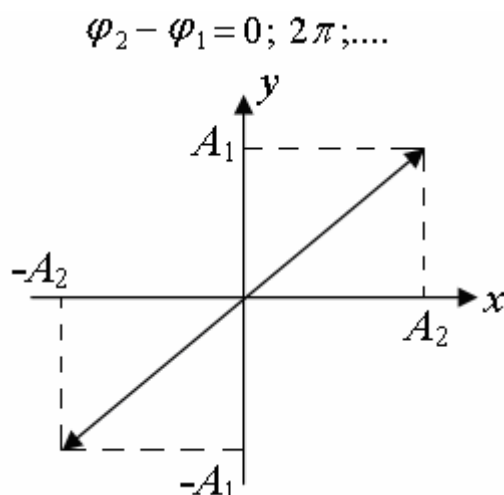
8.4 - rasm. Fazalar farqi nolga teng tebranishlar qo'shilishdagi natijaviy tebranish ($\Delta\varphi = 0$)

b) fazalar farqi $\Delta\varphi = \pi$ ga teng bo'lsin.

(8.4.2) - tenglamadan quyidagi to'g'ri chiziq tenglamasini keltirib chiqaramiz:

$$\frac{y^2}{A_1^2} + \frac{x^2}{A_2^2} - \frac{2xy}{A_1 A_2} = 0 \quad \text{yoki} \quad \frac{y}{A_1} = \frac{x}{A_2}$$

Bu to'g'ri chiziq koordinata tizimining birinchi va uchinchi kvadrantlaridan o'tadi (8.5 - rasm).



8.5 - rasm. Fazalar farqi. π ga teng bo'lgan tebranishlar qo'shilishidagi natijaviy tebranish ($\Delta\varphi = \pi$)

c) fazalar farqi $\Delta\varphi = \pm \frac{\pi}{2}$ ga teng bo'lsin, u holda (8.4.2) - tenglama ellips

tenglamasiga o'tadi: $\frac{x^2}{A_1^2} + \frac{y^2}{A_2^2} = 1$

Bu yerda ellipsning yarim o'qlari tebranish amplitudalariga teng bo'ladi. $\Delta\varphi = \frac{\pi}{2}$

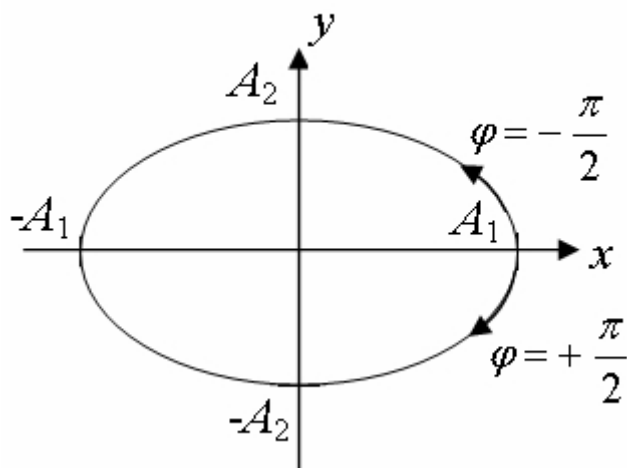
va $\Delta\varphi = -\frac{\pi}{2}$ hollar ellips bo'yicha harakat yo'nalishlari bilan farq qiladilar

(8.6 - rasm).

$A_1 = A_2$ bo'lganda ellips aylanaga aylanadi.

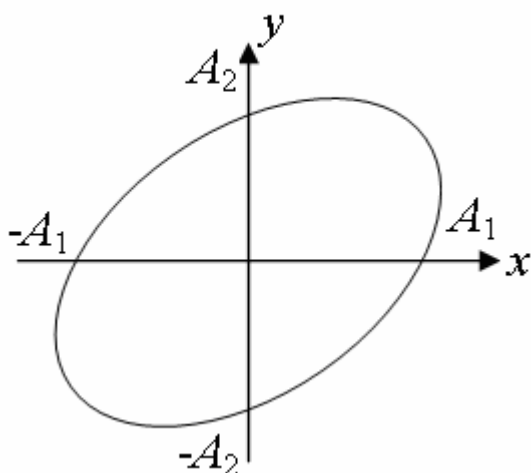
d) Ikkala tebranish davrlari bir xil bo'lib, fazalar farqi $\frac{\pi}{2}$ dan farq qilsa, nuqtaning trayektoriyasi og'ishgan ellips ko'rinishga ega bo'ladi (8.7 - rasm).

$$\varphi_2 - \varphi_1 = 3\pi/2; 7\pi/2; \dots$$



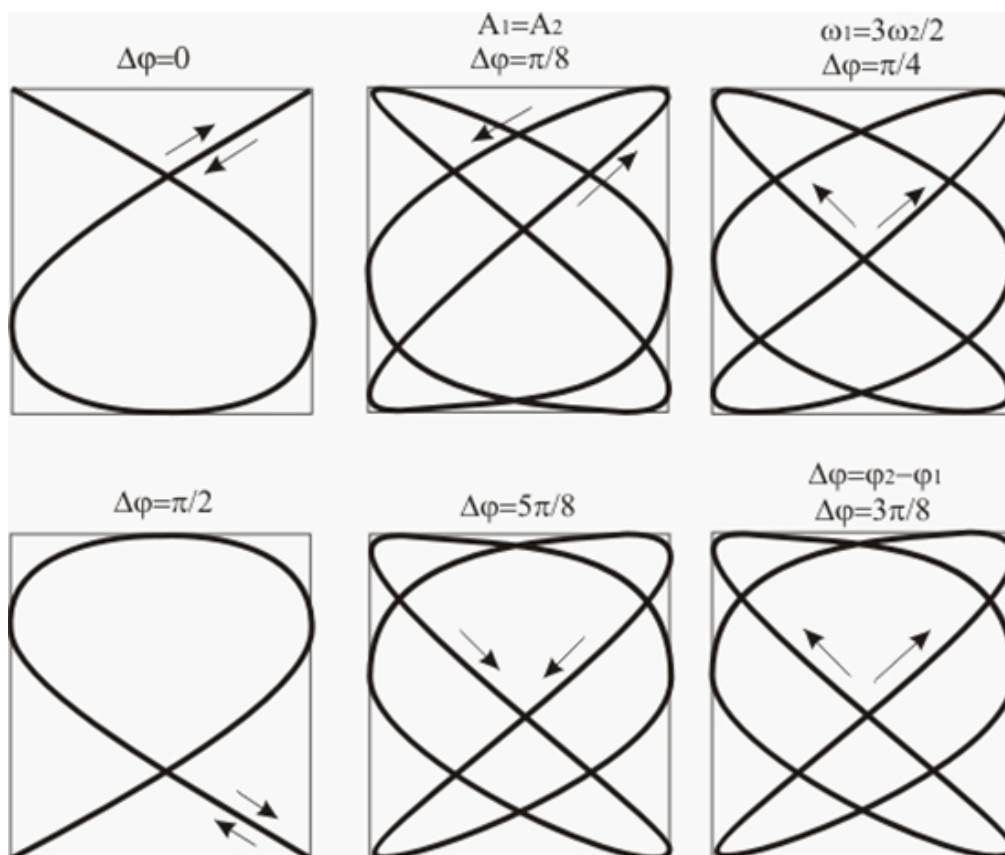
8.6 -rasm. Fazalar farqi $\pm \frac{\pi}{2}$ ga teng bo'lgan tebranishlar qo'shilishidagi natijaviy tebranish

$$\varphi_2 - \varphi_1 = \pi/2; 5\pi/2; \dots$$



8.7 -rasm. Og'ishgan ellips ko'rinishidagi tebranish $\Delta\varphi \neq \frac{\pi}{2}$

e) Tebranishni tashkil etuvchilar davrlari har xil bo'lganda va har xil boshlang'ich fazalarda natijaviy tebranish trayektoriyalari murakkab ko'rinishga ega bo'ladi. Ularning ayrim ko'rinishlari 8.8 - rasmda keltirilgan.



97 - rasm. Lissaju figuralari

Bunday egri chiziqlar **Lissaju figuralari** deb ataladi.

Qaytarish uchun nazorat

1. Tebranishlarni qo'shish qanday bajariladi.
2. Bir yo'nalishdagi tebranishlarni vektorlar diagrammasi usulida qo'shish qanday amalga oshiriladi?
3. Yo'nalishlari bir xil bo'lgan tebranishlarni qo'shishda tepkilarning hosil bo'lishi qanday yuz beradi?
4. Tepki hodisasi qaerlarda kuzatiladi?
5. Bir-biriga perpendikulyar bo'lgan tebranishlarni qo'shish qanday amalga oshiriladi?
6. Fazalar farqi nolga teng tebranishlar qo'shilishdagi natijaviy tebranish qanday shakldan iborat bo'ladi?

7. Fazalar farqi $\pm \frac{\pi}{2}$ ga teng bo'lgan tebranishlar qo'shilishidagi natijaviy tebranish qanday shakldan iborat bo'ladi?

9 - Ma'ruza

Reja :

1. Erkin so'nuvchi mexanik tebranishlar
2. Erkin mexanik tebranishlar
3. Tebranishlarning so'nish ko'effitsiyenti
4. So'nishning logarifmik dekrementi va tizimning aslligi

Tayanch iboralar: So'nuvchi tebranish, erkin mexanik tebranish, so'nish ko'effitsiyenti, xususiy chastota, so'nish dekrementi, so'nishning logarifmik dekrementi.

9.1 Erkin so'nuvchi 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 energiya issiqlik energiyasiga o'tib kamaya boradi.

9.2 Erkin mexanik tebranishlar

So'nuvchi tebranishlarning differensial 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 $F_q = -r \frac{dy}{dt}$ qarshilik kuchi, r - qarshilik ko'effitsiyenti, $\frac{dy}{dt}$ - harakat tezligi, “–” ishora ishqalanish kuchi doimo harakat tezligi yo'nalishiga teskari ekanligini bildiradi.

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

$$m \frac{d^2 y}{dt^2} = F + F_{\kappa} = -m \omega_0^2 y - r \frac{dy}{dt}, \quad (9.2.1)$$

Bu yerda (y) - tebranuvchi kattalik, ω_0 - qarshilik kuchi yo'qligidagi tebranishlar chastotasi yoki tebranuvchi tizimning xususiy chastotasidir.

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

$$\frac{d^2 y}{dt^2} + \frac{r}{m} \frac{dy}{dt} + \omega_0^2 y = 0, \quad (9.2.2)$$

Bu ifoda **erkin so'nuvchi tebranishlarning differensial tenglamasi** deb ataladi.

9.3 Tebranishlarning so'nish koeffitsiyenti

Bu yerda $\frac{r}{m} = 2\beta$, β - **so'nish koeffitsiyenti** deb ataladi.

(9.2.2) tenglamani quyidagi ko'rinishda ham yozish mumkin:

$$\frac{d^2 y}{dt^2} + 2\beta \frac{dy}{dt} + \omega_0^2 y = 0, \quad (9.3.1)$$

Bu tenglamaning yechimi

$$y = A_0 e^{-\beta t} \sin(\omega' t + \varphi), \quad (9.3.2)$$

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

$$\omega' = \sqrt{\omega_0^2 - \beta^2} = \sqrt{\omega_0^2 - \frac{r^2}{4m^2}}, \quad (9.3.3)$$

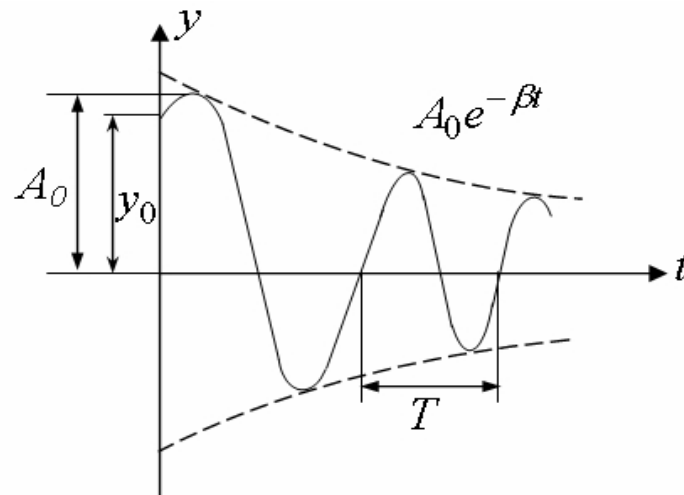
Muhitning qarshiligi yo'q holatda ($r = 0$) (9.3.3) – ifoda tizimning **xususiy chastotasiga** tenglashadi $\omega' = \omega_0$.

(9.3.2) - funksiya ko'rinishiga qarab, tizimning harakatini ω' chastotali, amplitudasi vaqt bo'yicha o'zgaradigan quyidagi

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

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

9.1 - rasmda amplituda va siljishning vaqtga bog'liq egri chiziqlari keltirilgan.



9.1 - rasm. Erkin so'navchi tebranishning amplitudasining vaqtga bog'liq o'zgarishi

Egri chiziqlarning yuqorigisi

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

funksiya 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 $\beta = \frac{r}{2m}$ bilan aniqlanadi va u **so'nish koeffitsiyenti** deb ataladi.

Amplituda “ye” marta kamayishga ketgan vaqt

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

ga tengdir. So'nuvchi tebranishlar davri

$$T = \frac{2\pi}{\omega'} \quad , \quad (9.3.4)$$

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

$$T_0 = \frac{2\pi}{\omega_0}$$

So'nish koeffitsiyenti ortishi bilan tebranish davri kattalasha boradi.

9.4 So'nishning logarifmik dekrementi va tizimning aslligi.

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

$$\frac{A(t)}{A(t+T)} = e^{\beta\tau} \quad , \quad (9.4.1)$$

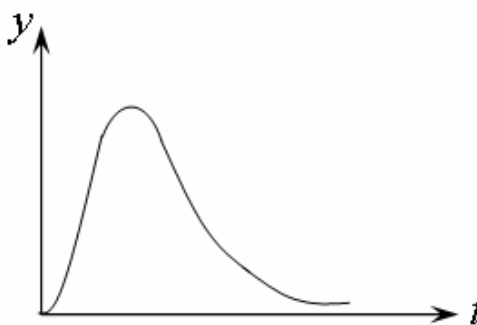
va uni **so'nish dekrementi** deb atashadi. Bu ifodaning logarifmi **so'nishning logarifmik dekrementi** deb ataladi:

$$\delta = \ln \frac{A(t)}{A(t+T)} = \ln e^{\beta\tau} = \beta\tau \quad , \quad (9.4.2)$$

So'nishning logarifmik dekrementi bir davr ichida amplitudaning nisbiy kamayishini xarakterlaydi, so'nish koeffitsiyenti esa amplitudaning birlik vaqt ichidagi nisbiy kamayishini ko'rsatadi.

Yuqorida ta'kidlangandek, so'nish koeffitsiyenti r qarshilik koeffitsiyentiga to'g'ri va tebranuvchi jismning massasiga teskari proporsionaldir.

(9.3.3) - ifodadan siklik chastota ω' xususiy chastota - ω_0 dan kichikligi ko'rinib turibdi. Agarda muhitning qarshiligi juda katta bo'lsa $\beta > \omega_0$ dir, ildiz ostidagi $\omega_0^2 - \beta^2$ ifoda manfiy, siklik chastota esa mavhum bo'ladi. Bu holatda jism davriy bo'lmagan - **aperiodik** harakat qilaboshlaydi (9.2 - rasm).



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

Qaytarish uchun nazorat savollari

1. Erkin mexanik tebranishlar tenglamasini yozing.
2. Erkin so'nuvchi tebranishlarning differensial tenglamasini yozing.
3. So'nish koeffitsiyenti nima?
4. So'nish dekrementi nima?
5. So'nishning logarifmik dekrementi nima?
6. Davriy bo'lmagan aperiodik tebranish qanday hosil bo'ladi?

10 - Ma'ruza

Reja:

1. To'lqin hodisalari
2. Yassi to'lqinning siljish va differensial tenglamasi
3. To'lqin energiyasi. Umov vektori

Tayanch iboralari : To'lqin, mexanik to'lqin, to'lqin manbai, to'lqin fronti, to'lqin sirti, yassi to'lqinlar, sferik to'lqinlar, to'lqin nuri, bo'ylama to'lqinlar, ko'ndalang to'lqinlar, to'lqin tenglamasi, fazaviy tezlik, to'lqin paketi, guruhli tezlik, energiya oqimining zichligi, to'lqin uzunligi, energiya oqimi zichligining vektori , Umov vektori.

10.1 To'lqin hodisalari

Fazoda modda yoki maydonlarni turli ko'rinishdagi g'alayonlanishining tarqalishi - **to'lqin** deb ataladi. To'lqin hodisasi g'alayonlanish energiyasining ko'chishida namoyon bo'ladi.

Mexanik to'lqin - bu g'alayonlanish yoki tebranishning elastik muhitdagi tarqalish jarayonidir. Bu to'lqinlarni yuzaga keltiruvchi jism **to'lqin manbai** deb ataladi.

Muhitning tebranayotgan zarrachalarini hali tebranishga ulgurmaganlaridan ajratuvchi sirt **to'lqin fronti** deb ataladi.

Bir xil fazalarda tebranayotgan nuqtalardan o'tuvchi sirt **to'lqin sirti deb ataladi**. O'z navbatida to'lqin fronti to'lqin sirtlarining biridir. To'lqin sirtlarining shakli manbalarning joylashishi va muhitning xususiyati bilan aniqlanadi. Quyidagi to'lqinlar mavjuddir:

Yassi to'lqinlar, ular faqat bir xil yo'nalishda tarqaladilar (ularning to'lqin sirti tarqalish yo'nalishiga perpendikulyardir);

Sferik to'lqinlar - manbadan barcha yo'nalishlarda tarqaladilar (to'lqin sirtlari konsentrik sferalardan iborat bo'ladi);

Silindrik va b. to'lqinlar.

To'lqin tarqalish yo'nalishini ko'rsatuvchi chiziq **to'lqin nuri** deb ataladi. Izotrop muhitlarda to'lqin nurlari to'lqin sirtlariga normaldir.

Muhitda hosil bo'ladigan elastik deformatsiyalarning xarakteriga qarab ularni ko'ndalang va bo'ylama to'lqinlarga ajratish mumkin.

Bo'ylama to'lqinlarda muhitning zarrachalari to'lqin tarqalish yo'nalishi bo'ylab tebranadilar. Bo'ylama to'lqinlarning tarqalishi elastik muhitning siqilish va cho'zilish deformatsiyalariga bog'liqdir va barcha muhitlarda: suyuqlik, qattiq jism va gazlarda sodir bo'ladi.

Bo'ylama to'lqinlarning tarqalish tezligi

$$v_{\delta} = \sqrt{\frac{E}{\rho}}, \quad (10.1.1)$$

dan iborat. Bu yerda E - Yung moduli, ρ - elastik muhitning zichligi.

Ko'ndalang to'lqinlarda muhit zarrachalari to'lqin tarqalish yo'nalishiga perpendikulyar yo'nalishlarda tebranadilar. Ko'ndalang to'lqinning tarqalishi siljish deformatsiyasiga bog'liq bo'ladi va u faqat qattiq jismlarda kuzatiladi.

Ko'ndalang to'lqin tarqalish tezligi quyidagidan iborat:

$$v_K = \sqrt{\frac{G}{\rho}}, \quad (10.1.2)$$

Bu yerda G - siljish moduli. Yung moduli siljish modulidan katta bo'lgani uchun ($E > G$), bo'ylama to'lqin tezligi ko'ndalang to'lqin tezligidan kattadir.

$$v_{\delta} > v_K$$

Muhitdagi elastik to'lqinlarning istalgan boshqa tartibli muhit zarrachalarini harakatidan sezilarli farqi -to'lqin tarqalishi modda ko'chishi bilan bog'liq bo'lmaganligidandir. Zarrachalar faqat o'zlarining muvozanat holatlari atrofida tebranadilar.

10.2 Yassi to'lniing siljish va differensial tenglamasi

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

Misol uchun, to'lni manbai koordinatasi boshi 0 nuqta bo'lsin va

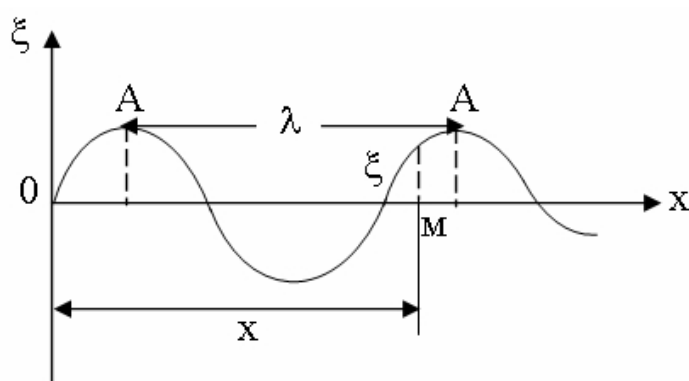
$$\xi = A \sin(\omega t + \varphi) \quad (10.2.1)$$

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

$$\xi = A \sin[(\omega t - \tau) + \varphi] = A \sin\left(\omega t - \frac{\omega}{v}x + \varphi\right) = A \sin(\omega t - kx + \varphi), \quad (10.2.2)$$

Bu yerda $\tau = \frac{X}{v}$ - to'lniing $OM = X$ masofaga yetib kelishi uchun zarur

bo'lgan vaqt (**10.1 - rasm**), $k = \frac{\omega}{v} = \frac{2\pi}{T v} = \frac{2\pi}{\lambda}$ - to'lni soni, $\lambda = vT$ - to'lni uzunligidir.



10.1 - rasm. Garmonik tebranuvchi to'lni

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

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

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

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

$$\xi = \frac{A_0}{r} \sin(\omega t - kr + \varphi) \quad , \quad (10.2.3)$$

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

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

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

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

$$\frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2} = -\omega^2 A \sin(\omega t - kx + \varphi) = -\omega^2 \xi \quad , \quad (10.2.4)$$

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

Ikki tenglamaning o'ng taraflarini taqqoslasak

$$\frac{\partial^2 \xi}{\partial x^2} = \frac{1}{v^2} \frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2} , \quad (10.2.5)$$

OX o'qi bo'yicha tarqalayotgan **yassi to'lqinning to'lqin tenglamasiga** ega bo'lamiz

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

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

$$\frac{\partial^2 \xi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \xi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \xi}{\partial z^2} = \frac{1}{v^2} \frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2} , \quad (10.2.6)$$

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

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

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

$$\frac{dx}{dt} = \frac{\omega}{k} = \frac{\alpha}{T} = v , \quad (10.2.7)$$

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

Umumiy holda u fazaviy tezlik bilan mos tushadi. Fazaviy tezlik guruhli tezlik bilan quyidagicha bog'langan:

$$U = v - \lambda \frac{dv}{dt} , \quad (10.2.8)$$

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

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

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

10.3 To'liqin energiyasi. Umov vektori

To'liqin jarayoni tebranayotgan bir nuqtadan ikkinchisiga energiyani uzatish bilan bog'liqdir. Agarda dV hajm elementida m massali n ta tebranayotgan

zarrachalar bo'lsa, u holda har bir zarrachaning energiyasi $\frac{m\omega^2}{2} A^2$

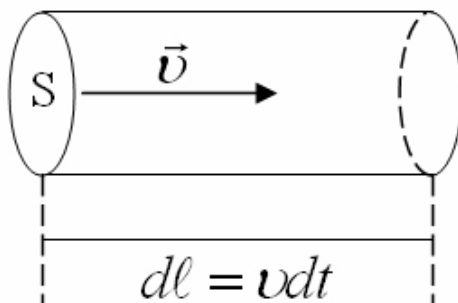
dan iborat bo'ladi.

Energiyaning hajmiy zichligi, ya'ni birlik hajmdagi zarrachalar energiyasi

$$w = \frac{dE}{dV} = \frac{(m/V)\omega^2 A^2}{2} = \frac{\omega^2 A^2}{2} \rho, \quad (10.3.1)$$

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

Birlik vaqtda to'liqin tarqalish yo'nalishiga perpendikulyar bo'lgan birlik sirt yuzasidan ko'chiriladigan energiya - **energiya oqimining zichligi** deb ataladi. Uni shunday tasavvur etish mumkin: Kesimi dS va $d\ell = \nu dt$ bo'lgan kichik silindr bo'ylab (10.2 - rasm),



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

to'lg'in ν fazaviy tezlik bilan tarqalayotgan bo'lsin. Bu silindr hajmidagi energiya quyidagiga teng bo'ladi.

$$dE = w dV = w \nu dt ds$$

Energiya oqimi zichligi esa

$$j = \frac{dE}{ds \cdot dt} = \frac{w \cdot \nu \cdot dt \cdot ds}{ds \cdot dt} = w \cdot \nu = \frac{S w^2 A^2 \nu}{2}, \quad (10.3.2)$$

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

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

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

Qaytarish uchun nazorat savollari

1. To'lg'in nima?
2. Qanday to'lg'inlarni bilasiz?
3. To'lg'inlarning tarqalish tezligi qanday fizik kattaliklarga bog'liq?
4. To'lg'inlarning faza va guruh tezligini tushuntirib bering.
5. To'lg'inning siljish tenglamasi qanday ko'rinishda?
6. Differensial ko'rinishi qanday yoziladi?
7. Umov vektorini tushintiring.

11 - Ma'ruza

Reja :

1. To'lqin superpozitsiyasi

2. Akustika

Tayanch iboralar : Superpozitsiya prinsipi, fazalar farqi, kogerent bo'lmagan to'lqinlar, kogerent to'lqinlar, tebranishlar kuchayishi, tebranishlarning susayish, tebranishlarning interferensiyasi, interferensiya maksimumi yoki minimumining tartibi, interferensiya yo'llari kengligi, akustika, tovush bosimi, tovush balandligi, tovush qattiqligi, infratovushlar, ultratovushlar.

11.1 To'lqin superpozitsiyasi

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

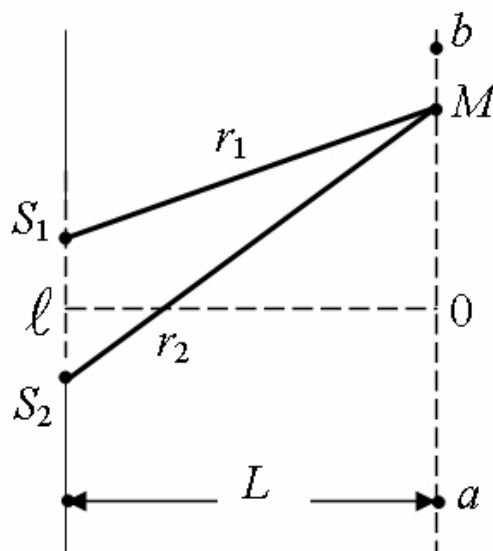
Tajribalardan olingan bu tasdiq to'lqinlarning **superpozitsiya prinsipi** deb ataladi. Zarrachalarning natijaviy harakati tashkil etuvchi tebranishlarning chastota, amplituda va fazalariga bog'liqdir. Bir xil yo'nalishga ega bo'lgan manba'dan chiqayotgan ikkita to'lqinning qo'shilishi alohida qiziqish tug'diradi. Masalan, bu to'lqinlar S_1 va S_2 nuqtaviy manbalardan qo'zg'atilgan bo'lib ularning chastotalari ω_1 va ω_2 , boshlang'ich fazalari bir xil va nolga teng bo'lsin (11.1 - rasm).

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

$$\left. \begin{aligned} \xi_1 &= A_1 \sin\left(\omega_1 t - \frac{2\pi}{\lambda_1} r_1\right) \\ \xi_2 &= A_2 \sin\left(\omega_2 t - \frac{2\pi}{\lambda_2} r_2\right) \end{aligned} \right\}, \quad (11.1.1)$$

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

$$A = \sqrt{A_1^2 + A_2^2 + 2 A_1 A_2 \cos(\varphi_1 - \varphi_2)}, \quad (11.1.2)$$



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

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

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

Agarda tebranishlar chastotasi bir-biriga teng bo'lmasa

$$\omega \neq \omega_2,$$

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

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

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

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

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

$$\langle \omega(\varphi_1 - \varphi_2) \rangle = 0$$

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

Agarda manbalar to'lqinlarining chastotalari teng bo'lsa,

$$\omega_1 = \omega_2 ,$$

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

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

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

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

$$\Delta = r_1 - r_2$$

kattalikka bog'liq bo'ladi va bu **yo'lning** geometrik farqi deb ataladi.(11.1.2) - ifodadan kogerent to'lqinlar uchun

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

bo'lgan nuqtalarda amplituda maksimal qiymatga erishadi:

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

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

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

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

$$\Delta = m\lambda, \quad (11.1.3)$$

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

Kogerent to'liqlar uchun,

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

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

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

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

$$\varphi_1 - \varphi_2 = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot \Delta = (2m + 1)\pi \quad \text{yoki} \quad \Delta = (2m + 1)\frac{\lambda}{2}, \quad (11.1.4)$$

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

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

$$A_1 = A_2,$$

u holda to'liqlar kuchayadigan nuqtalarda

$$A = 2A_1$$

ga teng bo'ladi, to'liqlar susayadigan nuqtalarda

$$A = 0$$

ga teng bo'ladi.

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

(11.1.3) - va (11.1.4) tengliklardagi m kattalik **interferensiya maksimumi** yoki **minimumining tartibi** deb ataladi.

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

Agarda manbalar orasidagi masofa

$$\ell \ll L$$

bo'lsa, $\langle ab \rangle$ chiziqda, 0 nuqtadan $\langle u \rangle$ masofada joylashgan M nuqta uchun yo'l farqi

$$\Delta = \frac{\ell y}{L} \quad (11.1.5)$$

ga teng bo'ladi.

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

$$Y_m = \frac{m\lambda L}{l}, \quad Y_{m+1} = \frac{(m+1)\lambda L}{l}, \quad (11.1.6)$$

Qo'shni maksimumlar yoki minimumlar orasidagi masofa **interferensiya yo'llari kengligi** deb ataladi. (11.1.5) -ifodadan interferensiya yo'llari kengligi quyidagiga tengdir:

$$\Delta y = Y_{m+1} - Y_m = \frac{h}{l} \lambda, \quad (11.1.7)$$

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

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

11.2 Akustika

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

siyraklashishi va quyۇqlashishi, muhitning elastikligi sababli, unda tarqalib, tovush to'liqlarini hosil qiladi.

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

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

$$I = \frac{1}{2} A^2 \omega^2 \rho v, \quad (11.2.1)$$

bu yerda A to'liqin amplitudasi, ω - to'liqinning siklik chastotasi, ρ - muhit zichligi, v - to'liqin tarqalishining fazaviy tezligidir.

Misol uchun, chastota o'zgarmas bo'lganda, amplituda ikki marotaba kuchayadi, tovush jadalligi esa bir marotaba oshadi. XBT da tovush jadalligi birligi Vt/m^2 da o'lchanadi, SGS tizimida esa $\frac{\partial p}{\partial t}$ da o'lchanadi.

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

Sinusoidal to'liqin **tovush bosimi**, muhitning to'liqin qarshiligini (ρv) zarrachalarning tebranish tezligiga $\left(\frac{\partial S}{\partial t} \right)$ ko'paytmasiga tengdir

$$\Delta P = \rho v \frac{\partial S}{\partial t}, \quad (11.2.2)$$

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

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

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

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

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

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

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

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

Odatda, ultratovush to'liqlarini generatsiya qilish uchun, asosan pyezoelektrik va magnitostriksiyaviy nurlatgichlar ishlatiladi.

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

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

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

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

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

Shuning uchun oynaga mo'ljallangan moddaning to'lqin qarshiligi $\ll \rho_1 v_1 \gg$ muhitning to'lqin qarshiligidan $\ll \rho_2 v_2 \gg$ juda ko'p marta katta bo'lishi zarur.

$$\gamma = \frac{\rho_2 v_2}{\rho_1 v_1} \gg 1$$

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

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

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

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

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

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

Qaytarish uchun nazorat savollari

1. To'lqinlarni qo'shish.
2. Superpozitsiya prinsipi qanday bo'ladi?
3. Tebranishlar fazalari farqini yozing.
4. Kogerent bo'lmagan to'lqinlar qanday shartni bajaradi?
5. Kogerent to'lqinlar qanday shartni bajaradi?
6. Tebranishlarning interferensiyasi deb qanday hodisaga aytiladi?
7. Interferensiya maksimumi yoki minimumining tartibi deb nimaga aytiladi?
8. Interferensiya yo'llari kengligi deb nimaga aytiladi?
9. Akustika nima?
10. Tovush bosimi nima?
11. Tovush balandligi deb nimaga aytiladi?
12. Tovush qattiqligi deb nimaga aytiladi?
13. Infratovush nima?
14. Ultratovush nima?
15. Tovushli linzalar nima?
16. Tovushli oynalar nima?
17. Kavitatsiya hodisasi qanday yuz beradi?

12 - Ma'ruza

Reja :

1. Tizimning mikroskopik xususiyatlarini o'rganishda statistik va termodinamik usullar
2. Ideal gaz qonunlari
3. Avogadro qonuni
4. Dalton qonuni

Tayanch iboralar : Molekulyar fizika, molekula tezligi, termodinamika, temperature, Kelvin, Selziy, termodinamik jarayon, izotermik, izobarik, izoxorik, adiabatic, politropik, Avogadro, Dalton.

12.1 Tizimning mikroskopik xususiyatlarini o'rganishda statistik va termodinamik usullar

Molekulyar fizika va termodinamika – katta miqdordagi atom va molekulalarga 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 molekulalardan 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 rivojlana boshlandi. XIX asr o'rtalarida nemis fizigi - R. Klauzius, ingliz fizigi Dj. Maksvell va avstriya fizigi - L. Bolsman tomonlaridan molekulyar kinetik nazariya yaratildi.

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

Juda ko'p miqdordagi molekulalarning 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 molekulalarining betartib xarakteristikalarining o'rtacha tezligi bilan aniqlanadi.

Istalgan vaqtda har xil molekulalar har xil tezliklarga ega va bir-birlari bilan o'zaro ta'sirda bo'ladilar. Molekula tezligi – faqat barcha molekulalar 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 mikdordagi molekulalarni 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 muxit bilan ham energiya almashib turadilar.

Termodinamik metod asosi – bu termodinamik tizimning holatini aniqlashdir. 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.

Temperatura – moddaning isitilganlik darajasini ko'rsatuvchi fizikaviy kattalikdir va makroskopik tizimning termodinamik muvozanat xolatini xarakterlaydi.

O'lchov va og'irlik birliklari bo'yicha 1968 yilda o'tkazilgan Bosh konferensiya qaroriga binoan, hozirgi vaqtda ikkita temperatura shkalasini qo'llash mumkin.

- Termodinamik temperatura shkalasi (**Kelvin birligida - K**);
- Xalqaro amaliy temperatura shkalasi (**Selsiy graduslarida, $^{\circ}S$**).

Xalqaro amaliy temperatura shkalasida suvning qotish va qaynash temperaturalarini 0°S va 100°S deb olingan va ular shkalaning reper (tayanch) nuqtalari deb ataladi.

Termodinamik temperatura shkalasi bitta reper nuqta bilan aniqlanadi – bu suvning gaz, suyuqlik va qattik fazaviy holati bilan bog'liq uchlik nuqtasidir. Termodinamik temperatura shkalasida bu reper nuqta **$273,16\text{ K}$** ga tengdir.

1 Kelvin suvning uchlik nuqtasi termodinamik temperaturasining **$1/273,16$** qismiga tengdir.

Selsiy gradusi va Kelvin birliklari bir-biri bilan quyidagicha bog'langan:

$$T = 273,15 + t$$

$T = 0$ Kelvinning nol qiymatiga tengdir.

Solishtirma hajm V – birlik massa hajmidir. Jism birjinsli bo'lganda uning zichligi o'zgarmas bo'ladi, ya'ni $\rho = \text{const}$. Bu holda

$$v = \frac{V}{m} = \frac{1}{\rho}$$

Tizim holati parametrlari ba'zi paytlarda o'zgarishi mumkin. Termodinamik tizimda holat parametrlaridan biri o'zgarishi bilan bog'liq har qanday o'zgarishlar **termodinamik jarayon** deb ataladi.

Agarda holat parametrlari vaqt bo'yicha o'zgarmas bo'lsa makroskopik tizim termodinamik muvozanat holatda deb hisoblanadi.

12.2 Ideal gaz qonunlari

Molekulyar kinetik nazariyada ideal gaz quyidagi xususiyatlarga ega bo'ladi:

- Gaz molekulalarining xususiy hajmi gaz egallagan idish hajmiga nisbatan juda kichikdir;
- Gaz molekulalari orasida o'zaro ta'sir kuchlari mavjud emas;
- Gaz molekulalarining o'zaro va idish devorlari bilan to'knashishi mutlaq elastikdir.

Tizim parametrlaridan biri o'zgarmas bo'lganda, qolganlari o'zaro bog'lanish hosil qiladigan jarayonlar izojarayonlar deb ataladi. **Molekulyar fizikada 5 xil**

izojarayon o'rganiladi: 1) izotermik; 2) izobarik; 3) izoxorik; 4) adiabatik; 5) politropik jarayonlardir.

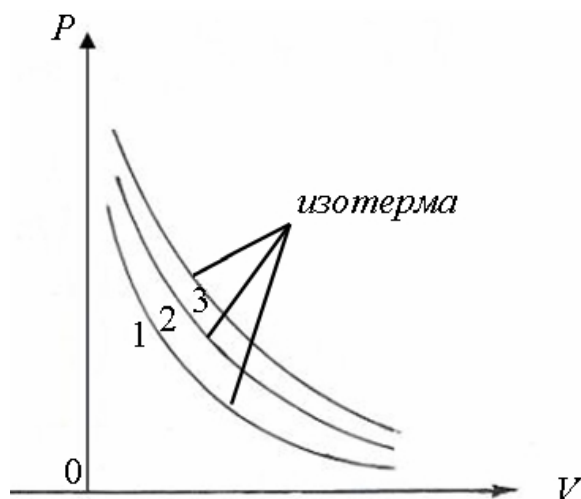
Politropik jarayon yuqoridagi to'rtta jarayonlarning umumlashgan turi hisoblanadi.

Boyl - Mariott konuni

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

$$PV = \text{const}, \quad T = \text{const}, \quad m = \text{const} \quad (12.2.1)$$

Temperatura o'zgarmas bo'lganda, modda xususiyatini tavsiflovchi P va V kattaliklar orasidagi bog'lanishni tasvirlovchi egri chiziq **izoterma** deb ataladi (12.1 - rasm).



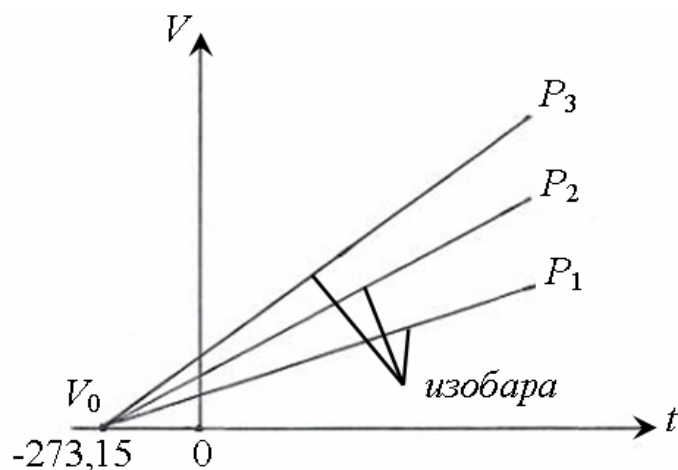
12.1 - rasm. p , V tekisligida izotermaning xususiyatlari $T_3 > T_2 > T_1$.

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

Gey - Lyussak qonuni

Berilgan massali gaz hajmi, bosim o'zgarmas bo'lganda, temperaturaga bog'liq ravishda to'g'ri chiziq bo'yicha o'zgaradi (12.2 - rasm).

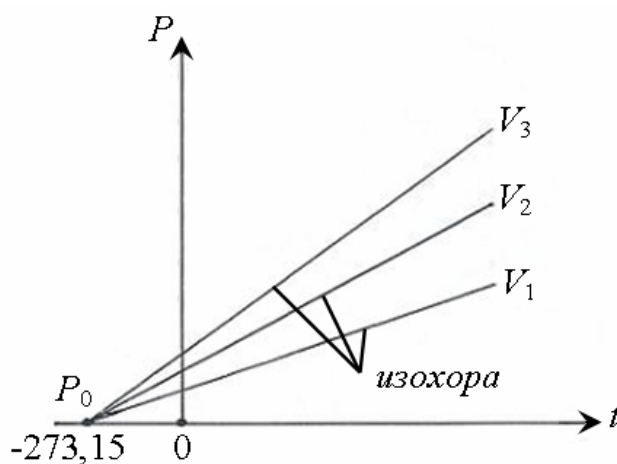
$$V = V_0(1 + \alpha t), \quad P = \text{const}, \quad m = \text{const} \quad (12.2.2)$$



12.2 - rasm. (V, t) tekisligidagi izobaralar majmuasi $p_3 > p_2 > p_1$.

Sharl qonuni

Berilgan massali gaz bosimi, uning hajmi o'zgaras bo'lganda, temperaturaga bog'liq ravishda to'g'ri chiziq bo'yicha o'zgaradi (12.3 - rasm):



12.3 - rasm. (p, T) tekisligida izoxoralar $V_3 > V_2 > V_1$.

$$R = R_0(1 + \alpha t), \quad P = \text{const}, \quad m = \text{const} \quad (12.2.3)$$

Bu tenglamalardagi t – temperatura Selsiy shkalasi bo'yicha olingan. P_0 va V_0 $T = 0^\circ\text{C}$ bo'lgandagi gazning,

mos ravishda, bosimi va hajmidir, α - koeffitsiyent quyidagiga teng bo'lib, ideal gazning hajmiy kengayish koeffitsiyentini bildiradi.

Gazning bosimi o'zgarmas bo'lganda sodir bo'ladigan jarayon – izobara jarayoni deb ataladi. Gazning hajmi o'zgarmas bo'lganda sodir bo'ladigan jarayon – izoxora jarayoni deb ataladi. (12.2.2) - va (12.2.3) - rasmlardan ko'rinib turibdiki, izobara va izoxora chiziqlari temperatura o'qini

$$t = -\frac{1}{\alpha} = -273,15 \text{ } ^\circ\text{C}$$

nuktasida kesib o'tadi, chunki bu nuqtada R yoki V nolga teng bo'lganligi uchun

$$1 + \alpha t = 0$$

bo'ladi. Agarda koordinata o'qlarining boshini $-1/\alpha$ nuqtaga ko'chirsak, u holda Kelvin shkalasiga o'tishimiz mumkin:

$$T = t + 1/\alpha$$

(12.2.2) va (12.2.3) ifodalarda t o'rniga termodinamik temperaturani qo'ysak, Gey-Lyussak va Sharl qonunlarini quyidagi qulay ko'rinishda ifodalashimiz mumkin:

$$t = T - 1/\alpha \quad (12.2.4)$$

$$V = V_0(1 + \alpha t) = V_0(1 + 2T - 1) = V_0\alpha T$$

$$P = P_0(1 + \alpha t) = P_0(1 + 2T - 1) = P_0\alpha T$$

$$\text{yoki} \quad \frac{V_1}{V_2} = \frac{T_1}{T_2}, \quad (36.4) \quad \frac{P_1}{P_2} = \frac{T_1}{T_2} \quad (12.2.5)$$

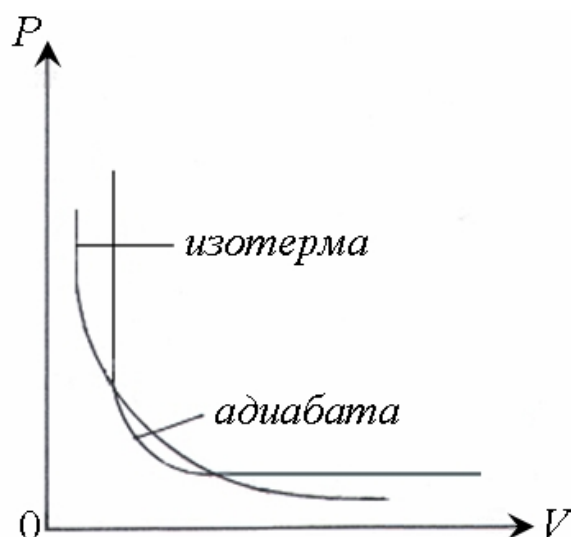
Adiabatik jarayon

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:

$$PV^\gamma = \text{const}$$

bu yerda γ - Puasson koeffisiyenti deb ataladi. Bu bog'lanish egri chiziqlari adiabatlar deb ataladi (12.4 - rasm).



12.4 – rasm. Adiabatik jarayonda bosimni hajmga bog'liqlik grafigi

12.3 Avogadro qonuni

Istalgan gazning 1 moli, temperatura va bosim bir xil bo'lganda, bir xil hajmga ega bo'ladi. Normal atmosfera sharoitda bu hajm

$$22,41 \cdot 10^{-3} \text{ м}^3 / \text{моль}$$

ga teng bo'ladi. Har xil moddalar 1 mol hajmda bir xil miqdordagi atomlar yoki molekulalar soniga ega bo'ladilar

$$N_A = 6,022 \cdot 10^{23} \cdot \text{моль}^{-1}$$

bu **Avogadro soni** deb ataladi.

12.4 Dalton qonuni

Ideal gazlar qorishmasi bosimi alohida gazlar parsial bosimlarining yig'indisiga teng bo'ladi, ya'ni

$$P = P_1 + P_2 + P_3 + \dots + P_n$$

bu yerda $R_1, R_2, R_3, \dots, R_n$ – alohida gazlarning parsial bosimlaridir.

Qaytarish uchun nazorat savollari

1. Molekulyar fizika nimani o'rganadi?
2. Termodinamika nima?
3. Termodinamik tizim nima?
4. Termodinamik metod nima?
5. Termodinamik jarayon deb nimaga aytiladi?
6. Ideal gaz nima?
7. Izotermik jarayonni tushuntiring.
8. Boyl - Mariott konunini aytib bering.
9. Gey - Lyussak qonuni aytib bering.
10. Sharl qonuni aytib bering.
11. Adiabatik jarayonni tushuntiring.
12. Avogadro qonuni aytib bering.
13. Dalton qonunini aytib bering.
14. Uning parametrlari deganda nimani tushunasiz?
15. Jarayon (prosess) nima?
16. Ideal gazning xolat tenglamasini yozing.

13 - Ma'ruza

Reja:

1. Ideal gazning holat tenglamasi
2. Molekulyar kinetik nazariyaning asosiy tenglamasi

Tayanch iboralar : Ideal gaz, holat tenglamasi, Klayperon tenglamasi, molyar gaz doimiysi , Bolsman doimiysi, Loshmidt soni, bosim, temperature, hajm, o'rtacha kvadratik tezlik.

1 - §. Ideal gaz holat tenglamasi

Ideal gaz qonunlariga asosan ma'lum massali gaz holati uning uchta termodinamik parametri bilan belgilanadi; R - 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 funksiyasidir.

Boyl - Mariott va Gey - Lyussak qonunlarini umumlashtirib fransuz fizigi Klayperon ideal gazning xolatlar tenglamasini keltirib chikardi.

Masalan, ma'lum massali gaz T_1 temperaturada V_1 hajmni egallagan bo'lib, R_1 bosimga ega bo'lsin. Shu gaz boshqa holatda R_2 V_2 T_2 termodinamik parametrlarga ega bo'ladi (13.1 - rasm).

Gaz 1 - xolatdan 2 - holatga ikki xil jarayon orqali o'tadi deb hisoblaymiz:

(1 - 1') – izotermik va (1' - 2) – izoxorik jarayonlar orqali.

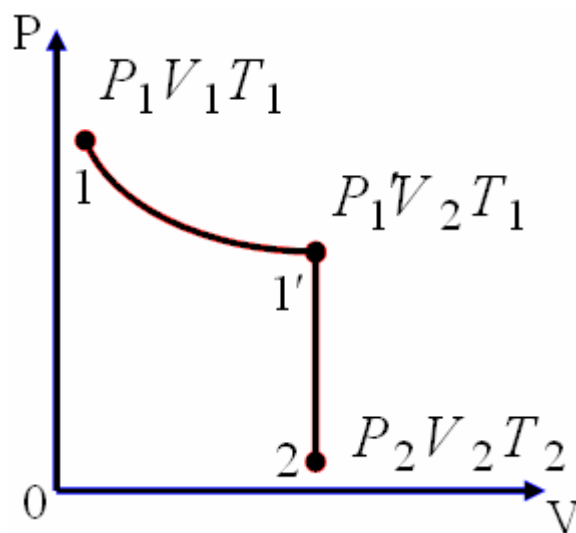
Boyl-Mariott va Gey-Lyussak qonunlariga asosan quyidagiga ega bo'lamiz

$$P_1 V_1 = P_1' V_2 \quad , \quad \frac{P_1'}{P_2} = \frac{T_1}{T_2} \quad (13.1.1)$$

P_1' parametrlarni qisqartirsak

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

ga ega bo'lamiz.



13.1 – rasm. Termodinamik tizimni izotermik jarayondan izoxorik jarayonga o'tishi

1 - va 2 - holatlar ixtiyoriy olingani uchun, berilgan massali gaz uchun PV / T nisbat doimiy bo'ladi:

$$\frac{PV}{T} = R = \text{const} \quad , \quad (13.1.2)$$

bu ifoda **Klayperon tenglamasi** deb ataladi. Bu yerda R – gaz doimiysidir va u har xil gazlar uchun har xildir.

Klayperon va Avogadro tenglamalarini umumlashtirib bir molyar hajm V_m uchun quyidagi ifodaga ega bo'lamiz:

$$PV_m = RT \quad , \quad (13.1.3)$$

Shuning uchun R – **molyar gaz doimiysi** deb ataladi.

Normal sharoitlarda $R_0 = 1,03 \cdot 10^5 \text{ Pa}$, $T_0 = 273,15 \text{ K}$, $V_m = 22,41 \cdot 10^{-3} \text{ m}^3/\text{mol}$ bo'lgan holda.

$$R = 8,31 \text{ Dj/mol K}$$

ga teng bo'ladi.

Endi istalgan massali gazlarni olsak, ularning hajmini molyar hajm bilan quyidagicha bog'lasak bo'ladi:

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

bu yerda μ – molyar massa, u xolda m – massali gaz uchun holatlar tenglamasini quyidagicha yozish mumkin.

$$PV = \frac{m}{\mu} RT, \quad (13.1.4)$$

Bolsman doimiysi

$$k = \frac{R}{Na} = 1,38 \cdot 10^{-23} \text{ J / K}$$

ga teng bo'lgani uchun (17.3) – ifodani shunday ko'rinishda qayta yozish mumkin:

$$P = \frac{RT}{V_m} = \frac{kNaT}{V_m} = nkT$$

bu yerda k – bitta molekulaning issiqlik harakati energiyasidir, n – gaz molekulalarining konsentrasiyasidir.

Shunday qilib, gazlarning holat tenglamasi

$$P = nkT, \quad (13.1.5)$$

dan iborat va undan ko'rinib turibdiki, ideal gazning bosimi berilgan temperaturada gaz molekulalarining konsentrasiyasiga to'g'ri proporsional ekan.

Bir xil temperatura va bosimda barcha gazlar bir xil miqdordagi molekulalarga ega bo'ladilar.

Normal sharoitlarda 1 m^3 hajmni egallagan gaz molekulalari soni **Loshmidt soni** deb ataladi va quyidagiga teng bo'ladi:

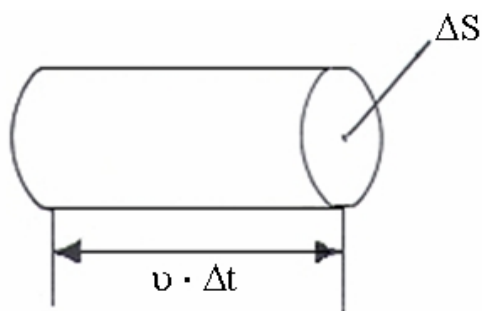
$$N_L = \frac{P_0}{kT_0} = 2,68 \cdot 10^{25} \text{ m}^{-3}.$$

13.2 Ideal gaz molekulyar-kinetik nazariyasining asosiy tenglamasi

Molekulyar - kinetik nazariyaning asosiy tenglamasini keltirib chiqarish uchun, bir xil atomli ideal gazni olamiz.

Gaz molekulari 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 nechtasi, 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 (13.2 - rasm).



13.2 – rasm. Elementar yuzaga kelib uriluvchi molkulalar hajmi

Yuzaga perpendikulyar harakat qilayotgan molekular 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.

Δt vaqt ichida ΔS yuzaga asosi ΔS va balandligi $v \cdot \Delta t$ bo'lgan silindr hajmida joylashgan molekulalargina yetib kelishi mumkin. Ushbu molekular soni $n \cdot \Delta S \cdot v \cdot \Delta t$ ga teng, bu yerda n molekular konsentratsiyasi. Ammo, real sharoitlarda, ΔS yuzaga molekular har xil burchak ostida kelib uriladi va har xil tezliklarga ega buladi, uning ustiga har bir to'qnashishda molekular 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

$$\Delta N = \frac{1}{6} N = \frac{1}{6} n \cdot \Delta S \cdot v \cdot \Delta t$$

ga tengdir. Bu yerda $N = n \cdot V = n \cdot \Delta S \cdot v \cdot \Delta t$

Bu molekulalarning yuza bilan to'qnashganda beradigan impulsi quyidagiga teng bo'ladi:

$$\Delta p = 2m_0 v \cdot \frac{1}{6} n \cdot \Delta S \cdot v \cdot \Delta t = \frac{1}{3} n \cdot m_0 v^2 \cdot \Delta S \cdot \Delta t$$

Idish devoriga ta'sir qilayotgan bosim

$$P = \frac{\Delta P}{\Delta S \cdot \Delta t} = \frac{1}{3} \cdot n \cdot m_0 v^2 \quad (13.2.1)$$

ga teng bo'ladi. Agar, gaz V hajmda $v_1, v_2, \dots, v_n$ tezliklar bilan harakatlanayotgan N molekulalarga ega bo'lsa, u holda barcha gaz molekulalar majmuasini xarakterlash uchun o'rtacha kvadrat tezlikni ko'rib chiqish maqsadga muvofiq bo'ladi:

$$\langle v_{\text{кв}} \rangle = \sqrt{\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N v_i^2} \quad , \quad (13.2.2)$$

U holda (13.2.1) - ifoda quyidagi ko'rinishga ega bo'ladi:

$$P = \frac{1}{3} n \cdot m_0 \langle v_{\text{кв}} \rangle^2 \quad , \quad (13.2.3)$$

Bu ifoda ideal gazlar molekulyar kinetik nazariyasining asosiy tenglamasi deb ataladi. $n = \frac{N}{V}$ ekanligini hisobga olsak

$$PV = \frac{1}{3} N \cdot m_0 < v_{\kappa\theta} >^2, \quad (13.2.4)$$

yoki

$$PV = \frac{2}{3} N \cdot m_0 \frac{< v_{\kappa\theta} >^2}{2} = \frac{2}{3} E_e, \quad (13.2.5)$$

Bu yerda E_e – barcha gaz molekullari ilgarilanma harakat kinetik energiyasining yig'indisidir.

Gaz massasi $m = Nm_0$ bo'lgani uchun, (13.2.4) – tenglamani quyidagicha qayta yozish mumkin:

$$PV = \frac{1}{3} m < v_{\kappa\theta} >^2$$

1 mol gaz uchun $M = m_0 N_A$ dir.

Shuning uchun

$$PV_m = \frac{1}{3} M < v_{\kappa\theta} >^2$$

bu yerda V_m – molyar hajm. Boshqa tarafdin $PV_m = RT$ ga teng bo'lgani sababli

$$RT = 1/3 M < v_{\kappa\theta} >^2$$

yoki

$$< v_{\kappa\theta} > = \sqrt{\frac{3RT}{M}}, \quad (13.2.6)$$

$$M = m_0 N_a \quad \text{va} \quad k = \frac{R}{N_a} \quad \text{bo'lgani uchun}$$

$$\langle v_{\kappa\theta} \rangle = \sqrt{\frac{3RT}{m_0 N_a}} = \sqrt{\frac{3kT}{m_0}}, \quad (13.2.7)$$

Ideal gazning bir molekulasini ilgarilanma harakat kinetik energiyasining o'rtacha qiymati quyidagiga teng bo'ladi

$$\langle \varepsilon_0 \rangle = \frac{E}{n} = m_0 \frac{\langle v_{\kappa\theta} \rangle^2}{2} = \frac{3}{2} kT, \quad (13.2.8)$$

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 (13.2.8) - ifoda temperaturaning molekulyar-kinetik ta'rifini tushuntirib beradi.

Qaytarish uchun nazorat savollari

1. Holat tenglamasini tushuntiring.
2. Termodinamik tizimni izotermik jarayondan izoxorik jarayonga o'tishi grafigini chizing.
3. Klayperon tenglamasini yozing.
4. Elementar yuzaga kelib uriluvchi molekular sonini aniqlovchi ifodani yozing.
5. Ideal gazning holat tenglamasini yozing.
6. Molekulyar kinetik nazariyasining asosiy prinsiplarini sanab o'ting.
7. Molekulyar kinetik nazariyasining asosiy tenglamasi qanday ko'rinishda?

14 - Ma'ruza

Reja:

1. Ideal gaz molekulalarining issiqlik harakati tezligi va energiyasi bo'yicha taqsimoti
2. Barometrik formula
3. Bolsman taqsimoti

Tayanch iboralar : Issiqlik harakati tezligi, taqsimot funksiyasi, holat parametriga, ehtimolliki katta bo'lgan tezlik, funksiyaning ekstremumi, ehtimolliki eng katta tezlik, o'rtacha tezlik, o'rtacha kvadratik tezlik, kinetik energiyasi bo'yicha taqsimoti.

14.1 Ideal gaz molekulalarining tezlik va issiqlik harakati energiyasi bo'yicha taqsimoti

Molekulyar - kinetik nazariyaning asosiy tenglamasini keltirib chiqarishda molekulalar 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, molekulalarning betartib harakati hisobiga harakat yo'nalishlari bir xil ehtimollikka ega bo'ladilar, boshqacha qilib aytganda, har bir yo'nalishda bir xil miqdorda molekulalar harakatlanadi deb hisoblash mumkin.

Molekulyar – kinetik nazariyaga asosan, to'qnashishlarda molekula tezligi o'zgarishiga qaramay, gazdagi m_0 massali molekulalarning o'rtacha kvadrat tezligi, $T = const$ bo'lganda, muvozanat holatda o'zgarmas qoladi va quyidagiga teng bo'ladi:

$$\langle v_{\text{кв}} \rangle = \sqrt{\frac{3kT}{m_0}}$$

Bu esa, muvozanat holatda bo'lgan gazda molekulalarning 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 molekulalardan iborat bo'ladi deb faraz qildi.

Maksvell qonuni molekulalarning tezlik bo'yicha **taqsimot funksiyasi** deb ataladigan qandaydir $f(v)$ funksiya bilan ifodalanadi.

Agar molekulalarning tezliklari diapazonini dv ga teng kichik bo'lakchalarga bo'lsak, har bir tezliklar intervaliga, shu tezliklarga ega bo'lgan molekulalarning qandaydir $dN(v)$ miqdori to'g'ri keladi.

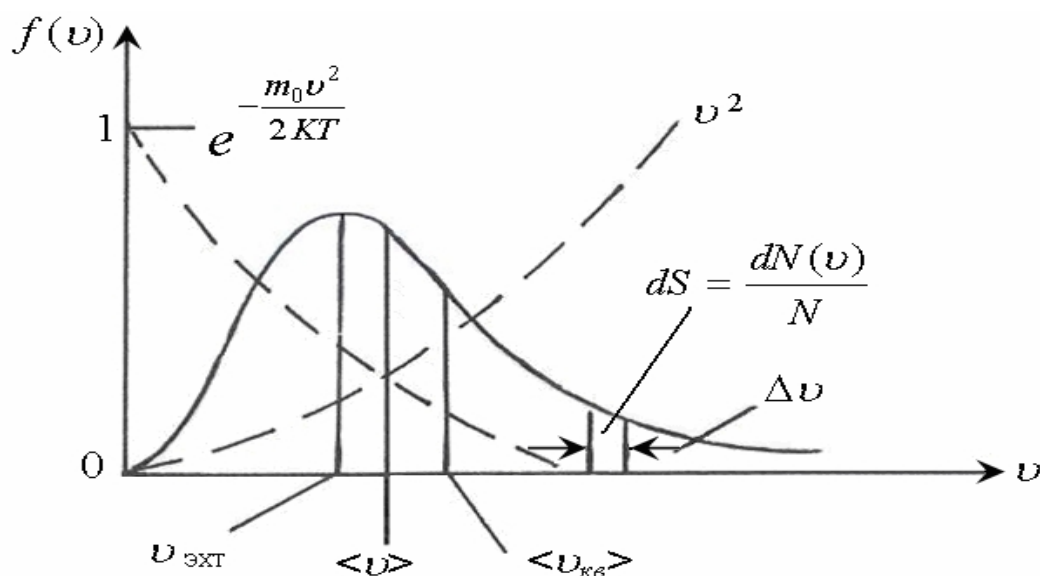
Demak, $f(v)$ funksiya tezliklari v dan $v+dv$ intervalida yotadigan molekulalarning nisbiy sonini belgilaydi

$$\frac{dN(v)}{N} \quad \text{yoki} \quad \frac{dN(v)}{N} = f(v)dv, \quad f(v) = \frac{dN(v)}{Ndv}$$

Maksvell, ehtimollik nazariyasi usulini qo'llab, $f(v)$ funksiyani - ideal gaz molekulalarining tezligi bo'yicha taqsimot qonunini keltirib chiqardi.

$$f(v) = 4\pi \left(\frac{m_0}{2\pi kT} \right)^{3/2} v^2 e^{-\frac{m_0 v^2}{2kT}}, \quad (14.1.1)$$

Bu ifodadan ko'rinib turibdiki, taqsimot funksiyasining aniq ko'rinishi gazning turi (m_0) va T – holat parametriga bog'liq ekan.



14.1 – rasm. Ideal gaz molekulalarining tezlik bo'yicha taqsimoti

Taqsimot funksiyasi v tezlik koordinatasiga nisbatan simmetrik emas (14.1 - rasm).

Molekulalarning, $d\nu$ tezlik intervaliga to'g'ri kelgan, $dN(\nu)N$ nisbiy miqdori funksiyaning $d\nu$ bo'lagiga to'g'ri kelgan dS yuzasi bilan aniqlanadi.

Taqsimot funksiyasi egri chizig'i ostidagi yuza 1 ga teng deb hisoblanadi.

$$\int_{\sigma}^{\infty} f(\nu) d\nu = 1$$

Ideal gaz molekularining tezlik bo'yicha taqsimot funksiyasi maksimal qiymatga ega bo'lgan tezlik, ehtimolligi eng katta bo'lgan tezlik deb ataladi.

Ehtimolligi katta bo'lgan tezlikni hisoblash uchun (14.1.1) ifodani ν - tezlik bo'yicha differensiallab, uni nolga tenglashtirish kerak, ya'ni funksiyaning ekstremumini topish kerak:

$$\frac{d}{d\nu} \left(\nu^2 e^{-\frac{m_0 \nu^2}{2kT}} \right) = 2\nu \left(1 - \frac{m_0 \nu^2}{2kT} \right) e^{-\frac{m_0 \nu^2}{2kT}} = 0$$

1) Bu funksiyaning hosilasi $\nu = 0$ da nolga teng bo'ladi. Bu ham funksiyaning ekstremumi, ammo tezlikni nolga teng qiymatidir.

$$2) 1 - \frac{m_0 \nu^2}{2kT} = 0, \nu_{\text{oxm}} = \sqrt{\frac{2kT}{m_0}} \text{ ya'ni } \nu_{\text{oxm}} = \sqrt{\frac{2kT}{m_0}} = \sqrt{\frac{2RT}{M}}, \quad (14.1.2)$$

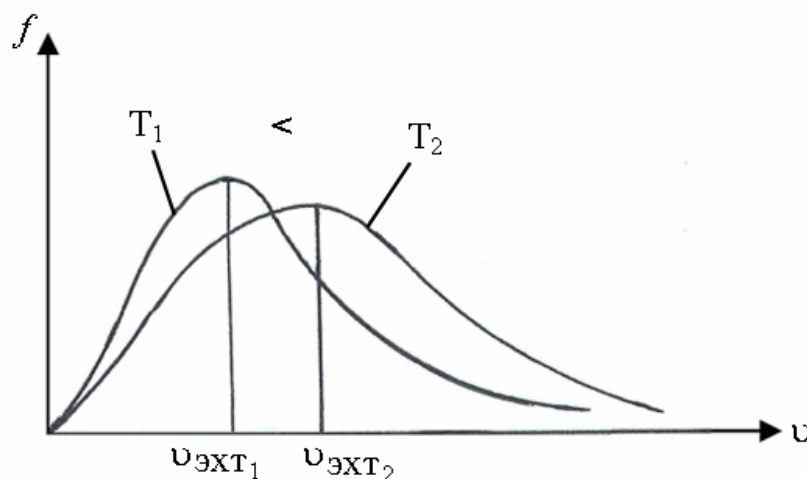
Bu ifodadan ko'rinib turibdiki, temperatura oshganda taqsimot funksiyasi maksimumi o'nga siljiydi, ammo bu holda egri chiziq ostidagi yuza miqdori o'zgarmaydi (14.2 - rasm).

Molekulalarning o'rtacha tezligi $\langle \nu \rangle$ quyidagi ifoda bilan aniqlanadi

$$\langle \nu \rangle = \frac{1}{N} \int_0^{\infty} \nu dN(\nu) = \int_0^{\infty} \nu f(\nu) d\nu$$

Bu ifodaga $f(\nu)$ funksiyaning qo'yish va integrallash natijasida quyidagiga ega bo'lamiz:

$$\langle \nu \rangle = \sqrt{\frac{8kT}{\pi m_0}} = \sqrt{\frac{8RT}{\pi M}} \quad (14.1.3)$$



14.2 – rasm. Taqsimot funksiyasini temperaturaga bog'liqligi

Umuman gaz holatini belgilovchi tezliklar quyidagilardan iborat:

1. Ehtimolligi eng katta tezlik, $v_{\text{3xm}} = \sqrt{\frac{2kT}{m_0}}$
2. O'rtacha tezlik, $\langle v \rangle = \sqrt{\frac{8kT}{\pi m_0}} = 1,13 \cdot v_{\text{3xm}}$
3. O'rtacha kvadrat tezlik, $\langle v_{\text{kb}} \rangle = \sqrt{\frac{3kT}{m_0}} = 1,22v_{\text{3xm}}$

Molekulalarning tezligi bo'yicha taqsimotidan foydalanib ularning kinetik energiyasi bo'yicha taqsimotini hisoblab ko'ramiz

$$dN(v) = N4\pi \left(\frac{m_0}{2\pi kT} \right)^{3/2} v^2 e^{-\frac{m_0 v^2}{2kT}} dv \quad (14.1.4)$$

funksiyaning o'zgaruvchisi deb $\varepsilon = \frac{m_0 v^2}{2}$ ni olsak

$$v = \sqrt{\frac{2\varepsilon}{m_0}} \quad , \quad dv = (2m_0\varepsilon)^{-1/2} d\varepsilon$$

$$dN(\varepsilon) = \frac{2N}{\sqrt{\pi}} (kT)^{-3/2} \varepsilon^{1/2} e^{-\varepsilon/kT} d\varepsilon = N(\varepsilon) d\varepsilon$$

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 funksiyasi quyidagicha bo'ladi.

$$f(\varepsilon) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} (kT)^{-3/2} \varepsilon^{1/2} e^{-\varepsilon/kT} \quad , \quad (14.1.5)$$

Ideal gazning o'rtacha kinetik energiyasi $\langle \varepsilon \rangle$ quyidagiga teng:

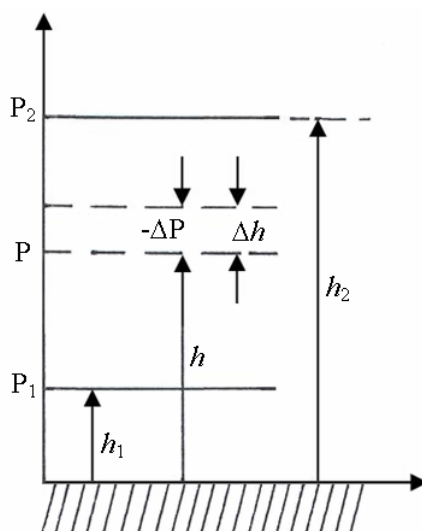
$$\langle \varepsilon \rangle = \int_0^{\infty} \varepsilon f(\varepsilon) d\varepsilon = \frac{2}{\sqrt{\pi}} (kT)^{-3/2} \int_0^{\infty} \varepsilon^{3/2} e^{-\varepsilon/kT} d\varepsilon \quad ,$$

$$\langle \varepsilon \rangle = \frac{3}{2} kT \quad .$$

14.2 Barometrik formula

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, potensial maydoni ta'sirida bo'ladi. Bir tarafdin gravitasion tortishish va ikkinchi tarafdin molekulalarning issiqlik harakati gazning qandaydir stasionar xolatga, ya'ni bosimni balandlik bo'yicha kamayishiga olib keladi.

Barcha molekulalar massalarini bir xil, havo temperaturasini o'zgarmas, tortishish maydonini bir jinsli deb hisoblaymiz.



14.3 – rasm. Gaz bosimini balandlikka bog'liqligi

Agarda h balandlikda atmosfera bosimi p ga teng bo'lsa, $h + dh$ balandlikda esa bosim $p + dp$ ga tengdir. $dh > 0$ bo'lganda, $dp < 0$ (14.3 - rasm).

h , $h + dh$ balandlikdagi bosimlar farqi, asosi birlik yuza, balandligi dh ga teng bo'lgan silindr hajmida joylashgan gaz og'irligiga teng bo'ladi:

$$p - (p + dp) = \rho g dh$$

bu yerda ρ h balandlikdagi gazning zichligidir (dh juda kichik bo'lgani uchun, balandlik o'zgaradigan sohada gaz zichligini o'zgarmas deb hisoblanadi).

Demak,

$$dp = -\rho g dh \quad (14.2.1)$$

Ideal gazning holatlar tenglamasidan

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

foydalanib, gaz zichligini quyidagicha ifodalaymiz:

$$\rho = \frac{m}{V} = \frac{RM}{RT}$$

Bu ifodani (14.2.1) – tenglikka qo'ysak

$$dp = -\frac{PM}{RT} gdh$$

ga ega bo'lamiz.

$$\frac{dp}{p} = -\frac{M}{RT} gdh$$

Bu tenglikni R_1 dan R_2 va h_1 dan h_2 sohalar bo'yicha integrallasak, quyidagi ifodani keltirib chiqamiz.

$$P_2 = P_1 e^{\frac{-Mg(h_2 - h_1)}{RT}}, \quad (14.2.2)$$

va bundan $\Delta h = \frac{RT}{Mg} \ln \frac{P_1}{P_2}$ ga ega bo'lamiz. (14.2.2) – ifoda **barometrik formula** deb ataladi. Bu formula balandlikka bog'liq atmosfera bosimini yoki bosimni o'lchab balandlikning qiymatini topish imkonini beradi.

14.3 Bolsman taqsimoti

Balandlik doimo dengiz satxiga nisbatan olinishini eslasak, dengiz satxida bosimni normal atmosfera bosimi deb hisoblaymiz. U holda (14.2.2) - ifodani quyidagicha qayta yozish mumkin

$$P = P_0 e^{\frac{-Mgh}{RT}} \quad (14.3.1)$$

$P = nkT$ bo'lishni e'tiborga olsak, gazning konsentrasiyasini balandlikka bog'liq ifodasini keltirib chiqarishimiz mumkin:

$$n = n_0 e^{\frac{-Mgh}{RT}}$$

$M = m_0 Na$, $R = kNa$ tengliklardan foydalanib, quyidagiga ega bo'lamiz

$$n = n_0 e^{\frac{-m_0 gh}{kT}} \quad (14.3.2)$$

Bu yerda $m_0gh = E_r$ molekulaning gravitasion tortishish maydonidagi potensial energiyasidir

$$n = n_0 e^{\frac{-Ep}{kT}} \quad (14.3.3)$$

bu ifoda tashqi potensial maydonidagi **Bolsman taqsimoti** deb ataladi.

Agarda zarrachalar massalari bir xil bo'lib, tartibsiz issiqlik harakatida bo'lsalar, (14.3.3) – Bolsman taqsimoti istalgan tashqi potensial maydon uchun ham o'rinlidir. Bu yerda tashqi potensial maydon faqat tortishish kuchi ta'sirini emas, balki boshqa kuchlar ta'sirini inobatga oladi (elektr, magnit va boshqa potensial maydonlarni).

Qaytarish uchun nazorat savollari

1. Molekulalarning o'rtacha kvadrat tezligi temperaturaga qanday bog'liq?
2. Ehtimolligi eng katta tezlik formulasini yozing.
3. O'rtacha tezlik formulasini yozing.
4. ideal gaz molekulalarining tezligi bo'yicha taqsimot qonunini yozing.
5. Ideal gaz molekulalarining tezlik bo'yicha taqsimoti grafigini chizing.
6. Taqsimot funksiyasini temperaturaga qanday bog'liq?
7. Issiqlik harakati energiyasi bo'yicha molekulalarning taqsimot funksiyasi qanday?
8. Barometrik formula deb qanday ifodaga aytiladi?
9. Bolsman taqsimoti formulasini yozing.
10. Bolsman taqsimoti nimani ko'rsatadi?

15 - Ma'ruza

Reja:

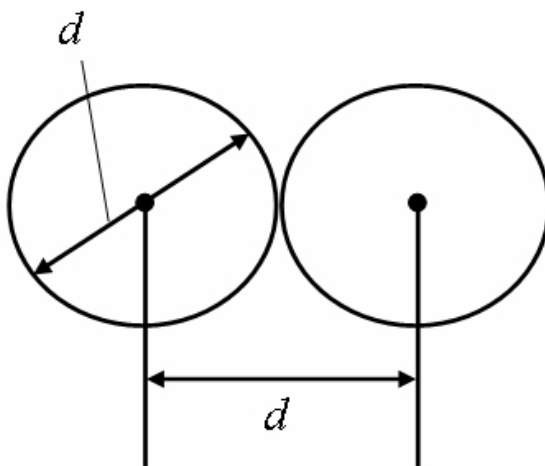
1. Gaz molekulalarining o'rtacha to'qnashish soni va o'rtacha erkin yugurish yo'li
2. Molekulyar kinetik nazariyaning tajribada tasdiqlanishi

Tayanch iboralar : Erkin yugurish yo'li, effektiv diametri, o'rtacha to'qnashishlar soni, Broun harakati, diffuziya, Shtern tajribasi.

15.1 Molekulalarning o'rtacha to'qnashish soni va o'rtacha erkin yugurish yo'li

Gaz molekulalari tartibsiz harakatda bo'lishi sababli, bir-biri bilan uzluksiz to'qnashadilar. Molekula ikkita ketma-ket to'qnashishlar oraligida ma'lum ℓ yo'lni bosib o'tadi va bu **erkin yugurish yo'li** deb ataladi.

Umumiy holda ketma-ket to'qnashishlar orasidagi erkin yugurish yo'li uzunligi har xildir. Uning ustiga molekulalar soni beqiyos ko'p bo'lganligi sababli, molekulalarning o'rtacha erkin yugurish yo'li $\langle \ell \rangle$ to'g'risida so'z yuritishimiz mumkin.



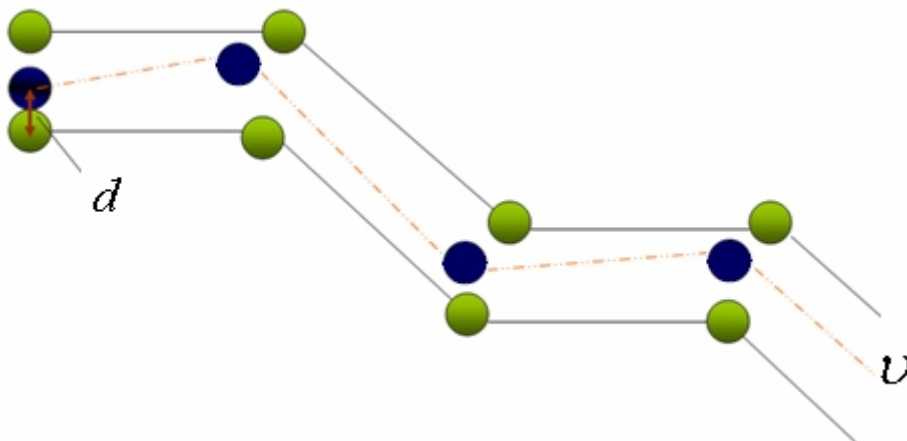
15.1 – rasm. Molekulalar to'qnashishining effektiv diametri

To'qnashishlarda ikkita molekula markazlari yaqinlashishining eng kichik masofasi d —molekulalarning **effektiv diametri** deb ataladi (15.1 - rasm). U to'qnashayotgan molekulalar tezligiga, ya'ni gazning temperaturasiga bog'liq bo'ladi.

1 sekund ichida molekula o'rtacha arifmetik tezlik - $\langle v \rangle$ ga teng yo'l bosib o'tadi va bu vaqt ichida $\langle z \rangle$ o'rtacha to'qnashishlarga duch keladi, bu holda erkin yugurish yo'li quyidagiga teng bo'ladi

$$\langle l \rangle = \frac{\langle v \rangle}{\langle z \rangle}$$

O'rtacha to'qnashishlar soni $\langle z \rangle$ ni topish uchun molekulani d – diametrli sharcha deb va u xuddi qotib qolgan molekulalar orasida harakat qiladi deb hisoblaymiz (15.2 - rasm).



15.2 – rasm. Molekulalarning o'zaro to'qnashish xarakteri

Bu molekula markazlari d ga teng yoki kichik bo'lgan molekulalar bilan to'qnashadi, boshqacha qilib aytganda radiusi d , bo'lgan «siniq» silindr ichida harakat qiladi.

«Siniq» silindr hajmidagi molekulalar soni 1 sekund ichidagi o'rtacha to'qnashishlar soniga teng bo'ladi

$$\langle z \rangle = n \cdot v \quad v = \pi d^2 \cdot \langle v \rangle$$

Shunday qilib **o'rtacha to'qnashishlar soni**

$$\langle z \rangle = n \cdot \pi d^2 \cdot \langle v \rangle$$

ga teng bo'ladi.

Agar, hisoblashlarda boshqa molekulalarning harakatini hisobga olsak, o'rtacha to'qnashishlar soni quyidagicha teng bo'ladi

$$\langle z \rangle = \sqrt{2} \cdot \pi d^2 \cdot n \cdot \langle v \rangle$$

U holda o'rtacha erkin yugurish yo'lini shunday ifodalaymiz

$$\langle l \rangle = \frac{\langle v \rangle}{\langle z \rangle} = \frac{\langle v \rangle}{\sqrt{2} \cdot \pi d^2 \cdot n \cdot \langle v \rangle}$$

$$\langle l \rangle = \frac{1}{\sqrt{2} \cdot \pi \cdot d^2 \cdot n}$$

O'rtacha erkin yugurish yo'li molekulalar konsentrasiyasiga teskari proporsional ekan.

$P = nkT$ tenglikdan foydalansak, temperatura o'zgarmas bo'lganda, quyidagi nisbatni keltirib chiqarish mumkin

$$\frac{\langle l_1 \rangle}{\langle l_2 \rangle} = \frac{\langle n_2 \rangle}{\langle n_1 \rangle} = \frac{P_2}{P_1}$$

15.2 Molekulyar-kinetik nazariyaning tajribada tasdiqi

Broun harakati. Modda molekulalarining uzluksiz tartibsiz harakatida bo'lishi **Broun harakati** va **diffuziya** hodisasi bilan tasdiqlanadi.

Shotland botanigi R.Broun o'simliklarning ichki tuzilishini mikroskopda o'rganayotganda, o'simlik xujayralarida qattiq modda zarrachalari uzluksiz tartibsiz

harakatda bo'lishini kuzatgan. U suvda mayda gul changlari, loyning mayda zarrachalarini ham tartibsiz harakatda bo'lishini kuzatgan.

Broun harakati har xil sharoitlarda ko'p marta kuzatilgan va quyidagi dalillar tasdiqlangan:

Suv yoki gazga qo'shilgan istalgan qattiq modda zarrachalarining o'lchami taxminan $\sim 1 \text{ mkm}$ ga yaqin bo'lganda Broun harakati yaqqol kuzatilgan. Teperatura oshishi bilan Broun harakati jadalligi oshaborgan.

O'z vaqtida Broun o'zi kuzatgan zarrachalarning tartibsiz harakatini tushuntirib beraolmagan. Bu tajribalar kuzatilgandan 70-80 yillar o'tgandan so'ng, bu xodisa sababi aniqlangan. Issiqlik natijasida uzluksiz va tartibsiz harakatlanuvchi suyuqlik molekulalari qattiq jism zarrachalariga hamma tomondan kelib urilgan va ularni tartibsiz harakatga keltirgan. Jism zarrachalari massasi qanchalik kichik bo'lsa, tartibsiz harakat jadalligi shuncha oshgan.

Duffuziya hodisasi gaz, suyuqlik va qattiq jismlarda kuzatiladi. Xona eshigi oldiga hidli modda qo'yilsa (ma'lum tarafga yo'nalgan havo oqimi yo'qligida) bir necha daqiqadan so'ng xona ichkarisida hidni sezish mumkin.

Stakanga suv solib ustiga bir necha tomchi boshqa rangli suyuqlik tomizilsa, bu rangli suyuqlikni vaqt o'tishi bilan tarqalishini kuzatishimiz mumkin. Modda molekulalarining uzluksiz tartibsiz issiqlik harakatini esga olsak, diffuziya hodisasi sababini shunday tushuntirish mumkin: stakandagi suv sirtidagi rangli suyuqlik konsentrasiyasi stakan tubiga nisbatan juda kattadir, ya'ni shu masofada rangli suyuqlik konsentrasiyalari farqi molekulalarning tarqalishiga sabab bo'ladi.

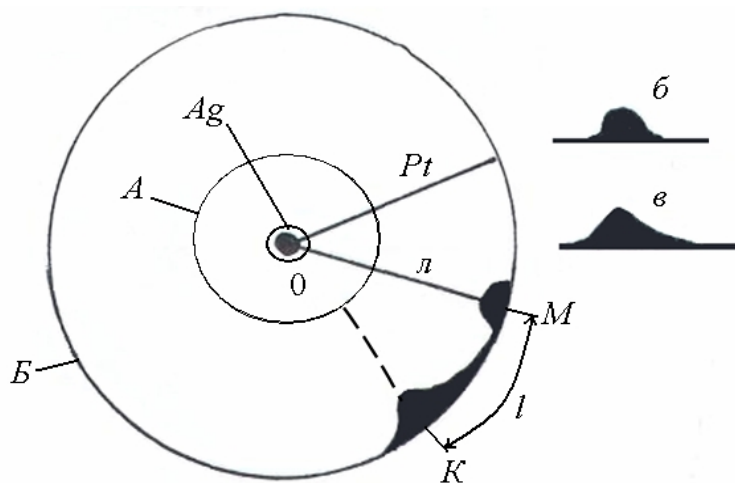
Xona eshigi oldi bilan, xona ichkarisidagi masofada ham o'tkir hidli modda molekulalari konsentrasiyalar farqi mavjud. Ana shu, molekulalar konsentrasiyalari gradiyenti barcha tarafda ehtimolligi bir xil bo'lgan molekulalarning tartibsiz harakatini konsentrasiya gradiyentiga teskari tarafga yo'naltirishga majbur etadi.

Ya'ni modda molekulalari konsentrasiyasi ko'p tarafdin kam tarafga betartib harakatlarini davom etdiradilar.

Demak, diffuziya xodisasi ham molekulyar-kinetik nazariyaning asosi bo'lgan uzluksiz tartibsiz harakat mavjudligini isbotlaydi.

Shtern tajribasi – gaz molekulalarining issiqlik harakati tezliklari bo'yicha taqsimlanishni isbotlaydi.

Shtern o'z tajribasida, tirqishli A silindrning o'qi bo'ylab tarang tortilgan, kumush bilan qoplangan plastinali simni oladi (15.3 - rasm). Plastinali simdan tok o'tganda yuqori temperaturagacha qizib kumush molekulalarini bug'lantiradi. Simdan uchib chiqayotgan kumush molekulalari asosan A silindrning ichki sirtida ushlanib qoladi. Faqat bu sirdagi perpendikulyar tirqishga to'g'ri keluvchi molekulalargina undan chiqib, B silindr sirtining M nuqtasida yig'ilib, qatlam hosil qiladi. Bu qatlamning ko'ndalang kesimi 60b - rasmda ko'rsatilgan. Bu qatlam qancha ingichga bo'lsa, molekulalar harakat tezliklarini shuncha aniq o'lchash mumkinligi aniqlangan.



15.3 – rasm. Shtern qurilmasining ko'rinishi

Butun qurilma O o'q atrofida ω burchak tezlik bilan harakatga keltirilganda, kumush iz B silindr sirtining K nuqtasi atrofida hosil bo'ladi, chunki t vaqt ichida

molekulalar r – masofani bosib o'tguncha sirtning nuqtalari $\ell = KM$ masofaga siljishga ulguradi.

Kumush molekulalarining v tezligini quyidagi yo'l bilan topish mumkin. Molekulalarning 0 o'qdagi r radiusli B silindr sirtiga kelishdagi harakat vaqti

$$t = \frac{r}{v}, \quad (15.2.1)$$

ga teng bo'ladi. Ikkinchidan, bu vaqtni B sirdagi ℓ yoy nuqtalarining ωr chiziqli tezligiga bo'lish orqali topish mumkin

$$t = \frac{\ell}{\omega r}, \quad (15.2.2)$$

(15.2.1)- va (15.2.2)- ifodalarning o'ng tomonlarini tenglashtirsak

$$v = \frac{\omega r^2}{\ell}, \quad (15.2.3)$$

ga ega bo'lamiz. bu tajribada burchak tezlik ω va tashqi silindr radiusi r o'zgarmas kattaliklardir, shuning uchun kumush molekulalarining katta tezligiga ℓ yoyning kichik nuqtalari to'g'ri keladi. ℓ yoy bo'yicha kumush molekulalarining hosil qilgan qatlamining ko'ndalang kesimi 60v - rasmda keltirilgan. Qatlam qalinligining o'zgarishi berilgan temperaturada molekulalarning tartibsiz harakat tezliklari bo'yicha taqsimlanishini ko'rsatadi. Molekulalarning ko'pchiligi o'rtacha tezlikka yaqin tezlik bilan harakatlanishi kuzatiladi.

Qaytarish uchun nazorat savollari

1. Erkin yugurish yo'li deb numaga aytiladi?
2. Effektiv diametri deb nimaga aytiladi?
3. O'rtacha to'qnashishlar soni qanday topiladi?
4. O'rtacha erkin yugurish yo'li molekulalar konsentrasiyasiga qanday bog'liq?

5. Modda molekulalarining uzluksiz tartibsiz harakatida bo'lishi qanday hodisalar tasdiqlanadi?
6. Duffuziya hodisasi nima?
7. Shtern tajribasi yordamida nimani isbotlagan?

16 - Ma'ruza

Reja:

1. Termodinamik muvozanatda bo'lmagan tizimlarda ko'chish xodisalari
2. Diffuziya
3. Ichki ishqalanish
4. Issiqlik o'tkazuvchanlik va ularning molekulyar-kinetik nazariyasi

Tayanch iboralar : Issiqlik o'tkazuvchanligi, diffuziya, ichki ishqalanish, issiqlik o'tkazuvchanligi, temperatura gradiyenti, issiqlik oqimini, diffuziya xodisasi, diffuziya koeffitsiyenti, ishqalanish koeffitsiyenti.

16.1 Termodinamik muvozanatda bo'lmagan tizimlarda ko'chish xodisalari

Termodinamik muvozanatda bo'lmagan tizimlarda ko'chish hodisalari deb ataladigan, alohida qaytmas jarayonlar sodir bo'ladi va bu jarayonlarda energiya, massa va impulslarning fazoviy ko'chishi kuzatiladi.

Ko'chish xodisalariga **issiqlik o'tkazuvchanligi** (energiyani ko'chishi), **diffuziya** (massa ko'chishi) va **ichki ishqalanish** (impulsni ko'chishi) kiradi.

16.2 Issiqlik o'tkazuvchanligi.

Agar, gazning bir qismida molekulalarning o'rtacha kinetik energiyasi boshqa qismiga qaraganda kattaroq bo'lsa, natijada, vaqt o'tishi bilan molekulalarning doimiy to'qnashishlari sababli, ularning o'rtacha kinetik energiyalari fazo bo'yicha tenglasha boradi, boshqacha qilib aytganda, fazo bo'yicha temperatura tenglasha boradi.

Issiqlik ko'rinishda energiyaning ko'chishi **Furye** qonuniga bo'ysunadi:

$$j_E = -\lambda \frac{dT}{dx} , \quad (16.2.1)$$

bu yerda j_E – birlik vaqtda, birlik yuzadan issiqlik ko'rinishda ko'chadigan, energiya bilan aniqlanadigan issiqlik oqimining zichligidir, λ – issiqlik o'tkazuvchanligi, $\frac{dT}{dx}$ – yuza normalni yo'nalishida birlik dx uzunlikka to'g'ri kelgan temperatura o'zgarishiga teng bo'lgan temperatura gradiyentidir. Minus ishora issiqlik o'tkazuvchanlik jarayonida, temperatura past bo'lgan yo'nalishda energiya ko'chishini ko'rsatadi. Issiqlik o'tkazuvchanligi λ - temperatura gradiyenti birga teng bo'lganda issiqlik oqimi zichligiga miqdor bo'yicha teng:

$$\lambda = \frac{1}{3} C_v \langle v \rangle \langle \ell \rangle , \quad (16.2.2)$$

bu yerda C_v – xajm o'zgarmas bo'lganda, gazning solishtirma issiqlik sig'imini ifodalaydi (ya'ni xajm o'zgarmaganda 1 kg gazni 1 K ga isitish uchun zarur bo'lgan issiqlik miqdoridir), $\langle v \rangle$ – molekullar issiqlik harakatining o'rtacha tezligi, $\langle \ell \rangle$ – o'rtacha erkin yugurish yo'li.

16.3 Diffuziya.

Ikkita tutashgan gaz, suyuqlik va qattiq jismlarda zarrachalarning betartib harakati tufayli ichkariga kirish va aralashish jarayoniga - **diffuziya xodisasi** deb ataladi. Bu hodisada zarrachalarning massalari o'zaro almashib turishi zichlik gradiyenti saqlanguncha davom etadi.

Molekulyar kinetik nazariya yaratila boshlanganda diffuziya xodisasini tushuntirishda anglashilmovchiliklarga duch kelindi. Molekulalarning issiqlik xarakati tezligi katta bo'lishiga qaramay diffuziya xodisalari juda sekin sodir bo'lishi kuzatildi.

Masalan, eshik oldiga hidli gaz bilan to'ldirilgan idish yaqinlashtirilsa, hidli molekullar o'zaro to'qnashishi sababli, juda kichik erkin yugurish yo'liga ega bo'ladilar, ya'ni deyarli o'z joyida turgandek bo'ladi. Ximiyaviy bir jinsli gaz uchun diffuziya xodisasi **Fik** qonuniga bo'ysunadi:

$$j_m = -D \frac{d\rho}{dx} , \quad (16.3.1)$$

bu yerda $\dot{J}_m$ – birlik vaqt ichida birlik yuza orqali diffuziya jarayonida o'tadigan, miqdor jihatdan moddalar massasiga teng bo'lgan massa oqimining zichligidir, D – diffuziya koeffitsiyentidir, $\frac{d\rho}{dx}$ – yuza normalni yo'nalishida birlik uzunlikdagi zichlik o'zgarishi tezligiga teng bo'lgan zichlik gradiyentidir. Minus ishora, massa ko'chishini zichlik kamayishi yo'nalishida sodir bo'lishini ko'rsatadi.

Diffuziya koeffitsiyenti D zichlik gradiyenti birga teng bo'lganda miqdor jihatdan massa oqimi zichligiga tengdir.

Gazlarning molekulyar kinetik nazariyasiga binoan diffuziya koeffitsiyenti quyidagiga tengdir:

$$D = \frac{1}{3} \langle v \rangle \langle \ell \rangle, \quad (16.3.2)$$

16.4 Ichki ishqalanish

Har xil tezliklarda harakatlanayotgan, parallel qatlamli gaz, suyuqliklar orasida ichki ishqalanish hosil bo'lish mexanizmi tartibsiz issiqlik harakati tufayli qatlamlarni molekulalar bilan o'zaro almashuviga bog'liqdir. Natijada tezroq harakatlanayotgan qatlam impulsi kamayadi, sekin harakatlanayotgan qatlam impulsi oshadi va qatlamlarning harakat jadalligi o'zgaradi.

Qo'shni qatlamlarning o'zaro ta'siri Nyutonning II – qonuniga asosan, birlik vaqt ichida bir qatlam ikkinchisiga ta'sir qiluvchi kuch moduliga teng impuls uzatadi.

$$F = -\eta \left| \frac{dv}{dx} \right| S \quad j_p = \frac{F}{S}$$

$$\text{yoki} \quad j_p = -\eta \frac{dv}{dx}, \quad (16.4.1)$$

bu yerda $\dot{J}_p$ – x o'qining musbat yo'nalishida birlik vaqt oraligida ko'chgan to'la impulsiga teng bo'lgan impuls oqimi zichligidir, $\frac{dv}{dx}$ – tezlik gradiyenti. Minus ishora, impuls ko'chishi tezlik kamayishi yo'nalishida sodir bo'lishini ko'rsatadi, η – ishqalanish koeffitsiyenti miqdor jihatidan quyidagiga tengdir:

$$\eta = 1/3 \rho \langle v \rangle \ell \quad , \quad (16.4.2)$$

Ko'chish hodisalarini ifodalovchi (16.2.2)-, (16.3.2)- va (16.4.2)- ifodalarni taqqoslasak barcha ko'chish xodisalari bir-biriga o'xshash ekanligi ko'rinib turibdi.

$$\lambda = 1/3 C_v \rho \langle v \rangle \ell \quad , \quad (16.4.3)$$

$$D = 1/3 \langle v \rangle \ell \quad , \quad (16.4.4)$$

$$\eta = 1/3 \rho \langle v \rangle \ell \quad , \quad (16.4.5)$$

Qaytarish uchun nazorat savollari

1. Ko'chish xodisalariga qanday hodisalar kiradi?
2. Furiye qonuni ta'rifini ayting.
3. Furiye qonuni formulasini yozing.
4. Issiqlik o'tkazuvchanligi ta'rifini bering.
5. Fik qonuniga ta'rif bering.
6. Diffuziya koeffisienti ta'rifini bering.
7. Fik qonuni formulasini yozing.
8. Ichki ishqalanish kuchi formulasini yozing.
9. Ichki ishqalanish koeffisienti ta'rifini bering.

17- Ma'ruza

Reja :

1. Erkinlik darajasi bo'yicha energiya taqsimoti
2. Termodinamikaning birinchi konuni
3. Gazning bajargan ishi

Tayanch iboralar : Ichki energiya, erkinlik darajasi, ilgarilanma harakat energiyasi, termodinamikaning birinchi qonuni,

17.1 Erkinlik darajasi bo'yicha energiya 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 potensial energiyasi ichki energiyaga taluqli emas.

Ichki energiya – tizim termodinamik holatining aniq funksiyasidir, 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 qarasak, ilgarilanma harakat uchta erkinlik darajasiga ega bo'lishi mumkin. Bu vaqtda aylanma harakat energiyasini hisobga olmasa ham bo'ladi.

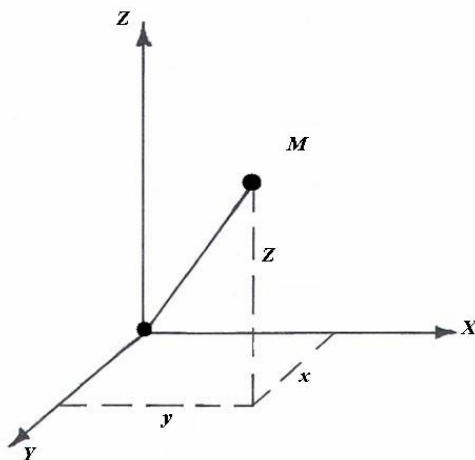
Mexanik tizimning erkinlik darajasi soni tizim holatini belgilovchi, bir-biriga bog'liq bo'lmagan kattaliklar soni bilan aniqlanadi.

Masalan, moddiy nuqtaning fazodagi holati uning uchta x, y, z koordinatalari qiymatlari bilan aniqlanadi (*17.1 - rasm*).

Shu sababli, moddiy nuqta uchta erkinlik darajasiga ega bo'ladi. Absolyut qattiq jismning holati inersiya markazining uchta x, y, z koordinatalari, jismning o'qlari yo'nalishlari bilan bog'langan θ, φ va ψ burchaklari bilan aniqlanadi (*17.2 - rasm*).

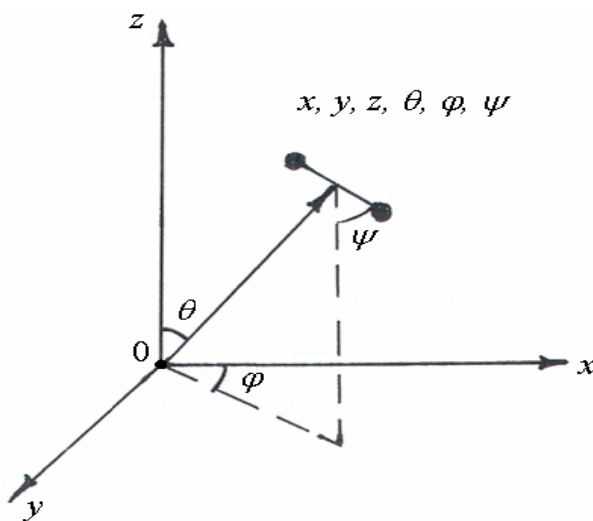
Shunday qilib, absolyut qattiq jism 6 ta erkinlik darajasiga ega bo'ladi. Molekulaning erkinlik darajasi nechta bo'lishiga qaramay uning uchtasi ilgarilanma

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.



17.1 – rasm. Moddiy nuqtaning fazodagi erkinlik darajasi

Molekulaning kinetik energiyasi $3/2 kT$ bo'lganligi uchun, har bir erkinlik darajasiga $1/2 kT$ ilgarilanma harakat energiyasi to'g'ri keladi.



17.2 – rasm. Absolyut qattiq jismning erkinlik darajasi

Demak, harakatning hych bir turi boshqa turidan muhim bo'lmaganligi uchun, ularga o'rtacha bir xil energiya to'g'ri keladi va energiyaning erkinlik darajalari holatini belgilaydi:

$$\bar{\varepsilon} = \frac{i}{2} KT$$

17.2 Termodinamikaning birinchi qonuni

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 mumkin, masalan, tizimga issiqlik miqdori uzatilganda yoki tizimga nisbatan ish bajarilganda.

Silindr porsheni ichkariga siljirilganda 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 teskarisiga 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

$$\Delta U = Q - A \text{ yoki } Q = \Delta U + A, \quad (17.2.1)$$

bu ifoda termodinamikaning birinchi qonunini ifodalaydi.

Tizimga uzatilgan issiqlik miqdori ichki energiyaning o'zgarish va tashqi kuchlarga qarshi bajarilgan ishlarga sarf bo'ladi. (17.2.1) - ifodaning differensial ko'rinishi quyidagicha bo'ladi:

$$d\varphi = dU + dA \quad \text{yoki} \quad \delta Q = dU + \delta A, \quad (17.2.2)$$

Agarda, tizimning bir holatdan ikkinchi holatga o'tishi davriy bo'lsa, u asl holatiga qaytgan vaqtda ichki energiyasi o'zgarishi nolga teng bo'ladi:

$$\Delta U = 0$$

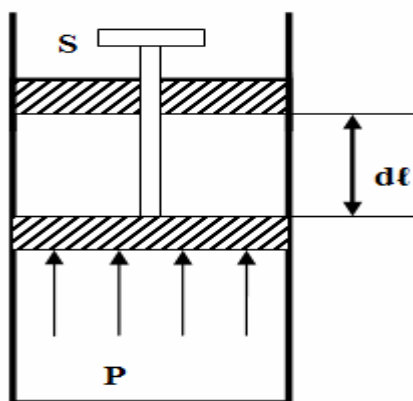
U holda termodinamikaning birinchi qonuniga asosan bajarilgan ish tizimga uzatilgan issiqlik miqdoriga teng bo'ladi

$$A = Q, \quad (17.2.3)$$

Demak, davriy o'zgaruvchi mashina tashqaridan uzatilgan issiqlik miqdoridan oshiq ish bajarishi mumkin emas.

17.3 Gazning bajargan ishi

Gazning hajmi o'zgarganda, uning tashqi kuchlarga qarshi bajargan ishini ko'rib chiqamiz.



17.3 – rasm. Porshen ostidagi gazning hajmini o'zgarishi

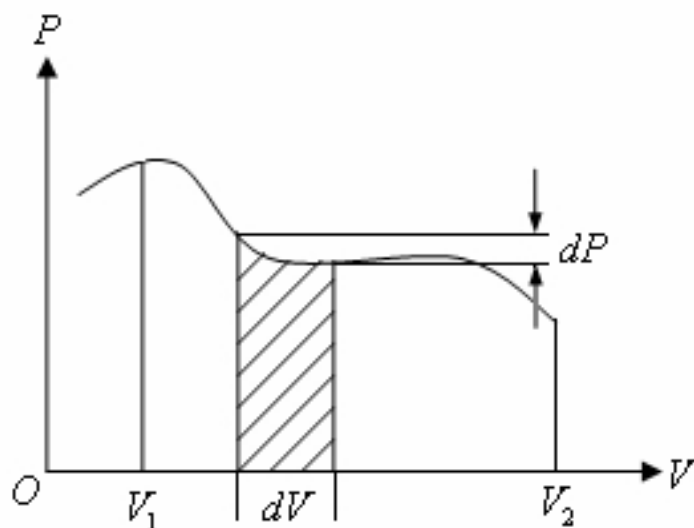
Silindr idish ichidagi, porshen ostidagi gaz (17.3 - rasm) kengayganda porshenni kichik dl masofaga suradi va gaz tashqi kuchlarga qarshi ish bajaradi.

$$\delta A = F \cdot dl = P \cdot S \cdot dl = PdV, \quad (17.3.1)$$

bu yerda S – porshen yuzasi, $Sd\ell$ – gaz xajmining o'zgarishi. Xajmi V_1 dan V_2 qiymatga o'zgarganda bajarilgan to'la ishni (17.3.1) - ifodani integrallash orqali topamiz

$$A = \int_{V_1}^{V_2} P dV$$

Integrallash natijasi bosim bilan gaz hajmining bir-biriga bog'liqligi bilan belgilanadi va $P(V)$ ga bog'liq bo'lgan egri chiziq ostidagi yuzaga teng bo'ladi (17.4 - rasm).



17.4 – rasm. Gazning bosimi ixtiyoriy o'zgargandagi bajarilgan ish grafigi

Gaz hajmi dV qiymatga oshganda, gazning bajargan ishi PdV ga teng bo'ladi, ya'ni rasmda shtrixlangan yuza qiymatiga teng bo'ladi.

Qaytarish uchun nazorat savollari

1. Ichki energiya nima?
2. Termodinamikaning birinchi qonuni deb nimaga aytiladi?
3. Jismga berilgan issiqlik miqdori nimalarga sarflanadi?
4. Gazning bajargan ishi.

18 - Ma'ruza

Reja :

1. Issiqlik sig'imi
2. Termodinamika birinchi qonunining izojarayonlarga va adiabatik jarayonga tadbiri:
 - a. Izoxorik jarayon
 - b. Izobarik jarayon
 - c. Izotermik jarayon
 - d. Adiabatik prosess

Tayanch iboralar : Issiqlik sig'imi, solishtirma issiqlik sig'imi, molyar issiqlik sig'imi, izoxorik jarayon, izobarik jarayon, izotermik jarayon, adiabatik prosess.

18.1 Issiqlik sig'imi

Moddaning solishtirma issiqlik sig'imi 1 kg moddani 1⁰ ga isitishga sarf bo'lgan issiqlik miqdoriga teng fizik kattalik bilan o'lchanadi:

$$C = \frac{dQ}{mdT} , \quad (18.1.1)$$

Solishtirma issiqlik sig'imi birligi $J/kg.grad.$ ga teng.

Molyar issiqlik sig'imi 1 mol moddani 1⁰ ga isitishga sarf bo'lgan issiqlik miqdoriga teng bo'lgan kattalikka aytiladi:

$$C_m = \frac{\mu}{m} \frac{dQ}{dT} = \frac{dQ}{VdT} , \quad (18.1.2)$$

Solishtirma issiqlik sig'imi molyar issiqlik sig'imi bilan quyidagicha bog'langan:

$$C_m = \mu C , \quad (18.1.3)$$

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. Qo'yida har xil izojarayonlarda issiqlik sig'imi

qanday bo'lishini qarab chiqamiz. Moddaning issiqlik sig'imi termodinamik jarayon xarakteriga bog'liq va har xil jarayonlarda har xildir.

18.2 Termodinamikaning birinchi qonunini har xil izojarayonlarga tadbiqi

a. 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

$$dA = PdV = 0 \quad (18.2.1)$$

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 oshishiga sarf bo'ladi:

$$dQ = dU \quad , \quad (18.2.2)$$

Bu jarayonda solishtirma issiqlik sig'imi S_v ichki energiya bilan quyidagicha bog'langandir:

$$dU = C_v dT \quad , \quad (18.2.3)$$

Istalgan massali gaz uchun esa:

$$dU = \frac{m}{\mu} C_v dT \quad , \quad (18.2.4)$$

b. Izobarik jarayon ($p = \text{const}$).

Izobarik jarayon bosim o'zgarmas bo'lganda sodir bo'ladi. Porshen erkin harakatlanadigan silindr 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 uchun quyidagiga ega bo'lamiz

$$dQ = \frac{m}{\mu} C_p dT, \quad (18.2.5)$$

Birlik massaga teng bo'lgan gaz hajmi V_1 dan V_2 ga o'zgarganda bajarilgan ish quyidagiga teng bo'ladi:

$$A = \int P dV = \frac{P(V_2 - V_1)}{P(V_2 - V_1)}, \quad (18.2.6)$$

Izobarik jarayonga termodinamikaning birinchi qonunini qo'llasak

$$C_p dT = dU + dA$$

$$C_p dT = dU_{\kappa M} + P dV_{\kappa M}, \quad (18.2.7)$$

Bu ifodaning ikki tarafini dT ga bo'lsak

$$C_p = \frac{dU_{\kappa M}}{dT} + P \frac{dV_{\kappa M}}{dT}, \quad (18.2.8)$$

$$C_p = C_v + P \left(\frac{dU_{\kappa M}}{dT} \right), \quad (18.2.9)$$

Agar

$$V_{\kappa M} = \frac{RT}{P}$$

bo'lsa,

$$\frac{dV_{\kappa M}}{dT} = \frac{R}{P}$$

ga teng bo'ladi. U holda

$$C_p = C_v + R, \quad (18.2.10)$$

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.

c. Izotermik jarayon ($T = const$)

Izotermik jarayon tenglamasi Boyle-Mariott qonunidan iborat:

$$PV = const, \quad (18.2.11)$$

Izotermik jarayonida bajarilgan ishni aniqlaymiz:

$$A = \int_{V_1}^{V_2} PdV = \int_{V_1}^{V_2} RT \ln \frac{V_2}{V_1} = RT \ln \frac{P_2}{P_1}, \quad (18.2.12)$$

Izotermik jarayonda termodinamikaning birinchi qonuni quyidagicha ifodalanadi:

$$dQ = dA$$

$T = const$ 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

$$Q = A = RT \ln \frac{P_1}{P_2} = RT \ln \frac{V_2}{V_1}, \quad (18.2.13)$$

Gazning xajmi kengayganda temperatura pasaymasligi uchun, izotermik jarayon vaqtida tashqi bajargan ishga ekvivalent issiqlik miqdori uzatib turish kerak.

d. Adiabatik prosess

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:

$$dQ = C_v dT + PdV, \quad (18.2.14)$$

adiabatik jarayon uchun $dQ = 0$, u holda

$$C_v dT + PdV = 0, \quad (18.2.15)$$

Ideal gaz holat tenglamasiga ko'ra $P = \frac{RT}{V}$ ga teng, shuning uchun

$$C_v dT + RT \frac{dV}{V} = 0$$

yoki

$$\frac{dT}{T} + \frac{R}{C_v} \frac{dV}{V} = 0, \quad (18.2.16)$$

$$d\left(\ln T + \frac{R}{C_v} \ln V\right) = 0, \quad (18.2.17)$$

Natijada, adiabatik jarayon uchun quyidagi ifodaga ega bo'lamiz:

$$\ln T + \frac{R}{C_v} \ln V = \text{const}, \quad (18.2.18)$$

Ideal gaz uchun $C_p = C_v + R$, $C_p - C_v = R$ yoki

$\frac{C_p}{C_v} - 1 = \frac{R}{C_v}$. Agar $\frac{C_p}{C_v}$ nisbatni γ - bilan belgilasak (18.2.18) – ifoda quyidagi ko'rinish 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.

Qaytarish uchun nazorat savollari

1. Moddaning solishtirma issiqlik sig'imi deb nimaga aytiladi?
2. Molyar issiqlik sig'imi deb nimaga aytiladi?
3. Izoxorik jarayon uchun termodinamikaning 1-chi qonuni.
4. Izotermik jarayon uchun termodinamikaning 1-chi qonuni.
5. Izobarik jarayon uchun termodinamikaning 1-chi qonuni.
6. Adiabatik jarayon uchun termodinamikaning 1-chi qonuni.

19 - Ma'ruza

Rela :

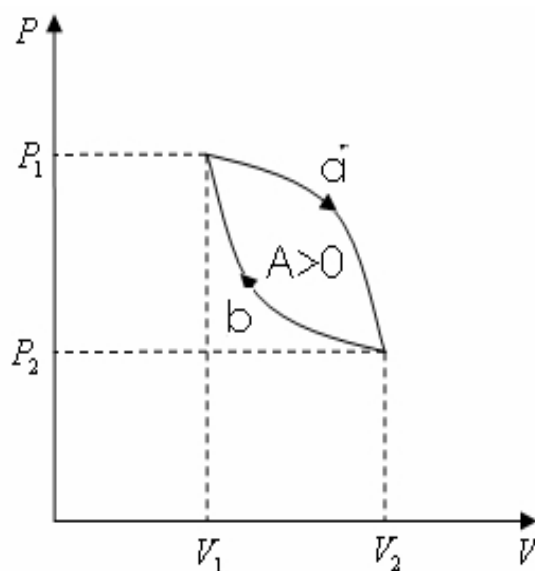
1. Qaytar va qaytmas jarayonlar
2. Karno sikli
3. Ideal issiqlik mashinasining foydali ish koeffitsiyenti

Tayanch iboralar : Aylanma jarayon, to'g'ri sikl, teskari sikl, isitgich, thermostat, temperatura, issiqlik miqdori, qaytuchi jarayon, qaytmas jarayonlar, Karno sikli, foydali ish koeffitsiyenti.

19.1 Qaytar va qaytmas jarayonlar

Tizim bir qator termodinamik holatlardan o'tib o'zining boshlang'ich holatiga qaytadigan jarayon **aylanma jarayon** deb ataladi. Jarayonlar diagrammasida sikl yopiq egri chiziqli bilan tasvirlanadi (19.1 - rasm).

Ideal gaz bajargan siklni, kengayish jarayoni (1 - a - 2) va siqilish (2 - b - 1) jarayonlariga ajratish mumkin. Kengayishdagi bajarilgan ish (1a 2 V_2 , V_1 1) yuza bilan aniqlanadi va musbat deb hisoblanadi. Gaz siqilishidagi bajarilgan ish (2 b 1 V_1 , V_2 2) yuza bilan aniqlanadi va manfiy deb hisoblanadi. Natijada sikl bo'yicha gazning bajargan ishi (1a, 1b) yuza bilan aniqlanadi.



19.1 – rasm. Termodinamik holatning to'g'ri siklli o'zgarishi

Siklda musbat ish bajarilsa

$$\oint P dV > 0 ,$$

u jarayon **to'g'ri sikl** deb ataladi.

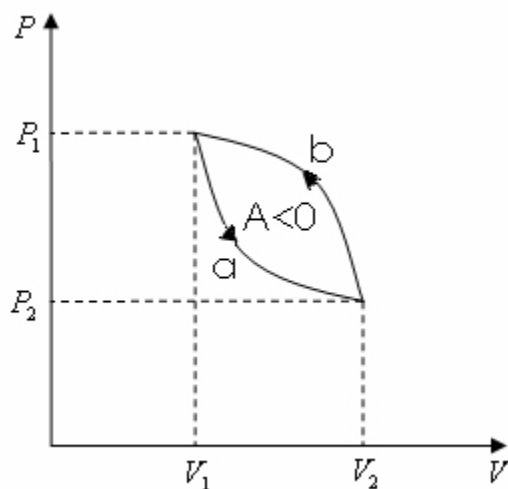
Agarda siklda bajarilgan ish manfiy bo'lsa

$$\oint P dV < 0$$

u jarayon **teskari sikl** deb ataladi (19.2 - rasm).

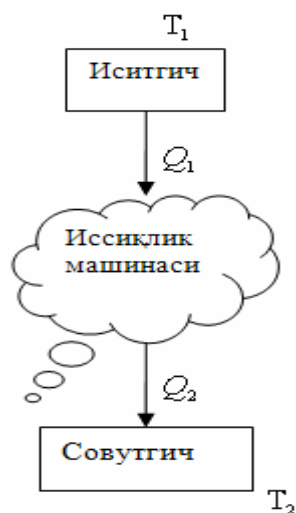
To'g'ri sikl davriy ishlaydigan mashinalar, issiqlik dvigatellarida qo'llaniladi. Bu mashinalar tashqaridan uzatilgan issiqlik miqdori hisobiga ish bajaradi.

Teskari sikl sovutish qurilmalarida ishlatiladi. Sovutish mashinalarida davriy sikl davomida tashqi kuchlar bajargan ishi hisobiga tizimning issiqlikligi temperatura yuqori bo'lgan jismga uzatiladi.



19.2 – rasm. Termodinamik jarayonning teskari siklli o'zgarishi

Issiqlik dvigatelining ishlash prinsipi quyidagi rasmda keltirilgan (19.3 - rasm).



19.3 – rasm. Issiqlik mashinasining tuzilishi

Temperaturasi yuqori bo'lgan «**isigich**» deb ataluvchi termostatdan (T_1) sikl davomida issiqlik mashinasi Q_1 issiqlik miqdori oladi va temperaturasi past bo'lgan termostatga (T_2) Q_2 issiqlik miqdorini uzatadi.

Sikl davomida bajarilgan ish

$$A = Q_1 - Q_2 > 0$$

dan iborat. Issiqlik dvigatelining foydali ish koeffitsiyenti $\eta = 1$ bo'lishi uchun $Q_2 = 0$ shart bajarilish kerak. Ammo bu shart real sharoitlarda bajarilmaydi. Shu sababli, Karno issiqlik dvigateli ishlash uchun kamida ikkita, temperaturalari farqli bo'lgan issiqlik manba'lari mavjud bo'lishi kerak deb ta'kidlaydi.

Issiqlik dvigatellaridagi jarayonga teskari bo'lgan jarayon sovutgich mashinalarida ishlatiladi, uning ishlash prinsipi 19.4 - rasmda keltirilgan.

Termodinamik tizim sikl 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.

$$Q = A = Q_2 - Q_1 < 0$$

shuning uchun bajarilgan ish manfiy hisoblanadi



19.4 – rasm. Sovutgich mashinasining tuzilishi

$$A = P \oint dV < 0 \quad ,$$

$$Q_1 - Q_2 = -A \quad \text{yoki} \quad Q_1 = Q_2 + A$$

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 bajargan A ish qiymatiga kattadir.

Tizim aylanma jarayon natijasida o'zining boshlang'ich holatiga qaytadi va tizimning ichki energiyasi o'zgarmaydi

$$dU = 0 \quad , \quad Q = A \quad , \quad (19.1.1)$$

Odatda, aylanma jarayon vaqtida tizim tashqaridan issiqlik miqdorini olishi va unga uzatishi mumkin, shuning uchun

$$Q = Q_1 - Q_2$$

bu yerda Q_1 – tizimning olgan issiqlik miqdori, Q_2 – tashqariga uzatgan issiqlik miqdori. Shu sababli, aylanma jarayon uchun foydali ish koeffitsiyenti quyidagicha aniqlanadi:

$$\eta = \frac{A}{Q_1} = \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1} = 1 - \frac{Q_2}{Q_1} \quad , \quad (19.1.2)$$

Termodinamik jarayon agarda, avval to'g'ri siklda va keyin teskari siklda sodir bo'lsa, u o'z holatiga **qaytuchi jarayon** deb hisoblanadi.

Chunki bu holda atrof muhit va qaralayotgan tizimda ortiqcha o'zgarishlar sodir bo'lmaydi.

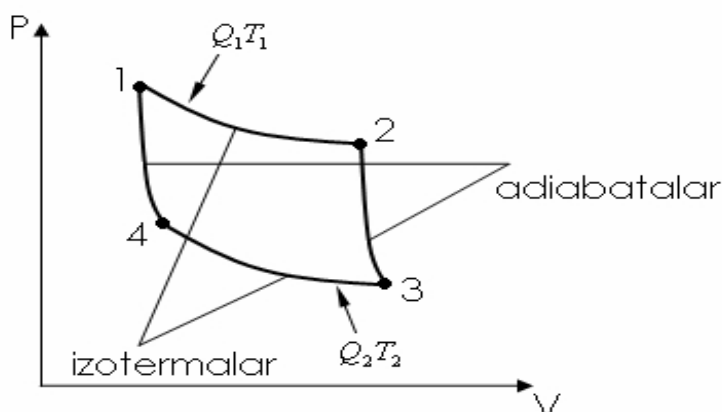
Shu sharoitga ega bo'lmagan barcha jarayonlar **qaytmas jarayonlar** deb hisoblanadi.

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.

19.2 Karno sikli

Karno sikli, bir-biriga bog'liq navbatma-navbat sodir bo'ladigan ikkita izotermik va ikkita adiabatik jarayonlardan iboratdir (19.5 - rasm).

Rasmda Karnoning qaytar sikli tasvirlangan, bu yerda ishchi modda ideal gazdan iborat.



19.5 – rasm. Karno sikli

Bu jarayon uchun foydali ish ko'effitsiyentini 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.

$$A_{12} = RT_1 \ln \frac{V_2}{V_1} = Q_1, \quad (19.2.1)$$

(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:

$$A_{23} = -C_x (T_2 - T_1)$$

Izotermik siqilishda sovutgichga gazning bergan issiqlik miqdori Q_2 siqilishdagi bajarilgan ish A_{34} ga teng bo'ladi:

$$A_{34} = RT_2 \ln \frac{V_4}{V_3} = -Q_2, \quad (19.2.2)$$

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:

$$A = A_{12} + A_{23} + A_{34} + A_{41} = Q_1 + Q_{23} + Q_2 + Q_{23}$$

$$A = Q_1 - Q_2$$

19.3 Ideal issiqlik mashinasining foydali ish koeffitsiyenti

Karno siklida foydali ish koeffitsiyenti quyidagiga teng bo'ladi:

$$\eta = \frac{A}{Q_1} = \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1} = T_1 - \frac{T_2}{T_1} \quad (19.3.1)$$

Karno sikli uchun foydali ish koeffitsiyenti isitgich va sovutgichlar temperaturalariga bog'liqdir. Foydali ish koeffitsiyentini oshirish uchun temperaturalar farqini oshirish zarur.

Qaytarish uchun nazorat savollari

1. Aylanma jarayon deb nimaga aytiladi?
2. To'g'ri sikl qanday jarayon?
3. Teskari sikl qanday yuz beradi?
4. Isitgichning vazifasi nimadan iborat?
5. Sovutgichning vazifasi nimadan iborat?
6. Aylanma jarayon uchun foydali ish koeffitsiyenti qanday topiladi?
7. Qaytuchi jarayon deb nimaga aytiladi?
8. Qaytmas jarayon deb nimaga aytiladi?
9. Karno siklini tushuntirib bering.
10. Karno sikli qanday jarayonlardan iborat?
11. Karno siklida foydali ish koeffitsientini yozing va tushuntirib bering.

20 - Ma'ruza

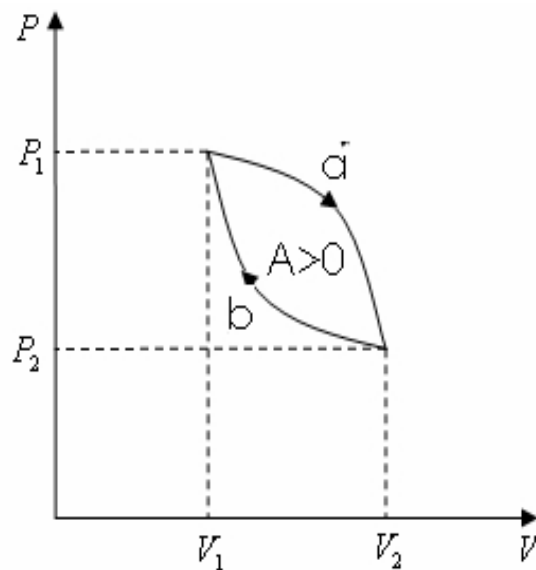
Reja:

1. Entropiya
2. Termodinamikaning ikkinchi qonuni

Tayanch iboralar : Kaytar jarayon, qaytmas jarayon, termodinamik holat, to'g'ri sikl, teskari sikl, temperature, issiqlik miqdori, bajarilgan ish, keltirilgan issiqlik miqdori, holat funksiyasi, entropiya.

20.1 Entropiya

Kaytar va qaytmas jarayonlar uchun keltirilgan diagrammalardan 20.1 - rasmdagi ideal gaz bajargan ishning musbat turini ko'rib chiqamiz.



20.1 – rasm. Termodinamik holatning to'g'ri siklli o'zgarishi

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 ikkinchi holatga ikki xil yo'l bilan o'tilgandadir. Ya'ni, 1 - holatdan 3 - holatga o'tish jarayoni katta bosim ostida kengayish, 3 - holatdan 1 - holatga o'tish jarayoni esa, kichik bosim ostida siqilish 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 jarayonini ko'rinishiga bog'liqdir. Boshqacha qilib aytganda, Q issiqlik miqdori, ichki energiyaga o'xshash, jism holatining funksiyasi emas. Bu hulosasi, 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:

$$\frac{Q_1}{T_1} = \frac{Q_2}{T_2} \quad , \quad (20.1.1)$$

Bu $\frac{Q}{T}$ - nisbatni goh paytlarda **keltirilgan (tartibga solingan) issiqlik miqdori** deb atashadi.

Jarayonning cheksiz kichik qismida jismga uzatilgan keltirilgan issiqlik miqdori $\frac{\delta Q}{T}$ ga tengdir.

Istalgan qaytar aylanma jarayonlarda natijaviy keltirilgan issiqlik miqdori nolga tengdir:

$$\oint \frac{\delta Q}{T} = 0 \quad (20.1.2)$$

Bu yopiq konturdan olingan integralning nolga teng bo'lishi, integral ostidagi $\frac{\delta Q}{T}$ ifodani qandaydir funksiyaning to'la differensial ekanligini bildiradi

$$\frac{\delta Q}{T} = dS, \quad (20.1.3)$$

Bu yerda S – funksiya **holat funksiyasi** yoki **entropiya** deb ataladi.

(20.1.3) – ifodadan qaytar jarayonlar uchun entropiyaning o'zgarishi nolga tengdir:

$$\Delta S = 0, \quad (20.1.4)$$

Termodinamikada, qaytmas jarayonlarni vujudga keltiruvchi tizimning entropiyasi oshishi isbotlangan:

$$\Delta S > 0, \quad (20.1.5)$$

(20.1.4)- va (20.1.5)- ifodalardan **Klauzius tengsizligini** keltirib chiqarish mumkin:

$$\Delta S \geq 0, \quad (20.1.6)$$

ya'ni, yopiq tizimlarning entropiyasi qaytar jarayonlarda o'zgarmasdan qolishi, qaytmas jarayonlarda esa oshishi mumkin.

20.2 Termodinamikaning ikkinchi qonuni

Agarda tizim 1-holatdan 3-holatga muvozanatli o'tsa, (20.1.3)- ifodaga asosan entropiyaning o'zgarishi quyidagicha bo'ladi:

$$\Delta S_{1 \rightarrow 3} = S_3 - S_1 = \int_1^3 \frac{\delta Q}{T} = \int_1^3 \frac{dU + \delta A}{T}, \quad (20.2.1)$$

Bu yerda entropiya emas, balki entropiyalar farqi fizik ma'noga egadir. (20.2.1) - ifodaga asoslanib, ayrim jarayonlarda ideal gaz entropiyasining o'zgarishini kuzatamiz:

$$dU = \frac{m}{M} C_V dT, \quad \delta A = p dV = \frac{m}{M} R \frac{dV}{V}$$

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

$$\Delta S_{1 \rightarrow 3} = S_3 - S_1 = \frac{m}{M} (C_V \ln \frac{T_2}{T_1} + R \ln \frac{V_2}{V_1}) \quad (20.2.2)$$

1-holatdan 3-holatga o'tishda, ideal gazning entropiyasi o'zgarishi $\Delta S_{1 \rightarrow 3}$ o'tish jarayonining $1 \rightarrow 3$ 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.

Bolsman ta'rifi bo'yicha, tizimning S entropiyasi va termodinamik ehtimolligi quyidagicha bog'langandir

$$S = k \ln w \quad (20.2.3)$$

bu yerda k – Bolsman doimiysi. Demak, entropiya termodinamik tizim holatining ehtimolligi 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 oshib boradi.

Termodinamikaning birinchi qonuni energiyani saqlanish va bir turdan ikkinchi turga aylanish 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'lish ehtimollik darajasini mutlaqo ko'rsata olmaydi.

Termodinamikaning ikkinchi qonuni, tabiatda qanday jarayonlar mumkin, qaysilari mumkin emasligini – jarayonlarning o'zgarish yo'nalishlarini aniqlash orqali belgilab beraoladi.

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 koeffitsiyenti

$$\eta = \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1} = \frac{T_1 - T_2}{T_1}$$

ga teng edi, ya'ni isitgich va sovutgichlar temperaturalari farqi qancha katta bo'lsa, foydali ish koeffitsiyenti 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 energiyaning sifatini buzilganlik darajasini bildiradi.

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.

Qaytarish uchun nazorat savollari

1. Termodinamik holatning to’g’ri siklli o’zgarishi tushuntirib bering.
2. Keltirilgan (tartibga solingan) issiqlik miqdori nimaga teng?
3. Holat funksiyasi yoki entropiya deb nimaga aytiladi?
4. Termodinamik ehtimolligi deganda nimani tushunasiz?
5. Termodinamikaning ikkinchi qonunini Kelvin ta’rifini aytib bering.
6. Termodinamikaning ikkinchi qonunini Klauzius ta’rifini aytib bering.

21 - Ma'ruza

Reja:

1. Elektr o'zaro ta'sir. Elektr zaryadi va uning diskretliligi
2. Kulon qonuni
3. Elektr maydoni
4. Elektr maydon kuchlanganligi
5. Superpozitsiya prinsipi
6. *Tayanch iboralar* : Elektr, zaryad, musbat, manfiy, zaryad miqdori, maydon, vacuum, saqlanish qonuni, nuqtaviy zaryad, ta'sir etuvchi kuch, dielektrik singdiruvchanlik, kuchlanganlik, kuch chiziqlari, Kulon, Amper, super-pozitsiya prinsipi.

21.1 Elektr o'zaro ta'sir

Tajribalar ko'rsatishicha, zaryadlangan va magnitlangan jismlar, shuningdek elektr toki oqayotgan jismlar orasida **elektromagnit kuchlar** deb ataluvchi o'zaro ta'sir kuchlari mavjuddir.

Jismlar orasidagi bu o'zaro ta'sir elektromagnit maydon deb ataluvchi o'ziga xos vositachi materiya orqali uzatiladi.

Elektromagnit maydon nazariyasining asoschisi Faradey bir jismning boshqasiga ta'siri ularni bir-biriga tekkazish orqali yoki elektromagnit maydon deb ataluvchi, oraliq muhit orqali uzatilishi mumkin, deb hisobladi.

Maksvell esa, Faradeyning asosiy g'oyalarini matematik shaklda ifodalab, elektromagnit to'lqinlar mavjudligini ko'rsatib berdi va ularning tarqalish tezligi yorug'likning vakuumdagi tezligiga mos ekanligini isbotladi.

Atom – molekulyar nazariyaga asosan, o'zaro ta'sir kuchlari jismni tashkil etuvchi zaryadli zarrachalar orasidagi elektr o'zaro ta'sir natijasidir. Bundan, elektromagnit maydon haqiqatan ham mavjudligi va u materiyaning bir ko'rinishi ekanligi kelib chiqadi.

Elektromagnit maydon energiya, impuls va boshqa fizikaviy xususiyatlarga egadir.

Zaryadlangan A jism atrofidagi fazoda elektr maydon hosil bo'ladi. Bu maydon unga kiritilgan boshqa biror bir zaryadlangan B jismga ko'rsatayotgan ta'siri orqali namoyon bo'ladi. Lekin, shuni ta'kidlash lozimki, A jismning zaryadlari hosil qilgan maydon boshqa zaryadlangan jism joylashtirilmaganda ham fazoning har bir nuqtasida mavjuddir. Elektromagnit maydon mavjud bo'lgan fazo - efir yoki **vakuum** deb ataladi.

Elektron nazariyaning asosiy g'oyasini zamonaviy fizika tilida quyidagicha ifodalash mumkin: har qanday modda musbat zaryadli atom yadrosidan va manfiy zaryadli elektronlardan tashkil topgan.

Elektr zaryadi ayrim elementar zarrachalarning muhim xususiyati hisoblanib, bu zarrachalarning zaryadi e – elementar zaryadga teng.

Har qanday q zaryad bir qancha elementar zaryadlardan tashkil topganligi tufayli, u doimo e – ga karrali bo'ladi.

$$q = \pm Ne, \quad (21.1.1)$$

(21.1.1) – ifodadan, zaryad diskret qiymatlarni qabul qilgani uchun u kvantlangan hisoblanadi.

Har xil inersial sanoq tizimlarda o'lchanadigan zaryad miqdori bir xil bo'lgani uchun u relyativistik invariantdir. Boshqacha qilib aytganda, zaryad miqdori zaryad harakatda bo'lsa ham, tinch holatda bo'lsa ham bir xildir.

Elektr zaryadlari paydo bo'lishi va yo'qolishi mumkin, ammo bu holda albatta har xil ishorali ikkita zaryad bo'lishi shart.

Shunday qilib, elektrdan ajratilgan tizimlarda zaryadlar yig'indisi o'zgarmas bo'ladi va bu zaryadlarning **saqlanish qonuni** deb ataladi.

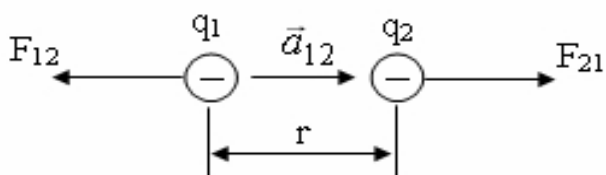
$$q_1 + q_2 + q_3 + \dots + q_n = \sum_{i=1}^n q_i$$

21.2 Kulon qonuni

Nuqtaviy zaryad deb, shunday zaryadlangan jismga aytiladiki, uning o'lchamlari boshqa zaryadlangan jismlarga bo'lgan masofaga nisbatan sezilarli darajada kichik bo'lishi kerak.

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.

Kuchning yo'nalishi zaryadlarni tutashtiruvchi to'g'ri chiziq bo'ylab yo'nalgandir (21.1 - rasm).



21.1 - rasm. Qo'zg'almas nuqtaviy zaryadga ta'sir etuvchi kuch

$$\vec{F}_{12} = -k \frac{q_1 q_2}{r^2} \vec{a}_{12} , \quad (21.2.1)$$

bu yerda k – proporsionalllik koeffitsiyenti, 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.

$\vec{a}_{12}$ – birlik vektor bilan o'zaro ta'sir kuchning yo'nalishini belgilasak, $\vec{F}_{21}$ – kuch $\vec{F}_{12}$ kuchdan yo'nalishi va ishorasi bilan farq qiladi

$$\vec{F}_{21} = k \frac{q_1 q_2}{r^2} \vec{a}_{12} , \quad (21.2.2)$$

$\vec{F}_{12}$ va $\vec{F}_{21}$ – kuchlarning moduli bir-biriga tengdir.

$$F = k \frac{q_1 q_2}{r^2} , \quad (21.2.3)$$

Ikkita zaryadlar orasidagi o'zaro ta'sir kuchi, ular oldiga boshqa zaryadlar yaqinlashtirilsa, o'zgarmaydi.

Agar q_a – zaryad atrofida $q_1, q_2, \dots, q_n$ zaryadlar to'plami bo'lsa, natijaviy kuch quyidagiga teng bo'ladi:

$$\vec{F} = \sum_{i=1}^n \vec{F}_{a_i} \quad (21.2.4)$$

Kulon qonunida k – proporsionallik koeffitsiyentining son qiymatini xohlagancha tanlab, unga istalgan birlikni berish mumkin, ammo amalda eng qulay bo'lgan birliklar tizimi ishlatiladi.

Elektrostatikada qulay birliklardan biri absolyut yoki Gauss birliklar tizimidir. Bu SGS birliklar tizimi bilan elektr birliklari majmuasidir – ya'ni SGSE zaryadlar birliklar tizimidir. Ba'zi paytlarda, SGSE ni – absolyut elektrostatik birliklar tizimi deb ataladi.

Gauss birliklar tizimida k – proporsionallik koeffitsiyenti 1 ga teng hisoblanadi va zaryad birligi quyidagiga teng bo'ladi:

$$|q| = [F^{1/2} L] = M^{1/2} L^{3/2} T^{-1}$$

SGSE – zaryad birligi qilib, shunday nuqtaviy zaryad olinadiki, bu zaryadga vakuumda 1 sm masofada shunday nuqtaviy zaryad 1 dina kuch bilan ta'sir qiladi.

Zaryadning amaliy birligi qilib 1 Kulon (Kl) olinadi.

$$1Kl = 2,998 \cdot 10^9 \text{ CTC}\mathcal{E} \quad \text{zaryad birligi (z.b.)}$$

XB tizimida 1 Kulon zaryad birligi 1 sek vaqt ichida 1 Amper tok o'tishi uchun zarur bo'lgan zaryad miqdoriga tengdir.

$$q = I \cdot t = 1A \cdot 1cek = 1Kl \quad .$$

Bu holda $K = \frac{1}{4\pi\epsilon_0}$ 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:

$$F = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q_1 q_2}{r^2} \quad .$$

Agar $q_1, q_2 = 1\text{Kл} = 3 \cdot 10^9 \text{CГCЭ}$ z.b. bo'lsa

$$F = \frac{3 \cdot 10^9 \cdot 3 \cdot 10^9}{(10^2 \text{см})^2} = 9 \cdot 10^{14} \frac{\text{э.сМ}}{c^2} (\text{дина}) = 9 \cdot 10^9 \text{H}$$

ga teng bo'ladi.

Boshqa tarafdin

$$F = \frac{1\text{Kл} \cdot 1\text{Kл}}{4\pi\epsilon_0 \cdot 1 \cdot \text{м}^2} = 9 \cdot 10^9 \text{H} \quad .$$

Bundan dielektrik doimiy,

$$\epsilon_0 = \frac{1}{4\pi \cdot 9 \cdot 10^9} \left(\frac{\Phi}{\text{м}} \right) = 8,85 \cdot 10^{-12} \frac{\Phi}{\text{м}} \left(\frac{\text{Kл}^2}{\text{н.м}^2} \right)$$

21.3 Elektr maydoni

Qo'zg'almas zaryadlar orasidagi o'zaro ta'sir elektr maydoni orqali sodir bo'ladi.

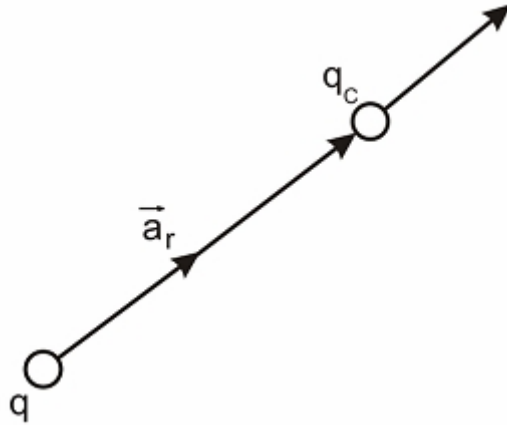
Nima uchun qo'zg'almas zaryadlarning o'zaro ta'siri deyishimizga katta sabab bor.

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.

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.

21.4 Elektr maydon kuchlanganligi

Agar q – zaryad maydoniga q_c sinovchi zaryad kiritsak va uni qo'zg'almas deb hisoblasak, q_c – zaryadga quyidagi kuch ta'sir etadi (21.2 - rasm):



21.2 - rasm. Elektr maydoniga kiritilgan sinovchi zaryadga ta'sir etuvchi kuch

$$\vec{F} = \left(\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q}{r^2} \vec{a}_r \right) \cdot q_c, \quad (21.4.1)$$

$\vec{a}_r$ – birlik vektor. Demak, bu kuch q_c – sinovchi va elektr maydonini hosil qiluvchi q – zaryadlar miqdoriga bog'liqdir.

Agar fazoga q_c^1 , q_c^2 har xil sinovchi zaryadlar kiritsak, ta'sir etuvchi kuchlar F^1 , F^2 bo'ladi, va $\frac{F^i}{q_c^i}$ nisbat doimo o'zgarmas

$$\left(\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q}{r^2} \vec{a}_r \right)$$

qiymatga teng bo'ladi, ya'ni q zaryadning hosil qilgan maydonining xususiyatini belgilaydi. Bu nisbat hosil bo'lgan **elektr maydonining kuchlanganligi** deb ataladi:

$$\vec{E} = \frac{\vec{F}}{q_c} \quad , \quad (21.4.2)$$

Bu maydon kuchlanganligi asosan, $\vec{F}$ - kuch va sinovchi zaryad turgan masofa bilan belgilanadi.

$$\vec{E} = \frac{q}{4\pi\epsilon_0 r^2} \cdot \vec{a}_r \quad , \quad (21.4.3)$$

Elektr maydon kuchlanganligi birligi quyidagiga teng.

SGSE zaryad birligi tizimida 1 SGSE zaryadga 1 *sm* masofada ta'sir qilgan 1 dina kuchga teng.

XB – tizimida 1 *Kl* zaryadga 1 *m* masofada 1 *N* kuch ta'sir etishini bildiradi va *V/m* bilan o'lchanadi.

$$E = \frac{1}{4\pi[1/4\pi \cdot 9 \cdot 10^9]} = 9 \cdot 10^9 \text{ B} / \text{m}$$

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.

21.5 Superpozitsiya prinsipi

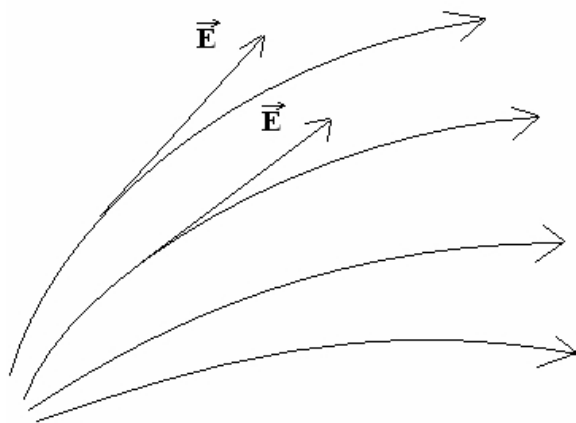
Agar N ta zaryadlar to'plami bo'lsa, ular hosil qilgan maydon kuchlanganligi alohida zaryadlar elektr maydon kuchlanganligining vektor yig'indisiga teng bo'ladi:

$$\vec{E} = \sum_{i=1}^n \vec{E}_i \quad , \quad (21.5.1)$$

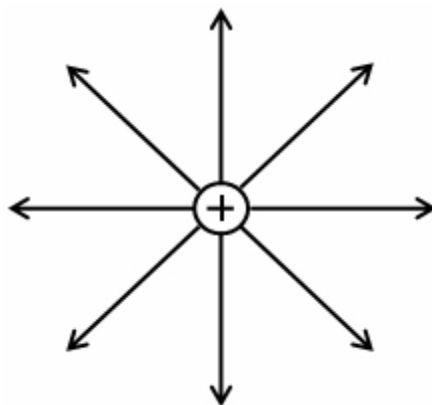
Ana shu ifoda elektr maydonlarining **superpozitsiya prinsipi** yoki qo'shilish prinsipi deb ataladi.

Zaryadning fazodagi elektr maydonini tasvirlash uchun elektr maydon kuchlanganligi chiziqlaridan foydalanamiz (21.3 - 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.



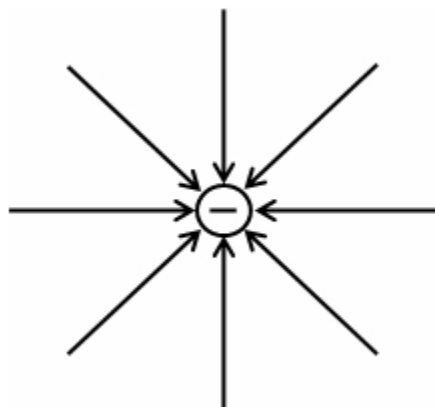
21.3 - rasm. Elektr maydon kuchlanganligi chiziqlari



21.4 - rasm. Musbat nuqtaviy zaryad elektr maydon kuch chiziqlari

Nuqtaviy zaryad maydon kuchlanganlik chiziqlari radial chiziqlardan iboratdir.

Musbat zaryad uchun kuch chiziqlari yo'nalishi zaryaddan chiqqan bo'ladi (21.4 - rasm). Manfiy zaryad uchun esa, kuch chiziqlari yo'nalishi zaryadga yo'nalgan bo'ladi (21.5 - rasm).



21.5 - rasm. Manfiy nuqtaviy zaryad elektr maydon kuch chiziqlari

Qaytarish uchun nazorat savollari

1. Zaryadlarning saqlanish qonunini tushuntiring.
2. Kulon qonunini yozib bering.
3. Kulon qonuni ta'rifini bering.
4. Kulon qonuni muhitning dielektrik singdiruvchanligiga qanday bog'langan?
5. Zaryad miqdori nima?
6. Zaryad miqdorining o'lchov birligi nima?
7. Elektr maydoni nima?
8. Elektr maydon kuchlanganligi ta'rifini bering.
9. Elektr maydon kuchlanganligi o'lchov birligi qanday?
10. Superpozitsiya prinsipi yoki qo'shilish prinsipi deb nimaga aytiladi?
11. Elektr maydon kuchlanganligi chiziqlari qanday yo'nalgan?
12. Musbat nuqtaviy zaryad elektr maydon kuch chiziqlari qanday yo'nalgan?
13. Manfiy nuqtaviy zaryad elektr maydon kuch chiziqlari qanday yo'nalgan?

22 - Ma'ruza

Reja :

1. Elektr induksiya vektori va kuch chiziqlari
2. Elektr induksiya okimi
3. Ostrogradskiy-Gauss teoremasi
4. Ostrogradskiy-Gauss teoremasining tatbiqlari

Tayanch iboralar : Elektr induksiya, vector, musbat, manfiy, zaryad miqdori, maydon, vacuum, saqlanish qonuni, nuqtaviy zaryad, ta'sir etuvch kuch, dielektrik singdiruvchanlik, kuchlanganlik, kuch chiziqlari, Kulon, Amper, super-pozisiya prinsipi.

22.1 Elektr induksiya vektori va kuch chiziqlari

Elektr maydon kuchlanganligi va kuch chiziqlari to'g'risida so'z yuritgan edik: musbat nuqtaviy zaryadning kuch chiziqlari zaryad markazidan tashqariga yo'nalgan radial chiziqlardan iborat edi; manfiy nuqtaviy zaryad kuch chiziqlari markazga yo'nalgan radial chiziqlardan iboratdir. Ammo, bu kuch chiziqlari qayergacha davom etadi?

Vakuumba 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.

$$\vec{D} = \epsilon \epsilon_0 \vec{E} , \quad (22.1.1)$$

ya'ni

$$\vec{D} = \frac{\varepsilon\varepsilon_0}{4\pi\varepsilon\varepsilon_0} \frac{q}{r^3} \vec{r} = \frac{1}{4\pi} \frac{q}{r^3} \vec{r} , \quad (22.1.2)$$

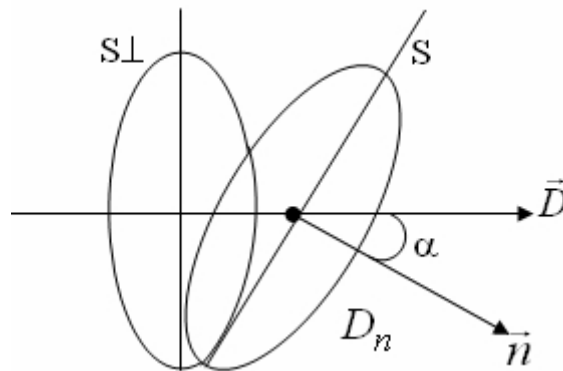
bu yerda $\varepsilon\varepsilon_0$ – vakuum bilan dielektrikning elektr singdiruvchanliklaridan qutilganimiz uchun, elektr induksiya vektori $\vec{D}$ ning uzluksizligi ta'minlanadi.

Skalyar ko'rinishda

$$D = \frac{1}{4\pi} \frac{q}{r^2} , \quad (22.1.3)$$

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 (22.1 - rasm).



22.1 - rasm. Elektr induksiya vektori

22.2 Elektr induksiya okimi

Bir jinsli elektr maydonidagi ixtiyoriy S yuza orqali tik ravishda o'tayotgan induksiya **chiziqlariga induksiya oqimlari** deb ataladi.

$$N = D_n S = D S_{\perp} = D S \cos \alpha . \quad (22.2.1)$$

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 (22.2.1) ifoda quyidagi differensial ko'rinishga ega bo'ladi:

$$dN = D_n dS = D dS \cdot \cos \alpha \quad . \quad (22.2.2)$$

Ixtiyoriy S sirtidan o'tuvchi elektr induksiya oqimi N cheksiz ko'p shunday elementar elektr induksiya oqimlari dN ning yig'indisi bilan ifodalanadi:

$$N = \int_S D_n dS = \int_S D dS_{\perp} \quad . \quad (22.2.3)$$

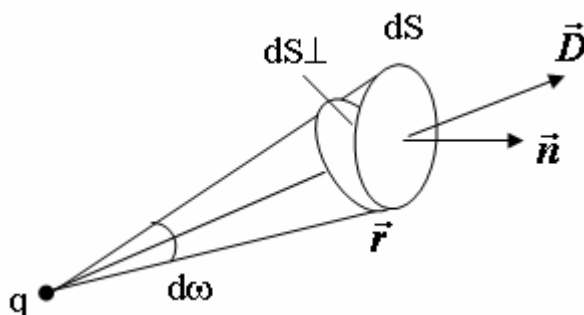
22.3 Ostrogradskiy – Gauss teoremasi

Faraz qilaylik, q zaryad ixtiyoriy yopiq S sirt ichida joylashgan bo'lsin (22.2 - rasm).

Elektr induksiya vektorining formulasiga 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.



22.2 - rasm. Yopiq sirtning fazoviy burchagiga to'g'ri keluvchi elektr induksiya vektori

Shuning uchun $\vec{n}$ normal bilan $\vec{D}$ vektor orasidagi fazoviy burchak dS va $dS_{\perp}$ sirtlari orasidagi burchakka tengdir. U vaqtda elementar dS sirtidan chiqayotgan elektr induksiya oqimi quyidagiga teng bo'ladi:

$$dN = \frac{1}{4\pi} \frac{q}{r^2} \cdot dS_{\perp} , \quad (22.3.1)$$

bu yerda $\frac{dS_{\perp}}{r^2} = d\omega$ – elementar fazoviy burchakka teng bo'lgani uchun

$$dN = \frac{1}{4\pi} q \cdot d\omega , \quad (22.3.2)$$

ega bo'lamiz.

Agar butun shar sirti bo'yicha integrallasak

$$N = \oint_S \frac{q}{4\pi} d\omega = \frac{q}{4\pi} \cdot 4\pi = q , \quad (22.3.3)$$

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:

$$\vec{D} = \vec{D}_1 + \vec{D}_2 + \dots + \vec{D}_n = \sum_{i=1}^n \vec{D}_i .$$

$$N = \sum_{i=1}^n q_i , \quad (22.3.4)$$

ya'ni yopiq sirt ichidagi zaryadlarning arifmetik yig'indisiga teng bo'ladi.

22.4 Ostrogradskiy-Gauss teoremasining tatbiqlari

Ostrogradskiy – Gauss teoremasini amalda tadbiq 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

$$\rho = \frac{q}{V} \quad , \quad (22.4.1)$$

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

$$\sigma = \frac{q}{S} \quad , \quad (22.4.2)$$

bu yerda q – jismning S yuzasiga mos kelgan zaryad miqdori.

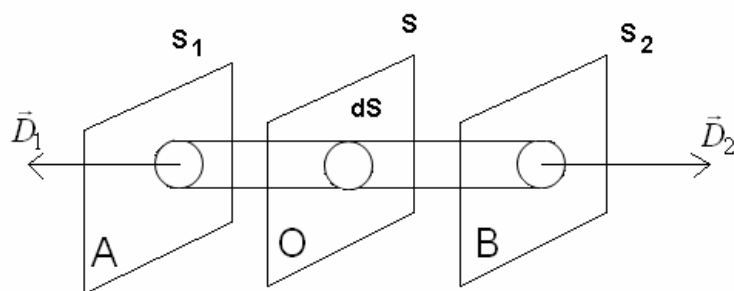
- Zaryadning chiziqli zichligi deb, jismning uzunlik birligiga mos kelgan zaryadga miqdor jihatdan teng fizik kattalikka aytiladi, ya'ni

$$\tau = \frac{q}{\ell} \quad , \quad (22.4.3)$$

bu yerda q - jismning ℓ uzunligiga mos kelgan zaryad miqdori.

va quyidagi misollarni ko'rib chiqamiz.

1-misol. Bir tekis zaryadlangan cheksiz tekislik maydoni. Faraz qilaylik, cheksiz bir tekis zaryadlangan tekislik σ – sirt zichligiga ega bo'lsin (22.3 - rasm).



22.3 - rasm. Bir tekis zaryadlangan cheksiz tekislik

Induksiya 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 silindr ajratib olamiz. S_1 va S_2 sirt asoslari A va V nuqtalardagi sirlarga joylashgan. Silindr ichidagi zaryad $q dS$ dan iborat.

Silindr yasovchilari induksiya chiziqlariga parallel bo'lgani uchun, silindrning yon sirtidan chiquvchi elektr induksiya oqimi nolga teng. Zaryadlangan tekislik maydonining A va V nuqtalaridagi induksiya vektori D_1 va D_2 miqdor jihatdan o'zaro teng va qarama-qarshi yo'nalgan bo'ladi:

$$\vec{D}_1 = -\vec{D}_2$$

Silindrning asoslaridan chiqayotgan induksiya oqimlari quyidagiga teng:

$$N_1 = D_1 dS_1, \quad N_2 = D_2 dS_2$$

Umumiy oqim esa,

$$N = D_1 S_1 + D_2 S_2 = DS + DS = 2DS, \quad (22.4.4)$$

Ostrogradskiy – Gauss teoremasiga asosan yopiq sirtidan chiqayotgan **elektr induksiya oqimi** N , shu yopiq sirt ichidagi zaryad $q = \sigma S$ ga teng, ya'ni

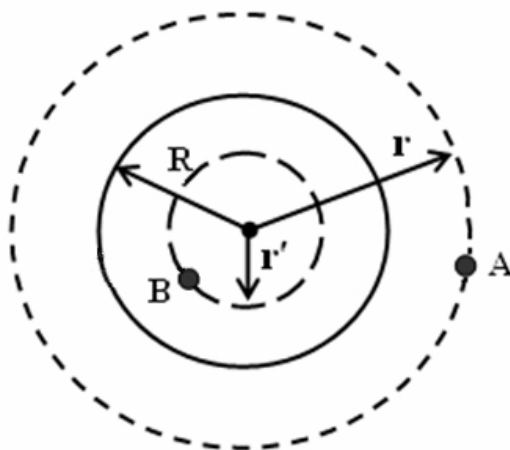
$$N = \oint_S D dS = q = \sigma S, \quad (22.4.5)$$

$$\sigma S = 2DS \quad D = \frac{\sigma}{2}, \quad (22.4.6)$$

$$E = \frac{D}{\varepsilon\varepsilon_0} = \frac{\sigma}{2\varepsilon\varepsilon_0}, \quad (22.4.7)$$

2-misol. Bir tekis hajmiy zaryadlangan sharning maydoni.

Radiusi R bo'lgan, xajm bo'yicha zaryadlangan oladigan shar zaryadining hajmiy zichligi $\rho > 0$ bo'lsin (22.4 - rasm).



22.4 - rasm. Bir tekis hajmiy zaryadlangan shar maydoni

Zaryadlangan sharning tashqi ($r > R$) va ichki ($r' < R$) qismlarida maydonni hisoblab ko'ramiz.

A nuqtani olamiz. Sharning zaryadi hajmiy zaryad bilan quyidagicha bog'langan

$$q = \rho V = \rho \cdot \frac{4}{3} \pi R^3, \quad (22.4.8)$$

Maydon induksiyasi va maydon kuchlanganligi quyidagiga teng bo'ladi

$$D = \frac{1}{4\pi} \frac{q}{r^2} ; \quad D = \frac{1}{4\pi} \frac{\rho}{r^2} \cdot \frac{4}{3} \pi R^3 = \frac{\rho}{3} \frac{R^3}{r^2} ; \quad (22.4.9)$$

$$E = \frac{D}{\varepsilon \varepsilon_0} = \frac{1}{4\pi \varepsilon_0 \varepsilon} \cdot \frac{q}{r^2} ; \quad E = \frac{D}{\varepsilon \varepsilon_0} = \frac{\rho}{3\varepsilon \varepsilon_0} \cdot \frac{R^3}{r^2} ; \quad (22.4.10)$$

V nuqtaga nisbatan maydon induksiyasi va kuchlanganligi quyidagiga teng bo'ladi. Ichki sfera zaryadi q' ga teng bo'lsa

$$q' = \rho \cdot V' = \rho \frac{4}{3} \pi r'^3, \quad \rho = \frac{q}{\frac{4}{3} \pi R^3}$$

$$q' = \frac{4}{3} \pi r'^3 \cdot \frac{q}{\frac{4}{3} \pi R^3} = q \left(\frac{r'}{R} \right)^3, \quad (22.4.11)$$

Demak $S' = 4\pi r'^2$ ichki yopiq sirtidan chiqayotgan elektr induksiya oqimi N' quyidagiga teng bo'ladi:

$$N' = \int_{S'} D' dS = \int_0^{4\pi r'^2} D' dS = D' 4\pi r'^2$$

Boshqa tarafdin, Ostrogradskiy – Gauss teoremasiga asosan, bir tekis hajmiy zaryadlangan sharning ichki yopiq sirtidagi maydon kuchlanganligi

$$N' = \int_{S'} D' dS = q' = \rho \frac{4}{3} \pi r'^3 = q \left(\frac{r'}{R} \right)^3$$

ga teng bo'ladi.

Qaytarish uchun nazorat savollari

1. Elektrostatik maydon asosiy xarakteristikallari nimalar?
2. Elektrostatik maydon kuchlanganligi nima?
3. Elektrostatik maydon potentsiali nima?
4. Elektrostatik maydon asosiy xarakteristikallari orasida qanday bog'lanish mavjud?

5. Elektrostatik maydonning superpozitsiya prinsipini tushuntiring.
6. Elektr induksiya vektori nima uchun kiritiladi?
7. Elektr induksiya vektori formulasini yozing.
8. Elektr induksiya o'qimi nima?
9. Ostrogradskiy-Gauss teoremasini aytib bering.
10. Ostrogradskiy-Gauss formulasini yozing.
11. Ostrogradskiy-Gauss teoremasining har xil sirtlarga tadbiq qilinishini isbotlang.
12. Bir tekis zaryadlangan cheksiz tekislik maydoni kuchlanganligini yozing.
13. Bir tekis hajmiy zaryadlangan sharning maydoni kuchlanganligini yozing.
14. Elektr siljish vektori nima?

23 - Ma'ruza

Reja:

1. Elektr maydonida zaryadni ko'chirishda bajarilgan ish
2. Maydondagi zaryadning potensial energiyasi
3. Maydonning potentsiali

Tayanch iboralar : Sinov zaryadi, nuqtaviy zaryad, bajarilgan ish, konservativ kuch, yopiq kontur, potensial, elektrostatik maydon, potensial energiyasi, potentsiallar ayirmasi, kuchlanganligi, ekvipotensial sirtlar.

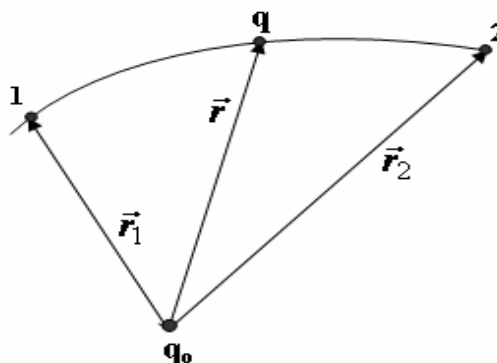
23.1 Elektr maydonida zaryadni ko'chirishda bajarilgan ish

Har qanday maydon va shu maydondagi kuchning tabiati bajarilgan ishning ko'rinishi bilan aniqlanadi. Jumladan, bajarilgan ish yo'lining trayektoriyasiga 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

$$\vec{E} = \frac{q_0}{4\pi\epsilon\epsilon_0 r^3} \cdot \vec{r}$$

elektr maydonini hosil qilgan deb hisoblaymiz. Shu maydonda boshqa nuqtaviy q zaryad harakat qilayotgan va 1 - nuqtadan 2 - nuqtaga ko'chgan bo'lsin (23.1 - rasm).



3.1 - rasm. Qo'zg'almas nuqtaviy q_0 zaryad maydonida q sinovchi zaryadning harakat trayektoriyasi

Elektr maydon kuchi ta'sirida bajarilgan ish quyidagi integral bilan ifodalanadi

$$A_{12} = \int_{12} q \vec{E} d\vec{r} = q \frac{q_0}{4\pi\epsilon\epsilon_0} \int_{12} \frac{\vec{r} d\vec{r}}{r^3},$$

$$A_{12} = \frac{qq_0}{4\pi\epsilon\epsilon_0} \left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} \right). \quad (23.1.1)$$

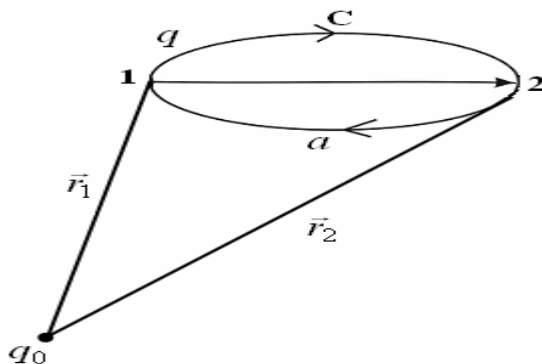
Bu ifodadan ko'rinadiki, bir xil ishorali q va q_0 zaryadlarning o'zaro itarish kuchi ta'sirida, zaryadlar uzoqlashishida musbat ish bajariladi.

Aksincha, har xil ishorali zaryadlarning tortishish kuchi ta'sirida q va q_0 zaryadlar yaqinlashib, manfiy ish bajariladi.

Yana misol tariqasida q zaryadni a va s yo'nalishda 1 - nuqtadan 2 - nuqtaga ko'chiramiz (23.2 - rasm). Bu holda ham bir xil ish bajariladi:

$$A_{12} = A_{1a2} = A_{1c2}. \quad (23.1.2)$$

Shunday qilib, elektrostatik maydon kuchining bajargan ishi yo'lning trayektoriyasiga bog'liq bo'lmagani uchun elektrostatik maydon kuchi konservativ kuch hisoblanadi.



23.2 - rasm. Konservativ kuch ta'sirida zaryadning ko'chishi

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.

$$A = \sum_{i=1}^n \frac{q_i q}{4\pi\epsilon\epsilon_0} \left(\frac{1}{\vec{r}_{i1}} - \frac{1}{\vec{r}_{i2}} \right) . \quad (23.1.3)$$

Yopiq kontur bo'yicha q - zaryadni ko'chirishda bajarilgan ish quyidagicha ifodalanadi

$$A_0 = q \oint_L \vec{E} d\vec{\ell} . \quad (23.1.4)$$

Yopiq konturda, maydonning boshlang'ich va oxirgi nuqtalari ustma-ust tushgani uchun bajarilgan ish nolga teng bo'ladi.

$$A_0 = \oint_L dA = \frac{q_0 q}{4\pi\epsilon\epsilon_0} \left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} \right) = 0 .$$

Shuning uchun

$$\oint_L \vec{E} d\vec{\ell} = 0 . \quad (23.1.5)$$

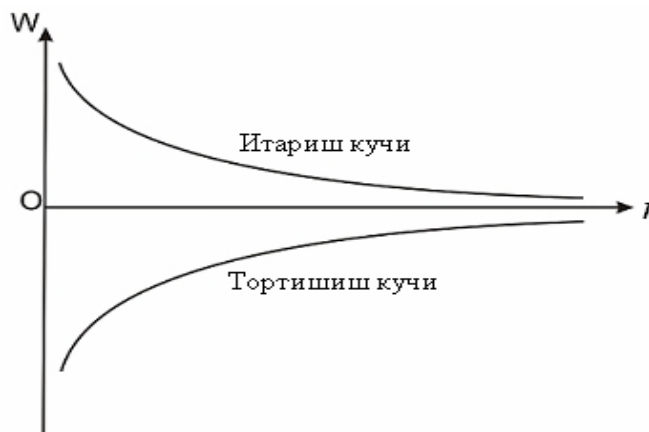
Maydon kuchlanganligi vektorining yopiq kontur bo'yicha sirkulyasiyasi nolga teng bo'lgan maydon **potensial maydon** deb ataladi.

23.2 Maydondagi zaryadning potensial energiyasi

(23.2.1) - 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 potensial maydonda bajarilgani uchun q - zaryadning potensial energiyasi o'zgaradi.

$$A_{12} = \frac{1}{4\pi\epsilon\epsilon_0} \frac{q_0 q}{r_1} - \frac{1}{4\pi\epsilon\epsilon_0} \frac{q_0 q}{r_2} = W_1 - W_2 , \quad (23.2.1)$$

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, potensial energiya kamayib boradi (23.3 - rasm).



23.3 - rasm. O'zaro ta'sir tortishish va itarish kuchlarining zaryadlar orasidagi masofaga bog'liqligi

Demak, potensial maydonda bajarilgan ish q - zaryadning potensial energiyasining kamayishi hisobiga bajariladi:

$$dA = -dW, \quad (23.2.2)$$

Elektrostatik maydonning biror nuqtasidagi zaryadning potensial energiyasini umumiy holda quyidagi ko'rinishda yozish mumkin:

$$W = \frac{1}{4\pi\epsilon\epsilon_0} \frac{qq_0}{r}, \quad (23.2.3)$$

Bu ifodadan elektrostatik maydondagi q zaryadning potensial energiyasi maydonni hosil qilgan qo'zg'almas q_0 zaryadga ham bog'liq bo'lgani uchun **zaryadlarning o'zaro potensial energiyasi** ham deyiladi. Shunday qilib, ikki zaryadning o'zaro potensial energiyasi zaryadlar ko'paytmasiga to'g'ri va oralaridagi masofaga teskari proporsionaldir. q zaryadning W – potensial energiyasi, elektrostatik maydondagi uning holatiga bog'liq bo'lgani uchun, elektrostatik maydonning nuqtalari energetik nuqtai nazardan potensial deb ataluvchi skalyar kattalik bilan ifodalanadi.

23.3 Maydonning potentsiali

Elektrostatik maydon biror nuqtasining **potentsiali** deb, maydonning shu nuqtasiga kiritilgan bir birlik musbat sinov zaryadiga mos kelgan potentsial energiyaga miqdor jihatdan teng bo'lgan fizik kattalikka aytiladi:

$$\varphi = \frac{W}{q} = \frac{1}{4\pi\epsilon\epsilon_0} \frac{q_0}{r} . \quad (23.3.1)$$

Shunday qilib, nuqtaviy zaryad hosil qilgan elektrostatik maydonning biror nuqtasidagi potentsiali zaryad miqdoriga to'g'ri va masofaga teskari proporsionaldir.

Elektrostatik maydon potentsiali, uning energetik tavsifi bo'lgani uchun zaryadni ko'chirishda elektrostatik maydon kuchining bajargan ishi, maydon potentsiallar ayirmasi bilan o'zaro bog'lanishga ega bo'lishi kerak.

$$A_{12} = q(\varphi_1 - \varphi_2) . \quad (23.3.2)$$

Maydonning ikki nuqtasi orasidagi potentsiallar ayirmasi quyidagiga tengdir:

$$\varphi_1 - \varphi_2 = \frac{A_{12}}{q} . \quad (23.3.3)$$

Elektrostatik maydonning ikki nuqtasi orasidagi **potentsiallar ayirmasi** deb, bir birlik musbat zaryadni 1-nuqtadan 2 – nuqtaga ko'chirishda bajarilgan ishga miqdor jihatdan teng bo'lgan fizik kattalikka aytiladi.

Agar bajarilgan ish quyidagicha bo'lsa

$$dA = qE dr = -dW = -q d\varphi$$

elektr maydon kuchlanganligi potentsial bilan quyidagicha ifodalanadi

$$E = -\frac{d\varphi}{dr} . \quad (23.3.4)$$

Shunday qilib, elektrostatik maydonning **kuchlanganligi** deb kuch chiziqning uzunlik birligiga mos kelgan potentsial ayirmasiga miqdor jihatdan teng bo'lgan fizik kattalikka aytiladi.

Elektrostatik maydonning kuchlanganligini boshqacha ko'rinishda yozish mumkin:

$$E = -grad\varphi \quad , \quad (23.3.5)$$

yoki

$$\varphi_1 - \varphi_2 = \int_{r_1}^{r_2} E dr \quad , \quad (23.3.6)$$

Potensiallari bir xil bo'lgan nuqtalarning geometrik o'rniga **ekvipotensial sirtlar** deyiladi.

Ekvipotensial sirt uchun

$$\varphi = const \quad , \quad (23.3.7)$$

Qaytarish uchun nazorat savollari

1. Elektr maydon kuchi ta'sirida bajarilgan ish qanday ifodalanadi?
2. Elektrostatik maydon kuchining bajargan ishi yo'lining trayektoriyasiga bog'liqmi?
3. Elektrostatik maydon kuchi qanday kuch?
4. Qanday maydonga potensial maydon deb ataladi?
5. Nima uchun maydon potentsiyal energiyasi zaryadlarning o'zaro potensial energiyasi deyiladi?
6. Elektrostatik maydon biror nuqtasining potentsiali deb qanday fizik kattalikga aytiladi?
7. Elektrostatik maydonning ikki nuqtasi orasidagi potentsiallar ayirmasi deb nimaga aytiladi?
8. Elektrostatik maydonning kuchlanganligi qanday ifoda bilan aniqlanadi?
9. Ekvipotensial sirtlar deb qanday sirtlarga aytiladi?

24 - Ma'ruza

Reja :

1. Dielektriklarning qutblanishi
2. Dielektriklarning elektronli va dipolli qutblanishi
3. Qutblanish vektori.

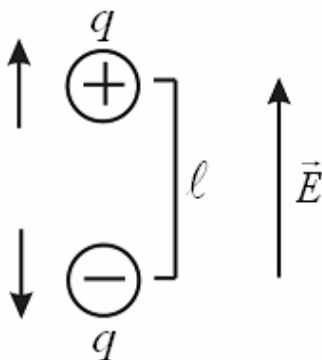
Tayanch iboralar : Dielektriklar, qutblanish, dipole, qutblanish vektori, elektronlar, yadro, qutbsiz molekulalar, dipol momenti, qutbli molekulalar, elektronli qutblanish, dipolli qutblanish, qutblanuvchanligi, qutblanish vektori.

24.1 Dielektriklarning qutblanishi

Dielektriklar atom va molekulalardan tashkil topgan. Atom esa, musbat zaryadli yadro va manfiy zaryadli elektronlardan iboratdir. Atomning musbat zaryadi yadroda to'plangan bo'lib, manfiy ishorali elektronlar esa, yadro atrofida harakatda bo'ladi.

Ko'p hollarda manfiy zaryadlarning markazi musbat zaryadli yadro markazi bilan ustma ust tushadi.

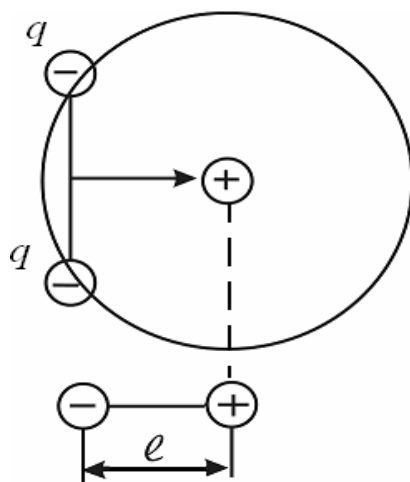
Birinchi turdagi dielektriklar (N_2 , H_2 , O_2 , CO_2 va b.) molekulalaridagi elektronlar yadro atrofida simmetrik joylashib tashqi elektrostatik maydon bo'lmaganda, musbat va manfiy zaryadlarning og'irlik markazlari ustma-ust tushgan bo'ladi. Bunday dielektriklar molekulalari **qutbsiz** molekulalar deyiladi.



24.1 - rasm. Tashqi elektrostatik maydon ta'sirida qutbsiz molekulaning dipol momentiga ega bo'lishi

Tashqi elektrostatik maydon $\vec{E}$ ta'sirida qutbsiz molekula zaryadlari siljiy boshlaydi. Musbat zaryadlar maydon yo'nalishda, manfiy zaryadlar maydonga teskari yo'nalishda siljiydi (24.1 - rasm). Shunday qilib, molekula $\vec{P} = q\vec{\ell}$ dipole momentiga ega bo'ladi.

Ikkinchi turdagi dielektriklar (H_2O , NH_3 , SO_2 , CO ,.....) molekulalaridagi elektronlar yadro atrofida nosimmetrik joylashgan bo'ladi va tashqi elektrostatik maydon bo'lmaganda ham musbat va manfiy zaryadlarning og'irlik markazlari ustma-ust tushmaydi.



24.2 - rasm. *Qutbli molekula dipoli*

Bunday dielektrik molekulalari tashqi maydonsiz ham dipol momentiga ega bo'lib, ular **qutbli** molekulalar deb ataladi (24.2 - rasm). Tashqi elektrostatik maydon bo'lmaganda molekulalarning tartibsiz harakati tufayli dielektrik bo'yicha molekulalarning umumiy dipol momentlari nolga teng bo'ladi.

Agar bunday dielektrik tashqi elektrostatik maydonga qo'yilsa, maydon kuchlari dipollarni maydon yo'nalishiga qarab burishga harakat qiladi va noldan farqli umumiy dipol momenti paydo bo'ladi.

Shunday qilib, tashqi elektrostatik maydon ta'sirida ikkala turdagi dielektrikda ham noldan farqli dipol momentlari hosil bo'ladi. Bu hodisa dielektriklarning **qutblanishi** deb ataladi.

Demak, **qutblanish** deb, tashqi elektrostatik maydon ta'sirida dipollarning maydon kuch chiziqlari tomon yo'nalishini o'zgartirish jarayoniga aytiladi.

24.2 Dielektriklarning elektronli va dipolli qutblanishi

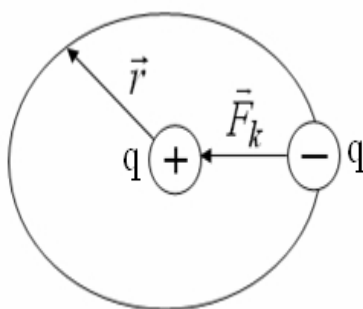
Quyidagi qutblanish turlari mavjuddir:

- 1) elektronli qutblanish;
- 2) oriyentatsiyaviy yoki dipolli qutblanish.

Elektronli qutblanish deb, qutbsiz molekulalardan tashkil topgan dielektrik, tashqi elektrostatik maydonga kiritilganda, atomlar elektron qobiqlarining deformasiyasi hisobiga induksiyaviy dipol momentlari hosil bo'lishiga aytiladi.

Oriyentatsiyaviy yoki dipolli qutblanish qutbli molekulalardan tashkil topgan dielektrik tashqi elektrostatik maydonga kiritilganda, tartibsiz yo'nalgan molekulalar dipol momentlarining maydon yo'nalishiga qarab burilishiga aytiladi. Ammo, molekulalar issiqlik harakati natijasida faqat ayrim molekulalarning dipol momentlari maydon yo'nalishi bo'yicha joylashadi va u maydon kuchlanganligiga bog'liq bo'ladi.

Qutbsiz molekulalari bo'lgan dielektriklarning eng soddasi vodorod molekulasi atomidir. Tashqi elektrostatik maydon bo'lmaganda $\vec{E} = 0$, vodorod atomidagi bitta elektron yadro atrofida $\vec{r}$ radiusli orbita bo'ylab harakatlanadi (24.3 - rasm).



24.3 - rasm. Vodorod atomining dipoli

Bu holda elektronning yadroga tortilish kuchi Kulon qonuniga asosan:

$$F_k = \frac{q^2}{4\pi\epsilon_0 r^2}$$

dan iborat bo'ladi, markazga intilma kuch esa

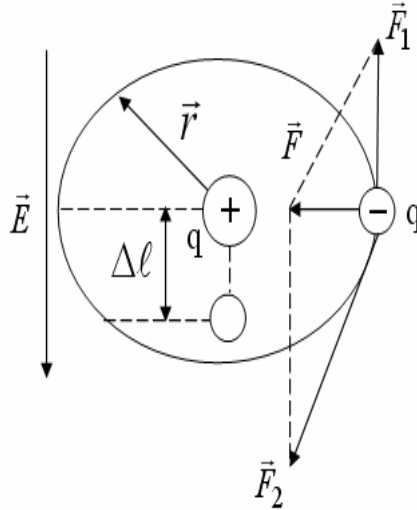
$$\vec{F}_{mu} = m\omega^2 \vec{r}$$

ga teng. Elektronning yadroga tortilish kuchi markazga intilma kuch bilan muvozanatda bo'ladi:

$$\frac{q^2}{4\pi\epsilon_0 r^2} = m\omega^2 r \quad , \quad (24.2.1)$$

bu yerda ω – orbita bo'ylab harakatning burchak tezligidir.

Kuchlanganligi $\vec{E}$ bo'lgan elektrostatik maydonga atom kiritilsa, elektron orbitasi deformasiyalanib, $\vec{E}$ – vektorning yo'nalishiga qarama-qarshi tomonga $\Delta\ell$ – masofaga siljiydi. Bunda $F_{mu} = m\omega^2 r$ markazga intilma kuch teng ta'sir etuvchi kuch F dan iborat bo'lib, elektrostatik maydonning elektronga ta'sir kuchi $F_1 = qE$ va elektronning yadroga tortilish kuchi F_2 dan iborat bo'ladi (24.4 - rasm). Rasmdagi burchaklardan



24.4 - rasm. Vodorod atomi dipolining tashqi elektrostatik maydonda deformasiyasi

$$\frac{\Delta\ell}{r} = \frac{F_1}{F} \quad \text{va} \quad \frac{\Delta\ell}{r} = \frac{qE}{m\omega^2 r} \quad , \quad (24.2.2)$$

munosabatlarga ega bo'lamiz.

Demak, induksiyalangan dipolning yelkasi $\Delta\ell$ quyidagiga teng bo'ladi:

$$\Delta\ell = \frac{qE}{m\omega^2} \quad , \quad (24.2.3)$$

va shu dipolning elektr momenti quyidagicha ifodalash mumkin:

$$P_\ell = q\Delta\ell = \frac{qE}{m\omega^2} q \quad , \quad (24.2.4)$$

Agar (24.2.1) – ifodadagi $m\omega^2$ ni (24.2.4) – ifodaga qo'yilsa, dipolning elektr momenti quyidagi ko'rinishni oladi:

$$m\omega^2 = \frac{q^2}{4\pi\epsilon_0 r^3} \quad , \quad P_\ell = \frac{q^2 4\pi\epsilon_0 r^3}{q^2} E$$

yoki

$$P_\ell = 4\pi\epsilon_0 r^3 E \quad , \quad (24.2.5)$$

Buni vektor ko'rinishda quyidagicha ifodalash mumkin:

$$\vec{P}_\ell = 4\pi\epsilon_0 r^3 \vec{E} \quad . \quad (24.2.6)$$

Agar atomning xajmini $V = \frac{4}{3}\pi r^3$ ga teng deb olsak

$$P_\ell = 4\pi\epsilon_0 r^3 E = 3V \cdot \epsilon_0 E$$

ga ega bo'lamiz.

$\alpha = 3V$ – proporsionallik koeffitsiyenti bo'lib, unga atomning **qutblanuvchanligi** deyiladi.

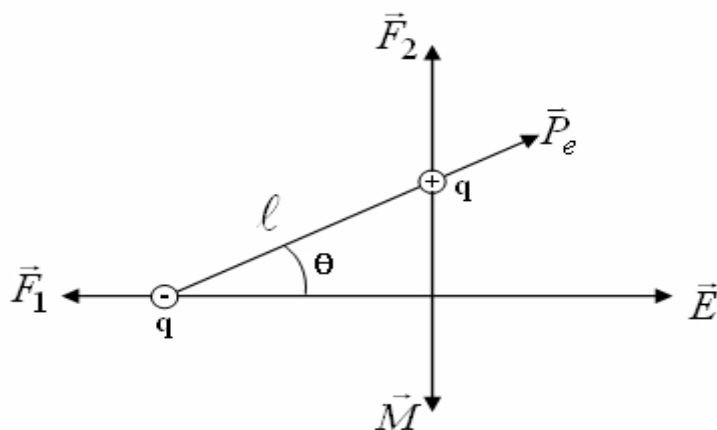
$$\vec{P}_\ell = \alpha\epsilon_0 \cdot \vec{E} \quad , \quad (24.2.7)$$

Demak, atomning **qutblanuvchanligi** uning uchlangan hajmiga teng bo'lgan fizik kattalikdir.

Endi faraz qilaylik, bir jinsli ($\vec{E} = \text{const}$) tashqi elektrostatik maydonga dielektrikning qutbli molekulasi joylashtirilgan bo'lsin (24.5 - rasm). Qutbli dipolning elektr momentining vektori $\vec{P}_\ell$ tashqi maydon kuchlanganligi vektori $\vec{E}$ bilan θ burchak hosil qilsin.

Dipolga quyidagi

$$\vec{F}_1 = q\vec{E} \text{ va } \vec{F}_2 = q\vec{E} , \quad (24.2.8)$$



24.5 - rasm. Tashqi elektrostatik maydonda dipolga ta'sir etuvchi kuchlar

juft kuchlar ta'sir qiladi. Bu juft kuchlarning momenti $\vec{M}$ ning son qiymati quyidagiga teng bo'ladi

$$M = F \cdot \ell \cdot \sin \theta = qE\ell \cdot \sin \theta = P_\ell \cdot E \cdot \sin \theta , \quad (24.2.9)$$

vektor ko'rinishda esa

$$\vec{M} = [\vec{P}_\ell \cdot \vec{E}] , \quad (24.2.10)$$

bilan ifodalanadi.

$\vec{M}$ vektor $\vec{P}_\ell$ va $\vec{E}$ vektorlar yotgan tekislikka perpendikulyar bo'lib, soat milining yo'nalishi bilan mos tushadi.

Juft kuchlar momenti $\vec{M}$, dipolning elektr momenti $\vec{P}_\ell$ tashqi elektrostatik maydon kuchlanganligining vektori $\vec{E}$ bilan mos tushguncha ta'sir qiladi.

Dipolning elektrostatik maydon bo'ylab burilishi **dipolli qutblanish** yoki **oriyentatsiyaviy qutblanish** deb ataladi.

Agar dipol bir jinsli bo'lmagan ($\vec{E} \neq const$) elektrostatik maydonga kiritilsa, $+q$ zaryad atrofida $\vec{E}_1$, $-q$ zaryad atrofida $\vec{E}_2$ maydon kuchlanganliklari ta'sir qiladi.

Juft kuchlar yig'indisi quyidagiga teng bo'ladi.

$$\vec{F} = \vec{F}_1 + \vec{F}_2 = q(\vec{E}_1 - \vec{E}_2) \quad , \quad (24.2.11)$$

$\vec{E}_1 - \vec{E}_2$ dipolning yelkasi l bo'yicha, o'rtacha maydon kuchlanganligidir, ya'ni

$$\vec{E}_1 - \vec{E}_2 = \ell \cdot \left(\frac{d\vec{E}}{d\ell} \right) \quad , \quad (24.2.12)$$

demak,

$$\vec{F} = q\ell \cdot \left(\frac{d\vec{E}}{d\ell} \right) = P_\ell \cdot \left(\frac{d\vec{E}}{d\ell} \right) \quad . \quad (24.2.13)$$

Skalyar ko'rinishda esa,

$$F = \frac{d}{d\ell}(\vec{P} \cdot \vec{E})$$

ga tengdir. (24.2.13) – ifodani quyidagicha ifodalashimiz mumkin

$$\vec{F} = \text{grad}(\vec{P} \cdot \vec{E}) \quad , \quad (24.2.14)$$

24.3 Qutblanish vektori

Dielektrikning qutblanganlik darajasini xarakterlash uchun, qutblanish vektori deb ataluvchi fizik kattalik tushunchasi kiritiladi.

Qutblanish vektori ($\vec{P}_\ell$) deb, dielektrikning bir birlik hajmidagi barcha dipollar elektr momentlarining vektor yig'indisiga miqdor jihatdan teng bo'lgan fizik kattalikka aytiladi, ya'ni ΔV elementar hajmdagi n ta dipolning elektr momentlari yig'indisini ΔV hajmga bo'lgan nisbatiga teng

$$\vec{P}_\ell = \frac{1}{\Delta V} \sum_{i=1}^n \vec{P}_{\ell i} \quad , \quad (24.3.1)$$

bunda $\vec{P}_{\ell i}$ – qutblangan i - molekulaning elektr momenti.

Agar qutbsiz molekulali izotrop dielektriklar bir jinsli elektrostatik maydonga kiritilsa, dipolning elektr momenti $P_{\ell i}$ barcha molekulalar uchun bir xil bo'ladi:

$$\vec{P}_\ell = \frac{1}{\Delta V} \sum_{i=1}^n \vec{P}_{\ell i} = \frac{n\vec{P}_{\ell i}}{\Delta V} = n_0 \vec{P}_{\ell i} \quad , \quad (24.3.2)$$

bu yerda n_0 - dielektrikning birlik xajmidagi molekulalar soni – konsentrasiyasidir.

Demak, qutbsiz molekulada induksiyalangan dipolning elektr momenti quyidagicha ifodalanadi:

$$\vec{P}_\ell = n_0 \cdot \varepsilon_0 \alpha \cdot \vec{E} \quad , \quad (24.3.3)$$

agar $n_0 \cdot \alpha = \chi_\ell$ deb belgilasak, α - **atomning qutblanuvchanligi**, χ_ℓ - dielektrikning **dielektrik qabul qiluvchanligini** bildiradi.

$$\chi_{\ell} = 4\pi r^3 \cdot n_0 \quad , \quad (24.3.4)$$

Dielektrik qabul qiluvchanlik deb, bir birlik hajmdagi dielektrik molekulalarining qutblanuvchanligiga miqdor jihatdan teng bo'lgan fizik kattalikka aytiladi.

Qaytarish uchun nazorat savollari

1. Qutbsiz molekulalar qaysi dielektrlarda mavjud bo'ladi?
2. Qutbli molekulalar qaysi dielektrlarda mavjud bo'ladi?
3. Dielektrlarning qutblanishi deb qanday hodisaga aytiladi?
4. Elektronli qutblanish deb nimaga aytiladi?
5. Oriyentatsiyaviy yoki dipolli qutblanish deb nimaga aytiladi?
6. Qutblanish vektori deb nimaga aytiladi?
7. Atomning qutblanuvchanligi nima?
8. Dielektrik qabul qiluvchanlik deb nimaga aytiladi?

25 - Ma'ruza

Reja :

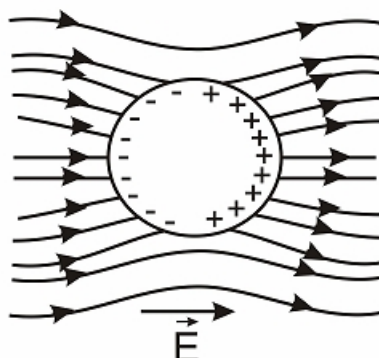
1. Elektr maydonidagi o'tkazgichlar
2. O'tkazgichlarning elektr sig'imi
3. Zaryadlangan shar sig'imi

Tayanch iboralar : Erkin elektronlar, o'tkazgichlar, induksiyalangan zaryadlar, elektrostatik induksiya, moddalarning ekranlashishi, o'tkazgich-ning elektr sig'imi.

25.1 Elektrostatik maydondagi o'tkazgichlar

Erkin elektronlarga yoki ionlarga ega bo'lgan moddalar **o'tkazgichlar** deb ataladi, chunki tashqi elektr maydon ta'sirida elektron yoki ionlar tartibli harakat qilishi mumkin.

Agar erkin zaryadlarga ega bo'lgan o'tkazgich tashqi elektrostatik maydonga joylashtirilsa, elektrostatik kuch ta'sirida, o'tkazgichdagi erkin elektronlar maydon kuchlanganligining vektori $\vec{E}$ ga qarama-qarshi tomonga siljiydi. Natijada o'tkazgichning ikki tomonida har xil ishorali zaryadlar hosil bo'ladi: elektronlari ortiqcha bo'lgan uchi manfiy zaryadlanadi, elektronlar yetishmaydigan uchi esa, musbat zaryadlanadi. Shunday qilib, tashqi elektrostatik maydon ta'sirida, o'tkazgichdagi mavjud zaryadlarni musbat va manfiy sirt zaryadlarga ajratish hodisasi elektrostatik induksiya yoki ta'sir orqali zaryadlash deyiladi. Hosil bo'lgan zaryadlar **induksiyalangan zaryadlar** deb ataladi.



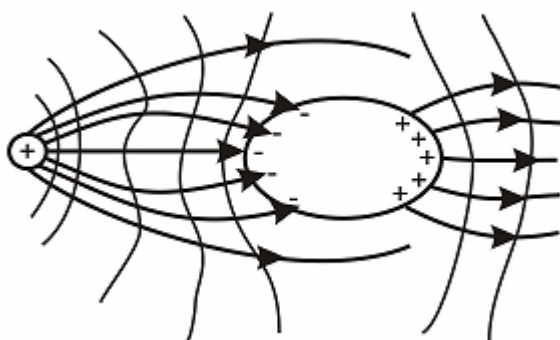
25.1 - rasm. Metall sharning elektrostatik maydonni deformasiyalashi

Elektrostatik maydonga kiritilgan o'tkazgichdagi induksiyalangan zaryadlar maydonning manzarasini o'zgartiradi. 25.1 - rasmda bir jinsli ($\vec{E} = \text{const}$) elektrostatik maydonga kiritilgan metall sharning bu maydonni deformasiyalashi tasvirlangan.

25.2 - rasmda esa, nuqtaviy zaryad hosil qilgan elektrostatik maydonga kiritilgan o'tkazgichning bu maydonni qanday deformasiyalashi ko'rsatilgan.

Musbat va manfiy zaryadlar qutbi hosil bo'lgani uchun ekvipotensial chiziqlar o'tkazgich sirti shakliga bog'liq. Ammo, o'tkazgichga kiruvchi va chiqayotgan kuch chiziqlarining soni teng bo'lgani uchun o'tkazgich ichidagi zaryadlarning algebraik yig'indisi nolga teng bo'ladi.

Tashqi elektrostatik maydon ta'sirida o'tkazgichda zaryadlarni siljishi yoki manfiy va musbat qutblarni hosil bo'lishi ekvipotensial sirtlar paydo bo'lguncha davom etadi.



25.2 - rasm. O'tkazgichning nuqtaviy zaryad elektrostatik maydonini deformasiyalashi

Tashqi elektrostatik maydonning kuch chiziqlari o'tkazgich sirti bo'yicha induksiyalangan manfiy zaryadlarda tugaydi. Kuch chiziqlari yana sirtqi musbat zaryadlarda davom etadi. Ammo, o'tkazgich ichida kuch chiziqlari yo'q bo'lgani uchun o'tkazgich ichida elektr maydoni bo'lmaydi.

Zaryadlarning sirt bo'yicha qayta taqsimlanishi ya'ni, manfiy va musbat qutblar hosil bo'lishi, **elektrostatik induksiya hodisasi** deb ataladi.

O'tkazgich ichida elektr maydon bo'lmasligi sirtqi zaryadlarning teng taqsimlanganidan kelib chiqadi. Bu hol elektrostatik himoya yoki **moddalarning ekranlashishi** deb ataladi. Sirtqi zaryadlarning mavjudligi o'tkazgich ichida maydon bo'lmasligiga sabab bo'ladi, ya'ni tashqi elektr maydon ta'sirini yo'qqa chiqaradi.

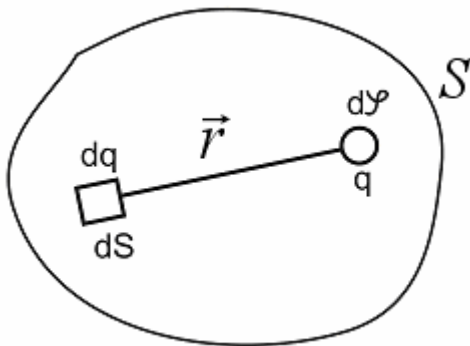
25.2 O'tkazgichlarning elektr sig'imi

Yakkalangan o'tkazgich zaryadlansa, o'tkazgich sirti shakliga qarab, har xil sirtqi zaryad zichligi σ bilan taqsimlanadi. Shuning uchun ham o'tkazgich har bir nuqtasidagi sirtqi zaryadning zichligi o'tkazgichdagi umumiy zaryad q ga proporsionaldir, ya'ni:

$$\sigma = kq, \quad (25.2.1)$$

bu yerda k – o'tkazgich sirtidagi tekshirilayotgan nuqtaning funksiyasi bo'lib, o'tkazgich sirtining shakli va o'lchamiga bog'liq.

Zaryadlangan o'tkazgich ekvipotensial sirtining φ - potensialini aniqlash uchun uning butun S sirti bo'ylab zaryadini aniqlaymiz (25.3 - rasm).



25.3 - 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.

$$d\varphi = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{dq}{\epsilon r} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{\sigma dS}{\epsilon r}, \quad (25.2.2)$$

yoki

$$d\varphi = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{k \cdot q \cdot dS}{\epsilon r}, \quad (25.2.3)$$

Bu ifoda butun sirt bo'yicha integrallansa, zaryadlangan o'tkazgich sirtining potentsiali ifodasiga ega bo'lamiz:

$$\varphi = \oint_S \frac{k \cdot q \cdot dS}{4\pi\epsilon_0 \epsilon r} = \frac{q}{4\pi\epsilon_0 \epsilon} \oint_S \frac{k \cdot dS}{r}, \quad (25.2.4)$$

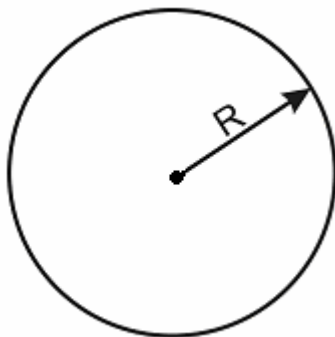
O'tkazgichning potentsiali q zaryadga proporsional bo'ladi. Shu zaryadning potentsialga nisbati o'zgarmas kattalikdir, u o'tkazgichning zaryad to'plash xususiyatini belgilaydi va **o'tkazgichning elektr sig'imi** deb ataladi.

$$C = \frac{q}{\varphi} = \frac{4\pi\epsilon_0 \epsilon}{\oint_S \frac{k \cdot dS}{r}}, \quad (25.2.5)$$

Shunday qilib, yakkalangan o'tkazgichning **elektr sig'imi** deb, uning potentsialini bir birlikka o'zgartirish uchun zarur bo'lgan zaryadga miqdor jihatdan teng fizik kattalikka aytiladi.

25.3 Zaryadlangan shar sig'imi

R radiusli yakkalangan shar q – zaryadga ega bo'lsin (25.4 - rasm).



25.4 - rasm. R radiusli yakkalangan shar

Uning – sirtidagi potentsiali quyidagiga teng bo'ladi:

$$\varphi = \frac{q}{4\pi\epsilon_0\epsilon R} \quad ,$$

bu yerda

$$C = \frac{q}{\varphi} = \frac{q4\pi\epsilon_0\epsilon \cdot R}{q} = 4\pi\epsilon_0\epsilon \cdot R \quad , \quad (25.3.1)$$

Shunday qilib, sharning S – elektr sig'imi sharning radiusiga va muhitning dielektrik singdiruvchanligi ϵ ga proporsionaldir.

(5.6) – ifodadan muhitning dielektrik singdiruvchanligini aniqlaymiz.

$$\epsilon = \frac{C}{4\pi\epsilon_0 R} \quad , \quad (25.3.2)$$

Elektr sig'imi XB tizimida Farada bilan o'lchanadi va bu birlik juda katta o'lchov birligi hisoblanadi.

$S = 1 F$ deb hisoblasak, $\epsilon = 1$ bo'lganda

$$R_{1\Phi} = \frac{C}{4\pi\epsilon_0\epsilon} = \frac{1\Phi}{4\pi \cdot 1} \left(\frac{4\pi \cdot 9 \cdot 10^9}{1} \cdot \frac{M}{\Phi} \right)$$

bu yerda, vakuumning dielektrik singdiruvchanlik ifodasidan foydalansak:

$$\epsilon_0 = \frac{1}{4\pi \cdot 9 \cdot 10^9} \frac{\Phi}{M} = 0,885 \cdot 10^{-11} \Phi / M$$

$$R_{1\Phi} = 9 \cdot 10^9 M = 9 \cdot 10^6 \text{ KM}$$

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:

$$1 \text{ микрофарада } (MK\Phi) = 10^{-6} \Phi$$

$$1 \text{ нанофарада } (H\Phi) = 10^{-9} \Phi$$

$$1 \text{ пикофарада } (П\Phi) = 10^{-12} \Phi$$

Qaytarish uchun nazorat savollari

1. O'tkazgichlar deb qanday moddalarga aytiladi?
2. Induksiyalangan zaryadlar deb qanday zaryadlarga aytiladi?
3. Elektrostatik induksiya hodisasi deb nimaga aytiladi?
4. Moddalarning ekranlashishi deb nimaga aytiladi?
5. O'tkazgichning elektr sig'imi deb nimaga aytiladi?
6. Zaryadlangan shar sig'iminin formula-sini yozing.
7. Har xil shakldagi kondensatorlarning sig'im-larini hisoblash formula-larini keltirib chiqaring.
8. Elektrostatik maydon va kondensatorlar energiyasini hisoblash formula-larini keltirib chiqaring

26 - Ma'ruza

Reja :

1. **Kondensatorlar va ularning sig'imi**
2. **Elektrostatik maydon energiyasi**
3. **Yakkalangan zaryadli o'tkazgich energiyasi**
4. **Tayanch iboralar :** Kondensatorlar, elektr sig'im, yassi kondensator, sferik kondensator, silindrik kondensator, elektrostatik maydon energiya-si, potensial maydon, kondensator energiyasi.

26.1 Kondensatorlar va ularning sig'imi

Elektr sig'imining formulasi quyidagidan iborat bo'lgani uchun

$$C = \frac{q}{\varphi} ,$$

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 qatlamidan iborat bo'lib, ularda qarama-qarshi ishorali zaryadlar to'planadi. Ular orasida dielektrik moddasi bo'ladi.

Kondensator qoplamalari ikkita yassi plastinkadan, ikkita koaksial silindrdan yoki ikkita konsentrik sferadan iborat bo'lishi mumkin va ular shakliga binoan **yassi, silindrik** yoki **sferik kondensatorlar** deb ataladi.

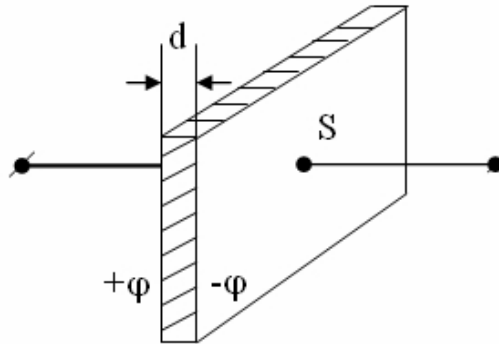
Odatda kondensatordagi elektr maydon kuch chiziqlari bir qoplamada boshlanib, ikkinchisida tugaydi.

Kondensator sig'imi qoplamalardagi zaryad miqdoriga to'g'ri proporsional va qoplamalar orasidagi potentsiallar farqiga teskari proporsionaldir.

$$C = \frac{q}{\varphi_1 - \varphi_2} , \quad (26.1.1)$$

Yassi kondensator

26.1 - rasmda tasvirlangan.



26.1 - rasm. Yassi kondensator

S – yuzali ikkita yassi metall plastinkalar orasidagi masofani d ga teng deb hisoblaymiz, qoplamalarda esa $-q$ va $+q$ sirt zaryadlari induksiyalangan bo'ladi. Qoplamalar orasidagi elektr maydonini bir jinsli deb hisoblaymiz.

Qoplamalar orasida ε dielektrik singdiruvchanlikka ega bo'lgan modda bo'lsa, potentsiallar farqi quyidagiga teng bo'ladi:

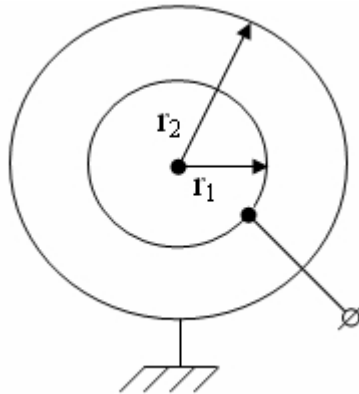
$$\varphi_1 - \varphi_2 = \frac{\sigma d}{\pi \varepsilon_0 \varepsilon} \quad , \quad (26.1.2)$$

bu yerda $Q = \sigma \cdot S$, σ - sirt zaryadi zichligi, S – qoplamalar yuzasi. Natijada, yassi kondensator sig'imi quyidagiga teng bo'ladi.

$$C = \frac{\varepsilon \varepsilon_0 q}{\sigma d} = \frac{\varepsilon \varepsilon_0 \delta \cdot S}{\sigma d} = \varepsilon_0 \varepsilon \frac{S}{d} \quad , \quad (26.1.3)$$

Sferik kondensator

Qoplamalar radiusi r_1 va r_2 bo'lgan sferik kondensator 26.2 - rasmda tasvirlangan.



26.2 - rasm. Sferik kondensator

Kondensator qoplamalarida q zaryad induksiyalangan bo'lganda, ular orasidagi potentsiallar farqi quyidagicha ifodalanadi :

$$\varphi_1 - \varphi_2 = \frac{q}{4\pi\epsilon_0\epsilon} \left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} \right) , \quad (26.1.4)$$

bu yerda r_1 va r_2 ichki va tashqi sferik qoplamalar radiuslaridir. Shuning uchun sig'im quyidagicha ifodalanadi:

$$C = \frac{q}{\varphi_1 - \varphi_2} = 4\pi\epsilon_0\epsilon \left(\frac{r_1 \cdot r_2}{r_2 - r_1} \right) , \quad (26.1.5)$$

Agarda r_2 tashqi radius va r_1 ichki radiusdan juda katta bo'lsa, (6.5) – ifoda soddalashadi:

$$C = 4\pi\epsilon_0\epsilon r_1 , \quad (26.1.6)$$

Bu natija tashqi qoplama sferik bo'lmaganda ham o'rinli bo'lgani uchun, (26.1.6) – ifodani yakka shart sig'imi deb hisoblanadi.

Agarda $r_1 - r_2 = d$ – qoplamalar orasidagi masofa qoplamalarning o'rtacha radiusidan juda kichik bo'lsa,

Sferik kondensatorning sig'imi quyidagicha ifodalanadi:

$$C = 4\pi\epsilon_0\epsilon \cdot \frac{r_1 \cdot r_2}{r_2 - r_1} \approx 4\pi\epsilon_0\epsilon \frac{r^2}{d} = \epsilon_0\epsilon \frac{S}{d}$$

bu yerda $S = 4\pi r^2$ – qoplamalar sirti yuzasidir.

Silindrik kondensator

Bu holda kondensatorni radiuslari r_1 (ichki) va r_2 (tashqi) ikkita koaksial silindrdan iborat bo'ladi, deb hisoblaymiz. Silindrlarning uzunligi ular orasidagi masofadan juda katta deb hisoblanadi.

Qoplamalar orasidagi potensiallar farqi quyidagidan iborat bo'ladi:

$$\varphi_1 - \varphi_2 = \frac{q}{2\pi\epsilon_0\epsilon\ell} \ln \frac{r_2}{r_1}, \quad (26.1.7)$$

bu yerda q - silindr uzunligidagi zaryad, $\frac{q}{\ell}$ - birlik uzunlikdagi zaryad va ℓ - silindr uzunligidir.

Birlik uzunlikka to'g'ri keluvchi silindrik kondensator sig'imi quyidagidan iboratdir:

$$C = \frac{2\pi\epsilon_0\epsilon\ell}{\ln \frac{r_2}{r_1}}. \quad (26.1.8)$$

Boshqa tarafdin, (26.1.8) – ifoda metall sim izolyator qatlami bilan o'ralgan kabel sig'imini eslatadi.

Qoplamalar orasidagi masofa d , silindrlar radiuslariga nisbatan juda kichik bo'lsa, bu holda silindrik kondensator sig'imi quyidagidan iborat bo'ladi:

$$C = \varepsilon \varepsilon_0 \frac{S}{d}, \quad (26.1.9)$$

26.2 Elektrostatik maydon energiyasi

Elektrostatik maydon – potensial maydondir, shuning uchun unga kiritilgan zaryadlar potensial energiyaga ega bo'ladilar.

q_1 va q_2 nuqtaviy zaryadlarning potensial energiyalarini baholaymiz. Har bir zaryad, boshqa zaryad maydonida potensial energiyaga ega bo'ladi.

$$W_1 = q_1 \cdot \varphi_{12}, \quad W_2 = q_2 \cdot \varphi_{21}, \quad (26.2.1)$$

φ_{12} - q_2 - zaryadning q_1 zaryad turgan joyda hosil qilgan potensialidir,

φ_{21} - q_1 - zaryadning q_2 zaryad turgan joyda hosil qilgan potensialidir.

$$\varphi_{12} = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0\varepsilon} \frac{q_2}{r}, \quad \varphi_{21} = \frac{q_1}{4\pi\varepsilon_0\varepsilon r}$$

shuning uchun

$$W_1 = W_2 = W$$

$$W = q_1 \cdot \varphi_{12} = q_2 \cdot \varphi_{21} = \frac{q_1 \cdot \varphi_{12} + q_2 \cdot \varphi_{21}}{2}$$

26.3 Yakkalangan zaryadli o'tkazgich energiyasi

O'tkazgich q - zaryadga, S - sig'imga va φ - potensialga ega bo'lsin. O'tkazgich zaryadini dq ga oshiramiz. Uning uchun cheksizlikdan, (ya'ni $\varphi = 0$ bo'lgan joydan) dq zaryadni o'tkazgichga ko'chiramiz. Bu holda bajarilgan ish

$$dA = \varphi \cdot dq = \varphi \cdot C \cdot d\varphi$$

ga teng bo'ladi, chunki

$$q = C\varphi \quad , \quad dq = C \cdot d\varphi \quad .$$

To'la bajarilgan ish

$$A = \int_0^{\varphi} C \cdot \varphi d\varphi = C \int_0^{\varphi} \varphi d\varphi = C \frac{\varphi^2}{2} \quad , \quad (26.3.1)$$

$$W = A = \frac{C \cdot \varphi^2}{2} = \frac{q \cdot \varphi}{2} = \frac{q^2}{2C} \quad , \quad (26.3.2)$$

Zaryadlangan kondensator energiyasi quyidagiga teng bo'ladi:

$$W = \frac{C(\varphi_1 - \varphi_2)^2}{2} = \frac{C(\Delta\varphi)^2}{2} = \frac{q \cdot \Delta\varphi}{2}$$

Qaytarish uchun nazorat savollari

1. Elektr sig'iminining formulasi yozing.
2. Kondensatorlar deb nimaga aytiladi?
3. Yassi kondensator sig'iminining formulasini yozing.
4. Sferik kondensatorning sig'iminining formulasini yozing.
5. Silindrik kondensator sig'iminining formulasini yozing.
6. Elektrostatik maydon energiyasi qanday ifodalanadi?
7. Yakkalangan zaryadli o'tkazgich energiyasi qanday ifodalanadi?
8. Zaryadlangan kondensator energiyasi formulasini yozing.

27 - Ma'ruza

Reja :

1. Elektr toki
2. Om va Joul-Lens qonunlarining integral va differensial ifodalari
3. Kirxgof qoidalar

Tayanch iboralar : Elektr toki, tok kuchi, o'zgarmas tok, tok kuchining zichligi, elektrga yot kuchlar, tok manbalari, tok kuchining zichligi, elektr yurituvchi kuch, kuchlanish.

27.1 Elektr toki

Agar o'tkazgichning ikki nuqtasi orasidagi potentsiallar ayirmasi doimiy saqlansa ($\varphi_1 - \varphi_2 = \text{const}$), o'tkazgich ichida noldan farqli maydon hosil bo'ladi. Bu maydon o'tkazgichdagi erkin zaryadlarning bir tomonga yo'nalgan tartibli harakatini yuzaga keltiradi. Bu holda musbat zaryadlar o'tkazgichning katta potentsialli nuqtasidan kichik potentsialli nuqtasiga, manfiy zaryadlar esa, aksincha harakatlanadilar.

Elektr zaryadining tartibli harakatiga **elektr toki** deb aytiladi.

Elektr tokini metallarda erkin elektronlarning, elektrolitlarda musbat va manfiy ionlarning, gazlarda esa musbat, manfiy ionlar va elektronlarning harakati hosil qiladi.

Tok kuchi deb, o'tkazgichning ko'ndalang kesimi yuzasidan vaqt birligi ichida o'tgan elektr zaryadiga miqdor jihatdan teng bo'lgan fizik kattalikka aytiladi.

$$I = \frac{dq}{dt} \quad . \quad (27.1.1)$$

Tokning kuchi va yo'nalishi vaqt o'tishi bilan o'zgarmay qoladigan bo'lsa, uni **o'zgarmas tok** deb ataladi:

$$I = \frac{q}{t} \quad . \quad (27.1.2)$$

XB tizimida tok kuchining birligi Amper (A) bilan o'lchanadi. 1 Amper – o'tkazgichning ko'ndalang kesimidan 1 sekund ichida 1 Kulon zaryad miqdori o'tishini ko'rsatuvchi kattalikdir.

Agar tok kuchi o'tkazgichning ko'ndalang kesimi bo'yicha bir jinsli bo'lmasa, u holda o'tkazgichning ko'ndalang kesimi bo'yicha tok kuchining taqsimlanishini ifodalash uchun tok kuchining zichligi deb ataluvchi fizik kattalik tushunchasi kiritiladi.

$$j = \frac{dI}{dS_{\perp}} = \frac{dI}{dS \cos \alpha} \quad , \quad (27.1.3)$$

bu yerda α - dS yuza bilan unga o'tkazilgan $\vec{n}$ normal orasidagi burchakdir. Bu ifodadan o'tkazgichning ixtiyoriy yuzasidan o'tayotgan tok kuchini hisoblab topish mumkin

$$I = \int_S j dS_{\perp} = \int_S j dS \cos \alpha \quad . \quad (27.1.4)$$

Tok kuchining zichligi deb, o'tkazgichning bir birlik ko'ndalang kesim yuzasidan o'tgan tok kuchiga miqdor jihatdan teng bo'lgan fizik kattalikka aytiladi.

O'tkazgichning ichida, Kulon kuchi hosil qilgan maydonning kuchlanganligi $\vec{E}$ o'tkazgichning ikki uchidagi potentsiallar farqi yo'qolguncha saqlanadi. Demak, zanjirda uzluksiz o'zgarmas tok o'tib turishi uchun, Kulon kuchidan tashqari potentsiallar farqini hosil qiluvchi tashqi noelektrik kuchlar mavjud bo'lishi zarur. Bunday kuchlarni **elektrga yot kuchlar** deb ataymiz.

Elektrga yot kuchlar uzluksiz tokni ta'minlab turishi uchun har xil ishorali zaryadlarni ajratib, potentsiallar farqini doimiy saqlab turadi. Bunday elektrga yot kuchlarni elektr energiya manbalari (galvanik elementlar, akkumulyatorlar, elektr generatorlari) yetkazib turadi.

Elektrga yot kuchlarni hosil qiluvchi qurilmalar **tok manbalari** deb ataladi.

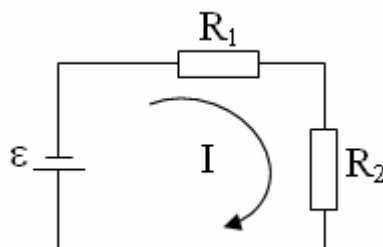
Tok manbalari, elektrga yot kuchlarning ish bajarishi natijasida, u yoki bu energiya turining elektr energiyaga aylanishi sababli xosil bo'ladi. Shu sababli bu kuch elektr yurituvchi kuch ($EYuK$) deb ataladi.

$$\varepsilon = \frac{A}{q} \quad , \quad (27.1.5)$$

Manbaning *EYuK* zanjir ochiq bo'lganda, uning qutblaridagi potensiallar ayirmasiga teng bo'ladi va Voltlarda o'lchanadi.

14.2 Om va Joule-Lens qonunlarining differensial va integral ifodalari

Elektrga yot kuchlar ta'sir etmaydigan zanjirning qismi bir jinsli o'tkazgich deb ataladi (R_1, R_2) (27.1 - rasm).

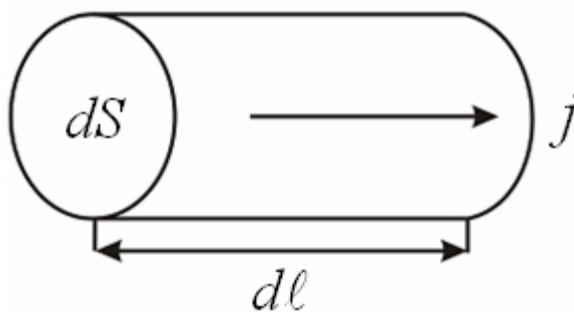


27.1 - rasm. Ikkita bir jinsli qarshilikdan iborat elektr zanjiri

Om qonuniga asosan, bir jinsli o'tkazgichdan o'tayotgan tok kuchi kuchlanishga to'g'ri proporsional, o'tkazgich qarshiligiga teskari proporsionaldir.

$$I = \frac{U}{R} \quad , \quad (27.2.1)$$

bu yerda R – o'tkazgichning elektr qarshiligi. Bir jinsli silindrik o'tkazgich (27.2 - rasm) qarshiligi quyidagicha ifodalanadi:



27.2 - rasm. Bir jinsli silindrik o'tkazgich

$$R = \rho \cdot \frac{\ell}{S} , \quad (27.2.2)$$

bu yerda ℓ - o'tkazgich uzunligi, S – uning ko'ndalang kesimi yuzasi, ρ - o'tkazgichning solishtirma elektr qarshiligidir.

Misol qilib - tok zichligi – $\vec{j}$ va maydon kuchlanganligi yo'nalishiga mos bo'lgan, uzunligi $d\ell$ ga teng silindrik o'tkazgichni olamiz (27.2-rasm). O'tkazgichning ko'ndalang kesimi yuzasidan oqib o'tuvchi tok kuchi

$$I = jdS$$

ga teng. O'tkazgichning qarshiligini $\rho \cdot \frac{d\ell}{dS}$ va undagi kuchlanish tushishini

$$U = Ed\ell$$

deb olsak, bu holda Om qonunini shunday ifodalasak bo'ladi:

$$jdS = \frac{Ed\ell dS}{\rho d\ell} \text{ yoki } j = \frac{1}{\rho} \cdot E$$

Tok zichligi va maydon kuchlanganligi yo'nalishlari bir xil bo'lgani uchun

$$\vec{j} = \frac{1}{\rho} \vec{E} = \sigma \cdot \vec{E} , \quad (27.2.3)$$

bu yerda σ - o'tkazgichning solishtirma o'tkazuvchanligi. Bu ifoda **Om qonunining differensial ko'rinishi** deb ataladi. Tok kuchi qarshilikdan o'tayotganda, uning energiyasi o'tkazgichni qizitishga sarf bo'ladi

$$Q = I \cdot U \cdot t = I \cdot I \cdot R \cdot t = I^2 \cdot R \cdot t , \quad (27.2.4)$$

bu ifoda **Joul-Lens qonuni** deb ataladi.

Agar, tok kuchi vaqt bo'yicha o'zgarsa, u holda t – vaqt ichida ajralib chiqayotgan issiqlik miqdori quyidagicha hisoblanadi

$$Q = \int_0^t I^2 R dt \quad , \quad (27.2.5)$$

Elementar hajmda $dV = d\ell \cdot dS$ ajralib chiqayotgan issiqlik miqdori quyidagicha hisoblanadi:

$$dQ = RI^2 dt = \rho \frac{d\ell}{dS} (j \cdot dS)^2 \cdot dt = \rho d\ell \cdot dS \cdot j^2 dt \quad .$$

$$dQ = \rho \cdot j^2 \cdot dV \cdot dt \quad , \quad (27.2.6)$$

bu yerdan birlik xajmdan birlik vaqt ichida ajralib chiqayotgan issiqlik miqdorini topamiz:

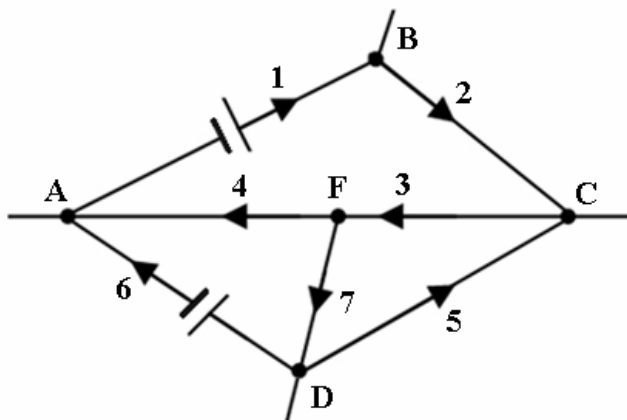
$$Q_{con.} = \frac{dQ}{dV \cdot dt} = \rho \cdot j^2 = \rho \cdot (\sigma^2 \cdot E^2)$$

$$Q_{con.} = \sigma \cdot E^2 \quad , \quad (27.2.7)$$

Bu ifoda **Joul-Lens qonunining differensial ko'rinishidir.**

27.3 Kirxgof qoidalari

Amalda murakkab tarmoqlangan zanjirlar bilan ishlashga to'g'ri keladi. 9.1 - rasmda shunday tarmoqlangan zanjir tasvirlangan.



27.3 - rasm. Murakkab elektr zanjirida o'tkazgichlarning tutashish nuqtalari

Bu zanjirda 7 ta zanjir qismlari va beshta A, B, C, D, F tarmoqlanish tugunlari mavjud bo'lib, bu nuqtalarda 3 tagacha o'tkazgichlar (simlar) tutashadi. Zanjirning 7 ta qismlari tarkibida $r_1, r_2, \dots, r_7$ qarshiliklar va $\varepsilon_1, \varepsilon_2, \dots, \varepsilon_7$ manbalar mavjuddir.

Zanjirning barcha qismlarida tok kuchini hisoblashga harakat qilamiz. Tarmoqlanish tugunlaridan 7 - sini olamiz. Bu nuqtada i_3, i_4, i_7 toklar oqadigan 3, 4 va 7 zanjirning qismlari tutashadi. 7 - nuqtaga keluvchi i_3 tokning ishorasini musbat, nuqtadan tarqaluvchi i_4 va i_7 toklar ishorasini manfiy, deb hisoblaymiz.

Birlik vaqt ichida 7 – tugunga keluvchi zaryadlar miqdori yuqorida keltirilgan toklarning algebraik yig'indisiga tengdir $i_3 - i_4 - i_7$. Agarda zanjirda toklar doimiy bo'lsa, natijaviy tok nolga teng bo'ladi, chunki, aks holda kuzatilayotgan nuqta potentsiali vaqt bo'yicha o'zgargan bo'lar edi. Bu qoida zanjirning barcha tarmoqlanish nuqtalariga taalluqlidir.

Shu sababli, elektr zanjirning tuguniga keluvchi toklarning algebraik yig'indisi tugundan chiquvchi toklarning algebraik yig'indisiga teng bo'ladi va shu nuqtadagi natijaviy tok qiymati nolga teng bo'ladi:

$$\sum_{i=1}^n i_k = 0 \quad . \quad (27.3.1)$$

Bu ifoda **Kirxgofning birinchi qoidasi** deb ataladi.

Murakkab elektr zanjirning $A B C F A$ yopiq konturini olamiz. Uning alohida qismlariga zanjirning bir qismi uchun Om qonunini qo'llaymiz. U holda A va V nuqtalar potentsiallar farqi uchun quyidagiga ega bo'lamiz:

$$U_{AB} = U_A - U_B = i_1 r_1 - \varepsilon_1$$

Zanjirning boshqa qismlariga ham qo'llasak:

$$U_B - U_C = i_2 r_2 - \varepsilon_2,$$

$$U_C - U_F = i_3 r_3 - \varepsilon_3,$$

$$U_F - U_A = i_4 r_4 - \varepsilon_4$$

Bu tengliklarni hadma-had qo'shsak, chap tarafdagi hadlar yig'indisi nolga teng bo'ladi va quyidagi ifodaga ega bo'lamiz:

$$i_1 r_1 + i_2 r_2 + i_3 r_3 + i_4 r_4 = \mathcal{E}_1 + \mathcal{E}_2 + \mathcal{E}_3 + \mathcal{E}_4$$

Elektr zanjirning istalgan yopiq konturi uchun shunday munosabat doimo o'rinlidir:

$$\sum_{i=1}^n I_i \cdot R_i = \sum_{i=1}^n \mathcal{E}_i \quad . \quad (27.3.2)$$

Bu **Kirxgofning ikkinchi qoidasi** deb ataladi va uni shunday ta'riflash mumkin: tarmoqlangan elektr zanjirning ixtiyoriy yopiq konturi qismlaridagi tok kuchlarining mos ravishda qarshiliklarga ko'paytmalarining algebraik yig'indisi, shu konturdagi *EYuK*larning algebraik yig'indisiga tengdir.

Qaytarish uchun nazorat savollari

1. Elektr toki deb nimaga aytiladi?
2. Elektr toki mavjud bo'lish shartlarini sanab o'ting.
3. Om, Joul-Lens qonunlarini integrall va differensial ko'rinishi qanday bo'ladi?
4. Metallarning klassik elektron nazariyasi va uning asosida Om va Joul-Lens qonunlarini keltirib chiqaring?
5. Elektr yurutuvchi kuch nima?
6. Kirxgof qonunlarini tushintirib bering.

Asosiy adabiyotlar

1. Savelyev I. V. Kurs fiziki. M.: Nauka 1989 t. 1
2. Savelyev I. V. Kurs fiziki. M.: Nauka 1989 t. 2
3. Savelyev I. V. Kurs fiziki. M.: Nauka 1989 t. 3
4. K.P.Abduraxmanov, O'.Egamov "Fizika kursi" darsligi, Toshkent, 2010 y.
5. Abduraxmanov K.P., Tigay O.E., Xamidov V.S. Kompleks multimediyных leksiy, o'zbek va rus tillarida. Pdf + disk + SNM.
6. Abduraxmanov K.P., Tigay O.E., Xamidov V.S. Fizika fanidan laboratoriya ishlari va uslubiy ko'rsatmalar majmuasi. 1)Mexanika, elektrostatika, elektromagnetizm, o'zbek tilida. Abduraxmanov K.P., Abduqodirov M.A., Ochilova N.X., Xolmedov X.M., Masharipova S.Yu. 2) Tebranishlar va to'lqinlar, o'zbek tilida. Abduraxmanov K.P., Xaydarov Q.X., Xaitov M.S., Xolmedov X.M., Turg'unbayeva M. 3)Termodinamika, molekulyar fizika, qattiq jismlar va yadro fizikasi, o'zbek tilida. Abduraxmanov K.P., Xaydarov Q.X., Xolmedov X.M., Masharipova S.Yu. 4) Mexanika, rus tilida. Xaydarov K.X., Tigay O.E. 5)Elektrodinamika, elektromagnetizm, rus tilida. Xaydarov K.X., Xamidova X.X.,Xaitov M.S., Xashayev M.M., Kormilsev S.V.
7. Virtual laboratoriya islarini bajarish uchun uslubiy qo'llanma, o'zbek tilida. Abdurahmanov Q.P.,Hamidov V.S.,Holmedov H.M.
8. Virtualный лабораторный практикум, rus tilida. Abduraxmanov K.P., Xaritonova N.F. ,Xamidov V.S.
9. Abduraxmanov K.P.. Tigay O.E., Xamidov V.S Fizika fanidan mashq uchun savol va masalalar majmuasi. 1)Mexanika, o'zbek tilida. Abduraxmanov K.P.,Axmedova N.A., Xaitov M.S., Xolmedov X.M. 2)Elektromagnetizm, o'zbek tilida. Abduraxmanov K.P., Xaitov M.S., Xolmedov X.M., Ochilova N.X. 3)Tebranna harakat va to'lqinlar, o'zbek tilida. Abduraxmanov K.P., Raxmatullayeva M.F., Xaitov M.S., Muxamedaminova L. 4)Molekulyar fizika va termodinamika, o'zbek tilida. Abduraxmanov K.P., Abduqodirov M.A., Xolmedov X.M., Masharipova S. 5)Mexanika, rus tilida. Xaydarov K.X., Xamidova X.X., Xashayev M.M., Kormilsev S.V. 6)Elektrodinamika, elektromagnetizm, rus tilida. Xaydarov K.X., Xamidova X.X., Xaitov M.S., Xashayev M.M., Kormilsev S.V. 7)Kolebaniya i optika. Kvantovaya mexanika, rus tilida. Abduraxmanov K.P., Xaydarov K.X., Xamidova X.X., Tigay O.E., Kormilsev S.V. 8)Molekulyarnaya fizika. Termodinamika. Fizika tverdogo tela, rus tilida. Xaydarov K.X., Xamidova

X.X., Tigay O.E., Kormilsev S.V.

Qo'shimcha adabiyotlar

1. Yepifanov G.I. Fizika tverdogo tela. M. Vysshaya shkola 1977
2. Ahmadjonov O. Fizika kursi. T.: «O'qituvchi», 1987. t. 1,2,3- qismlar
3. Ismoilov M., Xabibullayev P.K., Xaliullin M. Fizika kursi, T.; O'zbekiston», 2000. T.1.
4. Egamov U.U. Qattiq jismlar fizikasi. Qo'llanma. TEAI, 2000.
5. Fizikadan elektron kutubxona. CD disk. TATU, Abduraxmanov Q.P., Tigay O.E., Xamidov V.S.
6. Xaydarov K.X., Xamidova X.X. Metodicheskiye ukazaniya i kontrolnyye zadaniya po fizike dlya studentov spes. zaonogo obrazovaniya, Toshkent, "Aloqachi", 2008 y.
7. Abduraxmanov K.P., Begnazarova S. Fizika kursidan *elektron darslik, o'zbek tilida*, Pdf + disk + SNM.
8. Abduraxmanov K.P., Tigay O.E., Xamidov V.S. Fizika fanidan laboratoriya ishlari va ularni bajarish bo'yicha *elektron uslubiy ko'rsatmalar, o'zbek va rus tillarida*. Pdf + disk + SNM.
9. Abduraxmanov K.P., Tigay O.E., Xamidov V.S. Fizika fanidan mashq uchun *elektron masalalar to'plami va uslubiy ko'rsatmalar, o'zbek va rus tillarida*. Pdf + disk + SNM.

Internet resurslari

1. <http://neutrino.ucoz.ru> –Personalnyy sayt Tigay O.E.
2. <http://vakhid.ucoz.ru> Personalnyy sayt Xamidov V.S.
3. www.estudy.uz
4. www.tuit.uz
5. www.fizika.uz
6. www.zn.uz