

**O‘ZBEKISTON RESPUBLIKASI
OLIY VA O‘RTA MAHSUS TA‘LIM VAZIRLIGI**

**MIRZO ULUG‘BEK NOMIDAGI
O‘ZBEKISTON MILLIY UNIVERSITETI**

I.G.Tursunov, D.A.Begmatova

FIZIKA

FANIDAN

O‘QUV-USLUBIY QO‘LLANMA

**«Tafakkur-bo‘stoni» nashriyoti
Toshkent – 2018**

UO‘K: 53(075.8)

KBK: 22.3ya73

T 91

Fizika / o‘quv qo‘llanma. I.G.Tursunov, D.A.Begmatova –
Toshkent: «Tafakkur bo‘stoni», 2018. – 256 b.

Mazkur o‘quv-uslubiy qo‘llanma “Fizika” fanidan 5140100 – Hidrologiya, 5140700 – Gidrometeorologiya, 5311500 – Geodeziya, kartografiya va kadastr ta’lim yo‘nalishi talabalari uchun mo‘ljallangan bo‘lib, fizika fakultetining “Umumiy fizika” kafedrası professor-o‘qituvchilari tomonidan ishlab chiqilgan. Fizika fani o‘quv-uslubiy qo‘llanmasini yaratishda yetakchi xorijiy OTM larning o‘quv dasturlariga kiritilgan adabiyotlardan olingan ma’lumotlar kiritilgan.

Taqrizchi:

Abdurahmonov U.

O‘zbekiston Milliy Universiteti professori

UO‘K: 53(075.8)

KBK: 22.3ya73

ISBN 978-9943-993-66-2

© I.G.Tursunov, D.A.Begmatova, 2018

© «Tafakkur bo‘stoni» nashriyoti, 2018

SO‘Z BOSHI

Fizika boshqa tabiiy fanlar kabi atrofimizni o‘rab turgan moddiy borliqning obyektiv hossalari o‘rganadi. Atrofimizda (tabiatda) ro‘y berayotgan barcha o‘zgarishlar va jarayonlar material obyektlarning o‘zaro ta‘siri va harakati natijasidir. Fizika materiya harakatining eng sodda va umumiy ko‘rinishlarini o‘rganadi. Fizikada o‘rganiladigan harakat turlari deyarli barcha kimyoviy, biologik va geofizikaviy jarayonlarda uchraydi. Shu sababli fizika asoslarini bilmay turib o‘zida tabiatning murakkab harakat turlarini qamrab olgan kimyoviy yoki biologik jarayonlarni yetarli darajada o‘rganish mumkin emas.

Mazkur o‘quv-uslubiy qo‘llanma “Fizika” fanidan 5140100 – Gidrologiya, 5140700 – Gidrometeorologiya, 5311500 – Geodeziya, kartografiya va kadastr ta‘lim yo‘nalishi talabalari uchun mo‘ljallangan bo‘lib, fizika fakultetining “Umumiy fizika” kafedrasida professor-o‘qituvchilari tomonidan ishlab chiqilgan. Fizika fani o‘quv-uslubiy qo‘llanmasini yaratishda yetakchi horijiy OTM larning o‘quv dasturlariga kiritilgan adabiyotlardan olingan ma‘lumotlar kiritilgan.

Qo‘llanmada asosiy fizikaviy jarayonlar, qonun va qonuniyatlardan tashqari ularning texnika va turmushda qo‘llanilishiga doir misollar ham keltirib o‘tilgan. Bu o‘quv-uslubiy qo‘llanmadan fizika fanini bilish talab qilinadigan boshqa tabiiy va texnik yo‘nalishda tahsil olayotgan talabalar ham foydalansa bo‘ladi. Qo‘llanmani yaratish uchun talabalarga qiziqarli bo‘lishi, tushunishga oson bo‘lishi bilan bir qatorda iloji boricha ko‘proq ma‘lumotni qamrab olinishiga e‘tibor berildi. Gidrologik hodisalarda asosan, issiqlik harakati, elektrofizik jarayonlar va zarralarning kvant tabiati bilan bog‘liq ta‘sirlar asosiy rolni o‘ynagani sababli, mavzularni bayon qilishda asosiy e‘tibor fizikaning molekulyar, elektr bo‘limlarini va kvant fizikasi elementlarini bayon qilishga, talabalarining bu sohadagi falsafiy mushohada yuritishlariga qaratilgan. Fanga ajratilgan laboratoriya dars soatlari olingan nazariy bilimlarni mustahkamlashga, amaliyotda qo‘llashga va tajriba o‘tkazish ko‘nikmasini hosil qilishga mo‘ljallangan.

1-MA'RUZA. Moddiy nuqta kinematikasi. Egri chiziqli harakatda tezlik va tezlanish. Aylanma harakat. Burchak tezlik. Burchak tezlanish. Tangensial va normal tezlanish

Mavzu rejasi

1. Sanoq sistemasi. Radius, vektor va traektoriya tushunchasi.
2. Tezlik, Tezlanish.
3. Moddiy nuqtaning to'g'ri chiziqli tekis o'zgaruvchan harakati.
4. Moddiy nuqtaning aylana bo'ylab harakati. Burchak tezlik va burchak tezlanishi.
5. Tushuvchi jismlar.
6. Ballistik harakat.

Tayanch so'z va iboralar

Kinematika, moddiy nuqta, sanoq sistemasi, radius vektori, traektoriya, tekis harakat, tezlik, to'g'ri chiziqli tekis o'zgaruvchan harakat, o'rtacha tezlik, tezlanish, aylana bo'ylab harakat, burilish burchagi, radian, aylanish davri, aylanish chastotasi, chiziqli tezlik, burchak tezlik, burchak tezlanish.

Fizika ham, xuddi boshqa fanlar kabi, shunchaki faktlar to'plamiga emas, ijodiy fikrlashga asoslanadi. Kuzatiladigan hodisalarni tushuntirish uchun muhim nazariyalar quriladi. Bu nazariyalarni ularda aytiladigan natijalar bilan eksperiment natijalarini solishtirib "tekshiniriladi", va faqat shundan keyingina nazariyalarni qabul qilinishi yoki inkor etilishi mumkin.

Har bir konkret hodisani yoki hodisalarning ma'lum to'plamini tushunish uchun olimlar *modelni* – hodisani tushuntirishi mumkin bo'lgan o'ziga xos tasavvur yoki analogiyani taklif qilishlari va shu yo'l bilan uni tushunishni yengillashtirishlari mumkin. Model asosiga qurilgan *nazariya* ko'p hollarda oddiy modelga nisbatan ancha chuqurroq va murakkabroq bo'lishi mumkin.

Ilmiy *qonun* aniq tasdiqni ifodalaydi, ko'p hollarda bir qator vaziyatlar uchun konkret hodisalarning to'plamini miqdoran tavsiflovchi formula ko'rinishida beriladi.

Fizikada o'lchashlar hal qiluvchi rolni o'ynaydi, biroq ular hech qachon absolyut aniq bo'lmaydi. Shuning uchun o'lchashdan olinadigan har qanday qiymat uchun o'lchash *xatoligi* $\pm$ belgi bilan yoki shu sonni qiymatlarining faqat to'g'ri miqdori saqlangan holda ko'rsatilishi kerak.

Barcha kattaliklar standart kattalik yoki *o'lchov birligi* orqali ifodalanadi, barcha hollarda tegishli o'lchov birligi ko'rsatilishi kerak. Hozirgi vaqtda *xalqaro birliklar sistemasidan* (XBS) foydalaniladi, bu

sistemada metr, kilogramm, sekunda uzunlik, massa va vaqtning standart birliklari hisoblanadi.

Biror kattalikning o'lchamligi shu o'lchamlik tuzilgan asosiy kattaliklar o'lchamliklarining kombinatsiyasi hisoblanadi (masalan, tezlik uzunlik/vaqt o'lchamligiga ega yoki $[L/T]$). Shu munosabatga kiruvchi kattaliklarning o'lchamlariga qarab u yoki bu munosabatning to'g'riligini tekshirish (bu metod *o'lchamliklar tahlili* deb ataladi), ba'zi hollarda esa izlanayotgan munosabatning umumiy ko'rinishini ham topish mumkin.

Harakati o'rganilayotgan jismning kattaligi va shakli kuzatilayotgan sharoitda hech qanday ahamiyatga ega bo'lmasa, bunday jism moddiy nuqta deb qaraladi.

Sanoq sistemasi. Istalgan bir jismning harakati boshqa bir jismga yoki bir-birlariga nisbatan olib o'rganiladi. Sanoq sistemasi sifatida biror qattiq jism bilan bog'langan, o'zaro bir-birlariga tik bo'lgan 3 ta o'qdan iborat bo'lgan dekart koordinatalar sistemasi qo'llaniladi. Bunday sanoq sistemasi moddiy nuqta deb qaralishi mumkin bo'lgan jismning istalgan vaqtda fazodagi o'rni to'la aniqlash imkonini beradi. Nuqtaning fazodagi o'rni X, Y va Z koordinatalari orqali aniqlanadi.

Radius – vektor va traektoriya tushunchasi. Koordinatalar boshidan kuzatilayotgan nuqtaga o'tkazilgan Z vektorning koordinata o'qlaridagi proektsiyalari nuqtaning koordinatalariga mos ravishda tengdir, ya'ni $r_x = x$; $r_y = y$ va $r_z = z$. Agar nuqtaning fazodagi o'rni o'zgaradigan bo'lsa, $\vec{r}$ ham o'zgaradi. Shuning bilan bir qatorda nuqtaning X, Y, Z koordinatalari ham o'zgaradi, Bundan ko'rinadiki, nuqtaning istalgan vaqtda fazodagi o'rni, koordinatalari yoki $\vec{r}$ vektori orqali ifodalash mumkin ekan.

Nuqtaning fazodagi o'rni to'la ravishda aniqlashga imkon beruvchi bunday vektor radius – vektor deb ataladi.

Harakat qilayotgan jismning berilgan vaqt oralig'idagi harakat trayektoriyasi deganda, shu oraliqdagi vaqtning har qanday qiymatlarida kuzatilayotgan jismning fazodagi o'rinlarini ifodalovchi nuqtalarning o'zaro qo'shilishidan iborat bo'lgan chiziqli tushuniladi.

Tezlik. Harakatlanayotgan moddiy nuqtaning fazodagi o'rni ifodalovchi x, y, z koordinatalar va $\vec{r}$ radius – vektor vaqt o'tishi bilan uzluksiz o'zgarib boradi. Koordinatalarning va unga mos ravishda $\vec{r}$ radius-vektorning birlik vaqt oralig'ida o'zgarish miqdorini aniqlovchi fizik kattalik – tezlikni kiritaylik.

Moddiy nuqta biror traektoriya bo'yicha harakatlanayotgan bo'lib, biror t vaqtda uning fazodagi o'rni $\vec{r}$ radius – vektor orqali va oradan Δt vaqt o'tgandan so'ng, ya'ni $t + \Delta t$ da nuqtaning fazodagi o'rni $\vec{r} + \Delta \vec{r}$ radius-vektor orqali ifodalansin (1.1- rasm.) Demak, radius-vektor Δt vaqt

ichida $\Delta \vec{r}$ ga o'zgargan, moddiy nuqta esa ΔS masofaga siljigan bo'lsin. Radius – vektorning vaqt bo'yicha o'zgarishini ko'rib chiqaylik. $\overline{\Delta r} / \Delta t$ nisbatning miqdori va fazodagi yo'nalishi Δt ning qiymatiga bog'likdir. Agar Δt vaqt oralig'ini uzluksiz kamaytirib borsak aniq kattalikka intiladi va bu kattalik moddiy nuqtaning t vaqtidagi harakat tezligidan iborat bo'ladi.

Yuqorida ta'kidlab o'tilganlarni matematik usulda quyidagicha yozish mumkin:

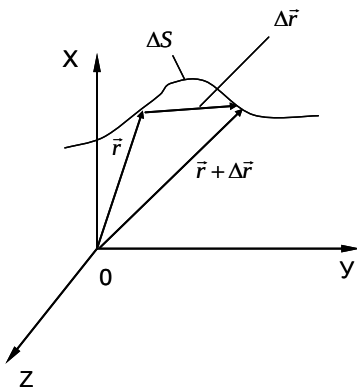
$$\lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\overline{\Delta r}}{\Delta t} = \vec{v} \quad (1.1)$$

(1.1) ifodadan tezlik vektorining yo'nalishi vektorning $\Delta \vec{r}$ yo'nalishi bilan mos kelishi ko'rinib turibdi. Agar Δt ni uzluksiz kamaytirib borilsa, $\Delta \vec{r}$ ning yo'nalishi pirovardida shu vektor boshlanish nuqtasidagi traektoriyaga o'tkazilgan urinma bilan mos tushadi, $\Delta \vec{r}$ ning son qiymati esa ΔS ga teng bo'lib qoladi.

Demak, biror traektoriya bo'yicha harakatlanayotgan jismning istalgan nuqtadagi tezlik vektori traektoriyaning shu nuqtasiga o'tkazilgan urinma bo'yicha yo'nalgan bo'lar ekan.

Matematika kursidan ma'lumki, (1.1) formula asosida tezlik vektorini radius – vektoridan vaqt bo'yicha olingan birinchi tartibli hosila ko'rinishida yozish mumkin, ya'ni

$$\vec{v} = \frac{d\vec{r}}{dt} \quad (1.2)$$



1.1- rasm

1.1-rasmdan ko‘rinadiki, berilgan t uchun, Δt uzluksiz kamayib borsa, $\Delta \vec{r}$ ning moduli ΔS ga intiladi va (1.1) formulaga asosan tezlik vektorining modulini quyidagicha yozish mumkin:

$$|\vec{v}| = v = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta S}{\Delta t} = \frac{ds}{dt} \quad (1.3)$$

Tezlanish. Moddiy nuqtaning harakat tezligi vaqt o‘tib borishi bilan ham son qiymati bo‘yicha, ham yo‘nalishi bo‘yicha, o‘zgarib turishi mumkin. Bu o‘zgarishni harakterlovchi kattalik tezlanishni ifodalaydi. Biror t vaqtda nuqta harakatining tezligi $\vec{v}$ va $t + \Delta t$ da $\vec{v} + \Delta \vec{v}$ ga teng bo‘lsin. Yuqorida ko‘rib o‘tganimizdek, o‘rtacha tezlanishni aniqlovchi nisbatning qiymati Δt uzluksiz kamayib borganda aniq kattalikka intilib, tezlanishning berilgan vaqtdagi qiymatini ifodalaydi, ya’ni

$$a = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta \vec{v}}{\Delta t} = \frac{d\vec{v}}{dt} \quad (1.4)$$

(1.4) formuladagi o‘rniga uning (1.2) munosabatdagi ifodasini keltirib qo‘ysak,

$$a = \frac{d^2 \vec{r}}{dt^2} \quad (1.5)$$

hosil bo‘ladi.

Demak, moddiy nuqtaning harakat tezlanishi radius-vektordan vaqt bo‘yicha olingan ikkinchi tartibli xosilaga teng ekan.

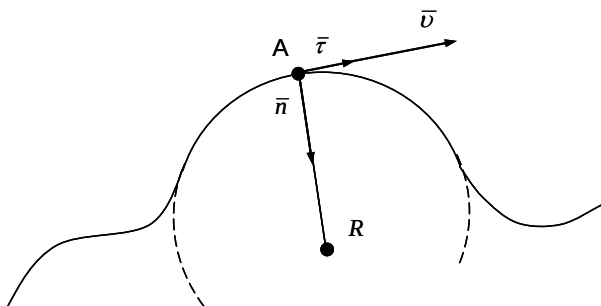
Moddiy nuqtaning harakat traektoriyasi egri chiziqdan iborat bo‘lgan umumiy holni ko‘rib chiqaylik. Traektoriyada ixtiyoriy ravishda biror A nuqtani tanlab (1.2-rasm), shu nuqta orqali egirlik doirasini o‘tkazaylik.

Egirlik doirasining R radiusi egri chiziqli traektoriyaning berilgan A nuqtadagi egirlik radiusi bo‘lsin. A nuqtadan chiquvchi ikkita birlik vektorini tanlaylik: ulardan biri traektoriyaga urinma ravishda va ikkinchisi $\vec{n}$ egirlik radiusi bo‘ylab yo‘nalgan bo‘lsin.

Tezlik vektori hamma vaqt traektoriyaga o‘tkazilgan urinma bo‘yicha yo‘nalganligini e’tiborga olib quyidagicha yozish mumkin:

$$\vec{S} = v \vec{\tau} \quad (1.6)$$

A nuqta moddiy nuqta deb qaralishi mumkin bo‘lgan jismning biror vaqt fazodagi o‘rnini ko‘rsatadi. Vaqt o‘tib borishi bilan A nuqta traektoriya bo‘ylab ko‘cha boshlaydi va shunga mos ravishda $\vec{r}$ vektorining yo‘nalishi ham o‘zgarib boradi.



1.2 – rasm

Buni eʼtiborga olgan xolda (1.6) ni (1.4) ga keltirib qoʻyib quyidagini yozish mumkin:

$$\vec{a} = \frac{d(\vec{v} \cdot \vec{\tau})}{dt} = \vec{\tau} \frac{d\vec{v}}{dt} + \vec{v} \frac{d\vec{\tau}}{dt} \quad (1.7)$$

(1.7) formuladan koʻrinadiki, tezlanish vektori ikkita tashkil etuvchining yigʻindisidan iborat ekan: birinchisi (birinchi had) traektoriyaga oʻtkazilgan urinma boʻyicha yoʻnalgan tezlikning son miqdori boʻyicha oʻzgarishini harakterlovchi tezlanish va ikkinchisi hamma vaqt tezlik vektoriga tik boʻlib, egrilik markaziga qarab yoʻnalgan tezlikning shu yoʻnalish boʻyicha oʻzgarishini xarakterlovchi tezlanish. Shuning uchun tezlanish vektorining bu tashkil etuvchilarini mos ravishda urinma (tangensial) tezlanish $\vec{a}_t$ va markazga intilma (normal) tezlanish $\vec{a}_n$ deb ataladi. (1.7) ni quyidagi koʻrinishda yozish mumkin:

$$\vec{a} = \vec{a}_t + \vec{a}_n \quad (1.8)$$

Osonlik bilan koʻrsatish mumkinki, tezlanish vektorining tangensial va normal tashkil etuvchilarining modullari quyidagicha aniqlanadi:

$$a_\tau = \frac{d\vartheta}{dt} \quad \text{va} \quad a_n = \frac{v^2}{R} \quad (1.9)$$

Moddiy nuqtaning toʻgʻri chiziqli tekis oʻzgaruvchan harakati

Moddiy nuqta deb hisoblanishi mumkin boʻlgan jism tezligining harakat davomida faqat miqdori (qiymati) oʻzgarib, yoʻnalishi esa uzgarmasdan qolsa, bunday harakat traektoriyasi toʻgʻri chiziqdan iborat boʻladi va uni toʻgʻri chiziqli harakat deb ataladi. Agar harakat davomida $\vec{a} = \text{const}$ va u musbat ishorali boʻlsa, tezlik va tezlaish yoʻnalishi bir xil boʻladi va

$v = v_0 + at$ ko‘rinishda yoziladi. Vaqt o‘tishi bilan tezlik qiymati bir xilda ortib boradi. Bunday harakatni tekis tezlanuvchan harakat deyiladi.

Aks holda, a - manfiy ishorali, demak, tezlik va tezlanish qarama-qarshi yo‘nalishda bo‘lsa, harakat tekis sekinlanuvchan harakat deyiladi. Moddiy nuqtaning to‘g‘ri chiziqli tekis o‘zgaruvchan harakatida yo‘l formulasi quyidagicha ifodalanadi:

$$S = v_0 t \pm \frac{at^2}{2} \quad (1.10)$$

Moddiy nuqtaning aylana bo‘ylab harakati. Burchak tezlik va burchak tezlanishi

Burchak tezligi va burchak tezlanish. Moddiy nuqta harakatining traektoriyasi aylana shaklida bo‘lsa, bunday harakat aylanma harakat deb ataladi. Agar OA radius-vektor Δt vaqt oralig‘ida $\Delta\varphi$ burchakka burilgan bo‘lsa, jism burchakli tezligining o‘rtacha qiymati $\omega = \frac{\Delta\varphi}{\Delta t}$ ga teng bo‘ladi.

Burchakli tezlikning berilgan vaqtdagi qiymati

$$\omega = \frac{d\varphi}{dt} \quad (1.11)$$

ifoda orqali aniqlanadi, juda kichik vaqt oralig‘idagi moddiy nuqtaning aylana bo‘ylab bosib o‘tgan ds yo‘l uzunligini quyidagicha yozish mumkin:

$$sd = vdt$$

Yuqoridagi formuladan $d\varphi$ elementar burchakka burilish uchun:

$$d\varphi = \frac{vdt}{r}$$

ni (1.10) ga keltirib qo‘yamiz va chiziqli hamda burchakli tezliklar orasidagi quyidagi munosabatni olamiz:

$$v = \omega \cdot r \quad (1.12)$$

Aylana bo‘ylab tekis harakat uchun (1.12) ni $d\varphi = \omega dt$ ko‘rinishda yozib, 0 dan T (bir marta to‘liq aylanib chiqish uchun ketgan vaqt – aylanish davri) gacha bo‘lgan vaqt oralig‘idagi burilish burchagi 2π ning $2\pi = \varphi = \int d\varphi = \int \omega dt = \omega T$ ga teng ekanligini aniqlab, burchakli tezlikni

$$\omega = \frac{2\pi}{T} \quad \text{yoki} \quad \omega = 2\pi\nu \quad (1.13)$$

ko‘rinishda ifodalash mumkin (bu erda ν – aylanish chastotasi).

Burchakli tezlanish burchakli tezlikning birlik vaqt davomida o‘zgarish kattaligini aniqlaydi. Agar Δt vaqt oralig‘ida burchakli tezlik $\Delta\omega$ ga o‘zgargan bo‘lsa, burchakli tezlanishning shu vaqt oralig‘idagi o‘rtacha qiymati quyidagicha bo‘ladi:

$$\varepsilon = \frac{\Delta\omega}{\Delta t} \quad (1.14)$$

Burchakli tezlanishi berilgan t vaqtdagi qiymatini

$$\varepsilon = \frac{d\omega}{dt} \quad (1.15)$$

ko‘rinishda yozib, (1.12) ni (1.15) ga keltirib qo‘ysak quyidagi formulani xosil qilamiz:

$$\varepsilon = \frac{d^2\varphi}{dt^2} \quad (1.16)$$

(1.16) dan burchakli tezlanish burilish burchagidan vaqt bo‘yicha olingan ikkinchi tartibli xosilaga teng ekanligi ko‘rinib turibdi.

Aylanma harakat ko‘pincha **chastota** ν – birlik vaqt ichidagi aylanishlar soni kabi kattalik bilan ifodalanadi. Jismning aylana bo‘ylab harakatlanish **davri** T – bitta to‘liq aylanish uchun ketgan vaqtdir. Davr va chastota o‘zaro quyidagicha bog‘langan.

$$T=1/\nu \quad (1.17)$$

Masalan, agar jism 3 ayl/s chastota bilan aylanayotgan bo‘lsa, u holda har bir aylanish (=ayl) 1/3 s ga teng. Jism aylana bo‘ylab (aylana uzunligi $2\pi r$) o‘zgarmas ν tezlik bilan harakatlanib bir aylanishda $2\pi r$ masofa otsa,

uning vaqti T bo‘ladi. U holda $\nu = \frac{2\pi r}{T}$ bo‘ladi.

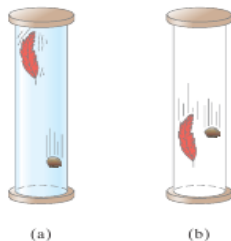
Tushuvchi jismlar

Tekis tezlanuvchan harakatning keng tarqalgan misollaridan biri yerga vertikal bo‘ylab erkin tushayotgan jismning harakati hisoblanadi. Tushayotgan jismning tezlinishi bir qarashda sodda faktdek tuyulmaydi. Og‘ir jismlar yengil jismlarga nisbatan tezroq tushadigandek, tushish tezligi esa jismning og‘irligiga proporsionaldek ko‘rinadi (Galiley davrigacha ko‘pchilik shunday ekanligiga ishonar edi). Galiley o‘zining mavhumlashtirish va soddalashtirish ilmiy metodini qo‘lladi, bunda hodisa ideallashtirilgan 9 soddalashtirilgan vaziyatlarda yuz beradi, deb tasavvur qilinadi. Galiley erkin tushish holi uchun havo yoki qarshilikka ega

bo‘lmagan biror boshqa muhit bo‘lmaganda barcha jismlar *o‘zgarmas doimiy tezlanish* bilan tushadilar degan postulatni kirtidi. U shu postulatga asosan tinch holatdan tushayotgan jism bosib o‘tgan masofa vaqtning kvadratiga proporsional ekanligini ko‘rsatdi. Buni (2.96) tenglamadan ham ko‘rish mumkin, biroq birinchi bo‘lib bunday bog‘lanishni Galiley olgan. Haqiqatan ham, Galileyning fanga qo‘shgan buyuk hissalaridan biri shundan iboratki, muhim matematik munosabatlarni o‘rnatdi va ularning ahamiyatini ko‘rsatib berdi. Galileyning boshqa buyuk hissasi shundan iboratki, konkret eksperimental natijalarga ega, miqdoran tekshirish mumkin bo‘lgan nazariyani taklif etdi. Jismlar tushayotganda tezligi ortishi haqidagi o‘z nazariyasini tasdiqlash uchun Galiley quyidagi argumentni keltirdi: 2 m balandlikdan tashlab yuborilgan og‘ir tosh qoziqni 10 sm balandlikdan tashlab yuborilgan xuddi o‘shanday og‘ir toshga nisbatan ancha chuqurroqqa urib kirgizadi. Birinchi holda tosh kattaroq tezlanish olishi kerakligi tushunarli, albatta. Yuqorida eslatib o‘tganimizdek, Galiley ixtiyoriy buyumlar (ham og‘ir, g‘am engil) hech bo‘lmasa havo yo‘qligida bir xil tezlanish bilan tushadilar. Sog‘lom fikr qadimgilar haqiqatga yaqinroq bo‘lganini aytishi mumkin.



1-3-Rasm. (a) – koptok bilan qog‘oz varag‘i bir vaqtda qo‘yib yuborilgan; (b) – o‘sha tajriba, biroq qog‘oz g‘ijimlangan.



1-4-Rasm. Tosh va par bir vaqtning o‘zida a) havoda b) vakuumda tashlab yuborilgan

Haqiqatan ham, agar siz bir qo‘lingizda bir varaq qog‘ozni, boshqa qo‘lingizda undan og‘irroq jismni, aytaylik beysbol to‘pini gorizontol tutib turib, ularni bir vaqtini o‘zdia qo‘yib yuborsangiz (1-3-rasm), og‘irroq jism yerga avvalroq yetib borishi ma‘lum. Endi qog‘ozni g‘ijimlab tajriani takrorlasangiz (1-4-rasm), ikkala jism polga deyarli baravar yetib borishini ko‘rasiz.

Sirt yuzasi katta bo‘lgan juda engil jismlarga havo o‘ziga xos ishqalanish turi kabi ta’sir qilishiga Galileyning ishonchi komil edi. Havosi

soʻrib olingan kamerada qush pati yoki gorizontol tutib turilgan bir varaq qogʻoz kabi engil jismlar ham ogʻir jismlar bilan bir xil tezlanish bilan tushadilar (rasm). Galileyning zamonida vakuumda bunday narsani namoyish qilish mumkin boʻlmaganligi uchun ham uning xizmatlarini yanada buyuklashtiradi. Galileyni nafaqat uning ilmiy yutuqlarining mazmuni uchun (astronomiyadagi kashfiyotlari, inersiya, erkin tushish haqidagi tushunchalar), balki uning stili va fanga yondoshuvi (ideallashtirish va soddalashtirish, nazariyani matematik ifodalash, eksperimentda tekshiriladigan natijalarni avvaldan aytib berish) uchun ham koʻpincha “zamonaviy fanning otasi” deb atashadi. Tushayotgan jismlarning harakatini tushuntirishga Galileyning qoʻshgan hissasini quyidagicha umumlashtirish mumkin. Yerning muayyan joyida, havoning qarshiligi boʻlmaganda barcha jismlar bir xil oʻzgarmas tezlanish bilan tushadilar. Bu tezlanish, ogʻirlik kuchi sababli yuzaga keladi va erkin tushish tezlanishi deb ataladi hamda g bilan belgilanadi. Uning qiymati taxminan

$g = 9,8m/c^2$ ga teng. Amalda g geografik kenglikka (bu yerning aylanishi bilan bogʻliq), hamda dengiz sathidan balandlikka qarab bir muncha oʻzgaradi (jadval №1). Biroq bu oʻzgarishlar shu darajada kichikki, koʻp hollarda biz ularni hisobga olmaymiz. Koʻp hollarda havoning qarshiligi u qadar katta taʼsir koʻrsatmaydi va koʻpincha biz uni hisobga olmaymiz. Biroq tushayotgan jism bosib oʻtadigan masofa juda katta boʻlsa, havoning qarshiligi hatto ogʻir jismlarga ham sezilarli taʼsir koʻrsatadi. Erkin tushayotgan jismlar bilan ish koʻrganda (2.9) tenglamadan a ni g bilan almashtirib foydalanish mumkin. Bundan tashqari jism vertikal boʻylab harakatlanayotganligi sababli x ni y bilan, x_0 ni esa y_0 bilan almashtirish kerak (agar biror boshqa qiymati keltirilmagan boʻlsa $y_0 = 0$). y ning yoʻnalishini erkin tanlash mumkin, yaʼni uning yuqoriga yoki past tomonga yoʻnalishini musbat deb qabul qilish mumkin, biroq masalani yechish davomida tanlangan yoʻnalishni oʻzgarmas saqlash kerak.

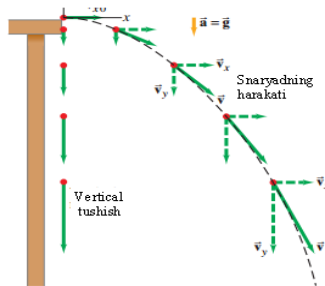
Ballistik harakat

Ballistik harakat – bu gorizontga burchak ostida otilgan jismning harakatidir. Sodlda bo‘lishi uchun jismlarning yer sirti yaqinidagi harakatini qarab chiqamiz. Beysbol to‘pining harakati, o‘qning uchishi, hamda sportchining yuqoriga sakrashi bunga misol bo‘ladi. (1-5-rasm) Ko‘pincha havoning qarshiligi jiddiy ahamiyatga ega bo‘lsa ham, ko‘p hollarda uning ta‘sirini hisobga olmaslik mumkin, biz ham quyida shunday yo‘l tutamiz. Bu yerda biz otish yoki o‘q uzish jarayonini emas, balki otilgan jismning og‘irlik kuchi ta‘siridagi erkin harakatini o‘rganamiz. Shunday qilib, jismga ta‘sir qiladigan yagona tezlanish – bu erkin tushish tezlanishi g bo‘lib, u pastga yo‘nalgan va $9,80 \text{ m/s}^2$ qiymatga ega. Galiley birinchi bo‘lib ballistik harakatni to‘g‘ri tavsiflab berdi. U harakatning gorizont va vertikal tashkil etuvchilarini alohida tahlil etish yo‘li bilan bunday harakatni to‘liq tavsiflash mumkinligini ko‘rsatib berdi. Bu umuman yangi metod edi, Galileygacha hech kim bunday ishga qo‘l urmagan edi. (Havoning qarshiligi hisobga olinmasligi sababli bunday qarash ham ideallashtirilgan ekanligini ta‘kidlab o‘tamiz).

Faraz qilaylik, gorizontga θ_0 burchak ostida havoga otilgan jism (1-6-rasm) $\mathcal{I}_0$ boshlang‘ich tezlikka ega. (Agar jismni fazoga gorizont chizig‘idan yuqoriga otilsa, u holda θ_0 burchak musbat, pastga otilsa – manfiy bo‘ladi). To‘g‘ri chiziqli koordinatalar sistemasini shunday tanlaymizki, harakat xy tekislikda yuz bersin, bunda y o‘qi vertikal qilib tanlanadi, shunda jismning tezlanishi faqat y bo‘ylab yo‘naladi. Shunday qilib,

$$a_x = 0, \quad a_y = -g \quad .$$

Koordinatalar sistemasining boshini jism o‘z harakatini boshlaydigan nuqtada tanlab olamiz (masalan, beysbol to‘pi otayotgan odamning qo‘lidin chiqadigan vaqtda), ya‘ni biz $x_0 = y_0 = 0$ ga egamiz, va vaqtning boshlang‘ich momentini $t_0 = 0$ deb belgilaymiz. Boshlang‘ich tezlik $\mathcal{I}_0$ quyidagicha proektsiyalarga ega bo‘ladi:



1-6-rasm. Gorizontaal otilgan snaryadning harakati

$$\begin{aligned} g_{x0} &= g_0 \cos \Theta_0, \\ g_{y0} &= g_0 \sin \Theta_0. \end{aligned} \quad (1.18)$$

$a_x = 0$ ekanligi sababli gorizontaal harakatda tezlik o'zgarmaydi va demak, biz quyidagilarga ega bo'lamiz:

$$g_x = g_{x0} = g_0 \cos \Theta_0 \quad (1.19)$$

$$x = g_{x0}t \quad (1.20)$$

Vertikal harakat $a_y = -g$ tezlanish bilan yuz beradi va shuning uchun quyidagilarga ega bo'lamiz:

$$g_y = g_{y0} - gt \quad (1.21)$$

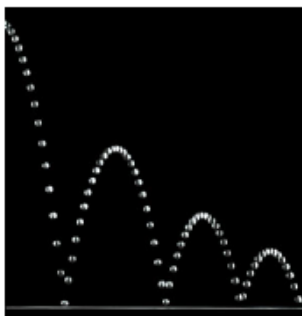
$$y = g_{y0}t - \frac{1}{2}gt^2 \quad (1.22)$$

$$g_y^2 = g_{y0}^2 - 2g_y \quad (1.23)$$

Agar snaryad yuqoriga biror burchak ostida uchib chiqqan bo'lsa (3.16-rasm), u holda g_y tezlik vaqt o'tishi bilan kamayadi va uchishning eng yuqori nuqtasida 0 ga teng bo'lib qoladi; (1.21) dan ko'rinib turibdiki, bu vaqtning $t = \frac{g_{y0}}{g}$ momentida yuz beradi. Vaqtning bundan keyingi

momentlarida g_y manfiy qiymatga ega bo'ladi va vaqt o'tishi bilan son jihatidan ortib boradi (3.20-rasm). Ballistik harakatda agar jismni otilish nuqtasi yerga tushish nuqtasidan yuqori bo'lsa ($x_0 = y_0 = 0$), x o'qini kesib o'tishi mumkinligini ta'kidlab o'tamiz.

Jismning boshlang'ich tezligi gorizontal yo'nalgan, ya'ni $\mathcal{G}_0 = 0$ bo'lganda qiziq xususiy holi kuzatiladi. Stol chetidan dumalab tushgan koptokning, gorizontal tutib otilgan qurol stvolidan uchib chiqqan o'qning harakati bunga misol bo'ladi. Bu holda $\mathcal{G}_{y0} = 0$ bo'lganligi sababli $\mathcal{G}_y = -gt$ va $y = -\frac{1}{2}gt^2$ ga ega bo'lamiz. Demak, bu erda vertikal bo'ylab harakat erkin tushayotgan jismning harakati hisoblanadi. Shunday qilib, ko'rib turibmizki, (Galiley ham shuni aytib o'tgan edi), gorizontal otilgan jism erga boshlang'ich tezliksiz vertikal tushayotgan jism bilan bir vaqtda tushar ekan.

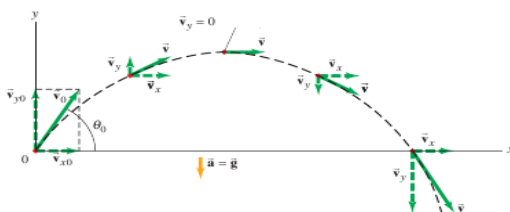


(a)



(b)

1-7-rasm. (a) va (b) basketbolning to'pining harakati ballistik harakatga misol bo'ladi



1-8-rasm. Gorizontga burchak Θ_0 ostida boshlang'ich $\mathcal{G}_0$ tezlik bilan otilib chiqqan snaryadning harakati

Nazorat savollari

1. Mexanik harakat qanday fizik kattaliklar bilan xarakterlanadi?
2. Radius vektor nima?

3. Harakat tezligi nima?
4. Qanday harakat tekis va tekis o'zgaruvchan bo'ladi?
5. Tezlanish nima? Qachon jism tezlanish bilan harakatlanadi?
6. Egri chiziqli harakatda qanday tezlanishlar bo'ladi? Ularning vektor yo'nalishlari qanday?
7. Normal va tangensial tezlanishlar tezlikning qanday o'zgarishida paydo bo'ladi?
8. Erkin tushish nima?
9. Galiley tajribasini tushuntiring.
10. Ballistik harakat haqida tushuncha bering.

Foydalanilgan chet el adabiyoti

[1] Douglas C, Giancoli. "PHYSICS". PRINCIPLES WITH APPLICATIONS. Pearson. 2014, 17, 33-34, 58-59, 111-betlar.

2-MA'RUZA. Moddiy nuqta dinamikasi. Dinamikaning asosiy vazifasi. Inersial va noinersial sanoq sistemalari. Nyutonning I qonuni (inersiya qonuni). Nyutonning II qonuni. Kuch. Nyutonning III qonuni. Tabiatdagi o'zaro ta'sir turlari. Og'irlik kuchi. Og'irlik. Ishqalanish kuchlari

Mavzu rejası

1. Dinamikaning asosiy vazifasi.
2. Inersial va noinersial sanoq sistemalari.
3. Nyutonning I qonuni (inersiya qonuni).
4. Nyutonning II qonuni. Kuch. Massa. Zichlik.
5. Impuls va impulsning o'zgarish qonuni. Kuch impulsi.
6. Nyutonning III qonuni.
7. Ishqalanish kuchlari.

Tayanch so'z va iboralar

Inersial va noinersial sanoq sistemalari, inertlik, inersiya, kuch, massa, zichlik, impuls, og'irlik, og'irlik kuchi, ishqalanish kuchi, elastiklik kuchi, Guk qonuni, deformatsiya, Yung moduli, elektromagnitik va gravitatsiya kuchlari, mexanik kuchlanish, birklik koeffitsenti, absolyut va nisbiy uzayishlar

1. Dinamika – jismlarning harakatini va harakatni vujudga keltirgan sabablar (kuch)ni e'tiborga olib, birgalikda o'rganuvchi mexanikaning bo'limidir. Dinamika so'zi grekcha «dinamis» so'zidan olingan bo'lib, kuch degan ma'noni bildiradi.

Dinamikaning asosiy vazifasi harakatlanayotgan jismga ta'sir etuvchi kuch bilan shu jism massasi orasidagi bog'lanishni ifodalovchi harakat qonunlarini aniqlashdan iborat.

Dinamikaning asosini, ingliz olimi I.Nyutonning 1687 - yilda aniqlagan uchta qonuni tashkil etadi. Nyutonning qonunlari tajribalarda topilgan juda ko'p faktlarni umumlashtirish natijasida maydonga kelgan. Nyutonning I qonuni har qanday sanoq sistemada ham o'rinli bo'lavermaydi.

2. Tekis va to'g'ri chiziqli harakatlanayotgan (yulduzlarga nisbatan) sanoq sistemasiga *i n e r s i a l* sanoq sistemasi deyiladi. Bunday sanoq sistemalari juda ko'p bo'lishi mumkin, chunki biror inersial sistemaga nisbatan tekis va to'g'ri chiziqli harakatlanayotgan har qanday sistema inersial sistema bo'ladi. Inersial sistemalarga nisbatan tezlanish bilan harakatlanayotgan sanoq sistemalari **n o i n e r s i a l** sistemalar deyiladi.

Barcha inersial sistemalarda mexanik jarayonlar mutlaqo bir xil o'tadi degan qoida 1636 - yilda G.Galiley tomonidan aniqlangan bo'lib, Galiley-ning nisbiylik prinsipi deb ataladi. Galiley bu prinsipni sokin dengizda tekis va to'g'ri chiziqli harakat qilib borayotgan kema kayutasida bo'ladigan mexanik jarayonlar misolida tushuntirgan.

XX asr boshlariga kelib, faqat mexanik jarayonlargina emas, balki issiqlik, elektr, optik va tabiat hodisalari ham barcha inersial sanoq sistemalarida mutlaqo bir xil o'tishi aniqlandi. Shu asosda A.Eynshteyn 1905 - yilda umumiy nisbiylik prinsipini aniqladi, bu prinsipni keyinchalik Eynsh-teyn nisbiylik prinsipi deb nomlanadi:

Barcha inersial sanoq sistemalarida barcha fizik jarayonlar mutlaqo bir xil o'tadi.

Nyuton qonunlari va dinamikaning boshqa qonunlari faqat inersial sanoq sistemalarida o'rinalidir. Amalda Yer bilan bog'langan koordinatalar sistemasini yetarli darajada aniqlik bilan inersial sistema deb qabul qilinadi.

Nyutonning birinchi harakat qonuni

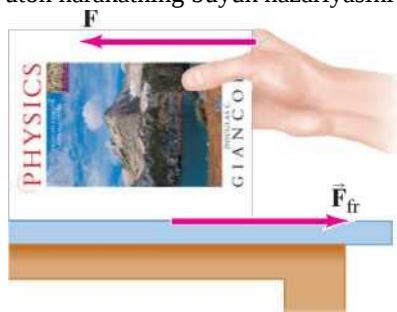
Shu paytgacha biz harakatni tezlik va tezlanish asosida o'rgangan edik. Endi quyidagi savollar bilan shug'ullanamiz. Nima uchun jismlar aynan shunday harakatlanadilar, boshqacha emas. Jism tezlanish olishi va tormozlanishining sababi nima. Nima uchun jism aylana bo'ylab harakatlanadi. Har bir holda jismga kuch ta'sir qiladi deyish mumkin. Biz bu bobda kuch va harakat orasidagi bog'lanishni o'rganamiz. Biz qaraydigan tezlik yorug'lik tezligidan ancha kichik bo'lishi kerak, degan yagona cheklashni kiritamiz. Bizga relyativistik effektlarni hisobga olmaslik imkonini beradi. Dinamikadan chuqur kirishishdan avval kuch tushunchasini sifat jihatidan muhokama qilamiz. Kuchni itarishish va tortishish ko'rinishida aniqlash mumkin. Telejkani mahsulotlari bilan o'zidan itarganda, bir necha kuch tasir qiladi. Bolalar o'yinchoq aravachasini tortishda kuch bilan ta'sir qiladi. Dvigatel liftni ko'targanda yoki bolg'a bilan mixni urganda yoki daraxtning barglariga shamol esganda – bu hodisalar kuch ta'sir qiladi. Biz aytamizki, og'irlik kuchi ta'sir qilganligi uchun jism pastga tushadi. Har doim ham jism harakatlanmaydi. Masalan, bir og'ir stol va xolodilnikni itarganda, jism siljimaydi. Kuch ta'sirida jism tinch yoki harakatlanganda uning shakli o'zgaradi. Sharni siqish natijasida yaqqol ko'rish mumkin¹.

Galiley g'oyasini tushunish uchun, gorizontal tekislik bo'ylab harakatini kuzatib, doimiy tezlikda bir stol yuzasi bo'ylab bir jismni surish uchun

¹Douglas C, Giancoli. "PHYSICS". PRINCIPLES WITH APPLICATIONS. Pearson. 2014., 76-84-betlar.

kuch ma'lum bir miqdorda talab qilinadi. Stol bo'ylab juda silliq yuzada og'ir jismni bir xil tezlikda surish uchun kam kuch talab qiladi. Jism va stol yuzasi o'rtasida neft yoki boshqa yog'ning bir qatlami joylashtirilgan bo'lsa, har bir ketma-ket siljishda kam kuch talab qilinadi. Keyingi siljishda, ishqalanish jismga qarshilik qilmaydi. Jism stol bo'ylab siljiganda hech qanday tashqi ta'sirsiz doimiy tezlikda harakatlanadi (2-1-rasm). Bir qattiq gorizontal yuzada bir po'lat to'p hech qanday kuch ta'sirisiz vaziyatni o'zgartiradi. Shunday qilib, havo yupqa qatlam ishqalanishni deyarli kamaytiradi.

Bunday tasavvur qilishda Galiley daho edi. Bunday idealistik dunyo bor (ayni vaqtda – dunyoda ishqalanish yo'q). Real dunyoda yanada aniq va boy tushunchaga olib kelishi mumkin. Bu ideallashtirish hech qanday kuch harakatlanayotgan jismga qo'llaniladigan bo'lsa, u to'g'ri chiziqli doimiy tezlik bilan harakati davom etadi, deb xulosaga olib keldi. Agar jismga bir kuch qo'llaniladigan bo'lsa, jism faqat sekinlashadi. Galileo shunday qilib, oddiy zarbani kaytarish uchun bir kuch sifatida ishqalanish talqin etiladi. Doimiy tezlikda bir stol bo'ylab bir jismni surish uchun ishqalanish kuchini muvozanatlashda kuch talab qiladi. Jism doimiy tezlikda harakatlansa itarish kuchi ishqalanish kuchiga teng bo'ladi; lekin bu ikki kuchlar qarama-qarshi yo'nalishga ega. Shuningdek jismga (ikki kuchlar vektor yig'indisi) tashqi kuch qo'llaniladigan bo'lsa, bu doimiy tezlik bilan jism harakatlansa Galileyning nuqtai nazari bilan mos keladi. Bu poydevor ustiga, Isaak Nyuton harakatning buyuk nazariyasini qurgan.



2-1-rasm

Uning buyuk ishlari 1687 - yilda nashr etilgan, Nyuton tezda Galileyga tan beradi. Aslida Nyutonning birinchi qonuni Galiley xulosalariga yaqinligi ta'kidlanadi.

Nyutonning ikkinchi harakat qonuni

Nyutonning birinchi qonuni ta'kidlaydiki, na'tijaviy kuch jismga ta'sir

qilmasa, o'zining tinch holatini saqlaydi, jism harakati davomida doimiy tezlik bilan to'g'ri chiziqli harakat qiladi. Natijaviy kuch bir jismga tatbiq qilingan bo'lsa, qanday bo'ladi? Nyuton jism ning tezligi, o'zgarishini tushundi. Jismga qo'llaniladigan bir tashqi kuch uning tezligini ortiradi. Natijaviy kuch harakatning yo'nalishiga teskari bo'lsa, bu kuch jismning tezligini kamaytiradi. Natijaviy kuch tezligi o'zgarishlar yo'nalishiga burchak ostida yo'nalishga ega bo'lsa, harakat tezligi yo'nalishi bo'yicha o'zgaradi. Bu o'zgarish ham bir tezlashtirish hisoblanadi. Shunday qilib, bir jism ustida natijaviy kuch ham tezlashtirishga sabab bo'ladi. Tezlanish bilan kuch o'rtasida qanday bog'liqlik bor? Kundalik tajriba shuni ko'rsatdiki, ishqalanish e'tiborga olinmaydigan yetarlicha kichik bo'lganda, avtomobil harakatlanishi uchun zarur bo'lgan kuch ko'rib chiqaylik. Ma'lum bir vaqt ichida, doimiy kuch bilan gorizontal yo'nalishda avtomobil harakatlansa, tezlanishga ega bo'ladi. Ikki marta kuch bilan ta'sir bo'lsa, jism tezligi 3 km / soat yetadi. Tezlanish ikki barobar katta bo'ladi. Agar kuch uch marta katta bo'lsa, tezlashtirish hokazo uch va. Shunday qilib, bir jism tezlanishga ega bo'lishi uchun tashqi kuch kerak bo'ladi, bevosita sof kuch qo'llash uchun proportsional. Lekin jadallashtirish, shuningdek obyekt massasiga bog'liq.

Nyutonning ikkinchi qonunini tenglama sifatida yozish mumkin:

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

Natijaviy kuch jismga ta'sir qilayotgan hamma kuchlarning vektor yig'indisidir.

Shu sababli Nyutonning ikkinchi qonuni ushbu tenglama orqali ifodalanadi.

$$\sum \vec{F} = m \cdot \vec{a} \quad (2.1)$$

Kuchning o'lchov birligi shunday tanlanadiki, massa kg. da kuch esa N da o'lchanadi $1N = 1kg \cdot (m/ s^2)$.

Nyutonning birinchi qonuni ta'kidlaydiki, natijaviy kuch jismga ta'sir qilmasa, hamma kuchlar bir-birini kompensatsiyalaydi va jism o'zining tinch holatini saqlaydi, jism harakati davomida doimiy tezlik bilan to'g'ri chiziqli harakat qiladi. Tashqi kuch bir jismga tatbiq qilingan bo'lsa, qanday bo'ladi? Nyuton jism ning tezligi o'zgarishini tushundi. Jismga qo'llaniladigan bir tashqi kuch uning tezligini ortiradi. Tashqi kuch harakatning yo'nalishiga teskari bo'lsa, bu kuch jismning tezligini kamaytiradi. Tashqi kuch tezligi o'zgarishlar yo'nalishiga burchak ostida yo'nalishga ega bo'lsa, harakat tezligi yo'nalishi bo'yicha o'zgaradi. Bu o'zgarish ham bir tezlashtirish hisoblanadi. Shunday qilib, bir jism ustida tashqi kuch ham tezlashtirishga sabab bo'ladi.

Tezlanish bilan kuch o'rtasida qanday bog'liqlik bor? Kundalik tajriba shuni ko'rsatsdiki, ishqalanish e'tiborga olinmaydiga etarli kichik bo'lganda, avtomobil harakatlanish uchun zarur bo'lgan kuch ko'rib chiqaylik. Ma'lum bir vaqt ichida, lekin doimiy kuch bilan gorizontall yo'nalishda avtomobil harakatlansa, tezlanishga ega bo'ladi Ikki marta kuch bilan ta'sir bo'lsa, jism tezligi 3 km/soat yetadi. Tezlanish ikki barobar katta bo'ladi. Agar kuch uch marta katta bo'lsa, tezlanish uch marta katta bo'ladi. Shunday qilib, tezlanish teng ta'sir etuvchi kuchlarga proporsionaldir, shu bilan birga tezlanish jism massasiga bog'liq bo'ladi. Shu kuch bilan bo'sh aravacha itariladi va yuklangan telejka shu kuch bilan sekin harakatlanadi. Jismning massa katta bo'lsa teng shu kuch ta'sirida tezlanish kichik bo'ladi. Nyuton aytganidek jismning tezlanishi jism massasiga teskari proporsional. Jism tezlanishi teng ta'sir etuvchi kuchga to'g'ri proporsional jism



2-2-rasm. Chang'i kuch ta'sirida tezlanish oladi

massasiga teskari proporsional. Nyutonning ikkinchi qonuni kuch harakat tavsifi bilan bog'liq. Bu fizikada eng asosiy munosabatlardan biri hisoblanadi. Nyutonning ikkinchi qonunidan biz jismni tezlanishga erishishida bir harakat sifatida kuchni yanada aniq ta'riflash mumkin¹.

Massa jismning inertliginigina emas, balki gravitasion (tortishish) va «energiya tutuvchanligini» ham xarakterlaydi. Gravitasion so'zi lotincha so'z bo'lib, og'irlik demakdir. Jismning massasi kichik tezliklarda doimo o'zgarmasdir. Massa skalyar kattalik. Katta tezliklarda jismning massasi A.Eynshteyn kashf etgan quyidagi formula bo'yicha o'zgaradi:

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \quad (2.2)$$

m_0 – jismning tinch turgandagi massasi; $c = 3 \cdot 10^8 \frac{m}{s}$ - yorug'likning vakuumdagi tezligi.

Tajribalar asosida jismning «inert» va «gravitasion» massalari kattalik jihatidan teng ekanligiga ishonch hosil qilingan. Shuning uchun ularni

¹Douglas C, Giancoli. "PHYSICS". PRINCIPLES WITH APPLICATIONS. Pearson. 2014., 76-84-betlar.

ajratishning ma'nosi yo'q. Turli jismlarning massalarini taqqoslash uchun moddaning zichligi deb ataluvchi fizik kattalikdan foydalaniladi.

Moddaning zichligi deb, hajm birligiga mos kelgan massasiga miqdor jihatdan teng bo'lgan fizik kattalikga aytiladi:

$$\rho = \frac{m}{V} \quad (2.3)$$

ρ - zichlik; V – hajm. O'lchov birligi SI: kg/m^3 .

(2.1) ifodada massani o'zgarmas deb qaraladi, ammo tabiat va texnikada jismlarning harakatlanish jarayonida massalarini o'zgarishi ko'plab uchrab turadi. Masalan, raketa, samolyot, avtomobillarning massalari yoqilg'ining yonishi hisobiga uzluksiz kamayib boradi. Tog'dan dumalab tushayotgan qor uyumining massasi oshib boradi va h.k. Undan tashqari katta tezliklarda massa tez oshadi. Bunday hollarda (2.4) ifoda yaroqsiz bo'lib qoladi. Shuning uchun Nyutonning II qonunini ifodalaridan biri bo'lgan harakat miqdorining (impuls) o'zgarish qonunidan foydalaniladi. N'yutonning II qonunini quyidagicha yozishimiz mumkin:

$$\vec{F} = m \frac{d\vec{g}}{dt} \quad (2.5)$$

Massa o'zgarmas bo'lgani uchun:

$$\vec{F} = \frac{d(m\vec{g})}{dt} \quad (2.6)$$

Hosil bo'lgan tenglama (2.5) tenglamaga ekvivalent bo'lishiga qaramasdan, undagi yangi $m\vec{g}$ fizik miqdor bilan keng ma'noga egadir.

Jism massasining, uning tezligiga ko'paytmasi bilan ifodalanadigan $m\vec{g}$ vektorga jismning impulsi deyiladi:

$$\vec{P} = m\vec{g}. \quad (2.7)$$

O'lchov birligi SI: $(\text{kg m})/\text{s}$.

Kuch impulsi deb, jismga ta'sir qilayotgan kuchning ta'sir vaqtiga ko'paytmasiga teng vektor kattalikka aytiladi, (2.6) dan:

$$\vec{F} \cdot dt = d(m\vec{g}) \quad (2.8)$$

(2.7) ni e'tiborga olib (2.8) ni quyidagicha yozish mumkin:

$$d\vec{p} = \vec{F} \cdot dt \quad (2.9)$$

Bu tenglik o'zgarmas kuch holi uchun impulsning o'zgarish qonunini ifodalaydi. O'zgarmas kuch ta'sirida jism impulsining o'zgarishi shu kuch

impulsiga tengdir. Impulsning o'zgarishi $\vec{dp}$ faqatgina tezlikning o'zgarishi hisobiga emas, massaning o'zgarishi hisobiga ham ro'y berishi mumkin. Shuning uchun massa o'zgaruvchan bo'lgan hol uchun ham

$$\vec{F} = \frac{d(m\vec{g})}{dt} \quad \text{yoki} \quad \vec{F} = \frac{d\vec{p}}{dt} \quad (2.10)$$

ifodalar o'rinli bo'lib hisoblanadi.

(2.10) ga asosan N'yutonning II qonunini, umumiyroq qilib quyidagicha ta'riflashimiz mumkin: jism impulsidan vaqt bo'yicha olingan birinchi tartibli hosila jismga ta'sir etayotgan kuchga teng. Bu ifoda jismning harakat tenglamasi ham deyiladi. Agar massa o'zgaruvchan hol uchun yozadigan bo'lsak, (2.10) ifoda ko'rinishi quyidagicha bo'ladi:

$$m \frac{d\vec{g}}{dt} + \vec{g} \frac{dm}{dt} = \vec{F} \quad (2.11)$$

$\frac{d\vec{g}}{dt} = \vec{a}$ ekanligini hisobga olsak, quyidagi ifoda hosil bo'ladi:

$$\vec{F} - \vec{g} \frac{dm}{dt} = m\vec{a} \quad (2.12)$$

(2.12) dan ko'rinadiki, o'zgaruvchan massali jismning harakati, o'zgarmas jismning harakatiga nisbatan murakkabroq ekan.

O'zgaruvchan kuch uchun kuch impulsi tushunchasini ixtiyoriy vaqt oralig'i uchun umumlashtirish kerak bo'ladi. Buning uchun t vaqt oralig'ini n ta shunday kichik oraliqlarga bo'lish kerakki, har bir bunday vaqt oralig'ida ta'sir qiluvchi kuchni o'zgarmas va mos ravishda $\vec{F}_1, \vec{F}_2, \vec{F}_3, \dots, \vec{F}_n$ ga teng deb hisoblash mumkin bo'lsin. U holda (2.9) ga asosan bu vaqt oraliqlarining har biri uchun quyidagicha yozish mumkin:

$$\begin{aligned} \vec{F}_1 dt_1 &= d\vec{p}_0 \\ \vec{F}_2 dt_2 &= d\vec{p}_1 \\ \vec{F}_3 dt_3 &= d\vec{p}_2 \\ &\dots\dots\dots \\ \vec{F}_n dt_n &= d\vec{p}_{n-1}. \end{aligned} \quad (2.13)$$

Bu tenglamalarni qo'shib, quyidagini hosil qilamiz:

$$\sum_{i=1}^n \vec{F}_i dt_i = d\vec{p}_n \quad (2.14)$$

Demak, jismga ta'sir qilayotgan o'zgaruvchan kuchning to'la impulsi, jism impulsining o'zgarishiga tengdir.

Nyutonning uchinchi harakat qonuni

Nyutonning ikkinchi qonuni harakatda kuchlarning qanday ta'sir miqdori bilan ta'riflanadi. Kuchlar qanday paydo bo'ladi degan tabiiy savol



tug'iladi. Kuch istalgan jismga ta'sir qilsa, boshqa jismdan ham qarama-qarshi kuch yuzaga keladi. Masalan, inson mahsulot ortilgan telejkani itaradi, bolg'a mixni uradi, magnit temirli ignani tortadi. Har bir hodisada bir jism ikkinchi jism bilan ta'sirlashadi. Nyuton tushundiki vaziyat bir tomonlama yuzaga kelmaydi. Haqiqatdan bolg'a mixga qarab ta'sir qilsa, mix ham bolg'aga aks ta'sir qiladi. Kuzatuvlar biron-bir jism ustiga qo'llaniladigan kuch

har doim boshqa jismlar tomonidan qo'llaniladigan kuch, deb ta'riflash mumkin. Shu sababli Nyuton kuch shunday bir tomonlama emas, deb tushundi. Nyuton fikricha, ikki jism teng ravishda ta'sirlashish kerak. Bolg'a qoziqqa kuch bilan ta'sir qilsa va qoziq orqaga bolg'acha bo'yicha kuch bilan ta'sir etadi. Bu harakat Nyutonning uchinchi qonuni mohiyatidir:

Bir jism ikkinchi jism ustida kuch bilan ta'sirga ega bo'lsa, ikkinchi jism birinchi jismga qarama-qarshi yo'nalishda teng kuch bilan ta'sirlashadi¹.

Agar stol chetiga qarshi bosganingizda Nyutonning uchinchi qonun amal qiladi. Dalil sifatida, qo'lga qarash lozim. Qo'lingning shakli, bir kuch unga qo'llaniladigan bo'lsa, dalil buziladi. Siz qo'lni press holda stol chetida ko'rish mumkin. Sizga hatto stol tomondan bir kuch qo'ymasligi natijasida og'ritadi; azoblantiradi! Nyutonning uchinchi qonun yana bir namoyishi sifatida, muz va Skater rasmini ko'ramiz. A-rasm. U yerda uning skater va muz orasida juda kam ishqalanish, shuning bir kuch uning ustiga qo'llaniladigan bo'lsa, u bemalol harakat qiladi. U devorga bo'layapti; va keyin u orqaga harakat boshlaydi. U devorga ta'sirga ega kuchi, uni harakat boshlashi mumkin emas. Nimadir uning qimirlay boshlash uchun unga bir kuch o'tkazish kerak edi, va bu kuch faqat devor tomonidan qo'llaniladigan bo'lishi mumkin. Devor bilan kuch u devorga ta'sirga ega kuchga teng va

¹Douglas C, Giancoli. "PHYSICS". PRINCIPLES WITH APPLICATIONS. Pearson. 2014., 76-84-betlar.

qarama-qarshi Nyutonning uchinchi qonuni bilan hisoblanadi¹.

O‘zaro ta’sir qiluvchi ikki jism bir-biriga kattaligi jihatdan teng va yo‘nalishi jihatdan qarama-qarshi bo‘lgan kuchlar bilan ta’sir qiladi:

$$\vec{F}_{12} = -\vec{F}_{21} \quad (2.15)$$

Bu kuchlar turli xil jismlarga qo‘yilgan bo‘lgani uchun ular bir-birini kompensatsiyalamaydi. (2.15) dan shu narsa kelib chiqadiki, ikki jismning faqat bir-biriga o‘zaro ta’sirining o‘zi ikkala jismni bir yo‘nalishda harakatlantira olmaydi. Buning uchun ular biror uchinchi jism bilan o‘zaro ta’sirlashishi kerak. Masalan, teplovoz vagonlarni o‘zining vagonlar bilan o‘zaro ta’sirlashishi tufayli emas, o‘zining tayanch relsi bilan o‘zaro ta’siridan yuzaga kelayotgan ishqalanish kuchlari tufayli tortadi.

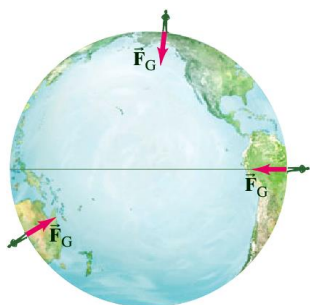
Mexanikada kuchlar gravitatsion-og‘irlik, elastik va ishqalanish kuchlariga bo‘linadi. Jismga ta’sir etayotgan kuch to‘g‘risida tasavvurga ega bo‘lish uchun:

- 1) kuchning qanday kattalikda ekanligini;
- 2) kuchning qanday yo‘nalishda ta’sir etishini;
- 3) kuch jismning qaysi nuqtasiga qo‘yilishini;
- 4) kuchning tabiatini bilish kerak bo‘ladi.

Nyutonning butun olam tortishish qonuni

Uchta harakat qonunini yoritishdan tashqari, Isaak Nyuton shuningdek planetalarning va oyning harakatini ko‘rib chiqqan. Hususan u Oyni Yer atrofidagi deyarli aylanma harakat qilishi uchun uni ushlab turuvchi kuch tabiati haqida qiziqqan. Shuningdek Nyuton gravitatsiya muammosi haqida ham o‘ylagan. Erkin tushuvchi jismlar tezlanish olgani uchun Nyuton, bu jismlar ularga ta’sir qiluvchi va og‘irlik kuchi deb ataluvchi kuch ta’sirida bo‘lishi kerak degan xulosaga kelgan. Har doim jismga ta’sir etadigan kuch biror boshqa jism *tomonidan* ta’sir etadi. Biroq gravitatsiya kuch *ta’sir* etadimi? Yer sirtidagi har bir jism gravitatsiya kuchi F_G ning ta’sirini sezadi va jism qayerda joylashganligiga qaramasdan bu kuch Yerning markazi tomon yo‘nalgan bo‘ladi (2-3-rasm). Nyuton bu Yer bo‘lishi kerak va u o‘zining sirtidagi jismlarga gravitatsiya kuchi bilan ta’sir etadi degan xulosaga kelgan.

¹Douglas C, Giancoli. “PHYSICS”. PRINCIPLES WITH APPLICATIONS. Pearson. 2014., 76-84-betlar.



2-3 – rasm. Yerning ixtiyoriy qismida, u Alyaskada bo‘ladimi, Peruda yoki Avstraliyada bo‘ladimi og‘irlik kuchi Yerning markazi tomonga yo‘nalgan bo‘ladi.

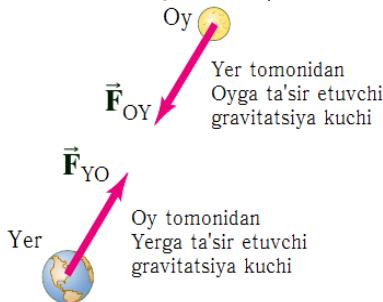
Nyuton gravitatsion kuchning qiymatini, ya’ni Yerning Oyga ta’sirini Yer sirtidagi jismlarning og‘irlik kuchi bilan solishtirgan holda aniqlashga kirishdi va quyidagi xulosaga keldi: ixtiyoriy jismga Yer tomonidan ta’sir etuvchi gravitatsiya kuchi F_{grav} yoki F_G Yer markazidan jismlargacha bo‘lgan r masofaning kvadratiga proporsional ravishda kamayadi:

$$F_G \sim 1/r^2 \quad (2.16)$$

Oy Yerdan 60 Yer radiusiga uzoq, shuning uchun unga Yer sirtiga yaqin nuqtadagiga nisbatan $60^2=3600$ marta kichikroq gravitatsiya kuchi ta’sir etadi¹.

Nyuton jismlarga ta’sir etuvchi gravitatsiya kuchi faqatgina masofaga bog‘liq emas, balki jismlarning massasiga ham bog‘liqligini tushundi. Aslida, u ularning massalariga to‘g‘ri proporsional. Nyutonning uchinchi qonuniga asosan, Yer ixtiyoriy jismga, Oy kabi, gravitatsion kuch bilan ta’sir etsa jismlar ham Yerga xuddi shunday va qarama-qarshi yo‘nalgan kuch bilan ta’sir etadi (2.4–rasm). Bu *simmetriya* sababini Nyuton quyidagicha asosladi, gravitatsiya kuchining qiymati *ikkala* massaga proporsional bo‘lishi shart, ya’ni:

$$F_G \sim m_Y m_i / r^2 \quad (2.17)$$



2.4 – rasm. Bir jismning gravitatsion kuchi ikkinchi jismga ta’sir etib, birinchi jism tomon yo‘nalgan bo‘ladi va Nyutonning uchinchi qonuniga

¹Douglas C, Giancoli. “PHYSICS”. PRINCIPLES WITH APPLICATIONS. Pearson. 2014., 119-120-betlar.

asosan ikkinchi jism tomonidan birinchi jismga ta'sir etuvchi kuchga teng va qarama-qarshi yo'nalgan. Rasmda ko'rsatilgan holda Yer tomonidan Oyga ta'sir etuvchi gravitatsiya kuchi $\vec{F}_{OY}$, Oy tomonidan Yerga ta'sir etuvchi gravitatsiya kuchiga teng va qarama-qarshi $\vec{F}_{YO}$. Ya'ni $\vec{F}_{OY} = \vec{F}_{YO}$.

Bunda m_Y va m_j mos ravishda Yerning va jismning massalari, r – Yerning markazidan jismning markazigacha bo'lgan masofa.

Nyuton gravitatsiyani analiz qilishda yanada chuqurlashdi. Sayyoralar orbitalarini ko'rib chiqishda u quyidagi hulosaga keldi, turli sayyorarni Quyosh atrofidagi o'z orbitalarida ushlab turish uchun kerak bo'lgan kuch, ulardan Quyoshgacha bo'lgan masofaning kvadratiga teskari teskari proporsional ravishda kamayadi. Bu uni quyidagi fikrga olib keldi: bu shuningdek har bir sayyorani o'z orbitalarida ushlab turuvchi Quyosh va bu sayyolalar orasidagi og'irlik kuchidir. Agar gravitatsiya bu obyektlar orasida ta'sir etsa, u holda nima uchun barja jismlar orasida tasir etmas ekan? Shunda qilib u o'zining **butun olam tortishish qonunini** taklif qildi, va biz uni quyidagicha tarflashimiz mumkin: **Koinotdagi har bir zarra boshqa bir zarrani ularning massalari ko'paytmasiga to'g'ri proporsional va ularning orasidagi masofaning kvadratiga teskari proporsional kuch bilan tortadi. Bu kuch zarralarni birlashtiruvchi chiziqli bo'ylab ta'sir etadi.**

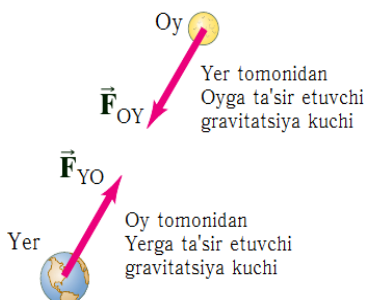
Gravitatsion kuchning qiymati quyidagicha yoziladi

$$F = G \frac{m_1 \cdot m_2}{r^2} \quad (2.18)$$

bunda m_1 va m_2 – ikki zarraning massasi, r – ular orasidagi masofa, va G – gravitatsion doimiy bo'lib, u tajriba yordamida aniqlanishi mumkin. G ning qiymati juda kichkina bo'lishi kerak, chunki biz oddiy jismlar orasidagi tortishish kuchini bilmaymiz, masalan, ikkita beysbol koptogi orasidagi. Ikkita oddiy jismlar orasidagi ta'sir kuchini birinchi bo'lib 1798 - yili Genri Kavendish, Nyuton o'z qonunini e'lon qilganidan 100 yilcha keyin o'lchangan. Oddiy jismlar orasidagi juda kichik ta'sir kuchini aniqlash va o'lchash uchun u 5–8-rasmda ko'rsatilgan qurilmani ishlatgan. Kavendish Nyutonning ikkita jism bir-biriga tortilishi va (2.18) formula bu kuchni aniq ifodalashi haqidagi gipotezasini tasdiqladi. Bundan tashqari Kavendish F_G , m_1 , m_2 va r larni aniq o'lchasi mumkin bo'lgani uchun u doimiy G ning qiymatini ham aniq hisoblay olgan. Bugungi kunda uning qabul qilingan qiymati quyidagiga teng.

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

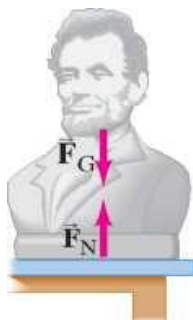
(Kitobning oxirida berilgan jadvalda barcha doimiylarning yuqori aniqlikdagi qiymatlari berilgan). (2.18) formula **teskari kvadratlar qonuni** deyiladi, chunki kuch r^2 ga teskari proporsional.



2–5-rasm. Bir jismning gravitatsion kuchi ikkinchi jismga ta'sir etib, birinchi jism tomon yo'nalgan bo'ladi va Nyutonning uchinchi qonuniga asosan ikkinchi jism tomonidan birinchi jismga ta'sir etuvchi kuchga teng va qarama-qarshi yo'nalgan. Rasmda ko'rsatilgan holda Yer tomonidan Oyga ta'sir etuvchi gravitatsiya kuchi $\vec{F}_{OY}$, Oy tomonidan Yerga ta'sir etuvchi gravitatsiya kuchiga teng va qarama-qarshi $\vec{F}_{YO}$. Ya'ni $\vec{F}_{OY} = -\vec{F}_{YO}$.

Qat'iy qilib aytganda, (2.18) formula bir-biridan r masofada joylashgan bir zarra boshqasiga ko'rsatuvchi gravitatsion kuchning kattaligini ko'rsatadi¹. Katta o'lchamli jism (moddiy nuqta emas) uchun biz r masofani qanday o'lchash mumkinligini ko'rib chiqishimiz kerak. To'g'ri hisob-kitob shuni ko'rsatadiki, har bir hajmiy jismni zarralar to'plami deb qarash mumkin, natijaviy kuchni esabarcha zarralar kuchlarining yig'indisiga teng. Barcha zarralar bo'yicha yig'indi ko'pincha, Nyuton o'zi o'ylab topgan integral hisob yoramida amalga oshiriladi. Jismlarning tortishishi ularning orasidagi masofaga nisbatan kichik bo'lganda (Yer – Quyosh sistemi kabi), ularni moddiy nuqtalar deb qarash natijaga kichik hatolik beradi. Nyuton *tashqaridanzarraga bir jinsli shar tomonidan ta'sir etuvchi gravitatsiya kuchi, huddi sharning barcha massasi uning markazida mujassamlashganidek bo'lishi mumkinligini* ko'rsata olishi mumkin edi. Shunday qilib (2.18) formula markazlari orasidagi masofa r bo'lgan ikki bir jinsli sharlar orasidagi to'g'ri kuchni beradi].

¹Douglas C, Giancoli. "PHYSICS". PRINCIPLES WITH APPLICATIONS. Pearson. 2014., 119-120-betlar.



Og'irlik kuchi

Galiley ta'kidladiki, hamma jismlar Yer yuzasiga yaqin balandlikda bir xil tezlanish g bilan tushadi. Bu tezlanishni yuzaga keltiradigan kuch tortishish yoki tortishish kuchi deyiladi. Bir jism ustida tortishish kuchi qanday ta'sirga ega? Og'irlik kuchiga Nyutonning II qonunini qo'llaymiz. Shunday qilib, bir jismga tasir etuvchi og'irlik kuchini quyidagicha yozish mumkin:

$$F_g = mg \quad (2.19)$$

Bu kuch yo'nalishi pastga Yerning markaziga tomon bo'ladi XBS birliklari, $g = 9.80 \text{ m/s}^2$ shunday Yerdagi bir 1.00-kg massa og'irligi $(1.00 \text{ kg}) \times (9.80 \text{ m/s}^2) = 9.80 \text{ N}$. Bu asosan jismlarni og'irligi bilan bog'liq bo'ladi 9.80 N . Oyda, boshqa sayyoralarda yoki kosmosda, og'irlik kuchi Yerdagi ko'ra turli xil bo'ladi, deb qayd qilinadi. Jismning erkin tushishida gravitatsion kuch yoki og'irlik kuchi ta'sir qiladi. Agar jism tinch holatda bo'lsa, hamma ta'sir qiluvchi kuchlar nolga teng bo'ladi.

Butun olam tortishish kuchining ko'rinishidan biri og'irlik kuchi, ya'ni jismlarning Yerga tortilish kuchidir. Agar Yerning massasini M bilan, radiusini R bilan, muayyan jismning massasini m bilan belgilansa, Yer sirti yaqinidagi jismning og'irlik kuchi butun olam tortishish qonuniga asosan quyidagiga teng bo'ladi:

$$P = F = \gamma \frac{Mm}{R^2} \quad (2.20)$$

Bu og'irlik kuchi jismga qo'yilgan bo'lib, Yerni markaziga tomon yo'nalgan. Ikkinchi tomondan jismning og'irlik kuchi N'yutonning II qonuniga asosan:

$$\vec{P} = \vec{F} = m\vec{g} \quad (2.21)$$

Jismning og'irlik kuchi jism massasi bilan erkin tushish tezlanishining ko'paytmasiga teng. (2.20) va (2.21) dan g ni topamiz:

$$g = \frac{F}{m} = \gamma \frac{M}{R^2} \quad (2.22)$$

Demak, g jismning massasiga bog'liq bo'lmasdan hamma jismlar uchun bir xildir ($g_{ekv} = 9.78 \text{ m/s}^2$, $g_{qutb} = 9.83 \text{ m/s}^2$). Jismning Yerdan h balandlikdagi og'irlik kuchi quyidagiga teng bo'ladi:

$$P_h = F_h = mg_h = \gamma \frac{Mm}{(R + h)^2} \quad (2.23)$$

Bundan tashqari erkin tushish tezlanishi Yerning geografik kengligiga va Yer qobig'i tuzilishiga ham bog'liqdir. Jismning og'irlik kuchi bilan jismning og'irligi (vazni)ni chalkashtirmaslik kerak. Jismning og'irligi deb, jismning Yerga tortishish kuchi tufayli tayanch yoki osmaga ta'sir qiladigan kuchiga aytiladi. Jismning og'irlik kuchi jismga qo'yilgan bo'lib, Yerning markaziga tomon yo'nalgan bo'ladi.

Og'irlik esa, jism tomonidan tayanch va osmaga qo'yilgan bo'ladi. Og'irlik jism tayanchga tekkanida namoyon bo'ladi. Insonlar hayotida og'irlik kuchining ahamiyati kattadir.

Bir-biriga tegib turgan jismlar yoki bir jismning o'zaro tegib turgan bo'lakchalari, bir-biriga nisbatan ko'chganda harakatga qarshilikning hosil bo'lishiga ishqalanish deyiladi. Bu paytda vujudga kelgan kuchlarga ishqalanish kuchlari deyiladi. Ishqalanish kuchlari doimo urinish sirti bo'ylab harakatga qarama-qarshi yo'nalgan bo'ladi. Ikkita tegib turgan jismlar bir-biriga nisbatan ko'chgandagi ishqalanishga tashqi ishqalanish deyiladi. Bitta yaxlit jismning qismlari orasidagi o'zaro ishqalanishga ichki ishqalanish deyiladi. Ikkita qattiq jism sirtlari orasidagi ishqalanish quruq ishqalanish deb ataladi. Qattiq jism bilan suyuqlik yoki gazsimon muhit yoki shunga o'xshash muhit qatlamlari orasidagi ishqalanish suyuq yoki qovushoq ishqalanish deyiladi.

Quruq ishqalanish, sirpanish va dumalanish ishqalanishga bo'linadi. Quruq ishqalanishda ishqalanish kuchi faqat sirpanish yuzaga kelgandagina hosil bo'lmasdan, shuningdek sirpanishni amalga oshirishga uringan vaqtda ham yuzaga keladi.

Nazorat uchun savollar

1. Dinamikaning vazifasi qanday?
2. Inersial va noinersial sanoq sistemalarini tushuntiring.
3. Galiley va Eynshteynning nisbiylik prinsiplari.
4. Nyutonning I, II, III qonunlari.
5. Jismning qanday xossasiga inertlik deyiladi?
6. Kuch deb nimaga aytiladi?
7. Massa va zichlikni tushuntiring.
8. Katta tezliklarda massa nima uchun o'zgaruvchan bo'ladi?
9. Impuls. Kuch impulsi. Ularning o'lchov birliklari, impulsning o'zgarish qonunini ta'riflang.
10. Kuchlarning tabiati va turlarini ayting.

**3-MA'RUZA. Mexanik ish, quvvat va mexanik energiya.
Kinetik va potensial energiya. Potensial energiya va kuch orasidagi
bog'lanish. Ilgarilanma aylanma harakatda
ish va kinetik energiya. Quvvat.**

Mavzu rejasi

1. Mexanik ish. O'zgaruvchan kuchning bajargan ishi. Ishning o'lchov birliklari.
2. Quvvat va uning o'lchov birliklari.
3. Energiya. Kinetik va potensial energiya.
4. Konservativ va nokonservativ kuchlar.
5. Potensial energiya va kuch orasidagi bog'lanish.

Tayanch so'z va iboralar

Mexanik ish, quvvat, energiya, kinetik va potensial energiya, o'zgaruvchan kuchning bajargan ishlari, konservativ va nokonservativ kuchlar, gradiyent.

1. Mexanikada ish tushunchasi ko'chish va kuch tushunchalari bilan bog'liq. Mexanik ish deb, jismga ta'sir etuvchi F kuchning ta'sir yo'nalishi bo'yicha bosib o'tgan S yo'lga bo'lgan ko'paytmasiga aytiladi.

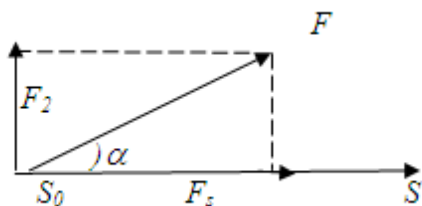
$$A = F \cdot s \quad (3.1)$$

Agar kuch yo'lga nisbatan biror α burchak ostida yo'nalgan bo'lsa, kuch ikkita, ya'ni yo'lga parallel va perpendikulyar tashkil etuvchilardan iborat bo'ladi. Perpendikulyar tashkil etuvchi kuchning bajargan ishi nolga teng, parallel tashkil etuvchi kuchning bajargan ishi quyidagiga teng bo'ladi (3.1 – rasm):

$$A = F_1 \cdot s = F \cdot s \cos \alpha \quad (3.2)$$

$$\alpha < 90^\circ \text{ da } A > 0 \quad (+)$$

Natijada F_s ning yunalishi ko'chish yunalishi bilan mos tushadi va u jism tezligini oshiradi. Kuch bilan ta'sir etayotgan jismdan kuch ta'siriga uchrayotgan jismga energiya o'tadi va kuch musbat ish bajaradi.



3.1-pacm

$$\alpha > 90^0 \text{ da } A < 0 \quad (-)$$

Bu holda F_s ning yoʻnalishi koʻchish yoʻnalishiga teskari. Shuning uchun kuch jism harakatiga tormozlovchi taʼsir koʻrsatadi, yaʼni uning tezligini kamaytiradi. Ishqalanish kuchi koʻchish yoʻnalishiga teskari va u manfiy ish bajaradi.

$$\alpha = 90^0 \text{ da } A = 0 \text{ boʻladi.}$$

Bu holda F_s ning yoʻnalishi koʻchish yoʻnalishiga perpendikulyar.

Umumiy holda kuch oʻzgaruvchan boʻlsa, yoʻlning elementar ΔS uchastkasida kuchni doimiy deb hisoblab, elementar bajarilgan ish

$$\Delta A = F \cdot \Delta s \cos \alpha \text{ yoki } dA = F \cdot ds \cos \alpha \quad (3.3)$$

koʻrinishda topilishi mumkin. Butun yoʻl davomida bajarilgan ish:

$$A = \int_a^b dA = \int_a^b F ds \cos \alpha \quad (3.4)$$

integral yordamida hisoblanadi (3.2 – rasm).

SGS sistemasida ishning oʻlchov birligi – Erg,

$$1 \text{ Erg} = 1 \text{ din} \cdot 1 \text{ sm}$$

SI sistemasida – Joul’ (J)

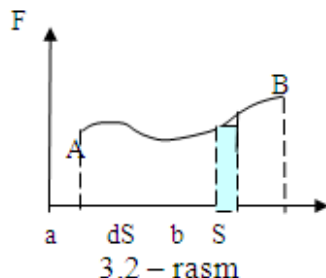
$$1 \text{ J} = 1 \text{ N} \cdot 1 \text{ m}, \quad 1 \text{ J} = 1 \cdot 10^7 \text{ erg.}$$

2. Jismni chekli s masofaga koʻchirishda bajarilgan ish jismga taʼsir etuvchi kuchning tabiatiga boqʻliq. Amalda bajarilgan ishning qiymati emas, balki bu ish qanday muddatda bajarilganligi ham ahamiyatga ega. Ishni bajarilish tezligini quvvat degan fizik kattalik bilan xarakterlanadi. Vaqt birligi davomida bajarilgan ishga quvvat deyiladi.

$$N = \frac{A}{t} \quad (3.5)$$

Quvvat jismning tezligiga bogʻliq boʻladi:

$$N = \frac{A}{t} = \frac{F \cdot S}{t} \cos \alpha = F \cdot \mathcal{Q} \cdot \cos \alpha \quad (3.6)$$



$\cos \alpha = I$ bo'lsa,

$$N = F \cdot g \quad (3.7)$$

Quvvatning o'lchov birliklari:

SI: Vatt (Vt): $1Vt = 1J / 1s$.

Sistemadan tashqarii o'lchov birliklari ham bor:

$1GVt$ (gektoVatt) = $100 Vt$

$1kVt$ (kiloVatt) = $1000 Vt$

$1 o.k. = 75 kG \cdot m / s = 7,5 \cdot 9,8Vt = 736 Vt$.

Foydali ishning bajarilgan to'liq ishga bo'lgan nisbatiga foydali ish koeffitsienti deyiladi:

$$\eta = \frac{A_f}{A_m} = \frac{N_f \cdot t}{N_m \cdot t} = \frac{N_f}{N_m} \quad (3.8)$$

Ish va energiya



Hozirgacha biz Nyutonning 3 ta harakatlanish qonunlariga asosanib predmetning ilgarilanma harakatni o'rgandik. Ushbu tahlil jarayonida kuch harakatni belgilovchi birlik sifatida markaziy rol o'ynaydi. Bu bobda biz predmetni ilgarilanma xarakatni energiya va moment birliklar orqali o'rganamiz. Energiya va momentning ahamiyati shundaki ular saqlanib qoluvchi tushunchadir. Ya'ni umumiy

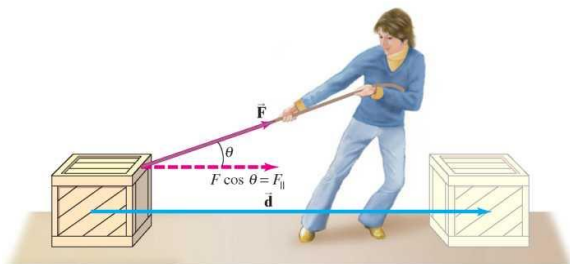
holatlarda ular doimiylikni saqlab qoladi. Ushbu saqlanib qolgan birliklar bizga nafaqat olam, tabiatga chuqurroq nazar solish, balki amaliy masalalarni hal etishda yangicha yondashuv imkonini beradi. Energiya va momentning doimiylik qonunlari ko'plab predmetlarni bir tizim sifatida tahlil etish imkonini berishi bilan muhim, chunki tizim predmetlarni alohida kuch o'lchovlarni hisoblash murakkab yoki ilojisizdir. Ushbu qonunlarni

ko'pgina hodisalarga nisbatan qo'llash mumkin. Ular hattoki Nyuton qonunlari ilojisiz bo'lgan atom va subatom dunyosida ham ish beradi¹.

Bu bob juda muhim hisoblangan energiya va ish tushunchalarga bag'ishlangan ushbu 2 ta o'lchov birligi skalyar kattalik va shuning uchun ham o'z yo'nalishlari yo'q. Bu holat ular bilan ishlash tezlanish va kuchga ega vektor tushunchalarga nisbatan osonroq ekanini anglatadi. Energiyaning muhim ahamiyati 2 ta shart bilan belgilanadi: Birinchidan – bu saqlanadigan kattalik, ikkinchidan bu tushuncha faqat mehanik harakatda foydalanilmasdan, fizikaning hamma sohasida va shu bilan boshqa fanlarda ham qo'l keladi.

Lekin energiyaning o'zini ko'rishdan oldin, doimo kuch talab qiladigan ish o'zi nimani namoyon etadi. Kundalik hayotda ish so'zi turli ma'nolarda ishlatiladi. Fizikada esa ish so'zi aniq ma'noni anglatadi. Ya'ni kuch nimaga qodir? Jumladan, ish doimiy kuch bilan jismni vaziyatini o'zgartirganda bu kuchning kattaligi va harakat yo'nalishini ko'rsatadi buni quyidagi formula orqali yozishimiz mumkin.

$$W = F \cdot d \cos \theta \quad (3.9)$$



3-3-rasm

Bu vaziyatda ish nolga teng bo'ladi, ish ko'chishga perpendikulyardir. F –doimiy kuch, d –zarrachalarning ko'chishi, θ –kuch yo'nalishi bilan ko'chish orasidagi burchak. Kuch va ko'chishning yo'nalishi bir tomonlama bo'lganda ya'ni $\cos \theta = 1$ $W = Fd$ bo'ladi.²

Misol uchun: yuklangan telejkani 30 N kuch bilan gorizontal holatda itarsak va telejka 50 m masofaga ko'chsa, $(30N) \cdot (50m) = 1500 \text{ N} \cdot \text{m}$ ish bajariladi. XBS da ish $\text{N} \cdot \text{m}$ da o'lchanadi. Ishning o'lchov birligi $J = \text{N} \cdot \text{m}$. Masalan, mahsuloti bor og'ir sumkani qo'lga ko'tarib, harakatlanmasangiz

¹Douglas C, Giancoli. "PHYSICS". PRINCIPLES WITH APPLICATIONS. Pearson.2014, 141-148– betlar.

² ¹Douglas C, Giancoli. "PHYSICS". PRINCIPLES WITH APPLICATIONS. Pearson.2014, 141-148– betlar.

ish bajarilmaydi. Siz charchashingiz mumkin, chunki muskullar energiya ajratadi. Lekin sumka tinch holatda bo'ladi (ko'chish 0 ga teng) $W=0$. Sumkani mahsuloti bilan 3-3-rasmdagidek polga nisbatan gorizontal holatda siz ish bajarmaysiz. Yukni doimiy tezlikda ko'chirish uchun hech qanday kuch talab qilinmaydi. Og'irligiga teng va yuqoriga yo'nalgan kuch bilan ta'sir qilish mumkin. Lekin bu kuch sumkaning gorizontal ko'chishiga perpendikulyardir. Shu sababli ish bajarilmaydi¹:

$$W=0, \quad \cos 90^\circ=0 \quad (3.10)$$

Aravachani o'ziga nisbatan itarayotgan bolani kuzatamiz. Aravacha yer sirtiga nisbatan d masofaga ko'chadi, bunda ish bajariladi. Agar bola 20N kuch bilan 30° burchak ostida telejkani itarsa va telejka 100m masofaga ko'chsa bajarilgan ish quyidagiga teng bo'ladi: $20(N) \cdot 100(m) \cdot 0,866=1700$ J. Ish F kuch bilan yerga nisbatan 0° burchak ostida $F \cos \theta$ ga teng bo'ladi.

Kinetik energiya va ish energiya qonuni

Energiya haqidagi ta'limot fanlar ichida eng muhimlaridan biri. Biz energiyani bir so'z bilan keng ta'riflay olmaymiz. Har bir muayyan turdagi energiyaga har bir shaxs oddiy ta'rif berish kerak. Biz bu bobda kinetik va ba'zi turdagi potensial energiyaga ta'rif beramiz. Biz oxirgi boblarda boshqa turdagi energiya shuningdek issiqlik va elektr energiyalarni tekshiramiz. Hal qiluvchi shakli shundaki hamma turdagi energiyani umumiy energiya sifatida qabul qilish mumkin. Xuddi shunga o'xshash jarayonlardan oldin bu energiyning qiymati o'zgarmaydi. Biz energiyani ananaviy "ishlash qobiliyati" ni aniqlashimiz mumkin. Bu oddiy aniqlanish yo'lini har doim ham tadbqiq qilib bo'lmaydi. Lekin biz muhokama qilayotgan bu bobimiz mexanik energiyaga taalluqli. Biz muhokama qilib kinetik energiya energiyaning asosiy turlaridan biri ekanligini aniqladik.

Harakatlanayotgan obyekt o'zi borib urilgan obyektga nisbatan ma'lum ish bajaradi. Uchib ketayotgan zambarak o'qi o'zi borib urilib, qulayotgan g'isht devorga nisbatan ish bajaradi. Yog'ochga mix qoqayotgan bolg'a ham mixga nisbatan ma'lum ish bajaradi. Har qaysi holatda ham harakatlanayotgan obyekt o'zi urilayotgan 2-obyektga nisbatan ish bajaradi. Harakatdagi obyekt ish bajarish qobiliyatiga ega va shuning uchun energiyaga ega deyiladi. Harakat enegiyasi kinetik energiya deyiladi. Yunonchadan "kinetikos" – "harakat" ma'nosini bildiradi. Kinetik energiyaning miqdorini aniqlash uchun boshlangish tezligi v_1 bo'lgan va to'g'ri chiziq bo'ylab harakatlanayotgan oddiy m massali qattiq jismni olaylik. Uni v_2 tezlikga chiqarish uchun doimiy tashqi kuch F_{net} uning qo'zgalish harakatiga parallel ravishda sarflanadi. Bu holatda obyektga

¹ Douglas C, Giancoli. "PHYSICS". PRINCIPLES WITH APPLICATIONS. Pearson.2014, 141-148– betlar.

nisbatan bajarilgan tashqi ish $W_{\text{net}} = F_{\text{net}} \cdot d$. Biz Nyutonning 2-qonunini qo'llaymiz. $F_{\text{net}} = ma$, va $v_2^2 = v_1^2 + 2ad$ tenglikni

$$a = (v_2^2 - v_1^2) / 2d \quad (3.11)$$

ko'rinishida yozamiz. $V_1 =$ boshlangich tezlik va $v_2 =$ oxirgi tezlik. Ushbu tenglikni $F_{\text{net}} = ma$ da a ning o'rniga qo'yib bajarilgan ishni aniqlaymiz.

$$W_{\text{net}} = F_{\text{net}} d = mad = md(v_2^2 - v_1^2) / (2d) = 1/2m(v_2^2 - v_1^2)$$

yoki

$$W_{\text{net}} = 1/2(mv_2^2) - 1/2(mv_1^2) \quad (3.12)$$

miqdorini ob'yektning ilgarilanma kinetik energiyasi (K_E) deyiladi.

$$E_K = 1/2(mv^2) \quad (3.13)$$

Ilgarilanma kinetik energiya uni aylanma kinetik energiyadan ajratish uchun ilgarilanma deb ataladi. Bu mavzu 8 bobda tahlil etiladi. (3-13) tenglama doimiy kuchga 1 o'lchamli harakat uchun keltirib chiqarilgan bo'lsada u 3 o'lchamli obyektlarning ilgarilanma harakati uchun ham qo'llanilsa bo'ladi, hattoki (3) o'zgarganda ham (3-13) formulani quyidagicha yozish mumkin:

$$W_{\text{net}} = K_{E2} - K_{E1} \quad (3.14)$$

Potensial energiya

Biz hozirgina obyekt harakati tufayli energiyaga ega bo'lishi haqida gapirdik, ushbu energiya kinetik energiya deb nomlanadi. Ammo kinetik energiyadan tashqari potensial energiya ham mavjud. U obyektning holati yoki konfiguratsiyasiga tashqi kuch orqali ta'sir ko'rsatadi. Potensial energiya turli xillarga ajratilishi mumkin va har biri aniq kuch bilan bog'liq. Mexanizmlar o'yinchoqning prujinasi potensial energiyaning misoli. Chunki u inson tamonidan ishga tushirilgani tufayli prujina potensial energiyani ishlab chiqaradi va bo'shatilgani sari, kuch ta'sir etadi va o'yinchoq yuradi.

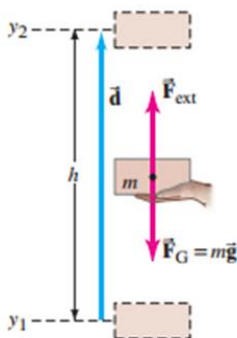
Gravitatsion potensial energiya

Gravitatsion potensial energiya – potensial energiyaning eng ko'p uchraydigan misoli bo'la oladi. Yerdan ko'tarilayotgan og'ir g'isht yerga nisbatan vaziyati tufayli potensial energiyaga ega bo'ldi. Ko'tarilgan g'isht ish bajaradi, uni qo'yib yuborsak gravitatsion kuch tufayli yerga tushadi va yerda qoldirgan izi u bajargan ishni ko'rsatadi.

Keling yer yuzining oldida joylashgan obyektning potensial energiyasi formulasini topaylik. Vertial ko'tarilgan m massali obyekt uchun vertial yo'naltirilgan kuch jism massasiga teng, mg aytaylik, inson qo'li bilan ta'sir ko'rsatilish kerak. Obyekt tezlanishsiz ko'tarilishi uchun, inson unga tashqi kuch ko'rsatishi kerak $F_{\text{ext}} = mg$. Agar u h balandlikga ko'tarilib, y_1 holatidan y_2 holatiga olinsa 3-4-rasm (tepaga yo'naltirilgan harakat

musbat tanlanadi), inson vertikal qo'zg'alish h ga ko'paytirilgan, tashqi kuchga teng bo'lgan ish bajaradi. $F_{ext}=mg$.

$$W_{ext} = F_{ext} d \cos 0^\circ = mgh = mg (y_2 - y_1)$$



3-4-rasm. Vertikal harakatlanayotgan jismning potensial energiyasi.

Gravitatsiya jism y_1 holatidan y_2 holatiga o'tguncha ham ta'sir qiladi va quyidagi ishini bajaradi:

$$W_G = F_G d \cos \theta = mgh \cos 180^\circ \quad (3-15)$$

bu yerda $\theta = 180^\circ$, chunki $\vec{F}_G$ va $\vec{d}$ qarama-qarshi yo'nalishda belgilanadi. Shuning uchun

$$W_G = -mgh = -mg (y_2 - y_1) \quad (3-16)$$

So'ngra, obyektni y_2 holatidan gravitatsiya ixtiyoriga qo'yib h balandlikdan tashlab yuborsak, jism quyidagi tezlikga erishadi $v^2 = 2gh$ (3-4-rasm). Shunda u $\frac{1}{2}mv^2 = \frac{1}{2}m(2gh) = mgh$ kinetik energiyaga teng bo'ladi va mgh ga teng ishini bajaradi. Bu degani, m massali jismni h baladlikga ko'tarish uchun mgh ga teng bo'lgan ish bajariladi (3-15 formula). Bir marta h balandlikga ko'tarilgan jism mgh at a g bo'lgan ish bajaradi. Biz jismni ko'tarishda bajarilgan ishini gravitatsion potensial energiya deb atasak bo'ladi.

Shunga ko'ra jismning gravitatsion potensial energiyasini jismning mg massasi va uning ma'lum bir y darajadagi balandligi (yer sathidan) quyidagiga teng:

$$PE_G = mgy \quad (3-17)$$

Jism yerdan qancha balandlikga ko'tarilsa uning potensial energiyasi shuncha katta bo'ladi. Biz (3-15) formulani (3-17) formulaga tenglashtiramiz:

$$\begin{aligned} W_{ext} &= mg (y_2 - y_1) \\ W_{ext} &= PE_2 - PE_1 = \Delta PE_G \end{aligned} \quad (3-18)$$

Jismni y_1 balandligidan y_2 balandligiga ko'tarilgan holatda potensial energiyadagi o'zgarish jismni 1 joydan 2 joyga tezlanishsiz ko'chirish uchun sarflangan tashqi kuchga teng.

Ekivalent, gravitatsion potensial energiyadagi o'zgarishni, ΔPE_G , gravitatsiyaning o'zi ishini bajaragan vaqtda ta'riflashimiz mumkin. Formula (3-18) dan boshlab, biz quyidagiga ega bo'lamiz:

$$\begin{aligned} W_G &= -mg (y_2 - y_1) \\ W_G &= -(PE_2 - PE_1) = -\Delta PE_G \\ -W_G &= \Delta PE_G \end{aligned} \quad (3-19)$$

Gravitatsion potensial energiya ma'lum bir darajaga ko'tarilgan vertikal balandlikga bo'g'liq (3-17 formula). Ba'zi hollarda y balandlikni qaysi nuqtadan o'lchashni o'ylab qolish mumkin. Stolning ustidan ko'tarib turilgan kitobning gravitatsion potensial energiyasi, misol uchun, stol ustidan, poldan yoki boshqa joydan o'lchanishiga bog'liq. Har doim gravitatsion potensial energiyaning o'zgarishi fizik jihatdan muhim ΔPE , chunki u bajarilgan ishga bo'g'liq, 3-18 formula va ΔPE ni belgilaydi. Biz y o'lchash uchun ma'lum qulay vaziyatni tanlashimiz mumkin, ammo biz bu vaziyatni avvaldan tanlashimiz kerak va keyinchalik ham o'zgartirmasligimiz kerak. Ikki nuqta orasidagi potensial energiyaning farqi, bu tanlovga bog'liq emas.

Oldin aytib o'tgan muhim natijamiz (Misol 6-2 va rasm. 6-4) faqat vertikal holatda ish bajaradigan gravitatsion kuchga ta'lluqli: gravitatsiya bajaragan ish tanlangan yo'lga emas, balki faqat hbalandlikga bo'g'liq va harakat to'g'ri vertikal yoki og'ganligiga bog'liq emas. 3-17 formulada biz gravitatsion potensial energiyadagi o'zgarish tanlangan yo'lga emas, faqat balandlikning o'zgarishiga bog'liq ekanligini ko'ramiz. Potensial energiya ma'lum bir obyektga emas, balki butun tizimga tegishli. Potensial energiya har doim kuch bilan bog'liq va bir obyektning kuchi boshqa bir obyektga doim ta'sir ko'rsatadi. Yer sirtidan y balandligiga ko'tarilgan obyekt uchun, gravitatsion potensial energiyaning o'zgarishi mgy ga teng. Sistemani bu yerda jism va Yer tashkil etadi: obyekt (m) va Yer (g).

Potensial energiyaning umumiy ta’rifi

Gravitatsion energiyadan tashqari potensial energiyaning boshqa turlari ham bor. Har bir potensial energiya ma’lum bir kuch bilan bog‘lib bo‘lib, gravitatsion potensial energiya kabi ta’riflana bo‘ladi. Umumiy holda ma’lum bir kuch bilan bog‘liq potensial energiyaning o‘zgarishi, obyekt bir joydan ikkinchi joyga ko‘chganidagi bajargan ishning teskarisiga teng. Shuningdek, potensial energiyadagi o‘zgarishni obyektning bir nuqtadan ikkinchi nuqtaga tezlansiz ko‘chirish uchun talab etilgan qo‘shimcha kuch kabi ifodalasak bo‘ladi¹.

Elastik Prujinaning Potensial Energiyasi

Turli amaliy qo‘llanishga ega elastik materiallar bilan bog‘liq potensial energiyani ko‘rib chiqamiz. Rasm. 6-13 ko‘rsatilgan oddiy o‘rama prujinani ko‘rib chiqaylik. Prujina siqilganida (yoki qo‘yib yuborilganida) potensial energiyaga ega, chunki uni qo‘yib yuborsak, rasmda ko‘rsatilganidek ko‘ptokga nisbatan ish bajara oladi. X masofada tortilgan yoki qisilgan holatda prujinani ushlab turish uchun qo‘l tamonidan berilgan magnitudasi F_{ext} ga teng bo‘lgan qo‘shimcha kuch talab etiladi, va u x ga to‘g‘ri proportsional:

$$F_{ext} = kx$$

bu yerda k - o‘zgarmas yoki prujina qattiqligi konstantasi deyiladi (yoki shunchaki prujina konstantasi) va ma’lum prujinaning qattiqlik o‘lchovi hisoblanadi. Siqilgan yoki cho‘zilgan prujina qo‘lga qarama-qarshi yo‘nalgan F_s ga teng bo‘lgan kuch yuzaga keladi. rasm. 6-14: $F_s = -kx$

Bu kuch ba’zida “qayta tiklanish kuchi” deb ataladi, chunki ta’biy holatiga qaytish uchun qarama-qarshi kuch yuzaga keladi (manfiy bilan belgilanadi). Tenglama 6-8 prujina tenglamasi shuningdek Guk qonuni deb ataladi va prujina x juda katta uzunlikga ega bo‘lib ketmagan holatlarda qo‘llanadi. Cho‘zilgan prujinaning potensial energiyasini hisoblash uchun, keling uni cho‘zish uchun bajarilgan ishni hisoblaymiz (rasm. 6-14b). Biz tenglama 6-1 ni bajarilgan ishga qo‘llashimiz mumkin, $W = F \cdot x$, bu yerda x ta’biy holatdan cho‘zilganlik masofasi. Ammo bu $F_{ext} = kx$ konstanta bo‘lmagunicha noto‘g‘ri hisoblanadi, prujina cho‘zilgan sari kattalashib boradi va rasm. 6-15 ko‘rsatilgandek x masofaga qarab o‘zgaradi. Shuning uchun keling o‘rta kuchni, $\vec{F}$, qo‘llaymiz. Qachonki cho‘zilmagan kx holat va cho‘zilgan x holatda F_{ext} 0 dan chiziqli o‘zgargunicha, o‘rta kuch

¹Douglas C, Giancoli. “PHYSICS”. PRINCIPLES WITH APPLICATIONS. Pearson. 2014, 151-152– betlar.

quyidagiga teng bo'ldi: $\vec{F} = \frac{1}{2}[0+kx] = \frac{1}{2}kx$, bu yerda x yakuniy cho'zilish miqdori (aniqlik uchun rasm.6-15 x_f deb ko'rtilgandek). Shunda bajarilgan ish¹:

$$W_{ext} = \vec{F} \cdot x = \left(\frac{1}{2}kx\right)(x) = \frac{1}{2}kx^2$$

Shunga ko'ra elastik potensial energiya, PE_{el} , cho'zilgan masofaning kvadratiga proporsional: $PE_{el} = \frac{1}{2}kx^2$

Agar prujina ta'biy ("muvozanat") holatdan x masofada qisilsa, o'rta kuch magnitudasi yana $\vec{F} = \frac{1}{2}kx^2$ teng bo'ldi va potensial energiya yana tenglama 6-9 bilan yechiladi. Ushbu x tabiiy holatdan hoh cho'zilgan hoh qisilgan masofani bildirishi mumkin. Shuni esda tutish kerakki, prujinaning tabiiy holatida, boshlang'ich PE uchun ma'lum bir nuqtani belgilab olish kerak.

Mexanik energiyani saqlash orqali muammoni yechish

Mexanik energiyani saqlashning oddiy misoli (havo qarshiligini hisoblamasdan) h balandlikdan toshni Yerning gravitatsiyasi ixtiyoriga qo'yib tashlab yuborishdir, rasm. 6-17. Agar tosh tinch holatdan tashlab yuborilsa, barcha boshlang'ich energiya potensial energiya hisoblanadi. Tosh yerga tushib borgan sari uning potensial energiyasi mgy kamayib boradi (chunki tosh va yer orasidagi masofa ham qisqarib boradi), ikki energiyaning qiymatlari o'zgarmasligi uchun uning kinetik energiyasi kompensatsiya bo'lib ko'tariladi. Potensial energiya quydagi formula bilan beriladi:

$$E = KE + PE = \frac{1}{2}mv^2 + mgy$$

bu yerda v -shu joydagi tezlik. Agar index 1 toshni yo'l bo'yi bir nuqtada belgilasa (aytaylik boshlang'ich nuqtada), va index 2 uni o'zga yerda belgilasa, unda quydagicha yoza olamiz:

1- nuqtadagi jami potensial energiya 2 nuqtadagi jami potensial energiya(rasm. 6-12a) yoki:

$$\frac{1}{2}mv_1^2 + mgy_1 = \frac{1}{2}mv_2^2 + mgy_2$$

¹Douglas C, Giancoli. "PHYSICS". PRINCIPLES WITH APPLICATIONS. Pearson.2014, 151-152– betlar.

Tosh yerga tushmasdan oldin, $y=0$ nuqtada barcha potensial energiya kinetik energiyaga aylanadi.

Energiya turlari. Energiyaning saqlanish qonuni

Mexanik sistemaning kinetik energiya va potensial energiyalaridan tashqari, energiyaning boshqa formalari ham mavjud. U elektik energiya, yadroviiy energiya, issiqlik energiyasi va ovqat va yonilg'ida uchraydigan kimyoviy energiya uchraydi. Energiyaning bu turlari molekuylar yoki atom darjasida potensial yoki kinetik energiya hisoblanadi. Misol uchun, atom teoriyasiga ko'ra, kinetik energiya tez harakatlanayotgan molekular energiyasi – obyektни isitsak, uning tarkibidagi molekularlar tezroq harakatlana boshlaydi. Boshqa tomondan, ovqat va benzin kabi yonilg'idagi energiyani potensial energiya deb hisoblasak bo'ldi, buning sababi elektr kuchi ta'sirida molekular orasidagi atomlarning joylashish tartibidir (kimyoviy bog'lanish). Kimyoviy bog'lanishlardagi energiya kimyoviy reaksiyalar orqali yechiladi. Bu jarayonni, siqilgan prujina qo'yib yuborilganida bajargan ish bilan solishtirsak bo'ladi. Elektr, magnit va atom energiyalari ham kinetik va potensial energiyalar misollari bo'la oladi. Energiyaning bu turlari bilan boshqa bo'limlarda tanishamiz¹.

Energiya bir shakldan ikkinchi shaklga o'ta oladi. Misol uchun tepalikdan tashlab yuborilgan tosh potensial energiyaga ega, u pastga tushib borar ekan potensial energiyani yo'qotadi va kinetik energiyaga ega bo'lib boradi. Potensial energiya kinetik energiyaga aylanadi. Odatda energiya transformatsiyasi o'z ichiga energiyani bir obyektдан ikkinchi obyektga o'tkazishni ham kiritadi. Pруjinadagi potensial energiya, rasm. 6-13b, to'pning kinetik energiyasiga o'tadi, rasm. 6-13s. Sharshara yoki to'g'on yuqorisidagi suv(rasm.6-24) potensial energiyaga ega, suv tushib borishi bilan kinetik energiyaga aylanadi. To'g'on asosidagi kinetik energiya turbina parraklari yordamida tezroq elektr energiyaga aylantirilishi mumkin, bu haqida keyinroq suhbat qilamiz. Kamondagi potensial energiya o'qdagі kinetik energiyaga o'zgaradi(rasm. 6-25).

Har bir misolda, energiyaning transformatsiyasi ishning namoyishi bilan ko'rsatilgan. Pруjina rasm 6-13 to'pga nisbatan ish bajaradi. Suv turbine parraklariga nisbatan ish bajaradi. Kamon o'qga ta'sir qiladi. Ushbu izlanishlar bizga energiya va ish orasidagi munosabatlarni yaxshiroq o'rganish imkoniyatini yaratadi: ish energiya bir obyektдан ikkinchi obyektga o'tganida bajariladi.

Fizikaning ajralmas natijalaridan biri, energiya o'zgarishi yoki boshqa obyektga o'tishidan qat'iy nazar uning miqdori ko'paymadi ham,

¹Douglas C, Giancoli. "PHYSICS". PRINCIPLES WITH APPLICATIONS. Pearson.2014, 151-152– betlar.

kamaymaydi ham. Bu fizikaning eng asosiy prinsiplaridan biri, energiyaning saqlanish qonuni, u quyidagicha ifodalanadi: **Har qanday berk tizimda energiya yo‘qdan bor bo‘lmaydi va yo‘qolib ketmaydi. Faqat bir turdan ikkinchi turga aylanishi va bir obyektidan ikkinchi obyektga o‘tishi mumkin, ammo jami qiymati o‘zgarmaydi.**

Biz hozirgina konservativ kuchlardan tarkib topgan mexanik sistemada energiyani saqlanishi haqida suhbat qildik va Nyuton qonunidan kelib chiqishini ko‘rdik. Ammo umuman olganda, energiyaning saqlanish qonuni amal qilishi eksperimental izlanishlarga asoslangan ishqalanish kuchi kabi konservativ bo‘lmagan kuchlar bilan bog‘liq. Shunday bo‘lsada Nyutonning qonunini atomning submikroskopik olamiga nazar tashlashimizni talab etadi, saqlanish qonunni har bir kelgusi eksperimental holatlarda qo‘llanani boshlandi.

5. Jismlarning o‘zaro ta’siri bir tomondan kuch, ikkinchi tomondan potensial energiya orqali ifodalanadi. Shu boisdan bular orasida bog‘lanish mavjud bo‘lishi kerak. Bizga ma’lumki, gravitatsion maydonda konservativ kuchlarning bajargan ishi potensial energiyaning kamayishi hisobiga bo‘ladi:

$$\Delta E_n = E_{n2} - E_{n1} = A_{1,2} \quad (3.14)$$

Konservativ kuchining jismni $\vec{dS}$ ga ko‘chirishdagi bajargan ishi:

$$\vec{F}d\vec{S} = -dE_n \quad (3.15)$$

Kuchni ko‘chish yo‘nalishidagi proeksiyasini F_s deb belgilasak:

$$\vec{F}d\vec{S} = FdS \cos \alpha = F_s dS \quad (3.16)$$

U holda (3.15) ni quyidagicha yozishimiz mumkin:

$$F_s dS = -dE_n \quad (3.17)$$

$$\text{Bundan} \quad F_s = -\frac{dE}{dS} \quad (3.18)$$

$$\text{yoki} \quad F_s = -\frac{\partial E}{\partial S} \quad (3.19)$$

($\frac{\partial}{\partial S}$ belgisi $\vec{S}$ yo‘nalish bo‘yicha olinayotgan xususiy hosilani ifodalaydi). E_p jism vaziyatini funksiyasi bo‘lgani uchun (3.19) ixtiyoriy yo‘nalish uchun ham o‘rinli bo‘ladi:

$$F_x = -\frac{\partial E_n}{\partial x}, \quad F_y = -\frac{\partial E_n}{\partial y}, \quad F_z = -\frac{\partial E_n}{\partial z}. \quad (3.20)$$

Agar $F = F_x \vec{i} + F_y \vec{j} + F_z \vec{k}$ ni (3.20) ga asosan

$$\vec{F} = - \left(\frac{\partial E_n}{\partial x} \vec{i} + \frac{\partial E_n}{\partial y} \vec{j} + \frac{\partial E_n}{\partial z} \vec{k} \right) \text{ deb yozishimiz mumkin.}$$

Qavs ichidagi ifoda $\text{grad}E_n$ deb belgilanadi va potensial energiyaning gradienti deb o'qiladi. U holda

$$\vec{F} = -\text{grad}E_n \quad (3.21)$$

Bundan, E_n – skalyar, lekin uning gradienti vektor ekanligi ko'rinadi. (-) ishora F ning yo'nalishini potensial energiyaning kamayishi tomoniga yo'nalganini bildiradi.

(3.21) $\vec{F}$ bilan E_n orasidagi bog'lanishni ifodalaydi va quyidagicha o'qiladi: potensial maydonda jismga ta'sir qiladigan kuch, uning potensial energiya-sining teskari ishora bilan olingan gradientiga teng. Bu, biror yo'nalishda jism ko'chirilganda uning potensial energiya-sining o'zgarishi qancha katta bo'lsa, shu yo'nalishda kuchning ta'siri ham shuncha katta bo'lishini bildiradi.

Gradient – eng tez o'zgaradigan yo'nalishda olingan birlik masofadagi o'zgarishdir.

Nazorat uchun savollar

1. Energiya va ish tushunchasi nima bilan farq qiladi?
2. O'zgarmas va o'zgaruvchan kuchning bajargan ishi qanday aniqlanadi?
3. Ish va quvvatni o'lchov birliklari qanday?
4. Quvvat deb nimaga aytiladi, uning kuch va tezlik orqali ifodasi qanday?
5. Mexanik energiya va uning turlari?
6. Kuchning bajargan ishi bilan kinetik energiya orasidagi bog'lanish.
7. Konservativ va nokonservativ kuchlar deb nimaga aytiladi?
8. Kuch va potensial energiya orasidagi bog'lanish.
9. Gradient deganda nimani tushunasiz?

4-MA'RUZA. Saqlanish qonunlari. Energiyaning umumfizikaviy saqlanish qonuni. Impulsning saqlanish qonuni. Reaktiv harakat. O'zgaruvchan massali jismning harakati. Inersiya markazi. Massa markazining harakat teoremasi.

Mavzu rejasi

1. Mexanikaviy energiyaning saqlanish qonuni.
2. Energiyaning umumfizikaviy saqlanish qonuni.
3. Impuls va kuch bilan bog'liqligi.
4. Impulsning saqlanish qonuni.
5. Reaktiv harakat. O'zgaruvchan massali jismning harakati.
6. Koinotga chiqish tezliklari.
7. Massa markazi.
6. Massa markazining saqlanish qonuni.
8. Massa markazining harakat tenglamasi.

Tayanch so'z va iboralar

Konservativ va nokonservativ kuchlarni bajargan ishi, tashqi va ichki kuchlar, yopiq sistema, reaktiv harakat, dissipatsiya, inersiya markazi, energiyaning saqlanish qonuni, umumfizikaviy energiyaning saqlanish qonuni, impulsning saqlanish qonuni, koinotga chiqish tezliklari.

1. Bizga ma'lumki, konservativ kuchlar maydonidagi jism konservativ kuch ta'sirida elementar $d\vec{r}$ ga ko'chganda bajarilgan ish, ya'ni konservativ kuchlarning bajargan ishi quyidagiga teng edi:

$$dA = -dE_n, \quad (4.1)$$

ikkinchi tomondan bu ish

$$dA = dE_k. \quad (4.2)$$

Bu ikki tenglikdan:

$$dE_k = -dE_n, \quad (4.3)$$

yoki

$$d(E_k + E_n) = 0 \quad (4.4)$$

ni hosil qilamiz.

$E = E_k + E_n$ – jismning to'la energiyasi deyiladi.

$$(4.4) \text{ dan } E = E_k + E_n = \text{const} \quad (4.5)$$

ekanligi kelib chiqadi. Bu formula mexanik energiyaning saqlanish qonunini ifodalaydi:

Konservativ kuchlar maydonida harakatlanayotgan jismlarning to'la mexanikaviy energiyasi o'zgarmaydi. Misol uchun boshlang'ich tezligi nol bo'lgan jismni h balandlikdan tushishida

$$E_k = \frac{m g^2}{2} = \frac{m}{2} (\sqrt{2gh})^2 = mgh = E_n. \quad (4.6)$$

2. Aksariyat hollarda, jismga konservativ va nokonservativ kuchlar bir vaqtda ta'sir etadi. Bunday holda sistemaning to'la mexanik energiyasi kamayib boradi va bunday kamayishga energiyaning *d i s s i p a t s i y a s i* (isroflanishi) deb ataladi. Bundan energiyaning saqlanish qonuni buzilayapti degan xulosa kelib chiqmaydi: mexanik energiyaning boshqa turdagi energiyaga aylanishi sodir bo'ladi. Keng miqyosdagi tajribalar natijalarini umumlashtirishdan energiyaning umumfizikaviy saqlanish qonuni kelib chiqqan bo'lib, u quyidagicha ta'riflanadi: energiya hech qachon yo'qdan bor bo'lmaydi va mavjud energiya yo'qolmaydi. Bu qonun faqat mexanik hodisalarga tegishli bo'lmasdan barcha hodisalarga ham tegishlidir.

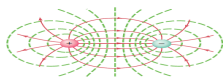
3. Bizga ma'lumki, jismni impulsi $P = mv$ dir. O'zaro ta'sirlashayotgan bir necha jismdan iborat jismlar sistemasi berilgan deylik. Bundan har bir jismga har xil kuchlar ta'sir qilayotgan bo'lsin (ichki va tashqi kuchlar). Jismlar tomonidan bir-biriga ta'sir etayotgan kuchlari sistemaning ichki kuchlari, tashqaridan jismlarga ta'sir etayotgan kuchlar tashqi kuchlar deb ataladi. N'yutonning II qonunini i - tartib nomerli jismga tadbqiq etib, quyidagini yozishimiz mumkin:

$$\frac{d\vec{P}_i}{dt} = \vec{f}_i + \vec{F}_i, \quad (4.7)$$

bunda $R_i - i$ -tartibli jismni impulsi, $\vec{f}_i \in \vec{F}_i$ shu jismga ta'sir etuvchi ichki va tashqi kuchlar.

(4.7) ni sistemadagi barcha jismlar uchun yozamiz:

$$\frac{d\vec{P}_1}{dt} = \vec{f}_1 + \vec{F}_1$$



... ..

$$\frac{d\vec{P}_n}{dt} = \vec{f}_n + \vec{F}_n.$$

Bularni hadma-had qo'shsak

$$\frac{d}{dt}(\vec{P}_1 + \vec{P}_2 + \dots + \vec{P}_n) = \vec{f}_1 + \vec{f}_2 + \dots + \vec{f}_1 + \vec{f}_2 + \dots + \vec{f}_n \quad (4.8)$$

hosil bo'ladi.

$\vec{P}_1 + \vec{P}_2 + \dots + \vec{P}_n = \vec{P}$ - sistemaning to'la impulsi. Nyutonning II qonuniga asosan barcha ichki kuchlarning yig'indisi nolga teng, chunki sistemadagi jismlarning o'zaro ta'sir kuchlari miqdor jihatdan teng va qarama-qarshidir. U holda $\vec{F}_1 + \vec{F}_2 + \dots + \vec{F}_n = \vec{F}$ deb belgilasak

$$\frac{d\vec{P}}{dt} = \vec{F} \quad (4.9)$$

Agar sistema berk bo'lsa va $\vec{F} = 0$ bo'lsa,

$$\frac{d\vec{P}}{dt} = 0 \quad \text{yoki} \quad \vec{P} = \text{const}. \quad (4.10)$$

Demak, sistemaning to'la impulsi vaqt o'tishi bilan o'zgarmaydi. Bu impulsning saqlanish qonunidir. Impulsning saqlanish qonuniga asoslangan ko'plab hodisalarni misol keltirish mumkin: masalan, miltiq - o'q, raketalarining ishlashi, ba'zi tirik organizmlarning harakati, o'simlik (harakatchan bodring).

4. Reaktiv harakat impulsning saqlanish qonuniga asoslanadi. Jismning biror qismi undan qandaydir tezlik bilan ajralganda paydo bo'ladigan harakat *r e a k t i v* harakat deb ataladi. Masalan, raketa va reaktiv tayyorlarning harakati reaktiv harakatdir. Bularning harakatining asosiy xususiyatlaridan biri shundan iboratki, bu yerda berk sistemaning massasi harakat davomida uzluksiz o'zgarib boradi. Umuman olganda raketa massasi bilan bir qatorda uning tezligi ham o'zgarib boradi, ya'ni u tezlanish bilan harakatlanadi. Raketaga tezlanish beruvchi kuchga reaktiv kuch deyilib, u gazning otilib chiqishi tufayli vujudga keladi. Bu kuch raketaning harakat tenglamasi orqali ifodalanadi. Bu tenglamani keltirib chiqarishni soddalashtirish uchun Yerning tortish kuchi va havoning qarshilik kuchini hisobga olmay turaylik. Raketaning t paytdagi massasi m , tezligi v va impulsi $m\vec{v}$ bo'lsa, dt vaqt davomida dm massali gaz otilib chiqishi natijasida massasi $m - dm$ ga, tezligi $\vec{v} + d\vec{v}$ ga teng bo'ladi, ya'ni dt dan so'ng raketani impulsi $(m - dm)(\vec{v} + d\vec{v})$ ga, raketaga nisbatan $\vec{u}$ tezlik bilan otilib chiqqan dm massali gazning impulsi $(\vec{v} + d\vec{v} - \vec{u})dm$ bo'ladi. Impulsning saqlanish qonuniga asosan

$$(m - dm)(\vec{g} + d\vec{g}) + (\vec{g} + d\vec{g} - \vec{u})dm = m\vec{g}.$$

$$m d\vec{g} - \vec{u} dm = 0 \text{ yoki } m d\vec{g} = \vec{u} dm \text{ ga ega bo'lamiz.}$$

$$\vec{u} = \text{const desak, } m \frac{d\vec{g}}{dt} = \vec{u} \frac{dm}{dt} \text{ bo'ladi.} \quad (4.11)$$

(4.11) tenglama $P = 0$ va $F_{x.k} = 0$ hol uchun raketaning harakat tenglamasi deyiladi. Agar raketaga tashqi kuchlar ta'sir etsa, uning harakat tenglamasi quyidagi ko'rinishni oladi:

$$m \frac{d\vec{g}}{dt} = \vec{F}_T + \vec{u} \frac{dm}{dt}. \quad (4.12)$$

$\vec{u}$ ning yo'nalishi $\vec{g}$ ning yo'nalishiga qarama-qarshi bo'lsa, raketa tezlanish bilan harakatlanadi; agar $\vec{u}$ va $\vec{g}$ bir xil bo'lsa, sekinlanuvchan bo'ladi. Shuning uchun (6.11) ni raketa harakati yo'nalishiga bo'lgan proeksiyasi orqali ifodalasak, uni quyidagicha yozamiz:

$$m \frac{d\mathcal{G}}{dt} = -u \frac{dm}{dt} \text{ yoki } d\mathcal{G} = -u \frac{dm}{m}. \quad (4.13)$$

Agar, boshlang'ich massani m_0 va oxirgi massasi $m_f = m_0 - m_{yo}$ bo'lsa, rekataning oxirgi eng katta tezligi (6.13) ni integrallash orqali topiladi:

$$\mathcal{G} = -u \int_{m_0}^{m_f} \frac{dm}{m} = u \ln \frac{m_0}{m_f} \quad (4.14)$$

bu erda $m_f = m_0 - m_{yo}$ foydali yuk deyiladi (m_{yo} - ishlatilgan yoqilg'ining massasi). (4.14) tenglik Siolkovskiy formulasi deyiladi. (4.14) dan raketaga muayyan tezlik berish uchun zarur bo'lgan yonilg'ining massasini hisoblash mumkin bo'ladi.

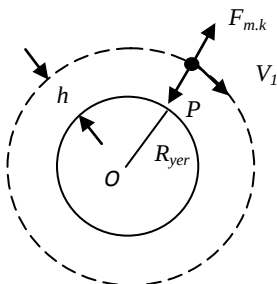
5. Kosmik tezlik deb jismning Yer sayyorasi atrofidagi orbita bo'ylab, yoki sayyora tortishish kuchi doirasidan chiqib ketishi uchun zarur bo'lgan tezlikka aytiladi. Birinchi kosmik tezlik deb, jismning Yer atrofida radiusi Yer radiusidan kam farq qiladigan aylana (orbita) bo'ylab harakatlanishi uchun zarur bo'lgan tezlikka aytiladi (6.1 – rasm).

$$F_{m.k} = P \text{ yoki } \frac{m \mathcal{G}_I^2}{R_{yer}} = mg \quad (4.15)$$

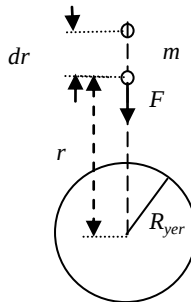
$$g_1 = \sqrt{gR_{yer}} = \sqrt{9,8 \cdot 6,4 \cdot 10^5} \frac{m}{s} \approx 7,9 \cdot 10^3 \frac{m}{s} \approx 8 \frac{km}{s} \quad (4.16)$$

Bunday tezlik bilan o'z mehvori (orbitasi) bo'ylab harakatlanib turgan jism Erga tushib ketmaydi, ammo Yerning tortish kuchi ta'sirida bo'ladi.

Ikkinchi kosmik tezlik deb, jismning Yer tortishish kuchi maydoni doirasidan chiqib ketishi va Quyoshning sun'iy yo'ldoshi singari harakatlanishi uchun zarur bo'lgan tezlikka aytiladi.



4.1 – rasm



4.2 – rasm

Buni topish uchun jismni Yer sirtidan cheksizlikkacha uzoqlashtirish uchun Yerning tortish kuchiga qarshi majburan bajariladigan ishni hisoblash kerak (4.2 – rasm).

$$dA = F \cdot dr = \gamma \frac{mM_{yer}}{r^2} dr \quad (4.17)$$

$r = R_{yer}$ dan $r = \infty$ gacha bo'lgan yo'lda bajarilgan ishni integrallash yo'li bilan topamiz:

$$A = \int dA = \int_{R_{yer}}^{\infty} \gamma \frac{mM_{yer}}{r^2} dr = -\gamma \frac{mM_{yer}}{r} \Big|_{R_{yer}}^{\infty} = \gamma \frac{mM_{yer}}{R_{yer}} = \gamma \frac{mM_{yer}}{R_{yer}^2} R_{yer} = mgR_{yer}$$

$$\frac{m g^2}{2} = mgR_{yer} \text{ bo'lganligidan}$$

$$g_2 = \sqrt{2gR_{yer}} \approx 11,2 \frac{KM}{s} \quad (4.18)$$

Uchinchi kosmik tezlik deb, jismni Quyosh sistemasidan chiqib ketishi uchun zarur bo'lgan tezlikka aytiladi.

$$g_3 = \sqrt{\frac{2\gamma M_q}{R}} \approx 42 \frac{KM}{c}. \quad (4.19)$$

M_q – Quyoshning massasi; R – Quyosh bilan Yer orasidagi masofa. Olingan bu natija Yer qo‘zg‘almas bo‘lgan hol uchun to‘g‘ri.

To‘rtinchi kosmik tezlik deb jismning quyoshning berilgan nuqtasiga tushishi uchun unga Yerga nisbatan berilishi kerak bo‘lgan tezlikka aytiladi. Bu tezlikning qiymati Quyosh sirtidagi tushish nuqtasining holatiga bog‘liqdir. Bu tezlikni hisoblash ancha murakkabroq bo‘lgani uchun uning faqat son qiymatini keltiramiz.

$$g_4^{\max} \approx 31,8 \frac{KM}{c} \approx 32 \frac{KM}{c} \quad g_4^{\min} \approx 29,2 \frac{KM}{c}.$$

Impuls va uning kuch bilan bog‘liqligi

Harakat miqdori (yoki, impuls qisqacha) jismning massasi va uning harakat tezligi ko‘paytmasi deb tushuniladi. Impuls (lotin tilidan *impuls* turtki) $\vec{p}$ belgisi bilan ifodalanadi. Agar biz m jism massasi va $\vec{V}$ uning tezliga deb belgilasak, u holda uning impulsi $\vec{p}$ quidagicha topiladi¹.

$$\vec{p} = m \cdot \vec{v} \quad (4.20)$$

Tezlik vektor hisoblangani kabi, impuls ham vektordir. Impulsning yo‘nalishi tezlik yo‘nalishida va impulsning kattaligi $p=mv$. Tezlik sanoq sistemasiga bog‘liq, impuls ham, shu sababli sanoq sistemasi belgilangan bo‘lishi shart. Impulsning o‘lchov birligi massa o‘lchov birligi bilan tezlik o‘lchov birligini ko‘paytmasiga teng bo‘ladi, XBS da birligi **kg·m/s**. Bu birlik uchun aniq bir nom mavjud emas. Impuls so‘zining kundalik ishlatilishi keltirilgan mazmunlar bilan mosdir. 7-1 formulaga asosan, bir xil massaga ega bo‘lgan, tez harakatlanayotga mashinada asta harakatlanayotgan mashinaga qaraganda impuls ko‘proq bo‘ladi; og‘ir yuk mashinasida bir xil tezlikda harakatlanayotgan yengil mashinaga qaraganda ko‘proq impuls bo‘ladi. Jism impulsi qanchalik ko‘p bo‘lsa, uni to‘xtatish shunchalik qiyin bo‘ladi, agar u boshqa jismga urilib to‘xtalsa u jismga katta zarar yetkazadi. Futbol

¹Douglas C, Giancoli. “PHYSICS”. PRINCIPLES WITH APPLICATIONS. Pearson.2014, 171-173, 176 – betlar.

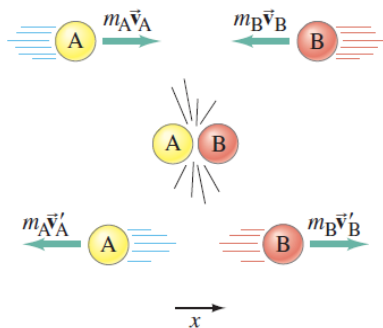
o'yinchisi sokin yoki asta yugirayotgan raqib bilan urilganga qaraganda tez yugirayotgan raqib bilan urilsa, gangib qolish ehtimili yuqori. Tez harakatlanayotga yuk mashinasi asta harakatlanayotgan motosiklga qaraganda ko'proq zarar yetkazadi.

Nyuton ikkinchi qonunining (4-20) tenglamasi, uning o'xshash $\sum \vec{F} = m \cdot \vec{a}$ ko'rinishiga qaraganda ko'proq umumiy bayon qiladi, chunki u massaning o'zgarishi mumkinlik holatini o'zichiga oladi. Massadagi o'zgarish aniq bir vaziyatda sodir bo'ladi, yongan yoqilg'ini chiqarish natijasida massasini yo'qotadigan raketalardek.

Impulsning saqlanish qonuni

Impuls tushunchasi o'ziga xos ahamiyatga ega, agar sistemaga tashqi kuch ta'siri bo'lmasa, sistemaning umumiy impuls o'z miqdorini saqlaydi. 4-3 rasmda tasvirlangandek, ikkita billiard sharlarini to'qnashuvini ko'rib o'tish mumkin.

Faraz qilamiz, ikkita sharlardan iborat bo'lgan sistemaga tashqi ta'sirlarning kuchi nolga teng, bu to'qnashuv davomidagi asosiy ahamiyatli kuchlar, har bir koptokning boshqasiga tasir kuchidir. Shuningdek har ikki sharning impulsi o'zgarishi to'qnashuvning natijasidir, impulslarning yig'indisi to'qnashuvdan keyin ham to'qnashuvdan oldingidek bo'ladi. Agar A sharning impulsi $m_A \vec{v}_A$ va B sharning impulsi $m_B \vec{v}_B$ bo'lsa, to'qnashuvdan oldingi ikki shar impulsining vektor yig'indisi $\vec{m}_A \vec{v}_A + m_B \vec{v}_B$. To'qnashuvdan so'ng har ikki sharlar turlicha impuls va tezlikka ega bo'ladi, biz tezlikni "shtrixlar" bilan belgilaymiz: $\vec{m}_A \vec{v}'_A + \vec{m}_B \vec{v}'_B$. To'qnashuvdan so'ng umumiy impuls vector yig'indisiga teng: $m_A \vec{v}'_A + m_b \vec{v}'_B$. Tashqi kuch ta'siri bo'lmaguncha, tezliklar va massalar qanday bo'lishidan qat'iy nazar, tajribalar shuni ko'rsatadiki, to'qnashuvdan oldin va keying umumiy impuls bir xil bo'ladi, yoxud to'qnashuv yuzma-yuz bo'lsa yoki bo'lmasa ham.



4-3 rasm. Ikki A va B sharlar to‘qnashuvi natijasida impulsning saqlanishi.

Oldingi impuls keying impulsga teng, ya’ni

$$m_A \vec{v}_A + m_B \vec{v}_B = m_A \vec{v}'_A + m_B \vec{v}'_B \quad [\sum \vec{F}_{ext} = 0] \quad (4-21)$$

Shunday qilib, sistemadagi ikki sharlar to‘qnashuvining umumiy impuls vektori saqlanadi: u doimiy o‘zgarmas qoladi. Shuningdek, impulsning saqlanish qonuni tajribada aniqlangan bo‘lsa-da, u biz hozir ko‘rsatadigan Nyutonning harakat qonunidan keltirilib chiqariladi. Tasavvur qilaylik, to‘qnashuvdan oldin m_A va m_B massali ikki jismlar $\vec{p}_A (= m_A \vec{v}_A)$ va $\vec{p}_B (= m_B \vec{v}_B)$ impulslarga va to‘qnashuvdan keyin $\vec{p}'_A$ va $\vec{p}'_B$ 4-3 - rasmdagidek impulslarga ega bo‘lsin. To‘qnashuv mobaynida tasavvur qilaylik **A** jism tomonidan **B** jismga ondagi ta’sir qilgan kuchi $\vec{F}$ bo‘ldi. So‘ngra Nyutonning uchunchi qonuniga ko‘ra, **B** jism tomonidan **A** jismga bo‘lgan o‘sha ondagi ta’sir kuchi $-\vec{F}$ bo‘ladi. Qisqa to‘qnashuv vaqti davomida, hech qanday boshqa (tashqi) kuchlar ta’siri bo‘lmaydi deb faraz qilamiz (yoki $-\vec{F}$ boshqa har qanday tashqi tasir kuchlaridan kattaroq). Juda qisqa Δt vaqt oralig‘ida biz:

$$\vec{F} = \frac{\Delta \vec{p}_B}{\Delta t} = \frac{\vec{p}'_B - \vec{p}_B}{\Delta t}$$

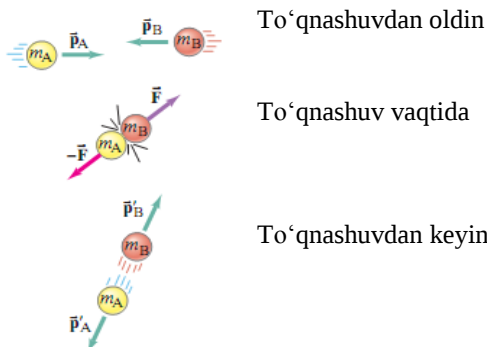
$$\text{va } -\vec{F} = \frac{\Delta \vec{p}_A}{\Delta t} = \frac{\vec{p}'_A - \vec{p}_A}{\Delta t} \text{ ga ega bo‘lamiz.}$$

Biz bu ikki tengliklarni birqalikda qo‘shamiz va

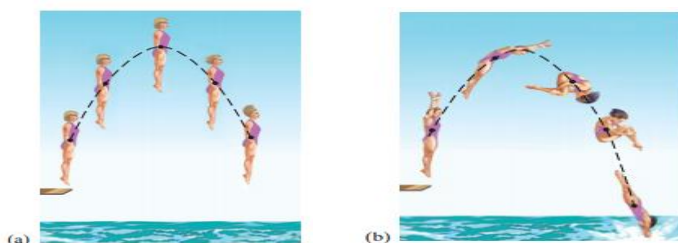
$$0 = \frac{\Delta \vec{p}'_B - \Delta \vec{p}_A}{\Delta t} = \frac{(\vec{p}'_B - \vec{p}_B) + (\vec{p}'_A - \vec{p}_A)}{\Delta t}$$

ni topamiz. Bu $\vec{p}'_B - \vec{p}_B + \vec{p}'_A - \vec{p}_A = 0$ yoki

$\vec{p}'_A + \vec{p}'_B = \vec{p}_A + \vec{p}_B$ ni ifodalaydi. Bu 4-3 tenglik. Umumiy impuls saqlandi.



4-4 chizma ikki jism to'qnashuvi.



4-5-rasm. Qora nuqtalar g'avvosning har bir ondagi massa markazini ifodalaydi.

a) ilgariylanma harakat b) ilgariylanma va aylanma harakat.

Tashqi kuchlar ta'siri bo'lmaguncha, tanlangan sistemada impuls saqlanishi bajariladi. Real hayotda tashqi kuchlar ta'siri hisobga olinadi: billiard sharlari ishqalanishi, tennis koptogiga gravitatsiya tasiri va boshqalar¹.

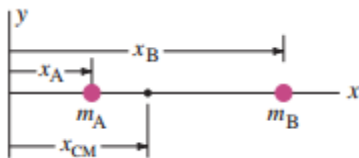
Miltiq kattaroq massaga ega bo'lganligi sababli, uning tezligi o'qnikiga qaraganda ancha kichik bo'ladi. Minus ishorasi miltiqning tezligini (va

impulsi), X o'qida o'qnikiga qarama-qarshi yo'nalishda ekanligini ifodalaydi³.

Massa markazi (MM)

Shu vaqtgacha alohida moddiy nuqtaning harakatini ko'rib chiqdik. Jism (yani chiziqli o'lchamga ega bo'lgan) harakatini tafsiflaganda uni moddiy nuqta deb yoki u ilgariylanma harakatda ishtirok etyapti deb taxmin qilgandik. Ammo real aylanma va boshqa harakatlarda ishtirok etishi mumkin. Masalan 7-20a rasmda g'avvos suvga sho'ng'ishda ilgariylanma harakatda ishtirok etadi (tanasining hamma qismlari har xil traektoriya boylab ko'chadi). 7-20b rasm bo'yicha u ilgariylanma va aylanma harakatlarda ishtirok etadi. Jism tebranishi mumkin bunda esa, uning qismlari murakkab holda harakatlanadi. Ilgariylanma bo'lmagan harakatni umumiy harakat deb ataymiz.

Agar jism aylanayotgan bo'lsa, yoki bir-biriga nisbatan harakatlanayotgan jismlar sistemasi mavjud bo'sa, u holda jism (yoki



lismalar guruhi) shunday nuqtaga ega bo'ladiki, o'sha natijaviy kuch tasirida modiy nuqta traektoriyasi bo'ylab harakatlangan bo'lardi. Bu nuqta massa markazi deb nomlanadi. Jisimning yoki jisimlar sistemasining umumiy harakatini ular MM.larining

ilgariylanma harakatiyig'indisi va MM.iga nisbatan aylanma, tebranma yoki boshqa turdagi harakatning yig'indisi deb qarash mumkin. Misol tariqasida suvga sakrayotgan g'avvosning massa markazi harakatini ko'rib chiqamiz (4-6-rasm). Agar g'avvos 4-6b-rasmda ko'rsatilganday aylanayotgan bo'lsa, uning MM. parabola traektoriyasi boylab harakatlanadi. Bu og'irlik kuchi tasirida harakatlanayotgan snaryadning parabolik traektoriyasi kabi (bu gorizontol otilgan jisimning harakati yoki ballistik harakat). Aylanayotgan g'avvosning boshqa qismlarining nuqtalari murakabroq traektoriya bilan harakatlanadi. MM. holatini hisoblaymiz. Har qanday jisimni mayda qismlar to'plami deb qarash mumkin. Avval massalari m_A va m_B bolgan ikkita qisimdan iborat bolgan sistemani ko'rib chiqamiz. Sanoq sistemani shunday tanlab olamizki ,bu ikki qism X o'qida joylashgan bo'lsin, qismlar koordinatalari mos ravishda X_A va X_B , 7-22 rasm. Sistemaning massa markazi vaziyati X_{MM} quyidagi ko'rinishda bo'ladi:

³Douglas C, Giancoli. "PHYSICS". PRINCIPLES WITH APPLICATIONS. Pearson.2014, 171-173, 176 – betlar.

$$x_{MM} = \frac{m_A \cdot x_A + m_B x_B}{m_A + m_B} = \frac{m_A \cdot x_A + m_B x_B}{M}$$

bu yerda, $M = m_A + m_B$ sistemaning umumiy massasi. Massa markazi m_A va m_B qisimlarini tutashuruvchi to'g'ri chiziqda yotadi. Agar ikkisinin massalari teng bo'lsa (m_A va $m_B = m$), X_{MM} ularni o'rtasida yotadi, u holda

$$x_{MM} = \frac{m(x_A + x_B)}{2m} = \frac{(x_A + x_B)}{2}$$

Agar birining massasi ikkinchisidan katt bo'lsa, massa markazi kattasiga yaqinroq bo'ladi. Agar bir to'g'ri chiziqli bo'ylab ikkitadan ko'p jism qisimlari yotgan bo'lsa qo'shimcha kiritiladi:

$$x_{MM} = \frac{m_A x_A + m_B x_B + m_C x_C + \dots}{m_A + m_B + m_C + \dots} = \frac{m_A x_A + m_B x_B + m_C x_C + \dots}{M}$$

bu yerda M barcha qismlarning umumiy massasi¹.

Ko'pchilik hollarda o'zaro ta'sirlashuvchi bir necha jismlar yig'indisining harakatini tekshirishga to'g'ri keladi. Shu sababli n ta o'zaro ta'sirlashuvchi moddiy nuqtalar to'plami uchun dinamika qonunlari qanday bo'lishligi bilan tanishaylik. Sistemani tashkil etgan ayrim moddiy nuqtalar uchun N'yuton qonunlarini qo'llab, harakat tenglamalarini tuzish va ularni birgalikda yechish juda ham murakkab, ba'zida ularni amalga oshirish mumkin emas. U holda «sistema harakatini butunlayicha ifodalash mumkinmi?» degan savol tug'iladi. Buning uchun yangi tushunchalardan foydalanish kerak bo'ladi. Bunday tushunchalarga inersiya markazi (massa markazi) va sistemaning massasi deb, sistemaga taalluqli alohida moddiy nuqtalar massalarini yig'indisi m_s ga aytiladi:

$$m_c = \sum_{i=1}^n m_i \quad (i = 1, 2, \dots, n), \quad (4.20)$$

b) inersiya markazi deb shunday (faraziy) fazoning nuqtasiga aytiladiki, uning vaziyati koordinata boshiga nisbatan

$$\vec{R} = \frac{\sum_{i=1}^n m_i \vec{r}_i}{m_c}, \quad (4.21)$$

radius-vektor bilan aniqlanadi. Inersiya markazi radius-vektorining birinchi tartibli hosilasi, massa markazining tezligiga teng bo'ladi:

¹ Douglas C, Giancoli. "PHYSICS". PRINCIPLES WITH APPLICATIONS. Pearson.2014, 184-185– betlar.

$$\vec{V}_{M.M.} = \frac{d\vec{R}}{dt} = \frac{\sum_{i=1}^n m_i \frac{d\vec{r}}{dt}}{m_c} = \frac{\sum_{i=1}^n m_i \vec{V}_i}{m_c}. \quad (4.22)$$

Demak, sistemaning impulsi $\vec{P}_c = m_c \cdot \vec{V}_{M.M.}$ ga teng bo'ladi (4.23)

7. N'yutonning II qonuniga asosan, sistemaning to'la impulsidan vaqt bo'yicha olingan hosila, shu sistemaga ta'sir etayotgan tashqi kuchlarning vektor yig'indisiga teng:

$$\frac{d\vec{P}_c}{dt} = m_c \frac{d\vec{V}_c}{dt} = m_c \vec{a}_c = \vec{F}_t \quad (4.24)$$

Bu yerda $\vec{a}_c$ – sistema inersiya markazining tezlanishi, $\vec{F}_t$ – sistemaga ta'sir etayotgan tashqi kuchlarning vektor yig'indisi. Sistema yopiq

bo'lganda $\vec{F}_t = 0$ bo'ladi. U holda: $\vec{a}_c = \frac{d\vec{V}_c}{dt} = 0$. (4.25)

Bundan $\vec{V}_c = \text{const}$ ekanligi kelib chiqadi. Bu xulosa inersiya markazining saqlanish qonunini ifodalaydi va quyidagicha ta'riflanadi: berk sistemaning inersiya markazi to'g'ri chiziqli tekis harakat qiladi yoki tinch holatda bo'ladi.

8. Inersiya markazi tushunchasi, sistema harakatini tavsiflashda ancha qulayliklarga egadir. $\vec{F}_t = m_c \frac{d\vec{V}_c}{dt}$ (4.26)

Ko'rinib turibdiki, bu formula shaklan bitta moddiy nuqtaning tashqi $\vec{F}_t$ kuch ta'sirida qilayotgan $\vec{F}_t = m \frac{d\vec{g}}{dt}$ harakatini ifodalovchi tenglamaga o'xshashdir. Shuning uchun bu formula inersiya markazining harakat tenglamasini ifodalaydi va quyidagicha ta'riflanadi: sistemaning inersiya markazi tashqi kuchlar ta'sirida massasi sistema tarkibidagi barcha jismlarning massasiga teng bo'lgan moddiy nuqta kabi harakatlanadi. Bu xulosa inersiya markazining harakati haqidagi teorema deb ataladi.

Eslatma: inersiya markazi va og'irlik markazi degan tushunchalar bir xil emas. Og'irlik markazi – bir jinsli og'irlik kuchi maydonidagi qattiq jismlar uchungina ma'noga ega. Inersiya markazi esa, hech qanday maydon bilan bog'liq emas va ixtiyoriy mexanik sistemalar uchun o'rinlidir.

Og'irlik kuchi maydonida joylashgan jismlar uchun, inersiya markazi va og'irlik markazi mos bo'lib, bitta nuqtada yotadi. Inersiya

markazi massaning taqsimlanishini tasvirllovchi geometrik nuqta bo‘lib, ba’zi hollarda jismdan tashqarida ham bo‘lishi mumkin.

Nazorat uchun savollar

1. Konservativ va nokonservativ kuchlar qanday va ularning bajargan ishlari qanday bo‘ladi?
2. Tashqi va ichki kuchlar nima? Nima uchun yopiq sistemada ichki kuchlarning yig‘indisi nolga teng bo‘ladi?
3. Impulsning saqlanish qonunini ta’riflang, misol keltiring.
4. Reaktiv harakat va reaktiv kuch deb nimaga aytiladi?
5. O‘zgaruvchan massali jismlarning harakatiga misollar keltiring.
6. Kosmik tezliklarni tushuntiring.
7. Sistemaning impulsi qanday?
8. Inersiya markazining saqlanish qonunini ifodasini yozing va ta’riflang.

**5-MA'RUZA. Absolyut qattiq jismning aylanma harakat
dynamikasi. Impuls momenti va kuch momenti.**

Momentlar tenglamasi.

**Impuls momentini saqlanish qonuni. Inersiya momenti. Aylanma
harakat dynamikasining asosiy qonuni.**

Mavzu rejasi

1. Impuls momenti va kuch momenti. Ularning o'lchov birliklari.
2. Impuls momenti bilan kuch momenti orasidagi bog'lanish.
Momentlar tenglamasi.
3. Impuls momentini saqlanish qonuni.
4. Inersiya momenti. Shteyner teoremasi.
5. Ba'zi jismlarning inersiya momentlari.
6. Aylanma harakat dynamikasining asosiy tenglamasi.
7. Aylanuvchi jismning kinetik energiyasi va bajargan ishi.

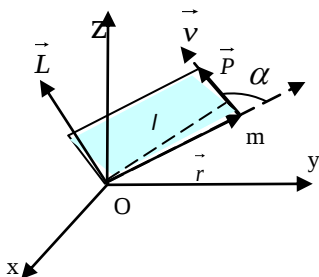
Tayanch so'z va iboralar

Kuch momenti va impuls momenti, inersiya momenti, Shteyner teoremasi, qattiq jism aylanma harakati dynamikasining asosiy tenglamasi, aylanuvchi qattiq jismning kinetik energiyasi va bajargan ishi, momentlar tenglamasi, impuls momenti bilan kuch orasidagi bog'lanish konservativ va nokonservativ kuchlarni bajargan ishi, tashqi va ichki kuchlar, yopiq sistema, reaktiv harakat, dissipatsiya, inersiya markazi, energiyaning saqlanish qonuni, umumfizikaviy energiyaning saqlanish qonuni, impulsning saqlanish qonuni.

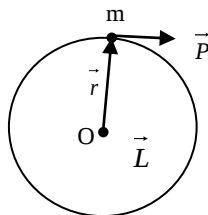
1. Impuls momentining saqlanish qonuni bilan tanishishdan oldin bu qonunni xarakterlovchi ba'zi tushunchalar va kattaliklar bilan tanishamiz. Biror inersial sanoq sistemasiga nisbatan harakatlanayotgan jismning tezligi $\vec{g}$, impulsi $\vec{P}$ va radius-vektori $\vec{r}$ bo'lsin (5.1-rasm).

Moddiy nuqtaning berilgan nuqtaga nisbatan impuls momenti deb, radius-vektorni impuls vektoriga vektor ko'paytmasiga aytiladi:

$$\vec{L} = [\vec{r} \cdot \vec{P}] \quad (5.1)$$



5.1 – rasm.



5.2 – rasm.

$\vec{L}$ vektor kattalik, uning yoʻnalishi $\vec{r}$ va $\vec{P}$ vektorlar yotgan tekislikka doimo tik boʻladi. Yoʻnalishi parma qoidasi asosida aniqlanadi. Agar parma dastasini $\vec{r}$ vektordan $\vec{P}$ vektorga eng qisqa yoʻl orqali oʻtishdagi yoʻnalish boʻyicha bursala, parma uchining ilgari lanma harakati yoʻnalishi $\vec{L}$ vektorning yoʻnalishi bilan mos keladi. Impulsning son qiymati $\vec{r}$ va $\vec{P}$ orqali chizilgan parallelogramm yuzasiga teng boʻladi, yaʼni

$$L = rps \sin \alpha = lp = mgl \quad (5.2)$$

l – moddiy nuqta impulsining O nuqtaga nisbatan elkasi.

L ning oʻlchov birligi SI: $\text{kg} \cdot \text{m}^2/\text{s}$; SGS: $\text{g} \cdot \text{sm}^2/\text{s}$.

Moddiy nuqta radiusi $\vec{r}$ boʻlgan aylana boʻylab oʻzgarmas tezlik bilan harakatlanayotgan boʻlsa (5.2 – rasm), uning aylana markaziga nisbatan impuls momentining son qiymati:

$$L = mgr. \quad (5.3)$$

O nuqta orqali oʻtuvchi ixtiyoriy Z oʻqqa $\vec{L}$ ning proeksiyasi moddiy nuqtaning shu oʻqqa nisbatan impuls momenti deyiladi:

$$\vec{L}_Z = [\vec{r}, \vec{P}]_Z. \quad (5.4)$$

Oʻqqa nisbatan impuls momenti skalyar kattalik boʻlib, nuqtaga nisbatan impuls momenti esa vektor kattalikdir. Moddiy nuqtalar sistemasi uchun:

$$\vec{L} = \sum_{i=1}^n \vec{L}_i = \sum_{i=1}^n [\vec{r}_i, \vec{P}_i] = \sum_{i=1}^n [\vec{r}_i, m\vec{g}_i]. \quad (5.5)$$

Kuchning aylantiruvchi taʼsirini xarakterlash uchun kuch momenti tushunchasi kiritilgan. Berilgan O nuqtaga nisbatan kuch momenti deb, radius-vektorni kuch vektoriga vektor koʻpaytmasiga aytiladi, yaʼni

$$\vec{M} = [\vec{r} \cdot \vec{F}]. \quad (5.6)$$

Kuch momentining son qiymati:

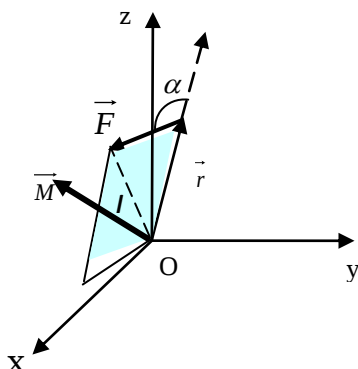
$$M = rF \sin \alpha. \quad (5.7)$$

Aylanish markazidan kuchning ta'sir yo'nalishiga tushirilgan perpendikulyarning uzunligiga kuch elkasi deyiladi.

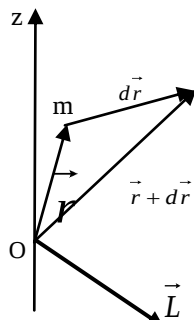
M ning o'lchov birligi SI: $N \cdot m$, SGS: $\text{din} \cdot \text{sm}$.

2. $\vec{L}$ vaqt o'tishi bilan o'zgarib turadi. Bu o'zgarishni tahlil qilish uchun $\vec{L} = [\vec{r} \cdot \vec{P}]$ ifodani vaqt bo'yicha differensiallaylik:

$$\frac{d\vec{L}}{dt} = \frac{d}{dt} [\vec{r} \cdot \vec{P}] = \left[\frac{d\vec{r}}{dt} \cdot \vec{P} \right] + \left[\vec{r} \cdot \frac{d\vec{P}}{dt} \right]. \quad (5.8)$$



5.3 – rasm.



5.4 – rasm.

$$\left[\frac{d\vec{r}}{dt} \cdot \vec{P} \right] = 0 \text{ chunki } \frac{d\vec{r}}{dt} = \vec{g} \text{ va } \vec{P} \text{ lar bir tomonga yo'nalgan.}$$

N'yutonning II qonuniga asosan va (5.6) ifodaga ko'ra

$$\left[\vec{r} \cdot \frac{d\vec{P}}{dt} \right] = [\vec{r} \cdot \vec{F}] = \vec{M}. \quad (5.9)$$

$$\text{Demak,} \quad \frac{d\vec{L}}{dt} = \vec{M}. \quad (5.10)$$

(5.10) ifoda $\vec{L}$ bilan $\vec{M}$ ni orasidagi bog'lanishni ifodalab, moddiy nuqta uchun momentlar tenglamasi deyiladi.

$$\frac{d\vec{L}}{dt} = \vec{M} \text{ ifoda } \frac{d\vec{P}}{dt} = \vec{F} \text{ ga o'xshashdir.}$$

3. Agar moddiy nuqtaga ta'sir etuvchi barcha tashqi kuchlar teng ta'sir etuvchisining O nuqtaga nisbatan momenti nolga teng bo'lsa:

$$\frac{d\vec{L}}{dt} = 0. \quad (5.11)$$

O'zgarmas kattalikning vaqt bo'yicha hosilasini nolga teng ekanligini nazarda tutsak (5.11) dan

$$\vec{L} = \text{const} \quad (5.12)$$

ekanligi kelib chiqadi. Bunday natija moddiy nuqta impuls momentining saqlanish qonunini ifodalaydi. Moddiy nuqtaning impuls momenti ixtiyoriy O nuqtadan o'tayotgan biror (masalan, z o'qqa, 5.4 – rasm) o'qqa nisbatan aniqlanayotgan bo'lsa, u

$$\frac{dL_z}{dt} = M_z \text{ ga teng bo'ladi.} \quad (5.13)$$

L_z va M_z lar $\vec{L}$ va $\vec{M}$ vektorlarning mos ravishda Z o'qqa tushirilgan proeksiyalaridir. O'qqa nisbatan impuls momenti skalyar kattalik bo'lib, nuqtaga nisbatan vektor kattalikdir. Moddiy nuqtalar sistemasi uchun biror O nuqtaga nisbatan

$$\frac{d}{dt} \sum_i \vec{L}_i = \sum_i \vec{M}_i, \quad (5.14)$$

biror Z o'qqa nisbatan

$$\frac{d}{dt} \sum_i L_{iz} = \sum_i M_{iz}. \quad (5.15)$$

Agar moddiy nuqtalar sistemasi berk bo'lsa:

$$\sum_i \vec{L}_i = \text{const}. \quad (5.16)$$

Inersiya momenti

Jism aylanishining burchak tezlanishi α va aylantirish uchun ta'sir qiladigan kuch momenti τ ga proporsionaldir

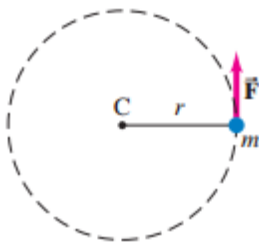
$$\alpha \propto \sum \tau$$

Yozilgan ifodadagi $\sum \tau$ to'la kuch momenti (obyekt ustidagi harakatning barcha kuch momentlari yig'indisi) α ga proporsional. O'zgaruvchan harakat uchun Nyutonning 2-qonuni muvofiqdir. $\alpha \propto \sum \tau$ o'zgaruvchan harakatda tezlanish nafaqat sof kuchga, balki jismoniy

inersiyasi ya'ni massasiga teskari proporsional. Buni $a = \sum F/m$ ko'rinishida yozish mumkin. Aylanma harakatda massa qanday rol o'ynaydi? Nyutonning 2-qonunini quyidagicha yozish mumkin¹:

$$\sum F = ma$$

Biz avval eng sodda harakatni tatbiq qilamiz: massa m jismni arqon yoki sterjen (massalari hisobga olmagan holda) uchiga biriktirib 2 radiusli aylana bo'ylab aylantiramiz. (5-5- rasm)



(5-5- rasm)

F kuch ta'sirida m massasi jism aylanaga urinma harakatga keladi. Kuch momenti aylanma harakatda $\tau = rF$ ga teng bo'ladi. Agar Nyutonning 2-qonunining son qiymati $\sum F = ma$ ga va aylanma harakatda chiziqli tangensial tezlanish $a_{tan}=ra$ ga teng bo'lsa, biz $F = ma = mra$ ga ega bo'lamiz.

Biz ikkala tomonni r ga ko'paytirsak kuch momentiga ega bo'lamiz

$$\tau = rF = r(mra) \quad \text{yoki} \quad \tau = mr^2\alpha \quad (5-17)$$

bu yerda burchakli tezlanish va aylantiruvchi moment o'tganda to'g'ri munosabat vujudga keladi. mr^2 ning son qiymati aylantiruvchi momentning bir qismi bo'lib inertsiya momentini beradi. Hozir markazdan aylanish o'qiga ega bo'lgan aylanma harakatga kelayotgan qattiq jismni ko'rib chiqamiz. Bu g'ildirakni har xil nuqtalarda aylanma harakat qilayotgan mayda bo'lakchalardan iborat deb faraz qilaylik. Biz (5-17) ifodani barcha bo'lakchalar uchun qo'llab jami yig'indisini hisoblaymiz¹.

Har bir bo'lakchani sof aylantiruvchi momentlari yig'indisi $\sum \tau$ ni quyidagicha topamiz:

$$\sum \tau = (\sum mr^2)\alpha \quad (5-13)$$

¹ Douglas C, Giancoli. "PHYSICS". PRINCIPLES WITH APPLICATIONS. Pearson. 2014, 208, 209, 210, 212, 213, 215 – betlar.

Bu yerda α qattiq jismning barcha qismlari uchun o'rinli. $\sum mr^2$ yig'indi jism bo'laklarining massalari yig'indisi va ulardan aylanish o'qigacha bo'lgan masofaning kvadratiga mutanosib. Agar har bir bo'lakchani raqamlasak (1,2,3,...) u holda $\sum mr^2 = m_1r_1^2 + m_2r_2^2 + m_3r_3^2 + \dots$, munosabat o'rinli.

Bu yig'indi jism inertsia moment (yoki aylanish inertsiasi) I ni beradi¹.

$$I = \sum mr^2 = m_1r_1^2 + m_2r_2^2 + \dots \quad (5-14)$$

(5-13) va (5-14) ifodalarni bog'lasak

$$\sum \tau = I \alpha \quad \text{ga ega bo'lamiz} \quad (5.15)$$

Bu Nyutonning 2 – qonuni ekvivalentidir.

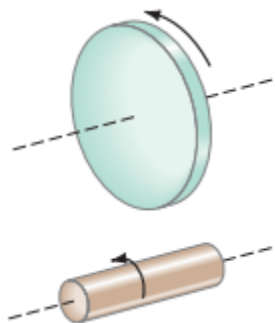
U qattiq jismning o'rnatilgan o'q atrofida aylanish kuchini saqlaydi.

[shuningdek jism tezlanishi o'zgaruvchan bo'lganda, bundan tashqari I va α lar massa markazidan hisoblaganda va DS aylanish o'qi o'zgarmaganda, ta'sir kuchi o'zgarmaydi. Qiyalikdan dumalab tushayotgan shar bunga misol].

Biz ko'rayotgan inertsia moment I jisimiy aylanmainertsiasi o'lchovi bo'lib, aylanma harakatda asosiy ro'l o'ynaydi. (5-14) ifodada aylnama inertsia bir jinsli jism massasiga bog'liqligi ko'rsatilgan. Masalan, massalari teng bo'lgan katta diametrli slindrning aylanuvchi momenti kichik diametrli silindrniki katta (8-18 rasm).

5-6-rasm massalari teng bo'lgan, katta diametrli silindrnin moment, kichik diametrli silindrniki katta. Qachonki jism massasi aylanish o'qidan uzoqroqda joylashgan bo'lsa, aylantiruvchi moment katta bo'ladi. Aylanma harakatda jism massa markazi massaga bog'liq bo'lmagan holda joylashadi.

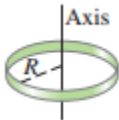
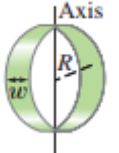
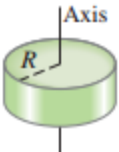
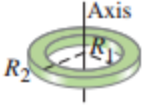
¹Douglas C, Giancoli. "PHYSICS". PRINCIPLES WITH APPLICATIONS. Pearson. 2014, 208, 209, 210, 212, 213, 215 – betlar.

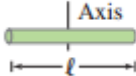
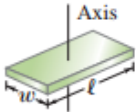


(5-6- rasm)

5-1-jadval.

Massasi M bo'lgan jismlarning inersiya momentlari

Jism	Aylanish o'qi		Inersiya momenti
a) Ingichka aylana radiusi R	Markazda joylashgan		MR^2
b) qalinligi w radiusi R bo'lgan aylana	Diametr markazida joylashgan		$\frac{1}{2}MR^2 + \frac{1}{12}Mw^2$
c) Radius R bo'lgan silindir	Markazda		$\frac{1}{2}MR^2$
d) Kovak silindir ichki radiusi R_1 tashqi radius R_2	Markazda		$\frac{1}{2}M(R_1^2 + R_2^2)$

e) Sfera Radiusi R	Markazda		$\frac{1}{5}MR^2$
f) Uzun sterjen uzunligi l	Markazda		$\frac{1}{12}Ml^2$
g) Uzunligi l bo'lgan sterjen	Sterjen oxirida		$\frac{1}{3}Ml^2$
h) To'g'ri to'rtburchakli plastinka uzunligi R qalinligi ω	Markazda		$\frac{1}{12}M(l^2 + \omega^2)$

Ko'pgina sodda jismlar (bir jinsli) uchun inersiya momenti Δmr^2 formula orqali hisoblanadi. Har bir katta kichik aylanuvchi jismlar uchun inersiya momentlari alohida hisoblanadi¹.

(5-4- rasmdagi) Shakldagi har bir shakl ya'ni qattiq jismlar o'ziga xos o'q atrofida aylanadi. Bulardan biri aylana yoki aylana halqa aylana tekisligiga perpendikulyar o'q atrofida aylanadi. (5-1-jadval). Aylanada hamma massa aylanish o'qidan bir xil R masofada to'planadi. Aylananing jami massasi M bo'lib, $\sum mr^2 = (\sum mr^2)R^2 = MR^2$ o'rinli. 5-1-jadvalda barcha jismlarning tashqi radiusi R ga teng((d)shaklda ichki radius mavjud).

¹ Douglas C, Giancoli. "PHYSICS". PRINCIPLES WITH APPLICATIONS. Pearson. 2014, 208, 209, 210, 212, 213, 215 – betlar.

Hisoblashda qiyinchilik bo'lganda Nyutonning 2 –qonuniga muvofiq barcha tezlanish α va kuch momenti $\sum \tau$ ni bilgan holda 8-14 ifodadan quyidagiga ega bo'lamiz

$$I = \sum \tau / \alpha$$

6. Yuqorida keltirilgan ifodaga inersiya momentini qo'ysak va $\vec{\Delta F}_i \cdot \vec{r}_i = \Delta M_i$ ekanligini e'tiborga olsak:



(5.16)

Bu ifoda aylanma harakat dinamikasining asosiy tenglamasi bo'lib, quyidagicha ta'riflanadi: jismga qo'yilgan aylantiruvchi kuchning momenti jismning inersiya momenti bilan burchak tezlanishini ko'paytmasiga teng.

Aylanma kinetik energiya



miqdor oldinga intilayotgan jismning kinetik energiyasidir. O'q

atrofida aylanayotgan jism **aylanma kinetik energiyaga** ega hisoblanadi. Oldinga intiluvchi (ilgarilama) kinetik energiya bilan o'xshashlik orqali biz

$\frac{1}{2} I \omega^2$, I jism harakatsizligining impulsi va W burchakli tezlik, ifoda

orqali berilishini kuzatishimiz mumkin. Biz bu haqiqatdan ham to'g'ri ekanligini ko'rsatishimiz mumkin.

Qat'iy aylanayotgan jism ko'plab mayda, har biri m massali, zarralardan tashkil topgan deb hisoblaylik. Agar biz r orqali bitta zarraning aylanish o'qigacha bo'lgan masofasini ifodalasak, bu holda uning chiziqli tezligi $V = r\omega$. Butun jismning umumiy kinetik energiyasi barcha zarralarning kinetik energiyasining yig'indisiga teng:

$$KE = \sum \left(\frac{1}{2} m v^2 \right) = \sum \left(\frac{1}{2} m r^2 \omega^2 \right) = \frac{1}{2} (\sum m r^2) \omega^2. \text{ Biz } \frac{1}{2} \text{ va}$$

ω^2 agar qat'iy jismda zarralar bir xil bo'lgan holda. $\sum m r^2 = I$ bo'lganda, harakatsiz xolatda, qat'iy aylanayotgan jism kinetic energiyasi.

$$\text{Harakatsiz} \quad KE = \frac{1}{2} I \omega^2 \quad (5-17)$$

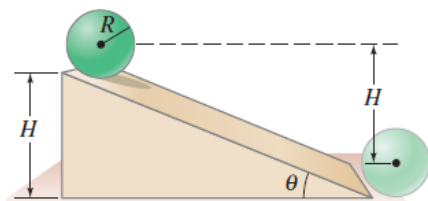
ekanligini ko'rishimiz mumkin.

Energiyaning boshqa turlari bilan kabi miqdorlar joulda.

Jism markaziy massasi (CM) ilgarilanma xarakatlangan xolatda, u ilgarilanma va aylanma kinetik energiya bilan harakat qiladi. 5-17 tenglik agar aylana o'q belgilangan bo'lsa aylanma kinetik energiyani beradi. G'ildirak tog'ga chiqayotgani kabi jism harakatlansa, bu tenglik kuchga ega bo'ladi, chunki aylana o'q yo'nalishda aniqlanadi. Bu holda umumiy kinetik energiya:

$$KE = \frac{1}{2} M v_{CM}^2 + \frac{1}{2} I_{CM} \omega^2 \quad (5-18)$$

V_{CM} massa markazining chiziqli tezligi, I_{CM} o'q bo'ylan markaziy massaning inertsia moment, ω o'q bo'ylab burchak tezlik, va M jismning umumiy massasi. 5-1 namuna. Sharning qiya tekislikdagi harakati. M massa va R radiusga ega bo'lgan qattiq sharning tezligi qanday bo'ladi, agar u tinch holatdan o'z harakatini H balandlikda boshlasa va qiyalikning eng pastki nuqtasiga sirg'alishsiz tushsa? 5-7-rasmga qarang. (yetarlich o'zgar-mas ishqalanish tahmin qilamiz, demak sirg'alish kuzatilmaydi: biz qisqacha o'zgar-mas sirg'alish kuzatilmasligini ko'ramiz) o'z natijangizni ishqalanishsiz qiyalikdan jism sirg'alib tushuvchi jism bilan solishtiring.



5-7- rasm. Tepalikdan dumalab tushayotgan shar ilgarilama va aylanma kinetik energiyaga ega.

Yondashuv. Biz energiyani saqlanishi bilan gravitatsion potensial energiyadan foydalanamiz, hozirda aylanma shuningdek ilgarilama kinetik energiyani o'z ichiga oladi. **Yechim** qiyalikning dastlabki nuqtasidagi y vertikal masofaning xar qanday nuqtasida kinetik energiya

$$E = \frac{1}{2} M v^2 + \frac{1}{2} I_{CM} \omega^2 + M_{gy} \quad V \text{ markaziy massaning tezligi, va}$$

Mgy gravitatsion potensial energiya. Energiyaning saqlanishidan foydalangan holda biz cho'qqidagi umumiy energiyani ($y = H, v = 0, \omega = 0$ eng pastdagi umumiy energiya ($y = 0$) bilan tenglashtiramiz.

$$E_{top} = E_{bottom}$$

$$0 + 0 + MgH = \frac{1}{2}Mv^2 + \frac{1}{2}I_{CM}\omega^2 + Mgy$$

Qattiq sharning o'q orqali markaziy massasining inersiya moment $I_{CM} = \frac{2}{5}MR^2$. shar sirg'alishsiz yumalagan holda $\omega = v/R$ ga ega bo'lamiz. Shu sababli

$$MgH = \frac{1}{2}Mv^2 + \frac{1}{2}\left(\frac{2}{5}MR^2\right)\left(\frac{v^2}{R^2}\right) \text{ } M \text{ lar va } R \text{ larni inkor qilgan holda,}$$

$$\left(\frac{1}{2} + \frac{1}{5}\right)v^2 = gH \text{ yoki } v = \sqrt{\frac{10}{7}gH} \text{ keltirib chiqaramiz.}$$

Biz bu natijani yumalayotgan sharning tezligi uchun tekislikdan aylanish va ishqalanishsiz sirg'alib tushayotgan jism bilan solishtirsak bo'ladi, $\frac{1}{2}mv^2 = mgH$ (bizning yuqoridagi energiya saqlanish qonunini ko'ring).

Sirg'alayotgan jism uchun $v = \sqrt{2gH}$, bizning yumalayotgan sharning natijasidan kattaroq bo'lgan ($2 > 10/7$). Ishqalanish yoki aylanishsiz sirg'alayotgan jism o'zining boshlang'ich kinetik energiyasini butunlay birlamchi kinetik energiyaga o'tkazadi (aylanma kinetik energiyaga emas), demak uning markaz massasining tezligi yuqoriroq bo'ladi. **Eslatma.** Bizning yumalayotgan shar uchun korsatgan natijamiz sharning M massa va R radiuslarining ikkalasidaham mustaqil ekanligini ko'rsatadi.

Burchak impuls va uning saqlanishi

Bu bobda biz, agarda mos burchak o'zgaruvchilaridan foydalansak, aylanma harakat uchun kinematik va dinamik tenglamalar odatiy chiziqli tenglamalarga qiyoslovchi bo'lishini ko'rib chiqdik. O'tgan bo'limda ko'rdikki, misol uchun aylanma kinetik energiya $\frac{1}{2}I\omega^2$ qaysiki, ilgarilanma

kinetik energiyaga $\frac{1}{2}mv^2$ moskabi yozilishi mumkin.

Bunga muvofiq aylanma harakatda impuls mavjuddir. Bu **burchak impuls** L deb ataladi. Massa markazidan o'tuvchi o'q atrofida dumalayotgan jism uchun burchak impuls

$$L = I\omega \quad (5-19)$$

I inersiyamoment va, ω aylanish o'qi bo'ylab burchak tezligi. XBSda L ning birligi aniq nomlanishga ega bo'lmagan $kg \cdot m^2 / s$.

Birz Nyutonning ikkinchi qonuni faqatgina $\sum F = ma$ kabi emas, balki impuls tomondan umumiyroq $\sum F = \Delta p / \Delta t$ ko'rinishga ega bo'lishi mumkin ekanligini ko'rdik. Biz 5-13 tenglikda ko'rganga o'xshash, Nyutonning ikkinchi qonunining aylanma ekvivalenti $\sum \tau = I\alpha$ kabi yozilishi mumkin va

$$\sum \tau = \frac{\Delta L}{\Delta t} \quad (5-20)$$

kabi yozilishi ham mumkin. $\sum \tau$ jismni yumalatish uchun ta'sir etayotgan tashqi kuch va $\Delta L / \Delta t$ vaqt davri mobaynida burchak impulsining o'zgarishi. 5-13 $\sum \tau = I\alpha$ tenglik inersiya momenti o'zgarmas bo'lgan holda, 5-14 tenglikning mahsus holati. Agar jism $t = 0$ vaqtda ω_0 burchak tezligi va Δt vaqt davridan so'ng ω burchak tezlikka ega bo'lsa, uning burchak tezlanishi

$$\alpha = \frac{\Delta \omega}{\Delta t} = \frac{\omega - \omega_0}{\Delta t}$$

So'ngra 5-14 tenglikdan 5-13 tenglikka ega bo'lamiz:

$$\sum \tau = \frac{\Delta L}{\Delta t} = \frac{I\omega - I\omega_0}{\Delta t} = \frac{I(\omega - \omega_0)}{\Delta t} = I \frac{\Delta \omega}{\Delta t} = I\alpha$$

Burchak impulsi fizikaning muhim tushunchalaridan hisoblanadi, chunki ma'lum holatlarga ko'ra u saqlangan qiymatdir. Biz 5-13 tenglikdan agar jismning $\sum \tau$ tashqi aylantiruvchi kuchmomenti nol bo'lsa, bu holda $\frac{\Delta L}{\Delta t}$ nolga teng bo'lishini ko'ramiz. $\Delta L = 0$, demak L o'zgarmaydi. Bu yumalayotgan jism uchun **burchak impulsining saqlanish** qonunidir.

Tashqi aylantiruvchi tasir kuchi momenti nolga teng bo'lsa, yumalayotgan jismning umumiy burchak impulsi o'zgarmas qoladi. Burchak impulsining saqlanish qonuni energiya va impuls bilan birgalikda fizikaning asosiy saqlanish qonunlaridan biridir.

Jismga tasiretuvchi natijaviy tashqi kuchmomenti nolga teng va jism massa markazidan o'tuvchi qo'zg'almas o'q atrofida yumalasa, yoki MM dan va yo'nalishi o'zgarmas, ilgariylanma harakat qiluvchi o'q atrofida yumalasa,

$$\frac{\omega_1 - \omega_2}{2} \ll \frac{\omega_1 + \omega_2}{2} \quad (5.21)$$

deb yozishimiz mumkin.

I_0 Va ω_0 ixtiyoriy boshlang'ich vaqtdagi ($t = 0$) o'qqa nisbatan inersiya momenti va burchak tezligi va I va ω ularning ixtiyoriy boshqa vaqtlardagi kattaliklari. Jism bo'laklari o'z holatlarini boshqa biriga bog'liq holda o'zgartirishlari mumkin, demak I o'zgaruvchi. Lekin bu holda ω ham o'zgaradi, demak $I\omega$ o'zgarmas qoladi.

Nazorat uchun savollar

1. Kuch momenti va impuls momentini izohlang.
2. Momentlar tenglamasini yozing va izohlang.
3. Impuls momentining saqlanish qonunini izohlang.
4. Inersiya momenti deb nimaga aytiladi?
5. Shteyner teoremasini izohlang.
6. Aylanma harakat dinamikasining asosiy qonuni.

6-MA'RUZA. Elastik deformatsiya turlari: cho'zilish, siljish, buralish, egilish. Guk qonuni. Qoldiq deformatsiya. Cho'zilish deformatsiyasi. Sharhlarning markaziy to'qnashuvi

Mavzu rejasi

1. Qattiq jism deformatsiyasi
2. Siqilish va cho'zilish deformatsiyasi
3. Siljish deformatsiyasi
4. Buralish deformatsiyasi
5. Bir o'lchamdagi elastik to'qnashuv
6. Noelastik to'qnashuv
7. Ikki o'lchamdagi to'qnashuvlar

Tayanch so'z va iboralar

Urilish, urilish chizig'i, absolyut elastik va absolyut noelastik urilish, tiklanish koeffitsiyenti, impuls va energiyani saqlanish qonunlari, nisbiy harakat tezligi, markaziy va nomarkaziy urilishlar.

Qattiq jism deformatsiyasi

Kuch ta'sirida jismning hajmini yoki shaklini o'zgarishiga deformatsiya deyiladi.

Deformatsiya 2 xil bo'ladi:

1) Elastik deformatsiya. Qattiq jismlarga ta'sir etuvchi tashqi kuch olingandan keyin, jism oldingi shakliga qaytsa, elastik deformatsiya deyiladi.

2) Noelastik deformatsiya. Qattiq jismlarga ta'sir etuvchi tashqi kuch olingandan keyin, jism oldingi shakliga tiklamasa noelastik deformatsiya deyiladi.

3) Siqilish va cho'zilish deformatsiyasi

Tajribalar berilgan materialdan yasalgan Sterjenlar uchun elastik deformatsiya vaqtidanisbiy uzayish sterjen ko'ndalang kesim yuziga to'g'ri keluvchi kuchga proporsional ekanligini ko'rsatdi.

$$\varepsilon = \frac{\Delta l}{l} = \alpha \left(\frac{F}{S} \right) \quad (6.1)$$

bu yerda α —elastiklik koeffitsiyenti.

Kuchning shu kuch ta'sir etayotgan sirtning yuzasiga nisbati kuchlanish deyiladi.

Agar kuch sirtga o'tkazilgan normal bilan bir xil yo'nalishga ega bo'lsa, normal kuchlanish va urinma bilan bir xil yo'nalishga ega bo'lsa, tangensial kuchlanish deyiladi.

$$\sigma = \frac{F}{S} \quad (6.2)$$

(2) ni (1) ga qo'ysak:

$$\varepsilon = \alpha \cdot \sigma \quad (6.3)$$

Elastiklik koeffitsiyentiga teskari bo'lgan kattalik Yung moduli deyiladi:

$$E = 1 / \alpha \quad (6.4)$$

$$\varepsilon = \sigma / E \quad (6.5)$$

Yung moduli shunday normal kuchlanishga tengki, uning ta'sirida materialning nisbiy uzayishi birga teng bo'lar edi. (4) va (1) dan:

$$F = \frac{ES}{l} \Delta l = K \Delta l \quad (6.6)$$

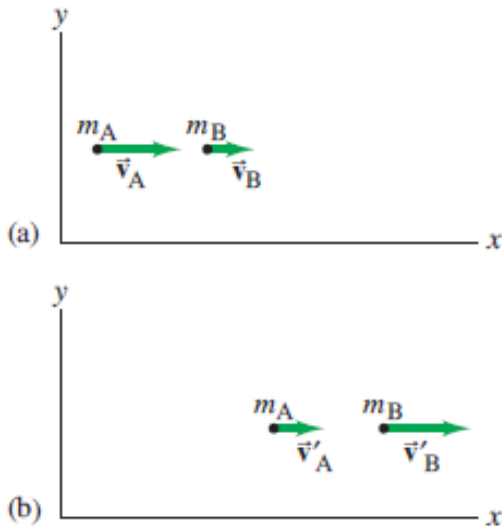
k – berilgan sterjen uchun o'zgarmas kattalik.

(6.6) Ifoda Guk qonunini ifodalaydi.

Deformatsiya paytida sterjenning uzayishi sterjenga ta'sir etuvchi kuchga proporsional bo'ladi.

Bir o'lchamdagi elastik to'qnashuv

Endi barcha harakatlar chiziq bo'ylab deb, impuls va kinetik energiyaning saqlanish qonunlarini ikki jism o'rtasidagi yuz-yuzma elastik to'qnashuviga tadbiq qilamiz. Umuman olganda, ikki jism X o'qi bo'ylab to'qnashuvdan oldin v_A va v_B tezliklar bilan harakatlanayapdi deb tahmin qilamiz, 7-13a rasm. To'qnashuvdan so'ng ularning tezliklari V'_A va V'_B , 6-1b rasm. Har qanday $V > 0$ jismlar o'ngga (X o'suvchi), $V < 0$ uchun jismlar chap tomonga harakatlanmoqda (X ning kamayuvchi miqdori tomonga).



6-4- rasm. Ikki kichik m_A va m_B massali jismlar, (a) to‘qnashuvdan oldin (b) to‘qnashuvdan keyin Impulsning saqlanishi qonunidan, biz

$$m_A v_A + m_B v_B = m_A v'_A + m_B v'_B$$

ga ega bo‘lamiz. Chunki to‘qnashuv elastik bo‘ladi deb tahmin qilamiz, shuningdek kinetik energiya ham saqlanadi.

$$\frac{1}{2} m_A v_A^2 + \frac{1}{2} m_B v_B^2 = \frac{1}{2} m_A v'^2_A + \frac{1}{2} m_B v'^2_B.$$

Ikki noma'lum uchun ikkita tenglikga egamiz. Agar biz to‘qnashuvdan oldin jism massasi va tezligini bilsak, u holda to‘qnashuvdan keying v'_A va v'_B tezlik uchun bu ikki tenglamani ishlashimiz mumkin. Biz impuls tengligini qayta yozish orqali foydali natija keltirib chiqaramiz.

$$m_A (v_A - v'_A) = m_B (v'_B - v_B) \quad (6.7)$$

va kinetik energiya saqlanish tengligini

$$m_A (v_A^2 - v'^2_A) = m_B (v'^2_B - v_B^2) \text{ kabi yozamiz.}$$

$(a^2 - b^2) = (a - b)(a + b)$ algebraik ekanligini esga olgan holda, bu oxirgi tenglikni

$$m_A(v_A - v'_A)(v_A + v'_A) = m_B(v'_B - v_B)(v'_B + v_B) \quad (6.8)$$

kabi yozib olamiz.

Biz (6.7) tenglama orqali (6.8) tenglamani ajratamiz, va ($v_A \neq v'_A$ va $v_B \neq v'_B$) deb tahmin qilamiz)

$$v_A + v'_A = v'_B + v_B \quad \text{ga ega bo'lamiz.}$$

Biz bu tenglamani

$$\begin{aligned} v_A - v_B &= v'_B - v'_A \quad \text{yoki} \\ v_A - v_B &= -(v'_A - v'_B) \end{aligned} \quad (6.9)$$

kabi qayta yozib olamiz.

Bu qiziqarli natija: ikki jismning massasidan qa'tiy nazar, to'qnashuvdan keyingi nisbiy tezliklari ($v'_A - v'_B$), to'qnashuvdan oldingidek bir xil kattalikga ega bo'ladi (lekin qarama-qarshi yo'nalishda).

(6.9) tenglik elastik to'qnashuv uchun kinetik energiya saqlanishidan keltirib chiqarilgan va uning o'rnida ishlatilishi mumkin. Chunki (6.9) tenglamada V lar kvadrat emas, bu kinetik energiyani saqlanish tenglamasiga qaraganda hisob kitob qilish osonroq.

6-1 misol. Teng massalar. m massali v_A tezlik bilan harakatlanayotgan A billiard shari shunday massaga ega B shar bilan yuzma-yuz to'qnashadi. Ularni elastik deb tahmin qilish orqali, to'qnashuvdan keyingi tezligi qanday?. Tahmin, (a) ikki sharlar boshlang'ich holatda harakatlanmoqda,

(b) B shar boshlang'ich tinch holatda ($v_B = 0$). **Yondashuv.** Bu yerda ikki v_A va v_B noma'lumlar mavjud, demak bizga mustaqil ikki tenglik kerak bo'ladi. Biz to'qnashuvdan bir oz oldin va bir oz keyingi qadar bolgan vaqt davriga e'tiborimizni qaratamiz. Bizning ikki shardan iborat bo'lgan tizimga hech qanday tashqi kuch tasir qilmaydi (mg va normal kuch inkor qilinadi), demak impuls saqlanadi. Shuningdek kinetik eniergiya saqlanishi ham qabul qilinadi, chunki biz to'qnashuv elastik deb aytib o'tdik.

Yechim. (a) massalar teng ($m_A = m_B = m$) demak impuls saqlanishi

$$v_A + v_B = v'_A + v'_B \quad \text{ni beradi.}$$

Bizlarga ikkinchi tenglik ham kerak, chunki ikkita noma'lum mavjud. Kinetik energiya saqlanish tenglamasidan yoki soddaroq ajratilgan (6-9) tenglamadan foydalansak bo'ladi.

$$\begin{aligned} v_A - v_B &= v'_B - v'_A \quad \text{Bu ikki tenglikni qo'shamiz va} \\ v'_B &= v_A \quad \text{ga ega bo'lamiz.} \end{aligned}$$

so'ngra ikki tenglamani $v'_A = v_B$ ga ega bo'lish uchun ayiramiz.

Bu sharlar to'qnashuv natijasida tezligini o'zgartirishini anglatadi: B shar A shar to'qnashuvdan oldingi ega bo'lgan tezlikka erishadi va aksincha. (b) agar B shar boshlang'ich tinch holatda bo'lsa, $v_B = 0$ kabi, biz $v'_B = v_A$

va $v_A = 0$ ga ega bo'lamiz.

Bu A shar to'qnashuv natijasida tinch holatga kelishini anglatadi, qachonki B A sharining haqiqiy tezligiga erishsa. **Eslatma.** bizning (b) bo'limdagi natijamiz asosan billiard o'yinchilari va suzuvchilar tomonidan qabul qilinadi va faqatgina ikki shar bir xil massaga ega bo'lganda yaroqli (va sharlar aylantirilmasa).



6-5- rasm.

Bu rasmda ikki bir xil massaga ega bo'lgan sharlar o'rtasidagi yuzma-yuz to'qnashuv. Oq billiard shari billiard tayog'i orqali tinch holatidan tezlashtiriladi va boshlang'ich holati tinch bo'lgan qizil sharga uriladi. Oq shar o'z izida to'xtaydi, va (teng massali) qizil shar oq shar to'qnashuvdan oldin ega bo'lgan tezlik kabi tezlik bilan harakat qiladi. (b) bo'limdagi.

6-2- misol. Yadroviy to'qnashuv. 1.01 u (massa atom birligi) massali $3.60 \times 10^4\text{ m/s}$ tezlik bilan harakat qilayotgan (p) proton, boshlang'ich tinch holatdagi ($m_{\text{He}} = 4.00\text{ u}$) geliy (He) yadrosi bilan yuzma-yuz to'qnashadi. To'qnashuvdan so'ng proton va geliy yadrosining tezligi qanday bo'ladi? (birinchi bobda takidlanganidek $1\text{ u} = 1.66 \times 10^{-27}\text{ kg}$, lekin bizga bu fakt kerak emas) to'qnashuv bo'shliqda bo'lib o'tadi deb faraz qilamiz.

Yondashuv. 7-7 misoldagidek, bu elastik yuzma-yuz to'qnashuv, lekin hozir zarralar bir xil massaga ega emas. Yagona tashqi kuch bu yerda tortishish kuchi bo'lishi mumkin, lekin bu to'qnashuv vaqtidagi ikki zarraning kuchli ta'siri bilan solishtirganda ahamiyatsizdir. Demak, yana impuls va kinetik energiya saqlanish qonunlaridan foydalanamiz, va g tizimda ikkita zarra bor deb qabul qilamiz.

Yechim. biz proton uchun p va geliy yadrosi uchun He belgilashdan foydalanamiz. Bizlarga $v_{He} = 0$ va $v_p = 3.60 \times 10^4$ berilgan. Biz to‘qnashuvdan keying v_p va v_{He} ni topmoqchimiz. Impulsning saqlanishidan

$m_p v_p + 0 = m_p v'_p + m_{He} v'_{He}$. Chunki to‘qnashuv elastik, tizimi-mizning kinetik energiyasi saqlangan va 6-7 tenglikdan foydalanishimiz mumkin:

$$v_p - 0 = v'_{He} - v'_p$$

Shunday qilib $v'_p = v'_{He} - v_p$ va buni yuqorida ko‘rsatilgan impuls tenglamasi o‘rniga qo‘yib,

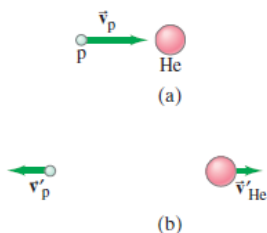
$m_p v_p = m_p v'_{He} - m_p v_p + m_{He} v'_{He}$ ga ega bo‘lamiz¹. v'_{He} ni topish uchun, biz

$$v'_{He} = \frac{2m_p v_p}{m_p + m_{He}} = \frac{2(1.01u)(3.60 \times 10^4 \text{ m/s})}{(4.00u + 1.01u)} = 1.45 \times 10^4 \text{ m/s}$$

ga ega bo‘lamiz. Boshqa noma’lumni v'_p ,

$$v'_p = v'_{He} - v_p = (1.45 \times 10^4 \text{ m/s}) - (3.60 \times 10^4 \text{ m/s}) = -2.15 \times 10^4 \text{ m/s}.$$

dan keltiramiz. v'_p uchun minus ishorasi bizlarga to‘qnashuv natijasida proton qarama-qarshi yo‘nalishga ega bo‘lishini anglatadi va biz uning tezligi boshlang‘ich tezlikka qaraganda kamroq bo‘lishini ko‘ramiz. (6-6-rasmga qarang). 6-5-misol: (a) to‘qnashuvdan oldin, (b) to‘qnashuvdan keyin



6-6-rasm. (a) to‘qnashishdan oldin, (b) to‘qnashishdan keyin

Noelastik to‘qnashuv

¹Douglas C, Giancoli. “PHYSICS”. PRINCIPLES WITH APPLICATIONS. Pearson.2014, 178,179,180,182,183– betlar.

Kinetik energiya saqlanmaydigan to'qnashuv **noelastik to'qnashuv** deyiladi. Ba'zida boshlang'ich kinetik energiya energiyaning boshqa turiga o'tadi, issiqlik yoki potensial energiya kabilarga, demak to'qnashuvdan keyingi umumiy kinetik energiya to'qnashuvdan oldingi kinetik energiyaga qaraganda kamroq bo'ladi. Aksincha bo'lishi ham mumkin, qachoki to'qnashuvlardan (kimyoviy yoki yadroviy) potensial energiya ozod bo'lsa, umumiy kinetik energiya tasirlashuvdan so'ng boshlang'ich kinetik energiyaga qaraganda kattaroq bo'lishi mumkin bo'lgan hollarda. Portlashlar bu turga misoldir.

Odatiy makroskopik to'qnashuvlar noelastikdir. Agar ikki jism to'qnashuv natijasida birlashib qolsa, to'qnashuv **butunlay noelastik** deyiladi. Ikkita vagon to'qnashuv natijasida birlashishi butunlay noelastik to'qnashuvga misol bo'ladi. Kinetik energiya ayrim hollarda noelastik to'qnashuvda butunlay energiyaning boshqa turiga o'tadi, lekin ba'zi hollarda qisman o'tadi.

6-3-misol. Vagonlar. Iki vagon butunlay noelastik to'qnashuvi uchun, boshlang'ich kinetik energiyaning qancha qismi issiqlik yoki energiyaning boshqa turiga o'tishini hisoblang. **Yondashuv.** To'qnashuvdan so'ng vagonlar birlashib qolishi, bu butunlay noelastik to'qnashuvdir. To'qnashuvdan keyingi umumiy kinetik energiyani dastlabki umumiy energiyadan ayirgan holda, biz qancha energiya boshqa turiga o'tganini aniqlashimiz mumkin. **Yechim.** To'qnashuvdan oldin faqatgina A vagon harakatlangan demak, umumiy boshlang'ich energiya

$$\frac{1}{2} m_A v_A^2 = \frac{1}{2} (10.000 \text{ kg}) (24.0 \text{ m/s})^2 = 2.88 \times 10^6 \text{ J}.$$

To'qnashuvdan so'ng ikkita vagon ham boshlang'ich tezlikning yarmiga teng bo'lgan tezlik bilan harakatlanmoqda $v' = 12.0 \text{ m/s}$, impulsning saqlanishiga ko'ra. Demak, umumiy kine ik energiya natijada

$$KE' = \frac{1}{2} (m_A + m_B) v'^2 = \frac{1}{2} (20.000 \text{ kg}) (12.0 \text{ m/s})^2 = 1.44 \times 10^6 \text{ J}.$$

shunday ekan boshqa turiga o'tgan energiya

$$(2.88 \times 10^6 \text{ J}) - (1.44 \times 10^6 \text{ J}) = 1.44 \times 10^6 \text{ J}$$

Bu haqiqiy kinetik energiyaning yarimidir¹.

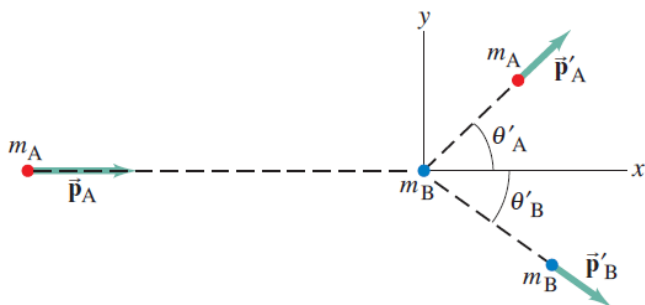
Ikki o'lchamdagi to'qnashuvlar

Impuls va energiyaning saqlanishi ikki yoki uch o'lchamlardagi to'qnashuvlarda, asosan vektor tabiatli impuls muhim bo'lgan hollarda,

¹Douglas C, Giancoli. "PHYSICS". PRINCIPLES WITH APPLICATIONS. Pearson.2014, 178,179,180,182,183– betlar.

ham tadbiq qilinishi mumkin. Yuzma-yuz bo'lmagan to'qnashuvlarning bitta umumiy holati, harakatdagi jism ("snaryad" deb nomlangan) boshlang'ich tinch holatdagi ikkinchi jismga ("mo'ljal") urilsa. Bu billiard kabi o'yinlardagi umumiy xolatdir.

6-7-rasm m_A kirib kelayotgan yadro, X o'qi yo'nalishida boshlang'ich tinch holatdagi m_B nishondagi jism tomon harakatlanayotganini ko'rsatadi. Agar bular billiard sharlari bo'lsa, m_A m_B ga yuzma-yuz kelmaydi va ular m_B ning boshlang'ich (x o'qi) yo'nalishidagi o'lchamiga bog'liq bo'lgan θ'_A va θ'_B burchak ostida harakatlanadi. **6-7-rasm.** A Jism snaryad, mo'ljalidagi B jism bilan to'qnashadi. To'qnashuvdan so'ng ular va $\vec{p}'_A$ va $\vec{p}'_B$ impuls bilan θ'_A va θ'_B burchak ostida harakatga keladi.



Impulsning saqlanish qonunini **6-7-rasmdagi** to'qnashuv kabi qabul qilaylik. Boshlang'ich va yakuniy impulslar XY tekisliklarda yotgan deb tanlaymiz. Impuls vektor va umumiy impuls saqlanganligi sababli, uning X va Y yo'nalishlardagi tashkil etuvchilari ham saqlangan. X tashkil etuvchining impuls saqlanishi:

$$p_{Ax} + p_{Bx} = p'_{Ax} + p'_{Bx} \text{ yoki } p_{Bx} = m_B v_{Bx} = 0 \text{ bilan}$$

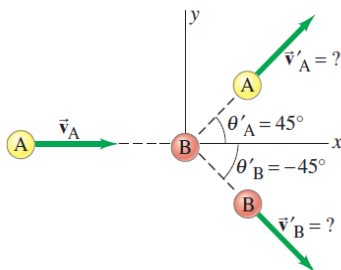
$$m_A v_A = m_A v'_A \cos \theta'_A + m_B v'_B \cos \theta'_B \text{ ni beradi. (6-8a)}$$

(') belgi, to'qnashuvdan keying miqdorlarni belgilaydi. y yo'nalishda harakat mavjud emas, demak  tashkil etuvchisining umumiy impuls to'qnashuvdan oldin 0 ga teng bo'ladi. Bu holda  tashkil etuvchisi bo'yicha impulsning saqlanish tengligi:

$$p_{Ay} + p_{By} = p'_{Ay} + p'_{By} \text{ yoki}$$

$$0 = m_A v'_A \sin \theta'_A + m_B v'_B \sin \theta'_B \quad (6-8b)$$

Bizlarda ikki ozod tengliklar mavjud bo'lgan holda biz ikki no'malum aniqlash imkoniga ega bo'lamiz.



6-8- rasm. 7-11 namuna.

6-4-namuna. Ikki o'lchamda billiard sharlarining to'qnashuvi. A billiard shari boshlang'ich tinch holatdagi bir xil massaga ega bo'lgan B sharga $+X$ yo'nalishda (7-19 rasm) $v_A = 3.0m/s$ tezlik bilan uriladi. Ikki shar 45° da X o'qqa, A shar X o'qining yuqori va B past tomoniga, qarab harakatlanishi kuzatiladi. Bu 7-19 rasmda $\theta'_A = 45^\circ$ va $\theta'_B = -45^\circ$ dir. To'qnashuvdan so'ng ikki sharning tezligi qanday bo'ladi?

Yondashuv. Ikki sharli tizimimizda tashqi ta'sir kuchi mavjud emas, billiard stoli tekis deb faraz qilamiz. Demak impulsning saqlanishi ta'minlanadi va biz har ikkala X va Y komponentlarni XY kordinatalar tizimidan foydalangan holda 6-8- rasmda ko'rsatilgandek qabul qilamiz.

Biz ikki tenglikka ega bo'lamiz va bizda v'_A va v'_B noma'lumlar mavjud. Simmetrik tasavurdan biz ikkala shar ham bir xil tezlikka ega deb tahmin qilishimiz mumkin. Lekin keling, hozir tahmin qilmaymiz. Bundan tashqari biz to'qnashuv elastik yoki noelastik ekanligini aytganimiz yo'q, biz haligacha ham impulsning saqlanishidan foydalanishimiz mumkin¹.

Yechim. Biz impulsning saqlanishini X va Y tashkil etuvchilar uchun qabul qilamiz, 6-8a va b tenglik, va biz v'_A va v'_B ni topamiz. Bizlarga $m_A = m_B (=m)$ berilgan, demak

¹Douglas C, Giancoli. "PHYSICS". PRINCIPLES WITH APPLICATIONS. Pearson.2014, 178,179,180,182,183– betlar.

$$(x \text{ uchun}) \quad mv_A = mv'_A \cos(45^\circ) + mv'_B \cos(-45^\circ)$$

va

$$(y \text{ uchun}) \quad 0 = mv'_A \sin(45^\circ) + mv'_B \sin(-45^\circ)$$

m lar ikkala tenglikda ham rad etiladi (chunki massalar teng). Ikkinchi tenglik

$$[\text{trigonometriyadan } \sin(-\theta) = -\sin \theta] :$$

$$v'_B = -v'_A \frac{\sin(45^\circ)}{\sin(-45^\circ)} = -v'_A \left(\frac{\sin 45^\circ}{-\sin 45^\circ} \right) = v'_A \text{ ni beradi.}$$

Demak, ular biz tahmin qilganimizdek bir xil tezlikka ega bo'ladi. x dagi tashkil etuvchi tenglik $[\cos(-\theta) = \cos \theta]$:

$$v_A = v'_A \cos(45^\circ) + v'_B \cos(45^\circ) = 2v'_A \cos(45^\circ) \text{ ni beradi.}$$

v'_A ni topish uchun $[v'_B \text{ ga teng}] :$

$$v'_A = \frac{v_A}{2 \cos(45^\circ)} = \frac{3.0 \text{ m/s}}{2(0.707)} = 2.1 \text{ m/s} \text{ Agarda biz to'qnashuv elastik}$$

ekanligini bilsak, biz kinetik energiya saqlanishidan foydalanishimiz mumkin va 7-8a va b tenglikka qo'shimcha qilib uchinchi tenglikni keltirib chiqarishimiz mumkin⁷.

$KE_A + KE_B = KE'_A + KE'_B$. Yoki, 7-18 yoki 7-19 rasmda ko'rsatilgan to'qnashuvlar uchun ($KE_B = 0$ bo'lgan holda)

$$\frac{1}{2} m_A v_A^2 = \frac{1}{2} m_A v_A'^2 + \frac{1}{2} m_B v_B'^2 \text{ (elastik to'qnashuv) (6-8c)}^7.$$

Nazorat uchun savollar

1. Urilish deb nimaga aytiladi? Urilish jarayonini tahlil qilish nima uchun murakkab hisoblanadi?
2. Urilish chizig'i deb nimaga aytiladi? Markaziy va nomarkaziy urilishlar?
3. Urilishning mohiyati va eng farqli xususiyati nimadan iborat?
4. Tiklanish koeffitsientini izohlab bering.
5. Absolyut elastik va absolyut noelastik urilishlarning asosiy xususiyatlarini izohlang.

⁷Douglas C, Giancoli. "PHYSICS". PRINCIPLES WITH APPLICATIONS. Pearson.2014, 178,179,180,182,183– betlar.

7-MA'RUZA. Garmonik tebranishlar. Tebranma harakat haqida tushuncha. Garmonik tebranishlarning tenglamasi. Titrash. Tebranishlarni qo'shish. Tebranma harakat dinamikasi. Tebranma harakat dinamikasi tenglamasi. Garmonik tebranma harakat energiyasi.

Mavzu rejasi

1. Tebranma harakat haqida tushuncha.
2. Garmonik va nogarmonik tebranishlar.
3. Garmonik tebranishlar kinematikasi. Garmonik tebranishlarning tenglamasi.
4. Garmonik tebranishlarni tasvirlashni amplituda-vektor usulining mohiyati.
5. Bir xil yo'nalishdagi bir xil chastotali tebranishlarni qo'shish.
6. Titrash (bienie).
7. O'zaro tik tebranishlarni qo'shish.

Tayanch so'z va iboralar

Tebranma harakat, tebranish, garmonik va nogarmonik tebranish, siljish, amplituda, tebranish chastotasi va davri, siklik chastota, faza, boshlang'ich faza, amplitudi-vektor usuli, bir tomonga va bir-biriga tik tebranishlarni qo'shish, tepkili tebranish, Lissaju shakllari, erkin va majburiy tebranishlar, avtotebranishlar.

1. Tebranma harakat tabiatda va texnikada ko'p uchraydi. Masalan, osma soat tebranishi, musiqa asbablarining torlari; va daraxt shoxlarining harakati –tebranma harakatdir.

Tebranish yoki tebranma harakat deb, jismlarning muvozanat vaziyati atrofida to'g'ri chiziq yoki yoy bo'ylab goh bir tomonga, goh ikkinchi tomonga siljigandagi harakatiga aytiladi. Tebranishlarning takrorlanishi ya'ni ularning davriyligi tebranishlarning eng asosiy alomatidir. Tebranishlar erkin va majburiy bo'ladi. Tashqi kuchning ta'sirisiz (ichki kuchlar ta'sirida) vujudga keladigan tebranishlarga erkin tebranishlar deyiladi. Tashqi davriy kuchlar ta'sirida vujudga keladigan tebranishlarga majburiy tebranishlar deyiladi. Yana bir turiga avtotebranishlar deyiladi. Avtotebranishda, tashqi kuchning ta'siri sistemaning o'zini vositasida amalga oshiriladi. Osma soat mayatnigining tebranishi

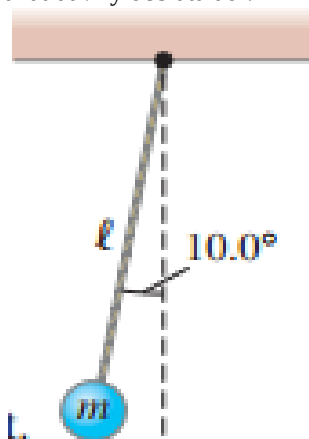
avtotebranishdir. Tebranma jarayonlarning fizik tabiati va murakkablik darajasi jihatidan turlicha bo'lishga qaramay, ularning hammasi umumiy qonuniyatlar asosida ro'y beradi va garmonik tebranishlarga keltirilishi mumkindir. Garmonika so'zi grekcha «garmonikos» – kelishgan, xushbichim ma'nosini beradi.

2. Fizikaviy kattaliklarning vaqt o'tishi bilan sinus va kosinus qonuniga muvofiq davriy o'zgarishlariga garmonik tebranishlar deyiladi. Aksinchasiga esa nogarmonik tebranishlar deb ataladi. Garmonik tebranishlar tebranma harakatlar ichida eng muhimi bo'lishi bilan birga eng oddiysi hamdir.

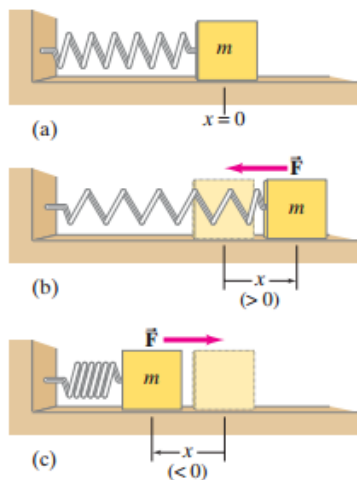
Oddiy Garmonik harakat

Prujina tebranishlari

Agar jism tebranayotgan yoki orqaga va oldinga bir yo'ldan harakat qilayotgan bo'lsa va har bir tebranish shu vaqt oralig'ida sodir bo'lsa – bu harakat davriy deb ataladi.

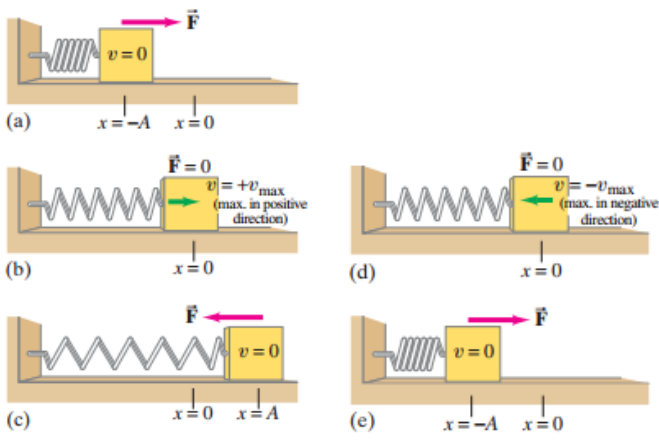


7-1-rasm



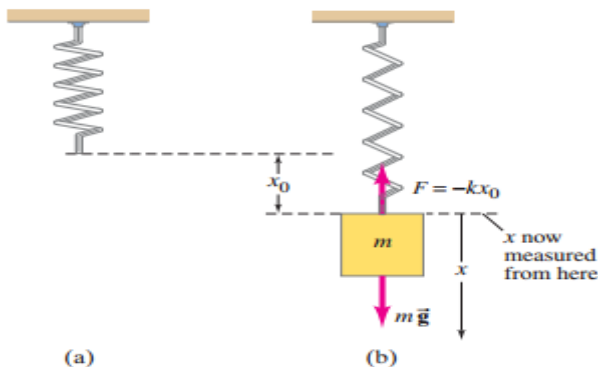
7-2-rasm

Davriy harakatning oddiy shakli - bu prujina uchidagi bir obyekt tebranishi tomonidan taqdim etiladi. Bu tizim tebranishni boshqa ko'plab turlari bilan chambarchas o'xshaydi, biz buni batafsil korib chiqamiz.



7-3-rasm

7-3a-rasmdagi prujina massasini xisobga olmagan xolda va u prujina gorizantal xolda joylashgan, shunday qilib m massaga ega bo'lgan jism – yuza ustida ishqalanishsiz xarakatlanmoqda. Har qanday prujina bir tabiiy uzunligi mavjudki bu uzunlikda u m massali jismga prujina tasir o'tkazmaydi va bu muvozanat holati deb ataladi. Agar massa chap tomonga xarakat qilsa bu prujinani siqilishiga olib keladi, yoki o'ng tomonga xarakat qilsa bu prujinani cho'zilishiga olib keladi. M massali jismga prujina o'z kuchli tasirini korsatadi, va bu tasir yonalishi m massali jismni muvozanat holatiga qaytaradi, shu sababli, bu kuch qaytarilish kuchi deb nomlangan.



7-4-rasm

Prujina erkin holatda vertikal osilgan $F = 0 = mg - kx_0$ bo'lganda yangi muvozanat vaziyatida prujinaga m massali jism osilgandan so'ng niam sodir bo'lishi x hozirda bu chiziqdan o'lchangan. Qachonki biz umumiy vaziyatda qaytalanish kuchi F x siljishga tog'ri proporsional xolda deb hisoblaymiz. Biz umumiy vaziyatni taxmin qilishimiz mumkin, qaytaruvchi kuch F muvozanat joydan qisiladi joy o'zgartirish x (7-2b-rasm) yoki siqilgan (7-2c rasm) to'g'ri proporsional bo'ladi va u

$$F = -kx \quad (7.1)$$

teng bo'ladi.

(7.10) tenglamasida kop qaytaladigan qonun bu Guk qonuni va bu qonun ishlashi uchun prujina hech qanday deformatsiya ta'sirida bolmasligi kerak. Guk qonuni nafaqat prujina uchun balki boshqa qattiq jismlar uchun ham ishlatiw mumkun, faqat deformatsiya koefisienti kichik bolsagina. Prujinaning qattiqlik koefisienti bu k (N/m) dir.

Prujina x uzunlikga chozilishi uchun tashqi kuch prujina uchidagi jismga eng kamida $F_{\text{ext}} = +kx$ (prujinaga tasir otkazayotgan tashqi kuch) (7.2) kuch bilan tasir o'tkazishi kerak, k ning qiymati qanchalik darajada katta bo'lsa, prujinaning cho'zilishi uchun shunchalik ko'p kuch talab etiladi. Prujina qancha katta bo'lsa uning qattiqligi k shuncha ko'p boladi. **(E'tibor qarating)** (7-1) formulasidagi F kuch doimiy emas, balki holatiga qarab o'zgaradi. Shuning uchun ommaviy m uchun jadallashtirish doimiy emas, shuning uchun biz 2 bobda ishlab chiqilgan doimiy jadallashtirish tenglamalaridan foydalana olmaymiz. Misol, Geolog olim foydalanayotgan oddiy mayatnik uzunligi 37.10 sm va chastotasi 0.8190 G yerning bir aniq nuqtasidagi G yer tortish kuchini olchashga yordam beradi. Quydagi berilgan tenglamani yechib biz g ni qiymatini belgilab olamiz – $g = ((2\pi F)^2 = (2\pi)^2 (0.8190^{-1})^2 (0.3710\text{m}) = 9.824\text{m/s}^2$

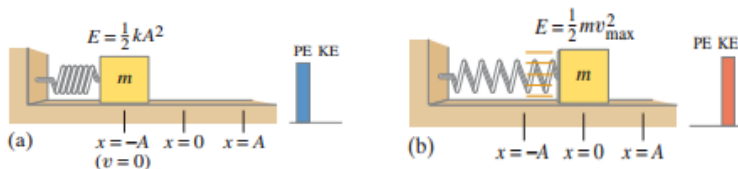
Oddiy garmonik harakat energiyasi

Oldingi misollarda ko'rib chiqilgan, oddiy prujina cho'zilishi yoki siqilishi holatini energetik tomondan ifodalab berish judayam qulay. Chunki prujina o'z muvozanat holatidan chiqarilgan bo'lsa u o'z ichida potensial energiyaga ega bo'lib turadi.

$$PE = \frac{1}{2} kx^2.$$

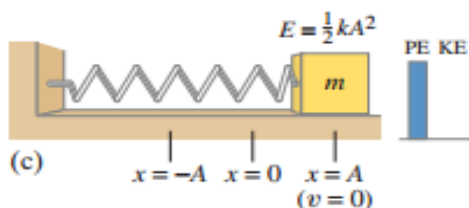
va jami energiya bu kinetik hamda potensial energiyalar summasidir,

$$E = \frac{1}{2} mv^2 + \frac{1}{2} kx^2,$$

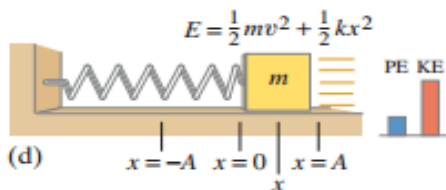


7-5-rasm. Prujina tebrangani tufayli energiya potensialdan kinetikka almashadi va aksincha. $\oint$ bu muvozanat xolatidan chiqargan tezlik hisoblanadi

Ishqalanish arziyas bo'lsa SGT sodir bo'lishi mumkin. Umumiy mexanik energiya E prujina har bir holatida o'z energetik qiymatlariga ega bo'lib turadi. Energiya uzluksiz qayta-qayta kinetik energiyadan potensial energiyaga o'zgarib turadi va bu hol har bir siklda takrorlanaveradi (7-5-rasm).



Bu ekstremal qismlarda (prujina xarakat yo'nalishini o'zgartirgan nuqtalar) to'liq mexanik energiya amplituda kvadratiga teng bo'ladi, muvozanat holatida esa to'liq mexanik energiya Kinetik energiyaga teng bo'ladi.



$$E = \frac{1}{2}mv_{\max}^2 + \frac{1}{2}k(0)^2 = \frac{1}{2}mv_{\max}^2,$$

Amplituda ikki kara oshishi. Nima uchun sodir bo'ladi? (A) tizimi, energetika, (b) turilishi massasi maksimal tezligi, (C) massasi maksimal tez-

lashtirish? 7-5-rasmga prujina 2 marta ko'p uzaydi ($x = 2A$ amplitudaga) deb faraz qilamiz. (a) Sistema energiyasi, (b) tebranayotgan jismning maksimal tezligini, (c) hamda maksimal tezlanishini toping. **Yechim.** (a) 11-4a tenglamadan, mexanik energiya A amplituda kvadratiga proporsional bo'ladi, ya'ni 2 marta uzayganligi uchun energiya 4 marta ortadi. Siz e'tiroz bildirishingiz mumkin "Men prujinani $x=0$ dan $x=A$ gacha cho'zib ish bajardim, va bu bajargan ishim $x=A$ dan $x=2A$ gacha cho'zib bajargan ishimga teng emasmi?" lkn aslida bunday emas. Chunki siz berayotgan kuchingiz x masofaga proporsional shuning uchun 2-safar $x=A$ dan $x=2A$ gacha bajargan ishingiz 1 – galdagi ($x=0$ dan $x=A$ gacha) bajargan ishingizdan ko'proq ish bajarasiz. (b) 11-5a tenglamadan, amplituda 2 marta oshirilsa maksimal tezlik ham 2 marta oshishini ko'ra olamiz. (c) Biz prujinani dastlabkidan 2 marta ko'p cho'zsak unga beradigan kuchimiz ham 2 marta ortadi ($F=kx$ ligi sababli) shu sababli tezlanish ham 2 marta oshadi : $a=F-x^8$.

Sodda garmonik tebranishlarning (SGT) davri va sinusoidal tabiati

Sodda garmonik ossiyalltor tebranishlarining davri prujinaning bikrligiga, shuningdek m massasiga bog'liq ekan. Biroq, ajablanarlisi shundaki, amplitudaga bog'liq emas. Buni soat taqib, kichik amplituda bilan, so'ngra katta amplituda bilan tebranayotgan prujinaning 10 yoki 20 siklini tekshirib ishonch hosil qilishingiz mumkin.

Davr quyidagi tenglama bilan beriladi:

$$T = 2\pi\sqrt{\frac{m}{k}} \quad (7-3a)$$

Ko'rib turibmizki, massa qancha katta bo'lsa, davr shuncha katta ekan; va qattiqroq prujinalarda (k kattaroq) davr shuncha kichik ekan. Bu ma'noga ega, chunki massa qancha katta bo'lsa, jismlar shuncha inertroq, va demak, reaksiya sekinroq (tezlanish kichikroq) bo'ladi. Va k ning kattaligi kuchning kattaligini bildiradi va, demak, tezroq reaksiya (kattaroq tezlanish) beriladi. (7-3a) tenglama to'g'ri proporsional emasligini ko'rsatadi: davr m/k dan kvadrat ildiz kabi o'zgaradi. Masalan, davrni ikki marta orttirish uchun massa to'rt marta katta bo'lishi kerak. 7-3a tenglama eksperiment bilan to'la mos keladi va nafaqat prudina uchun, balki sodda garmonik harakatning barcha turlari, ya'ni siljishga proporsional

⁸ Douglas C, Giancoli. "PHYSICS". PRINCIPLES WITH APPLICATIONS. Pearson.2014, 293,294,298-300– betlar.

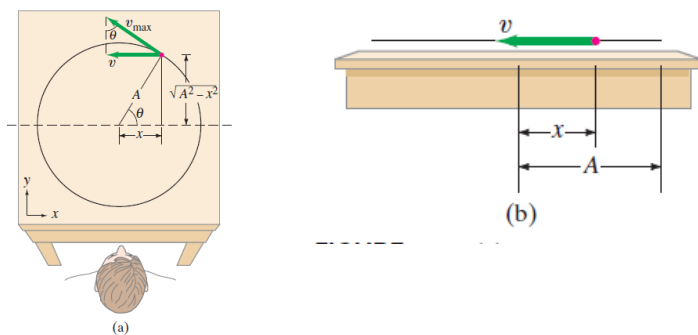
qaytaruvchi kuch ta'sirid harakatlanuvchi sub'ektlar uchun o'rinlidir (7-1 tenglama).

Biz $f = \frac{1}{T}$ tenglamadan foydalanib chastotani quyidagicha

yo'zishimiz mumkin: $f = \frac{1}{T} = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{k}{m}}$ (7-3b)

Davr va chastota

Biz tekis aylanma harakat qilayotgan obyektga nisbatan sodda garmonik harakat davri uchun formulani keltirib chiqarishimiz mumkin. Xuddi shu "tayanch doirasi"dan ikkinchi foydali natijani – tebranayotgan massa holatining vaqtga bog'liqlik formulasini olishimiz mumkin. Chiziqli tebranayotgan prujinada hech narsa aylanma harakat qilmaydi, biroq biz bunday matematik o'xshashlikni foydali deb bilamiz. 11-7-rasmda ko'rsatilgandek m massali kichik obyekt a radiusli aylana bo'ylab soat strelkasiga qarshi o'zgarmas tezlik bilan qilayotgan harakatini qarab chiqamiz. Agar yuqoridan qaralsa, harakat xy tekislikda aylanadan iboratligi ko'rinadi. Biroq harakatni stol chekkasidan kuzatuvchi oldinga va orqaga tebranma harakatni ko'radi, va bu bir o'lchovli harakat sodda garmonik harakatga aniq mos keladi.



7-5-rasm. (a) kichik obyektning aylanma harakati, (b) aylanma harakatning x o'qiga proeksiyasi

Kuzatuvchi ko'rgan narsa aylanma harakatning x o'qiga proeksiyasidir (11-7b-rasm). Bu harakatni ko'rish uchun SGT ga o'xshab, $\mathcal{J}_{\max}$ tezlikning 11-7a-rasmda $\mathcal{J}$ bilan belgilangan x tashkil etuvchisini hisoblab topamiz. 11-7a-rasmdagi ikkita uchburchak o'xshash bo'lib,

$$\frac{g}{g_{\max}} = \frac{\sqrt{A^2 - x^2}}{A}$$

yoki

$$g = g_{\max} \sqrt{1 - \frac{x^2}{A^2}}$$

Bu tenglamada ko'rganimizdek, m massali tebranuvchi jismning tezligi tenglamasidir. Shunday qilib, aylanma harakat qilayotgan obyekt harakatining x o'qiga proektsiyasi sodda garmonik tebranayotgan m massali obyektning harakati kabi.

Endi biz SGT davrini aniqlashimiz mumkin, sunki u aylanma harakat qilayotgan obyektimizning bitta to'liq aylanish uchun sarflaydigan vaqtiga teng. Avvalo, tezlik $g_{\max}$ aylananing uzunligini (masofani) T davrga bo'lganimizga teng:

$$g_{\max} = \frac{2\pi A}{T} = 2\pi A f.$$

Bu tenglamani masofa A nuqtai nazaridan T ga nisbatan yechamiz:

$$T = \frac{2\pi A}{g_{\max}}$$

Shunday qilib, 11-5a-tenglamadan $A/g_{\max} = \sqrt{m/k}$. Demak,

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

(7-3a) formula biz izlagan formula ekan. Davr A amplitudaga emas, balki prujinaning m massasiga va k bikrligiga bog'liq ekan.

Holatning vaqtga bog'liqligi

Endi sodda garmonik harakat qilayotgan m massali jismning holatini vaqt funksiyasi sifatida topish uchun tayanch doirasidan foydalaniladi. 11-7-rasmdan obyekt holatining x o'qiga proektsiyasi

$$x = A \cos \Theta$$

ekanligini ko'ramiz. Massa tayanch doirasida (11-7-rasm) ω o'zgarmas burchak tezlik bilan aylanadi. Bundan $\Theta = \omega t$ deb yoza olamiz, bu erda Θ – radianlarda o'lchanadi. Shunday qilib,

$$x = A \cos \omega t. \quad (7-4a)$$

Bundan tashqari burchak tezlanishni (radian/sekundlarda) $\omega = 2\pi f$ ko'rinishda yozishimiz mumkin, bu erda f - chastota, bundan

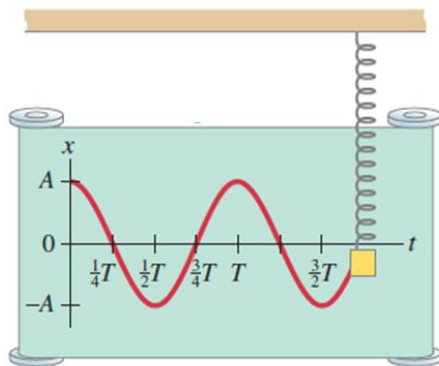
$$x = A \cos(2\pi f t) \quad (7-4b)$$

deb yoza olamiz yoki davr T nuqtai nazaridan

$$x = A \cos \frac{2\pi t}{T} \quad (7-4c)$$

(7-4c) tenglamada $t = T$ bo'lganda (bir davrga teng vaqt o'tgandan so'ng) biz $\cos 2\pi$ (yoki $\cos 360$), yoki $\cos 0$ bilan ish ko'ramiz. Bu harakat biror $t = T$ vaqtdan keyin takrorlanishini bildiradi.

Kosinus funksiyasi 1 dan -1 gacha oraliqda o'zgarishi sababli (7-4) tenglamalar $x = A$ bilan $-A$ oralig'ida o'zgarishini, aslida ham shunday bo'lishi kerakligini bildiradi. 7-6-rasmda ko'rsatilgandek ruchka vibratsiyalanayotgan jismga biriktirib qo'yilsa, va uning tagidagi qog'oz o'zgarmas tezlik bilan siljitsa, sinusoidal egri chiziq chiziladi, bu esa (7-8) tenglamalardan aniq kelib chiqadi¹.



7-6-rasm. Garmonik ossillyator holatining vaqtga bog'liqlik funksiyasi

$$x = A \cos(2\pi t / T)$$

Sinusoidal harakat

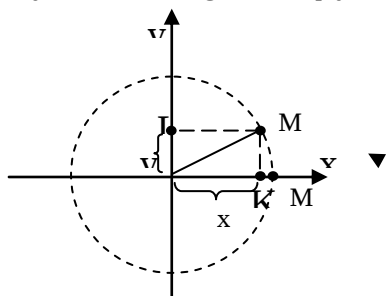
7-4a tenglamada $x = A \cos \omega t$ qonun bilan tebranayotgan obyekt tebranma harakat tinch holatdan $x = 0$ boshlanishini va uning maksimal

¹Douglas C, Giancoli. "PHYSICS". PRINCIPLES WITH APPLICATIONS. Pearson.2014, 293,294,298-300– betlar.

siljishi ($x = A$) $t = 0$ ga mos kelishini bildiradi. SGT larning boshqa tenglamalari ham boshlang'ich shartlarga bog'liq ravishda ($t = 0$) shunday bo'lishi mumkin.

3. Garmonik tebranishlarning asosiy qonuniyatlari va karakteristiklari bilan moddiy nuqtaning aylana bo'ylab tekis harakati misolida tanishish oson va tushunarli. M - moddiy nuqta A - radiusli aylana bo'ylab soat strelkasi harakati yo'nali-shiga teskari yo'nalishda o'zgaras ω - burchak tezlik bilan harakatlanayotgan bo'lsin (7.1-rasm).

Agar $t=0$ da, M nuqta M_0 vaziyatda bo'lsa, biror t vaqtdan so'ng, u aylana yoyi bo'ylab harakatlanib $\varphi = \omega t$ burchakka siljiydi. M nuqta X va Y o'qlardagi proeksiyalarini mos holda K va L deb belgilasak, M nuqtaning aylana bo'ylab tekis harakati davomida bu nuqtalar X va Y o'qlari bo'ylab $+A$ va $-A$ oralig'ida davriy ravishda O nuqta atrofida siljiydi. K va L nuqtalarning t ga bog'liq holda siljishi 9.1-rasmga ko'ra quyidagicha bo'ladi:



$$OK = x = A \cos \varphi = A \cos \omega t \quad (7.5)$$

$$OL = y = A \sin \varphi = A \sin \omega t \quad (7.6)$$

$$\omega = \frac{2\pi}{T} = 2\pi \nu$$

ekanligidan

7.7 – rasm.

$$x = A \cos \frac{2\pi}{T} t = A \cos 2\pi \nu t, \quad (7.7)$$

$$y = A \sin \frac{2\pi}{T} t = A \sin 2\pi \nu t. \quad (7.8)$$

Agarda, $t=0$ paytda M nuqta muvozanat vaziyatda ya'ni M_0 nuqtada bo'lmasa:

$$x = A \cos (\varphi + \varphi_0) = A \cos (\omega t + \varphi_0), \quad (7.9)$$

$$y = A \sin (\varphi + \varphi_0) = A \sin (\omega t + \varphi_0). \quad (7.10)$$

Yuqorida keltirilgan ifodalar, garmonik tebranishlarning kinematik tenglamalarining turli ko‘rinishlaridir. x , A , ω , T , ν , φ va φ_0 larga garmonik tebranishlarning kinematik parametrlari deyiladi.

x -siljish, A -amplituda, ω -siklik (doiraviy) chastota; T -tebranish davri, ν -tebranish chastotasi, φ -tebranish fazasi, φ_0 -boshlang‘ich faza.

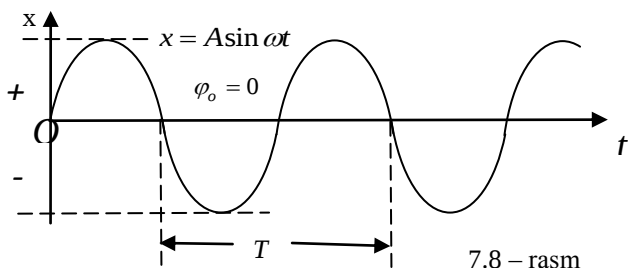
Tebranishi kuzatilayotgan jismning muayyan paytdagi siljishi va uning harakat yo‘nalishi ya‘ni tebranuvchi jismni (sistemani) holatini, tebranish fazasi to‘liq belgilaydi, bu fazaning fizik ma‘nosidir. Haqiqatdan ham,

masalan $\varphi = \omega t + \varphi_0 = \frac{\pi}{6}$ bo‘lsa, $x = \frac{A}{2}$ ga,

$\varphi = \frac{\pi}{2}$ bo‘lsa, $x = A$ ga, $\varphi = \pi$ bo‘lsa, $x = 0$ ga $\varphi = \frac{3\pi}{2}$ bo‘lsa, $x = -A$ ga va

shunga o‘xshash bo‘ladi.

Garmonik tebranishlarning grafiklari quyidagicha bo‘ladi (9.2-rasm).



4. Garmonik tebranishlar ko‘pincha chizma ravishda amplituda-vektor usuli bilan tasvirlanadi va bu usul vektor-diagramma usuli deb ataladi. Bu usulning mohiyati quyidagidan iborat: X o‘qidagi ixtiyoriy 0 nuqtadan uzunligi tebranish amplitudasining son qiymatiga teng bo‘lgan A vektorni shunday joylashtiriladiki, bu vektor OX o‘qi bilan tebranishning boshlang‘ich fazasi α ga teng bo‘lgan burchak hosil qiladi. Agar A ni 0 nuqta atrofida soat miliga teskari yo‘nalishda ω_0 burchak tezlik bilan aylantirilsa, A ning X o‘qidagi proeksiyasi $+A$ va $-A$ orasida o‘zgaradi. (7.8-rasm).

Rasmdan ko‘rinishicha t vaqtdan so‘ng uning X o‘qdagi proeksiyasi $x = A \cos(\omega_0 t + \alpha)$ bo‘ladi. Shunday qilib ω_0 chastota bilan sodir bo‘layotgan garmonik tebranishni X o‘qidagi, ixtiyoriy nuqta atrofida, ω_0 burchak tezlik bilan aylanuvchi A ning shu o‘qdagi proeksiyaning vaqt bo‘yicha o‘zgarishi

tarzida tasvirlash mumkin ekan: bunda $t=0$ paytdagi A ning X o'qi bilan hosil qilgan burchagi α tebranishining boshlang'ich fazasini ifodalaydi.

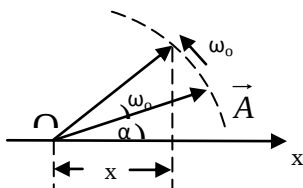
5. Moddiy nuqta bir vaqtning o'zida ikki va undan ortiq tebranishlarda qatnashishi mumkin. Masalan, harakatdagi vagon shipiga osilgan prujinali mayatnikning tebranishi bunga misol bo'la oladi. Tebrangich o'zining xususiy tebranishidan tashqari vagon bilan birgalikda tebranma harakatda ishtirok etadi. Faraz qilaylik, yo'nalishi va davri bir xil bo'lgan, boshlang'ich fazasi va amplitudasi bilan farq qiladigan ikkita garmonik tebranishlar tenglamasi berilgan bo'lsin:

$$x_1 = A_1 \sin(\omega t + \varphi_1) \text{ va } x_2 = A_2 \sin(\omega t + \varphi_2). \quad (7.11)$$

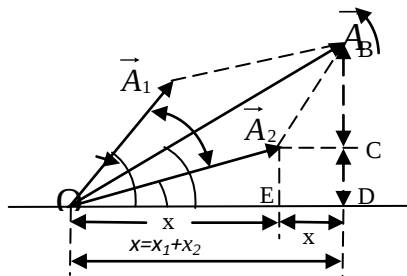
Natijaviy siljish

$$x = x_1 + x_2 = (A_1 + A_2) \sin(\omega t + \varphi) = A \sin(\omega t + \varphi). \quad (7.12)$$

Natijaviy tebranishdagi x , A , φ kattaliklar vektor-diagramma usuli bo'yicha aniqlanadi. (7.4-rasm).



7.9 – rasm.



7.10 – rasm.

Natijaviy A ham ω tezlik bilan aylanadi, chunki ikkala vektor ham bir xil burchak tezlik bilan aylangani uchun ular orasidagi burchak (fazalar farqi) $\varphi_2 - \varphi_1$ vaqt o'tishi bilan o'zgarmay qoladi. Bundan natijaviy tebranishning chastotasi ham ω ga teng ekanligi kelib chiqadi.

Binobarin, A_1 va A_2 larning X o'qidagi proeksiyalari x_1 va x_2 ham (7.7) dagi qonuniyatlar bo'yicha garmonik ravishda o'zgaradi. A vektorining moduli 7.5-rasmdagi parallelogrammga kosinuslar teoremasini qo'llab topiladi:

$$A^2 = A_1^2 + A_2^2 - 2A_1A_2 \cos[\pi - (\varphi_2 - \varphi_1)] = A_1^2 + A_2^2 + 2A_1A_2 \cos(\varphi_1 - \varphi_2) \quad (7.13)$$

Natijaviy vektorning boshlang'ich fazasi *OBD* uchburchakdan topiladi:

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{BD}{OD} = \frac{BC+DC}{OE+ED} = \frac{A_1 \sin \varphi_1 + A_2 \sin \varphi_2}{A_1 \cos \varphi_1 + A_2 \cos \varphi_2} \quad (7.14)$$

(9.10) va (9.11) formulalar natijaviy tebranma harakatning A ni va φ topishga hamda uning tenglamasini

$$x = A \sin(\omega t + \varphi) \quad (7.15)$$

ko'rinishda yozishga imkon beradi. (7.13) tenglamani analiz qilib, bir tomonga yo'nalgan garmonik tebranishlarni qo'shishda quyidagi hollar mavjud bo'lishini ko'ramiz:

$$1) (\varphi_1 - \varphi_2) = 2n\pi \text{ bo'lsa, } A^2 = A_1^2 + A_2^2 + 2A_1A_2 = (A_1 + A_2)^2,$$

$A = A_1 + A_2$ bo'ladi, ya'ni amplituda oshadi.

$$2) \varphi_1 - \varphi_2 = (2n+1)\pi \text{ bo'lsa, } A^2 = A_1^2 + A_2^2 - 2A_1A_2 = (A_1 - A_2)^2,$$

$A = A_1 - A_2$ bo'ladi, ya'ni amplituda susayadi.

3) $\varphi_1 - \varphi_2 = (2n+1)\pi$ bo'lib, $A_1 = A_2$ bo'lsa, $A = 0$ bo'ladi, ya'ni amplitudalar bir-birini to'liq so'ndiradi.

6. Agar $A_1 = A_2 = A$ bo'lib doiraviy chastotalari bir-biridan kam farq qilsa, bu tebranishlarning qo'shilishidan tepkili tebranish (titrash) (bienie) hosil bo'ladi. Bu tebranish garmonik bo'lmaydi, chunki u (7.11) tenglamaga mos kelmaydi. Biroq shartga ko'ra $\frac{\omega_1 - \omega_2}{2} \ll \frac{\omega_1 + \omega_2}{2}$ ekanligini nazarga olib,

garmonik deyish mumkin: uning doiraviy chastotasi $\omega = \frac{\omega_1 + \omega_2}{2}$, davri va

$$T = \frac{2\pi}{\omega} = \frac{4\pi}{\omega_1 + \omega_2} \quad \text{esa}$$

$$\text{amplitudasi } A' = 2A \cos \frac{\omega_1 - \omega_2}{2} t \quad \text{bo'ladi. Tenglamasi}$$

$$x = x_1 + x_2 = 2A \cos \frac{\omega_1 - \omega_2}{2} t \cdot \sin \frac{\omega_1 + \omega_2}{2} t \quad \text{bo'ladi.}$$

Tepkili tebranishning A' si vaqt o'tishi bilan davriy ravishda juda sekin o'zgaradi. Amplituda tebranishlarining doiraviy chastotasi $\omega' = \frac{\omega_1 - \omega_2}{2}$

juda kichik, shuning uchun $T' = \frac{2\pi}{\omega'} = \frac{4\pi}{\omega_1 - \omega_2}$ juda katta bo'ladi. Ayrim vaqt-

larda amplitudalar qo'shilib $2A$ bo'lib kuchayib ketsa, ayrim vaqtda ular qarama-qarshi fazada uchrashib bir-birini to'la so'ndiradi.

7. O'zaro tik, chastotalari bir xil bo'lgan tebranishlarning tenglamasi:

$$\begin{aligned}x &= A_1 \cos(\omega t + \varphi_1), \\ y &= A_2 \cos(\omega t + \varphi_2)\end{aligned}\quad (7.13)$$

Qo'shiluvchi tebranishlarning yo'nalishlari sifatida OX va OY o'qlarini olamiz, (9.13) tenglamalar ustida bir qator matematik amallar bajarib, t ni yo'qotsak, moddiy nuqta (jism) natijaviy harakati tenglamasini hosil qilamiz:

$$\frac{x^2}{A_1^2} + \frac{y^2}{A_2^2} - \frac{2xy}{A_1 A_2} \cos(\varphi_2 - \varphi_1) = \sin^2(\varphi_2 - \varphi_1) \quad (7.14)$$

Bu tenglamani quyidagi hollar uchun muhokama qilaylik:

1) $(\varphi_2 - \varphi_1) = 0$ ya'ni $\varphi_1 = \varphi_2 = \varphi$ bo'lsa, (9.14) tenglama quyidagicha ko'rinishni oladi:

$$\frac{x^2}{A_1^2} + \frac{y^2}{A_2^2} - \frac{2xy}{A_1 A_2} = 0 \quad \text{yoki} \quad \left(\frac{x}{A_1} - \frac{y}{A_2} \right)^2 = 0 \quad \text{bunda} \quad y = \frac{A_2}{A_1} x. \quad (7.15)$$

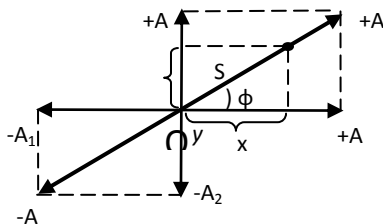
Bu to'g'ri chiziqni tenglamasidir. Mazkur to'g'ri chiziq koordinata boshidan o'tadi (9.5 - rasm), uning OX o'qi bilan hosil qilgan burchagining tangensi A_2/A_1 ga teng:

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{A_2}{A_1}.$$

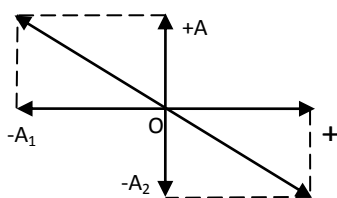
Natijaviy siljish

$$S = \sqrt{x^2 + y^2} = \sqrt{A_1^2 + A_2^2} \cdot \cos(\omega t + \varphi) = A \cos(\omega t + \varphi)$$

Demak, natijaviy harakat garmonik tebranma harakatdir.



7.11 – rasm



7.12 – rasm

2) $\varphi_2 - \varphi_1 = \pm \pi$ bo'lsa, u holda (7.14) ifoda (7.6 – rasm):

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

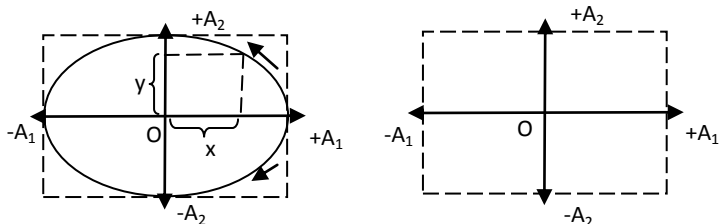
$$y = -\frac{A_2}{A_1} x. \quad (7.16)$$

3) $\varphi_2 - \varphi_1 = \pm \frac{\pi}{2}$ bo'lsa, u holda (9.14) ifoda: $\frac{x^2}{A_1^2} + \frac{y^2}{A_2^2} = 1$ (7.17)

Bu ifoda yarim o'qlar (A_1 va A_2) OX va OY o'qlar bo'yicha yo'nalgan ellipsning tenglamasidir (9.7-rasm).

4) Agar $A_1 = A_2$ bo'lsa, $x^2 + y^2 = A^2 = R^2$ aylana tenglamasi hosil bo'ladi. Natijaviy traektoriya aylana bo'ladi.

8. Umumiy holda o'zaro tik tebranishlarni qo'shsak, ularning amplitudalari, boshlang'ich fazalari va chastotalariga qarab murakkab shakllar – Lissaju shakllari hosil bo'ladi. Bu holda chastotalari bir xil bo'lgan o'zaro tik tebranishlarni qo'shilishidan hosil bo'lgan natijaviy



7.13 – rasm

tenglama: $x = A_1 \cos(\omega t + \varphi_1), \quad y = A_2 \cos(2\omega t + \frac{\pi}{2}).$

7.14-rasmda $\frac{\omega_1}{\omega_2} = \frac{1}{2}$ va $\varphi_2 - \varphi_1 = \frac{\pi}{2}$ bo'lgan holdagi eng sodda

Lissaju shakllari keltirilgan. Nuqta X o'q bo'ylab bir chetki holatdan ikkinchi chetki holatga o'tgunga qadar ketgan vaqt ichida Y o'q bo'ylab nol holatidan chiqib, bir chetki holatga so'ng ikkinchi chetki holatga borib yana nol holatga qaytishga ulguradi.

Nazorat savollari

1. Tebranma harakat deb qanday harakatga aytiladi? Misollar keltiring.
2. Garmonik va nogarmonik tebranishlar deb nimaga aytiladi va ularni grafiklari qanday bo'ladi?
3. Garmonik harakat kinematikasining tenglamasi qanday?
4. Garmonik harakatni harakterlovchi kattaliklarni (siljish, amplituda, davr, chastota, faza) izohlang.
5. Fazaning fizik ma'nosini tushuntiring.
6. Amplituda-vektor usulining mohiyatini tushuntiring.

8-MA'RUZA. Mavzu : Prujinali mayatnik. Matematik va fizik mayatniklar. So'nuvchi va majburiy tebranishlar. Rezonans. To'liq jarayoni. Yassi va sferik to'liqlar va ularning tenglamalari. To'liq faza tezligi

Mavzu rejasi

1. Mayatniklar (prujinali mayatnik, matematik mayatnik va fizik mayatnik).
2. So'nuvchi (erkin) tebranishlar va uning differensial tenglamasi.
3. So'nishning logarifmik dekrementi.
4. Tebranuvchi sistemaning aslligi.
5. Majburiy tebranishlar. Majbur etuvchi kuch. Majburiy tebranishlarning differensial tenglamasi.
6. Rezonans hodisasi.
7. To'liq jarayoni.
8. Yassi va sferik to'liqlar va ularning tenglamalari.
9. To'liq faza tezligi

Tayanch so'z va iboralar

Tebranma harakatning tezligi, tezlanishi va ularning amplitudaviy qiymatlari, mayatniklar (matematik, fizik, prujinali), tebranma harakat dinamikasining asosiy tenglamasi, keltirilgan uzunlik, mayatniklarning tebranish davrlari, so'nuvchi va so'nmas tebranishlar, so'nishning logarifmik dekrementi, so'nish koeffitsiyenti, qarshilik koeffitsenti, asillik, rezonans, parametrik rezonans, avtotebranishlar

To'liq, nur, sferik va yassi to'liqlar, to'liq fronti, to'liq uzunligi, to'liq davri, to'liq tezligi, to'liq tenglamasi, fazaviy va gruppaviy tezlik.

1. Mayatnik deb, og'irlik markazidan o'tmagan o'qqa nisbatan muvozanat vaziyati atrofida tebranma harakat qila oladigan (qattiq)jism(larga aytiladi. Mayatnikning turlari ko'p bo'lib, biz asosan matematik, fizik va prujinali mayatniklar bilan tanishib chiqamiz.

a) Prujinali mayatnik deb bir uchi mahkamlangan prujina va unga osilgan m massali yukdan iborat sistemaga aytiladi (8.1 - rasm).

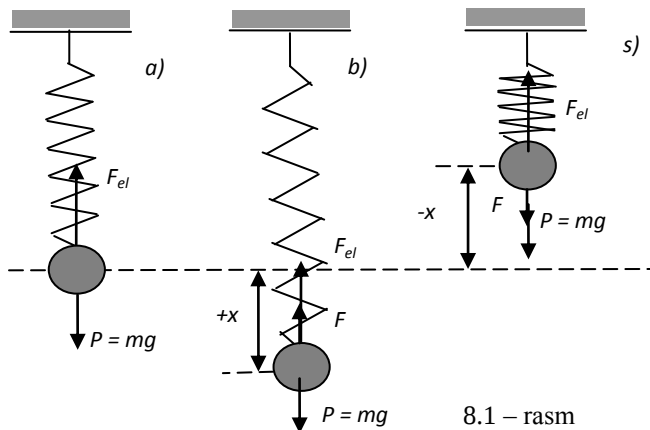
Massasi m bo'lgan moddiy nuqta F natijaviy kuch ta'sirida a tezlanish bilan garmonik tebranish qiladi. N'yutonning II qonuniga asosan:

$F = ma$ ga teng, shuning uchun: $ma = -kx$.(8.1)

Prujinali mayatnikning tebranish davri:

$$T = 2\pi \sqrt{\frac{m}{k}}, \quad (8.2)$$

b) Matematik mayatnik deb, cho‘zilmaydigan vaznsiz ipga osilgan massasi m bo‘lgan moddiy nuqtadan iborat sistemaga aytiladi (8.2- rasm).



8.1 – rasm

Mayatnikning sharchasiga ikkita kuch ta'sir qiladi: og'irlik kuchi $P=mg$ va ipning taranglik T kuchi. Muvozanat vaziyatda $P=T$ bo'ladi. Lekin, mayatnik biror kichik φ burchakka ($\varphi \approx 5^\circ \div 7^\circ$), og'ganda P va T bir to'g'ri chiziqli yotmaydi. U holda natijaviy F kuch $\vec{F} = \vec{P} + \vec{T}$ bo'ladi.

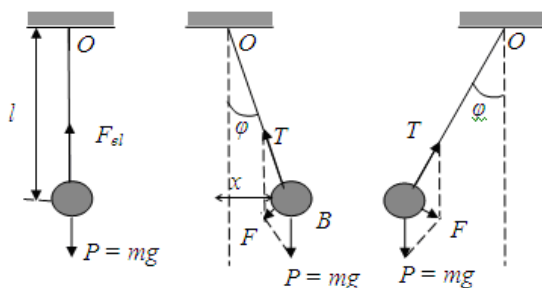
Og'irlik kuchining tashkil etuvchisi bo'lgan F kuchning qiymati (moduli):

$$F = - mg \sin \varphi. \quad (8.3)$$

«-» ishora F kuchi siljishga qarama-qarshi yo'nalgan ekanligini bildiradi.

Bu kuch ta'sirida sharcha l radiusli aylana yoyi bo'ylab muvozanat vaziyati tomon harakatlanadi.





8.2 - rasm

$$\frac{d^2\varphi}{dt^2} + \omega^2\varphi = 0 \quad (8.4)$$

(8.4) ifoda matematik mayatnik tebranishining differensial tenglamasidir. Bu tenglamaning yechimi:

$$\varphi = A \sin(\omega t + \varphi_0) \text{ yoki } \varphi = A \cos(\omega t + \varphi_0) \quad (8.5)$$

ekanligi tabiiydir.

Kichik tebranishlarda matematik mayatnik muvozanat vaziyati atrofida

$$\omega = \sqrt{\frac{g}{l}} \quad (8.6)$$

doiraviy chastota bilan tebranma harakat qilar ekan. Matematik mayatnikning tebranish davri:

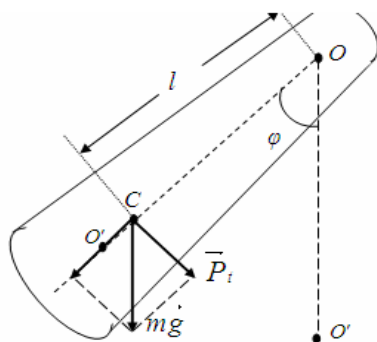
$$T = 2\pi \sqrt{\frac{l}{g}} \quad (8.7)$$

(8.7)dan ko'rinadiki T mayatnik uzunligi l ga va g ga bog'liq bo'lib, tebranuvchi moddiy nuqta massasiga va tebranish amplitudasiga bog'liq emas.

b) Fizik mayatnik deb, inersiya markazi bilan ustma-ust tushmaydigan qo'zg'almas gorizantal o'q (nuqta) atrofida tebranma harakat qila oladigan qattiq (har qanday) jismga aytiladi (8.2-rasm).

Agar, osilish o'qidagi ishqalanish kuchini hisobga olmasak, $\vec{P}_t = -m\vec{g} \sin \varphi$ kuch ta'sirida tebranish sodir bo'ladi.

Manfiy ishora $\vec{P}_t$ kuchning chetlanishga ($\varphi \approx \sin \varphi$) ga qarama-qarshi yo'nalgan ekanligini bildiradi. $\vec{P}_t$ ta'sirida, mayatnikni muvozanat vaziyatiga qaytaruvchi



8.3 -rasm

$$M = -mgl \sin \varphi. (8.8)$$

ga teng kuch momenti vujudga keladi; bunda l – osilish o‘qiga nisbatan Tebranishlar kichik bo‘lganligi uchun $\sin \varphi \approx \varphi$ deb olsak, fizik mayatnik tebranishining differensial tenglamasi:

$\vec{P}_t$ kuchning yelkasi.

$$\frac{d^2 \varphi}{dt^2} + \omega^2 \varphi = 0 \quad (8.9)$$

Bu yerda

$$\frac{mgl}{I} = \omega^2 \quad (8.10)$$

Ma’lumki, bu tenglamaning yechimi $\varphi = A \sin(\omega t + \varphi_0)$ yoki $\varphi = A \cos(\omega t + \varphi_0)$ dir. Fizik mayatnikning tebranishi davri

$$T = 2\pi \sqrt{\frac{I}{mgl}} = 2\pi \sqrt{\frac{L}{g}} \quad (8.11)$$

formula bilan aniqlanadi. Bunda $L = \frac{I}{ml}$ fizik mayatnikning

keltirilgan uzunligi bo‘lib, 10.4- rasmda ko‘rsatilgan O va O' nuqtalar orasidagi uzunlikka teng. O' nuqta shunday hususiyatga egaki, agar O nuqtadagi o‘qni OC chiziqning davomidagi O' nuqtaga ko‘chirilsa, fizik mayatnik tebranish davri o‘zgarmaydi. Fizik mayatnikning ham tebranish davri, mayatnikning massasiga va tebranish amplitudasiga bog‘liq emasdir.

Har qanday real tebranishlarda, tebranishlarning energiyasi ishqalanish kuchlarini yengishi hamda tebranish sodir bo‘layotgan muhitning qarshilik kuchlari (muhit zarrachalarini tebratish) ni engish uchun sarflanib boradi. Natijada tebranishlar so‘nadi. Muvozanat vaziyatidan chiqarilgan sistemalarni tashqi kuchlar ta’sirisiz, ichki kuchlar ta’siridagi tebranishlariga so‘nuvchi (erkin) tebranishlar deb ataladi. Prujinali va matematik mayatniklarning tebranishlari so‘nuvchi tebranishlarga misol

bo‘ladi. Tajribalarning ko‘rsatishicha, kichik tezliklar uchun muhitning qarshilik kuchi, shu jumladan ishqalanish kuchi ham, tezlikka mutanosib (proporsional) bo‘lib, harakat yo‘nalishiga nisbatan teskari yo‘nalgan bo‘ladi:

$$F_k = -r \mathcal{G} = -r \frac{dx}{dt}, \quad (8.12)$$

r – qarshilik koeffitsienti.

So‘nuvchi tebranishlarning differensial tenglamasi ko‘rinishi quyidagicha bo‘ladi:

$$\frac{d^2x}{dt^2} + 2\beta \frac{dx}{dt} + \omega_0^2 x = 0 \quad (8.13)$$

Bunda, ω_0 – muhitning qarshiligi bo‘lmagan holdagi tebranuvchi sistemaning xususiy tebranish chastotasi; β – so‘nish koeffitsienti;

$$\beta = \frac{r}{2m}, \quad (8.14) \text{ tenglamaning echimi } \beta < \omega_0 \text{ bo‘lgan hollarda}$$

$x = A_0 e^{-\beta t} \cos(\omega_s t + \varphi_0)$, yoki $x = A_0 e^{-\beta t} \sin(\omega_s t + \varphi_0)$ ko‘rinishda bo‘ladi.

Bu yerda ω_s – so‘nuvchi tebranishlar chastotasi bo‘lib, uning qiymati

$$\omega_c = \sqrt{\frac{\kappa}{m} - \frac{r^2}{4m^2}} = \sqrt{\omega_0^2 - \beta^2} \quad (8.15)$$

munosabatdan aniqlanadi. (8.15) ga binoan so‘nuvchan tebranishning davri:

$$T_c = \frac{2\pi}{\sqrt{\omega_0^2 - \beta^2}}. \quad (8.16)$$

β - ni ortishi bilan T_s - ortadi (chastota kamayadi).

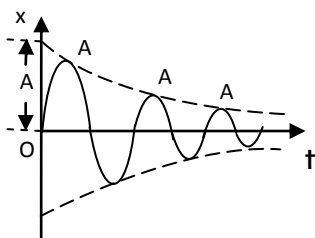
Agar $\beta=0$ bo‘lsa,

$$T_c = T_0 = \frac{2\pi}{\sqrt{\frac{\kappa}{m}}} = \frac{2\pi}{\omega_0} \quad (8.17)$$

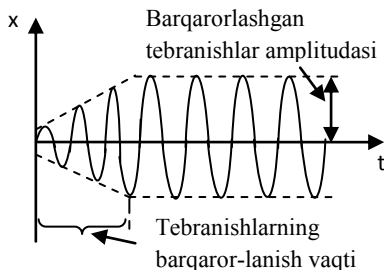
(8.17) ifodadan so‘nuvchi tebranishlarning amplitudasini quyidagiga teng ekanligi ko‘rinib turibdi:

$$A = A_0 e^{-\beta t}. \quad (8.20)$$

Demak, vaqt o‘tishi bilan siljish (8.19) formula asosida va amplituda (8.50) ifoda asosida eksponensial kamayishi ko‘rinib turibdi. Bu bog‘lanishning grafigi 8.1-rasmda keltirilgan.



8.4 – rasm



8.5- rasm

Soʻnuvchi tebranish qilayotgan moddiy nuqtaning ketma-ket amplitudalarining qiymatlari

A_0 ; $A_1 = A_0 e^{-\beta T}$; $A_2 = A_0 e^{-2\beta T}$ $A_n = A_0 e^{-n\beta T}$ qatorni tashkil qiladi. Umumian, soʻnuvchi tebranishda bir-biridan tebranish davri T ga farq qiluvchi ikkita ketma-ket amplitudalar nisbati:

$$\frac{A_t}{A_{t+T}} = \frac{A_0 e^{-\beta t}}{A_0 e^{-\beta(t+T)}} = e^{\beta T} = \text{const} \quad (8.21)$$

Ikki ketma-ket amplitudalar nisbati natural logarifmining moduliga soʻnishning logarifmik koeffitsienti deb ataladi:

$$\delta = \left| \ln \frac{A_n}{A_{n+1}} \right| = \beta T_c = \frac{r}{2m} T_c \quad (8.22)$$

δ - kattalik odatda tebranishlarning soʻnishini xarakterlash uchun ishlatiladi.

$$\text{Ifoda} \quad \frac{A_0}{A} = e^{\frac{t}{T}\delta} = e^{\frac{\tau}{T}\delta} = e^{N_e \delta} \quad (8.23)$$

Majburiy tebranishlar (soʻngmas) katta amaliy ahamiyatga egadir. Tashqi davriy ravishda oʻzgarib turadigan kuchlar taʼsirida vujudga keladigan tebranishlarga majburiy tebranishlar deyiladi. Ichki yonuv dvigateli porshenlarining harakati, tikuv mashinasi ignasining harakati va shunga oʻxshash tebranishlar majburiy tebranishlarga misol boʻladi. Tashqi davriy ravishda oʻzgaruvchi kuchga, majbur etuvchi kuch deyiladi. Bu kuchning bajargan ishi, tebranuvchi sistemaning, muhit qarshiligini yengishga sarflagan energiya kamayuvini toʻldirishga sarflanadi.

Tebranayotgan jismga qoʻyilgan boʻlib, doimo muvozanat vaziyati tomon yoʻnalgan, muvozanat vaziyatda nolga teng boʻlgan va muvozanat vaziyatdan boshlab siljishiga mutanosib oshadigan kuchga qaytaruvchi kuch

deyiladi. Jism muvozanat vaziyatdan o'tgan vaqtda qaytaruvchi kuch rolini, mexanik tebranishlarda, ko'pincha, elastiklik kuchi bajaradi. Faraz qilaylik m – massali moddiy nuqtaga garmonik qonun bo'yicha o'zgaruvchi $F_m = F_0 \cos \omega_m t$ majbur etuvchi kuch ta'sir etsin. U holda dinamikaning II qonuniga asosan, moddiy nuqtaning harakat tenglamasi

$$m \frac{d^2 x}{dt^2} = -\kappa x - r \frac{dx}{dt} + F_m, \text{ yoki}$$

$$m \frac{d^2 x}{dt^2} + \kappa x + r \frac{dx}{dt} = F_0 \cos \omega_m t.$$

ko'rinishida bo'ladi. Bu tenglamani $\beta = \frac{r}{2m}, \omega_0 = \sqrt{\frac{\kappa}{m}}$ va

$f_0 = \frac{F_0}{m}$ lardan foydalanib quyidagicha yozish ham mumkin:

$$\frac{d^2 x}{dt^2} + \omega_0^2 x + 2\beta \frac{dx}{dt} = f_0 \cos \omega_m t \quad (8.24)$$

(8.24) lar majburiy tebranishlarning deferensial tenglamalaridir. Differensial tenglamalar nazariyasidan ma'lumki, bunday tenglamani umumiy echimi (x), uning o'ng tomoni nolga teng bo'lgandagi, ya'ni

$$m \frac{d^2 x}{dt^2} + 2\beta \frac{dx}{dt} + \omega_0^2 x = 0 \quad (8.25)$$

ning umumiy echimi (x_1) bilan (8.60) tenglamaning xususiy yechimi (x_2) ning yig'indisi tarzida bo'ladi:

$$x(t) = x_1(t) + x_2(t). \quad (8.26)$$

Bundagi $x_1(t) = A_0 e^{-\beta t} \cos(\omega_c t + \varphi_0)$ bo'lib, sistemani xususiy tebranishlarini ifodalaydi va yetarlicha katta vaqt oralig'ida xususiy tebranishlar amalda butunlay so'nib bo'ladi, shuning uchun $x_1(t) = 0$ bo'ladi. $x_2(t)$ sistemani majburiy tebranishlarini ifodalaydi. F_m ta'sir eta boshlagan dastlabki paytda xususiy (so'nuvchi) tebranishlar vujudga kelib, majburiy tebranishlarning barqarorlanish vaqti davomida eksponensial qonun bo'yicha tezgina so'nib bo'ladi (8.2-rasm).

Bir qator matematik amallar bajarib (8.60) tenglamani izlanayotgan xususiy yechimi

$$x_2(t) = x = A_m \cos(\omega_m t + \alpha) \quad (8.27)$$

ekanligini topamiz. A_m -majburiy tebranishlarning amplitudasi, uning qiymati

$$A_m = \frac{F_0}{m\sqrt{(\omega_0^2 - \omega_m^2)^2 + 4\beta^2\omega_m^2}} \quad (8.28)$$

formula bilan hisoblanadi.

$$\operatorname{tg} \alpha = -\frac{2\beta\omega_m}{\omega_0^2 - \omega_m^2} \quad (8.29)$$

bo'lganligidan

$$\alpha = -\operatorname{arctg} \frac{2\beta\omega_m}{\omega_0^2 - \omega_m^2}. \quad (8.30)$$

α – majburiy tebranishlarning boshlang'ich fazasi. (8.63) ga A_m va α ni qiymatlarini qo'ysak, bir jinsli bo'lmagan (8.60) tenglamaning xususiy yechimini topamiz:

$$x = \frac{f_0}{\sqrt{(\omega_0^2 - \omega_m^2)^2 + 4\beta^2\omega_m^2}} \cos(\omega_m t - \operatorname{arctg} \frac{2\beta\omega_m}{\omega_0^2 - \omega_m^2}) \quad (8.31)$$

(8.31) ifoda, barqaror majburiy tebranishlarni ifodalaydi.

A_m ni ω_m ga bog'liqligi shunga olib keladiki, berilgan sistema uchun aniq biror chastotada $A_m = A_{\max}$ ga teng bo'ladi. Tebranuvchi sistemalar ayniqsa shunday chastotali majbur etuvchi kuchning ta'siriga beriluvchan bo'lar ekan.

Tashqi kuchning o'zgarish chastotasi sistemaning xususiy tebranish chastotasiga, yaqinlashganda majburiy tebranishlar amplitudasining keskin ortib ketish hodisasiga rezonans deb ataladi. Bu paytdagi chastotaga rezonans chastotasi deyiladi. Rezonans chastotasini aniqlash uchun (8.63) ifodani mahraji eng kichik qiymatga erishishi lozim. Buning uchun ildiz ostidagi ifodani hosilasi nolga teng bo'lishi kerak.

$$\left[(\omega_0^2 - \omega_m^2)^2 + 4\beta^2\omega_m^2 \right] = -2(\omega_0^2 - \omega_m^2)2\omega_m + 8\beta^2 = -4(\omega_0^2 - \omega_m^2) + 8\beta^2 = 0$$

Bundan:

$$\omega_m = \omega_{pe3} = \sqrt{\omega_0^2 - 2\beta^2}. \quad (8.32)$$

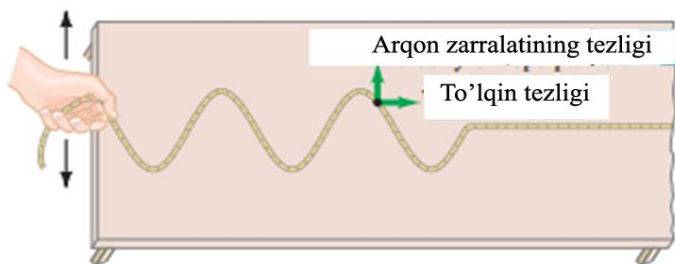
(8.32) dan $\beta \approx 0$ bo'lganda $\omega_{pe3} = \omega_0$ bo'lib, $A \rightarrow \infty$ ya'ni rezonans hodisasi ro'y berishligi kelib chiqadi. Bu paytdagi amplitudani rezonans A_{rez} amplitudasi deyiladi va natijaviy amplituda quyidagiga teng bo'ladi:

$$A_{pe3} = \frac{F_o}{2m\beta\sqrt{\omega_o^2 - \beta^2}}. \quad (8.33)$$

β ning noldan farqli qiymatlarida amplituda hech qachon cheksiz katta bo'la olmaydi va ω_0 dan kichik bo'lgan ω_{pe3} larda maksimumga erishadi.

To'lqinning tarqalishi

Ko'lga tashlangan tosh ko'l yuzida aylanma to'lqinlarni yuzaga keltiradi (8-6-rasm). Agar stol ustiga yotqizilgan shurning uchidan yuqoriga va pastga siltansa, u holda shnur bo'ylab to'lqinlar tarqaladi (8-7-rasm). Suv sirtidagi to'lqinlar hamda shnur bo'ylab tarqaladigan to'lqinlar – bu to'lqin harakatga ikkita yaqqol misol bo'ladi. Shuningdek tovush ham to'lqin tarzida tarqaladi, yorug'lik ham elektromagnit to'lqindir.



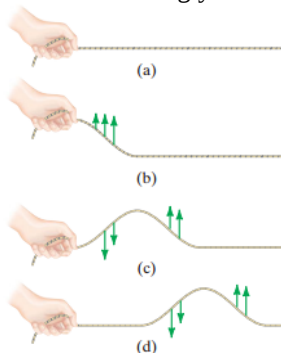
8-6-rasm. Arqonda yoki torda to'lqinning tarqalishi.

To'lqin arqon bo'ylab tarqaladi. Arqonning zarralari esa muvozanat vaziyati atrofida tebranadilar.

Siz qirg'oqqa kelib urilayotgan to'lqinlarni kuzatganingizda "To'lqinlar suvni qirg'oq tomonga olib keladimi?" degan savolni bergan bo'lishingiz mumkin. Yo'q, amalda to'lqinlar o'zi tarqaladigan moddani tashimaydilar. Demak, suv sirtida tarqaluvchi to'lqinlar tezlikka ega bo'ladi. Biroq bunda suvning har bir zarrasi faqatgina muvozanat vaziyatiga nisbatan tebranadi. Buni hovuz sirtida suzib yurgan barglarda ko'rish mumkin. Barglar to'lqin bilan birga oldinga suzmaydilar, ular shunchaki yuqoriga va pastga tebranadi; suv ham xuddi shunday harakat qiladi.

To'lqinlar muhit orqali uzoq masofaga tarqalishi mumkin, biroq muhitning o'zi (suv, shnur) cheklangan harakat qiladi. Shunday qilib, to'lqinning o'zi moddiy jism bo'lmasa ham, u faqatgina moddiy muhitda (modda) tarqala oladi. To'lqin tarqalish vaqtida moddani tashib o'tmaydigan tebranishlardan iborat.

Shnurning qismlari birin-ketin yuqoriga ko'tariladi va to'lqinning "o'rkachi" shnur bo'ylab tashqariga qo'limizni yuqoriga va pastga keskin harakat qildirib yuzaga keltirishimiz mumkin (8-7-rasm). Shnurning bir uchini yuqoriga tortganimizda, shnurning oxirgi qismi qo'shni qismlar bilan tutash bo'lganligi sababli, ularga ham yuqoriga ta'sir qiluvchi kuch uzatiladi, va ular ham yuqoriga harakatlanib boshlaydi. To'lqinlar fazoning bir nuqtasidan ikkinchi nuqtasiga energiya tashiydilar. Suv sirtida to'lqin suvga tashlangan tosh g'isobiga yoki ochiq dengizdagi shamolning shiddati hisobiga energiya oladi. 8-6-rasmda shnurni siltayotgan qo'l unga energiya beradi va bu energiya shnurning boshqa uchiga ham uzatilishi mumkin. To'lqin harakatning barcha turlarida energiya tashiladi.

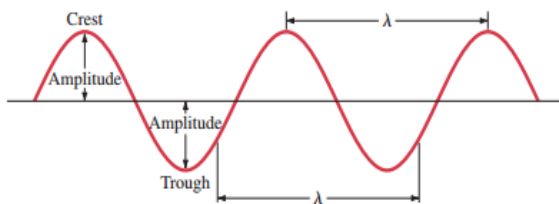


8-7-rasm. To'lqin impulsdagi arqonning bir uchini qo'l bilan yuqoriga va pastga siltash orqali yuzaga keltiriladi. Arqon zarralarining tezligi strelkalar bilan ko'rsatilgan.

To'lqin qanday hosil qilinishi va uning tarqalishi nimaning hisobiga yuz berishini qarab chiqamiz. Dastlab alohida (yakkalangan) to'lqin "vсплеск" ni yoki impulsni qarab chiqamiz. Shu nurda yakkalangan to'lqin impulsini Shu bilan bir paytda shnurning uchini tutib turgan qo'l dastlabki holatga pastga tushadi va shnurning harakatlanishning yuqori nuqtasiga kelgan qismlari xuddi o'sha ketma-ketlikda orqaga qaytadi. Shunday qilib g'alayonlanish tarqalayotgan to'lqin impulsining manbai hisoblanadi, uning tarqalishi esa shnurning qo'shni qismlari o'rtasidagi o'zaro ta'sir kuchlari sababli yuzaga keladi. Boshqa muhitlarda ham to'lqinlar xuddi shunday yo'l bilan yuzaga keltiriladi va tarqaladi. Okean tubida zilzila yuz berganida, sunami vaqtida dengizda yoki okeanda toshqinlarning yuzaga kelishi to'lqin impulsiga dramatik misol bo'ladi. Eshik taqillaganida ham quloqlarimiz to'lqin impulsini eshitadi.

Paydo bo'lishi 8-6-rasmda keltirilgan *uzluksiz* yoki *davriy* to'ldinining manbai uzluksiz ta'sir qiluvchi tebrantiruvchi kuch o'zgarishi hisoblanadi, va shunday qilib, *tebranishlar* to'ldin manbai hisoblanandi. Suv sirtiga joylashtirilgan har qanday tebranuvchi jism, shu jumladan qo'l bilan ham tebranishlarni yuzaga keltirish mumkin. SHamol yoki suvga tashlangan buyum (tosh, tennis to'pi) bilan qo'zg'atilgan suvning o'zi ham to'ldin manbai bo'lishi mumkin. Vibratsiyalovchi kamerton yoki nog'oraning "terisi" havoda tovush to'ldinlarini yuzaga keltiradi; quyida biz tebranuvchi elektr zaryadlari yorug'lik to'ldinlarini yuzaga keltirishini ko'ramiz. Umuman, har qanday tebranuvchi buyum to'ldinlarni yuzaga keltiradi.

Shunday qilib, har qanday to'ldinining manbai tebranish bo'lib, u manbadan to'ldin ko'rinishida tarqaladi. Agar manba garmonik tebranib, sinusoidal harakatlansa, u holda to'ldin ham absolyut elastik muhitda, ham fazoda, ham vaqtda sinusoida shakliga ega bo'ladi. (1) Fazoda: agar to'ldin harakatini vaqtning biror momentida oniy fotosurati olinsa, u holda to'ldin sinus funksiyasi yoki kosinus funksiyasi shaklida bo'ladi. (2) Vaqtda: agar muhitning harakatini biror bir joyda uzoq vaqt davomida qaralsa (masalan, kemalar bog'lab qo'yiladigan doy (pirs)da ikkita yonma-yon joylashgan qoziqlar o'rtasidagi suv sirtini kuzata turib), u holda suvning shu uncha katta bo'lmagan qismi yuqoriga va pastga harakatlanib, vaqtning sinusoidal funksiyasi bilan tavsiflanadigan garmonik tebranishini ko'rishimiz mumkin.



8-8-rasm. Davriy to'ldinni xarakterlovchi kattaliklar.

8-8-rasmda davriy sinusoidal to'ldinni xarakterlash uchun foydalaniladigan asosiy parametrlar ko'rsatilgan. To'ldin harakatining yuqori nuqtalari o'rkachi, quyisi esa – cho'kishi deb ataladi. Amplituda – bu nolinci sathga (yoki muvozanat vaziyatiga) nisbatan o'rkachning maksimal balandligi yoki cho'kishining chuqurligi; tebranishning o'rkachdan cho'kishigacha bo'lgan to'liq masofasi $2A$ (ikkilangan amplituda)ga teng. Ikkita qo'shni o'rkachlar o'rtasidagi masofa to'ldin uzunligi λ (grekcha yozma lyambda) deyiladi. To'ldin uzunligi ham to'ldinining *istalgan* ikkita ketma-ket bir xil balandlikdagi nuqtasi orasidagi masofaga teng. Chastota f -

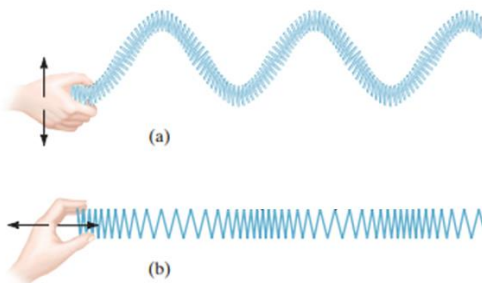
bu birlik vaqt ichida berilgan nuqtadan o'tadigan o'rkachlar soni yoki to'liq tebranishlar soni. Davr T , tabiiyki, $1/f$ ga, ya'ni ikkita ketma-ket nuqtalar orasidagi masofaga teng.

To'lqin tezligi $\mathcal{G}$ deb to'lqinning o'rkachi ko'chadigan tezlikka aytiladi. (to'lqin tezligini muhit zarralarining tezligi bilan almashtirib yubormaslik lozim. Masalan, 8-7-rasmda arqon bo'ylab tarqaluvchi to'lqinning tezligi arqon bo'ylab yo'nalgan, shu bilan bir vaqtda zarralarning tezligi esa unga perpendikulyar yo'nalgan.) T vaqt ichida to'lqinning o'rkachi to'lqin uzunligi λ ga teng masofani bosib o'tishi sababli, to'lqin uzunligi quyidagicha aniqlanadi: $\mathcal{G} = \lambda / t$. Bundan $1/T$ ekanligi sababli,

$$\mathcal{G} = \lambda f \quad (8-34)$$

Aytaylik, masalan, to'lqin uzunligi 5 m ga, chastotasi esa 3 Gs ga teng. Bunda berilgan nuqta orqali bir-biridan 5 m ga ortda qoladigan uchta to'lqin o'rkachi o'tadi; birinchi o'rkach (yoki boshqa ixtiyoriy nuqta) 1 sekunda 15 metr ga ko'chadi. Demak, to'lqinning tezligi 15 m/s ga teng.

To'lqin tiplari va ularning tarqalishi. Ko'ndalang va bo'ylama to'lqinlar

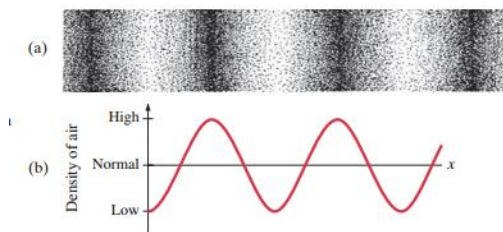


8-9-rasm. (a) Ko'ndalang to'lqin;
(b) Bo'ylama to'lqin

Biz to'lqinlar katta masofalarga tarqalishi mumkinligini, muhitning zarralari esa faqatgina fazoning cheklangan sohasida tebranishi mumkinligini aytib o'tgan edik. To'lqin arqon bo'ylab, aytaylik, chap tomonga harakatlanganda arqonning qismlari yuqoriga va pastga, ya'ni to'lqinning harakatiga perpendikulyar (ya'ni ko'ndalang) yo'nalishda harakatlanadi. Bunday to'lqin **ko'ndalang to'lqin** deb ataladi. To'lqinning boshqa tipi, bo'ylama to'lqin ham mavjud. Bo'ylama to'lqinda muhitning

zarralari to'liqin tarqalishi yo'nalishida tebranadi. Yumshoq cho'zilgan prujinani 8-9-rasmda ko'rsatilgandek siqib yoki cho'zib oson kuzatish mumkin. Prujina bo'ylab siliqlish va cho'zilish sohalari ko'chadi. Siqlilish sohalari – bu prujinaning cho'lg'amlari bir-biriga yaqinlashadigan, cho'zilish sohalari esa – ular bir-biridan uzoqlashadigan sohadir.

Xuddi ko'ndalang to'liqlarlardagi kabi, muhitning bo'ylama to'liqin tarqalayotgan har bir qismi juda



8-10-rasm. (a) havoda bo'ylama to'liqlarning tarqalishi, (b) vaqtning berilgan momentida grafik tasvirlanishi.

kichik qamrovli tebranishlarni yuzaga keltiradi. Lekin shu bilan birga to'liqinning o'zi juda uzoq masofalarga tarqalishi mumkin. Bo'ylama to'liqin ham to'liqin uzunligi, chastota va tezlik kabi tushunchalar qo'llaniladi. To'liqin uzunligi – bu ikkita qo'shni siqlilish (cho'zilish) sohasi orasidagi masofa, chastota esa – bu berilgan nuqta orqali vaqt birligi ichida o'tadigan siqlilishlar soni. To'liqin tezligi – bu siqlilish (cho'zilish) sohasining harakat tezligi; u to'liqin uzunligining chastotaga ko'paytmasiga teng, $v = \lambda f$.

Bo'ylama to'liqinni havo molekulalari (yoki prujina cho'lg'amlari soni) zichligining koordinataga bog'liqlik grafigi ko'rinishida 11-27-rasmdagidek tasvirlash mumkin. Bunday grafik tasvirlash muhitda yuz berayotgan hodisani yaqqol namoyish qilishi sababli, biz undan tez-tez foydalanamiz. 11-27-b-rasmdagi bog'lanish ko'ndalang to'liqiga juda o'xshashligiga e'tibor qarating.

Ko'ndalang to'liqlarning tezligi

To'liqinning tezligi u tarqalayotgan muhitning xossalari bog'liq. Tarang tortilgan arqonda yoki torda ko'ndalang to'liqinning tarqalish tezligi, masalan, arqonning tezligiga, F_T , hamda arqonning birlik uzunligiga to'g'ri keladigan massasiga μ (Grekcha kichkina myu harfi) bog'liq bo'ladi. Agar arqonning m – massasi, l – uzunligi bo'lsa, u holda $\mu = m / l$ bo'ladi. Kichik amplitudali to'liqlar uchun to'liqin tezligi:

$$g = \sqrt{\frac{F_T}{\mu}} \quad [\text{arqonda ko'ndalang to'liqlar}] \quad (8-35)$$

Bu formula sifat jihatidan Nyuton mexanikasining ma'nosini anglatadi. Ya'ni biz taranglik kuchi kasrning suratida, birlik uzunlikdagi massa esa maxrajida ekanligini aniqladik. Nima uchun? Chunki taranglik katta bo'lganda biz tezlik arqonning har bir segmentida ortib borishini kuzatamiz. Shuningdek, birlik uzunlikdagi massa qancha katta bo'lsa, arqonning inertligi shuncha katta bo'ladi va to'liq shuncha sekin tarqalishini ko'rishimiz mumkin.

Bo'ylama to'liqning tezligi

Bo'ylama to'liqning tezligi ham arqonda tarqalayotgan ko'ndalang to'liq tezligiga o'xshash, ya'ni

$$g = \sqrt{\frac{\text{elastiklik kuchi}}{\text{inersiya}}}.$$

To'liq uzun qattiq sterjenda pastga tomon tarqalganda zarralarning tezligi

$$g = \sqrt{\frac{E}{\rho}}, \quad [\text{uzun arqonda tarqalayotgan bo'ylama to'liq}] \quad (8-36a)$$

bu erda E – materialning elastiklik modlui (9-5-paragraf), va ρ – uning zichligi.

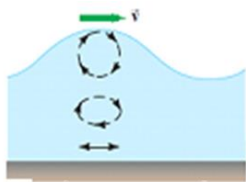
Suyuqlik yoki gazda tarqalayotgan bo'ylama to'liq uchun

$$g = \sqrt{\frac{B}{\rho}} \quad (8-36 b)$$

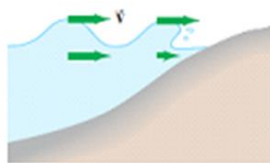
bu erda B – ajratib olingan qismning hajmi (9-5 kesma) va ρ – uning zichligi¹.

¹ Douglas C, Giancoli. "PHYSICS". PRINCIPLES WITH APPLICATIONS. Pearson. 2014, 305-308, 309-313 – betlar.

Boshqa to'liqlar



8.10-rasm. Uncha katta bo'lmagan suv to'liqini, ko'ndalang va bo'ylama to'liqning birgalikda tarqalishiga misol bo'ladi.



8.11-rasm. Suv to'liqining shiddat bilan harakatlanishi. Yashil strelkalar suv molekularining o'sha joydagi tezligini ko'rsatadi.

Er qimirlashlari qo'zg'atuvchi rolini bajaradi va bunda Er qatlamlarida ham S-to'liqlar deb ataluvchi ko'ndalang to'liqlar, ham P-to'liqlar debataluvchi bo'ylama to'liqlar tarqaladi. Qattiq jismda ham ko'ndalang, ham bo'ylama to'liqlar mavjud bo'lishi mumkin, chunki atomlar o'z muvozanat vaziyatiga nisbatan ixtiyoriy yo'nalishda tebranishlari mumkin. Biroq ssyuqlik yoki gazlarda faqatgina bo'ylama to'liqlar tarqaladi, chunki bunday muhitlarning oquvchanligi tufayli zarralarga ko'ndalang yo'nalishda qaytaruvchi kuch ta'sir qilmaydi. Bu xossa geofiziklarga Erning suyuq yadrosi mavjudligi haqida xulosa chiqarishga yordam berdi, chunki Er qa'rida diametral yo'nalishda faqat bo'ylama to'liqlar tarqalishi, ko'ndalang to'liqlar hech qachon qayd etilmasligi aniqlangan. Buni faqatgina Erda suyuq (eritilgan) yadro mavjudligi bilan tushuntirish mumkin. Yana *sirt to'liqlari* deb ataluvchi uchinchi tur to'liqlar mavjud, ular ikki muhit chegarasida tarqaladi. Suvdagi to'liqlar – ikki muhit, ya'ni suv bilan havo chegarasida tarqaluvchi sirt to'liqlariga misol bo'la oladi. Agar to'liq uzunligi suv havzasining chuqurligidan kichik bo'lsa, u holda suvning har bir zarrasi uning sirtida ellips bo'ylab tarqaladi (8-10-rasm), ya'ni ko'ndalang va bo'ylama yo'nalishdagi tebranishlar kombinatsiyasidapn iborat bo'ladi. Sirt tagida (biroq unga yaqinroq joyda) zarralarning harakati ham bo'ylama va ko'ndalang to'liqlardan (elliptik harakat) iborat bo'ladi, tubida esa ko'pincha bo'ylama to'liq kuzatiladi. Er qimirlashida er qobig'ida sirt to'liqlari ham yuzaga keladi, asosan aynan ularning ta'sirida er qimirlashidagi vayronagarchiliklar sodir etiladi¹.

To'g'ri chiziqli bo'ylab tarqaladigan to'liqlar (masalan, tarang tortilgan arqon bo'ylab tarqalatgan ko'ndalang to'liqlar yoki ssyuqlik (gaz) bilan to'ldirilgan qattiq sterjen yoki truba bo'ylab tarqaladigan bo'ylama to'liqlar) *chiziqli yoki bir o'lchamli to'liqlar* deb ataladi. Suv sirtidagi kabi sirt to'liqlari (8-11-rasm) ikki o'lchamli to'liqlar hisoblanadi.

¹ Douglas C, Giancoli. "PHYSICS". PRINCIPLES WITH APPLICATIONS. Pearson. 2014, 305-308, 309-313 – betlar.

Vanihoyat, manbadan barcha yoʻnalishlarda tarqaladigan toʻlqinlar (masalan, ovoz kuchaytirgichdan chiqadigan tovush, yoki er qimirlashida yuzaga keladigan Yer qatlamlaridagi toʻlqinlar) uch oʻlchamli toʻlqinlar hisoblanadi.

Toʻlqinlar orqali tashiladigan energiya

Toʻlqinlar bir joydan boshqa joyga energiya tashi ydilar. Toʻlqinlar muhitda tarqalaganda energiya bir zarradan boshqa zarraga tebranishlar energiyasi koʻrinishida uzatiladi. f chastotali sinusoidal toʻlqinda zarralar garmonik tebranadilar, chunki har bir zarra $E = \frac{1}{2}kA^2$ energiyaga ega boʻladi, bu erda A – koʻndalang yoki boʻylama toʻlqindagi tebranishlar amplitudasi.

$$I = \frac{\text{energiya} / \text{vaqt}}{\text{yuza}} = \frac{\text{quvvat}}{\text{yuza}}$$

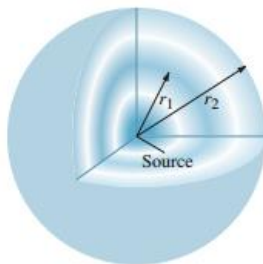
Intensivlikning xalqaro birliklar tizimidagi birligi vatt taqsim kvadrat metr (W/m^2). Energiya toʻlqin amplitudasining kvadratiga proporsional ekanligi sababli intensivlik:

$$I \propto A^2 \quad (11-15)$$

Agar toʻlqin manbadan hamma tomonga bir xilda tarqalsa, u holda bu uch oʻlchamli toʻlqin hisoblanandi. Masalan, ochiq havoda toʻlqinning tarqalishi, seysmik toʻlqinlar va yorugʻlik toʻlqini. Agar muhit izotrop (hamma yoʻnalishlarda bir xil) boʻlsa, toʻlqin sferik toʻlqin boʻladi (8-12-rasm). Toʻlqin tarqalganda energiya tashiydi va tobora koʻproq yuzani egallay boshlaydi, chunki r radiusli sfera sirtining yuzasi $4\pi r^2$ ga teng. Shunday qilib sferik toʻlqin intensivligi quyidagiga teng:

$$I = \frac{\text{quvvat}}{\text{yuza}} = \frac{P}{4\pi r^2} \quad [\text{sferik toʻlqin}] \quad (8-37a)$$

Agar manbadan chiqadigan P quvvat oʻzgarmas boʻlsa, u holda intensivlik manbagacha masofaning kvadratiga teskari proporsional tarzda kamayadi:



8-12-rasm. Manbadan tashqariga tarqalayotgan uch oʻlchamli sferik toʻlqin. r_1 va r_2 radiusli ikkita toʻlqin oʻrkachi (yoki siqilishi) koʻrsatilgan.

$$I \propto \frac{1}{r^2} \quad [\text{sferik to'liqin}] \quad (8-37b)$$

Buni ko'pincha teskari kvadratlar qonuni yoki "bir taqsim r^2 qonuni" deyiladi. Agar 11-31-rasmda ko'rsatilgandek, manbadan r_1 va r_2 masofada joylashgan ikkita nuqtani qaraydigan bo'lsak, u holda $I_1 = P / 4\pi r_1^2$ va $I_2 = P / 4\pi r_2^2$ bo'ladi, demak

$$\frac{I_2}{I_1} = \frac{r_1^2}{r_2^2} \quad [\text{sferik to'liqin}] \quad (8-37c)$$

Masalan, masofa ikki marta ortganda ($r_2 / r_1 = 2$), intensivlik avvalgi qiymatdan 1/4 marta kamayadi: $I_2 / I_1 = \left(\frac{1}{2}\right)^2 = \frac{1}{4}$.

Masofa ortishi bilan to'liqin amplitudasi ham kamayadi, chunki intensivlik amplitudaning kvadratiga to'g'ri proporsional (8-36 tenglama), amplituda A $1/r$ kabi kamayishi kerak, $I \propto A^2$ ekanligi sababli $1/r^2$ ga proporsional bo'ladi (8-37 b tenglamadagi kabi)¹.

Bir o'lchamli to'liqinda bir oz boshqacharoq (masalan, tarang tortilgan arqonda tarqaladigan ko'ndalang to'liqin yoki bir jinsli metall sterjenda tarqaladigan bo'ylama to'liqin). Bu erda A yuza o'zgarmaydi, va shuning uchun D_m amplituda ham o'zgarmaydi; shunday qilib masofa ortishi bilan to'liqin amplitudasi ham, intensivligi ham kamaymaydi.

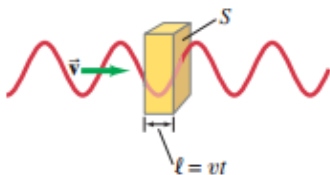
Biroq, amalda ishqalanish, hamda tebranish energiyasining bir qismi issiqlik energiyasiga aylanishi sababli har doim so'nish mavjud bo'ladi. Bir o'lchamli to'liqinda amplituda va intensivlik manbadan uzoqlashgan sari kamayib boradi. Mos ravishda uch o'lchamli to'liqin uchun ham amplitudaning kamayishi yuqorida topilganidan ko'proq bo'ladi.

Amplituda va chastota orasidagi bog'lanish

Chastotasi f bo'lgan sinusoidal to'liqinni olish uchun zarralar garmonik tebranadi va to'liqin tarqaladi, shuning uchun ham har bir zarra $E = \frac{1}{2}kA^2$ energiyaga ega bo'ladi, bu erda A uning tarqalish amplitudasi. 11-6b tenglamadan foydalanib, biz k ni chastota atamalarida yozishimiz mumkin:

¹ Douglas C, Giancoli. "PHYSICS". PRINCIPLES WITH APPLICATIONS. Pearson. 2014, 305-308, 309-313 – betlar.

$k = 4\pi^2 m f^2$, bu erda m – muhit zarralarining (yoki kichik hajmning) massasi.



8-13-rasm. $\mathcal{G}$ tezlik bilan harakatlanayotgan to‘lqin tashiydigan energiyani hisoblash.

U holda
$$E = \frac{1}{2} k A^2 = 2\pi^2 m f^2 A^2.$$

Massa $m = \rho V$ ga teng, bu erda ρ - muhitning zichligi va V – 8-13-rasmda ko‘rsatilgadek, muhitning kichik qatlamining hajmi. Hajm $V = Sl$ ga teng, bu erda S - to‘lqin o‘tadigan sirtning ko‘ndalang kesim yuzasi. (Biz havo uchun S ning o‘rniga A ni qo‘yamiz, chunki amplitudani A bilan belgilaymiz). To‘lqin t vaqt ichida o‘tadigan masofani l bilan belgilashimiz mumkin, u holda $l = \mathcal{G}t$, bu erda $\mathcal{G}$ – to‘lqin tarqalish tezligi. U holda $m = \rho V = \rho Sl = \rho S \mathcal{G}t$ va

$$E = 2\pi^2 \rho S \mathcal{G}t f^2 A^2 \quad (8-38 \text{ a})$$

Bu tenglamadan biz yana muhim natijani ko‘rishimiz mumkin, to‘lqin tashiydigan energiya amplitudaning kvadratiga to‘g‘ri proporsional ekan.

To‘lqin tashiydigan o‘rtacha quvvat $\bar{P} = E / t$, demak

$$\bar{P} = \frac{E}{t} = 2\pi^2 \rho S \mathcal{G}t f^2 A^2 \quad (8-38 \text{ b})$$

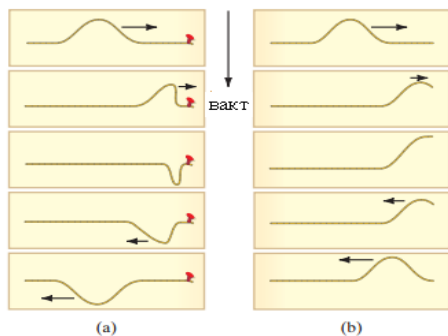
Vanihoyat, to‘lqin intensivligi I deb energiya oqimiga perpendikulyar bo‘lgan birlik yuzadan o‘tadigan o‘rtacha quvvatga aytiladi:

$$I = \frac{\bar{P}}{S} = 2\pi^2 \rho \mathcal{G}t f^2 A^2 \quad (8-39)$$

Bu munosabat to‘lqin intensivligi ixtiyoriy nuqtadagi to‘lqin amplitudasi A ning kvadratiga hamda chastota f kvadratiga to‘g‘ri proporsionalligini ko‘rsatadi.

11-10. To‘lqinlarning qaytishi va sinishi

To‘lqin to‘siqqa tushganda yoki o‘zi tarqalayotgan muhit chegarasiga etganda qaytadi (hech bo‘lmaganda qisman). Dengizda qoyadan yoki suzish basseynining bortidan to‘lqinlarning qaytishini kuzatgan bo‘lsangiz kerak. Bunda aks-sadoni – uzoqdagi to‘siqdan qaytgan tovushni eshitgan bo‘lishingiz mumkin.



8-14-rasm. Stol ustida yotgan arqon bo‘ylab tarqaladigan to‘lqin impulsining qaytishi. (Vaqtning o‘tishi pastga yo‘nalgan.)

(a) arqonning oxiri mustahkamlangan.

(b) arqonning oxiri erkin harakatlanadi.

11-33-rasmda arqon bo‘ylab yuguruvchi to‘lqin impulsining qaytishi ko‘rsatilgan. Bu tajribani o‘zingiz bajarib ko‘ring, agar arqonning oxiri mustahkamlangan bo‘lsa qaytgan impuls ag‘darilishiga, (8-14a-rasm), va uning uchi mustahkamlanmagan bo‘lsa (8-14b-rasm) – ag‘darilmasligiga ishonch hosil qilasiz. Agar arqonning uchi bior-bir asosga mustahkamlangan bo‘lsa (8-14a-rasm), oxirigacha etib borgan impuls asosga yuqoriga yo‘nalgan kuch bilan ta’sir qiladi. Nyutonning uchinchi qonuniga asosan asos arqonga kattaligi jihatidan teng va yo‘nalishi jihatidan qarama-qarshi kuch bilan ta’sir qiladi. Mana shu pastga yo‘nalgan kuch ag‘darilgan qaytgan impulsni “yuzaga keltiradi”¹.

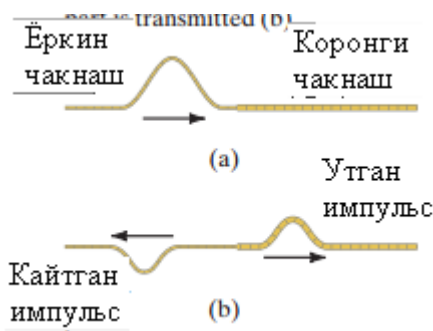
8-15-rasmda ko‘rsatilgandek arqon orqali tarqaladigan, og‘ir va engil chaqnashdan iborat impulsni qarab chiqamiz. To‘lqin impulsu ikki muhit chegarasiga etib borganida impulsning bir qismi rasmda ko‘rsatilgandek qaytadi, bir qismi esa ikkinchi muhitga o‘tadi. Arqonning ikkinchi chaqnashidagi energiyaning kam qismi uzatiladi. (ikkinchi chaqnash devorga yoki qattiq tayanchga yetib borganda 8-14a-rasmda

¹ Douglas C, Giancoli. “PHYSICS”. PRINCIPLES WITH APPLICATIONS. Pearson. 2014, 305-308, 309-313 – betlar.

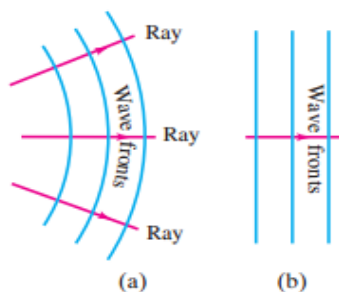
ko'rsatilgandek, energiyaning katta qismi qaytadi, juda kam qismi uzatiladi. Sinusoidal to'lqin uchun to'lqin chastotasi ikki muhit chegarasida o'zgar-maydi, chunki chegarada xuddi shunday chastota g'alayonlanadi. Shunday qilib, agar uzatiladigan to'lqin kichik tezlikka ega bo'lsa, uning to'lqin uzunligi ham kichik bo'ladi ($\lambda = \mathcal{G} / f$).

Suv to'lqinlari kabi ikki yoki uch o'lchamli to'lqin uchun (biz bunda to'lqin frontini nazarda tutamiz), to'lqin bo'ylab joylashgan har bir nuqta to'lqin o'rkachini hosil qiladi (buni biz odatda shunchaki sohil bo'yidagi "to'lqin" deb ataymiz). 8-16-rasmda ko'rsatilgan to'lqin frontiga perpendikulyar, to'lqin yo'nalishi bo'ylab yo'nalgan chiziq **nur** deb ataladi. To'lqin fronti manbadan uzoqlashgach egriligini butunlay yo'qotadi (8-16b) va xuddi okean to'lqinlari kabi deyarli to'g'ri chiziqli bo'ladi. U holda ular **yassi to'lqinlar** deb ataladi.

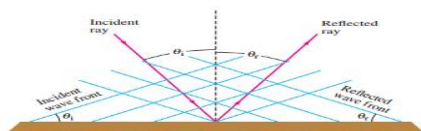
Ikki yoki uch o'lchamli yassi to'lqin qaytishida 8-17-rasmda ko'rsatilgandek, to'lqinlar qanday burchak ostida tushsa, shunday burchak ostida qaytadilar. Bu **qaytish qonuni** deyiladi: tushish burchagi qaytish burchagiga teng.



8-15-rasm. To'lqin impulsi arqon bo'ylab o'ng tomonga siljiganda arqon qalinroq va og'irroq bo'lib qoladi va (a) to'lqinning bir qismi qaytadi, (b) bir qismi o'tadi.



8-16-rasm. Nurlar to‘lqin tarqalish yo‘nalishini ko‘rsatadi, ular har doim to‘lqin frontiga perpendikulyar yo‘nalgan. (a) manba yaqinida doiraviy va sferik to‘lqinlar. (b) manbadan uzoqlashgach to‘lqin fronti to‘g‘ri yoki yassi bo‘ladi va yassi to‘lqinlar deb ataladi.



8-17-rasm. Qaytish qonuni $\Theta_i = \Theta_r$.

Tushuvchi nur bilan tushish nuqtasiga o‘tkazilgan perpendikulyar (yoki sirt bilan to‘lqin fronti) orasidagi burchak tushish burchagi deyiladi va u qaytish burchagiga teng bo‘ladi. Θ_r qaytuvchi nurga mos keladi.

Nazorat savollari

1. Mayatnik deb nimaga aytiladi va uni qanday turlarini bilasiz?
2. Fizik, matematik va prujinali mayatniklarni tebranishini differensial tenglamalarini yozib bering va izohlang.
3. Fizik, matematik va prujinali mayatniklarni tebranish davrlari qanday formula bilan aniqlanadi?
4. Xususiy tebranish chastotasi deganda nimani tushunasiz va uni izohlang?
5. Fizik mayatnikni keltirilgan uzunligi nima?
6. Tebranma harakatda og'irlik kuchining P_t tashkil etuvchisini ishorasini «-» bo'lishi nimani anglatadi?
7. So'nuvchi va so'nmas tebranishlar deb qanday tebranishlarga aytiladi va ularning differensial tenglamalarini yozib izohlang?
8. So'nish koeffisienti va logarifmik dekrementni izohlang.
9. Mexanik to'lqin deb nimaga aytiladi va ularning turlari?
10. Yassi va sferik to'lqinlar.

9-MA'RUZA. Mavzu: Molekulyar-kinetik nazariyasining asosiy tenglamasi. Termodinamika asoslari.
Qaytar va qaytmas jarayonlar. Ichki energiya.

Mavzu rejasi

1. Statistik va termodinamik usul.
2. Molekulyar-kinetik nazariya va uning asosiy qoidalari.
3. Molekula. Molekulalarning massasi va o'lchamlari.
4. Ideal gaz qonunlari. (Boyl-Mariot, Gey-Lyussak, Sharl, Dalton, Mendeleev-Klapeyron, Avogadro qonunlari).
5. 5.Gazlar molekulyar-kinetik nazariyasining asosiy tenglamasi.
6. Termodinamikaning asosiy tushunchalari.
7. Qaytar va qaytmas jarayonlar.
8. Ichki energiya. Erkinlik darajasi. Gazni ichki energiyasi. Issiqlik miqdori.

Tayanch so'z va iboralar

Molekula, atom, statik va termodinamik usullar, molekulyar kinetik nazariyaning asosiy qoidalari, oddiy va murakkab moddalar, Avogadro qonuni, molyar massa, bosim, hajm, harorat, Boyl-Mariott, Sharl, Gey-Lyussak, Mendeleev-Klapeyron tenglamalari, molekulyar kinetik nazariyaning asosiy tenglamasi, Bolsman doimiysi.

Molekulyar fizikada juda ko'p sonli zarralar ta'sirida vujudga keladigan hodisalarni tekshirishga to'g'ri keladi. Sistemani tashkil etuvchi ko'p sonli zarralarning ularni dinamik nuqtai nazardan xarakterlovchi fizik kattaliklar (tezlik, impuls, erkin yugurish masofasi va boshqalar) qiymatlari bo'yicha taqsimot qonunlarini aniqlab, bu qonunlar asosida hisoblangan o'rtacha fizik kattaliklar yordamida sistema xususiyatlarini o'rganish usuliga statistik usul deyiladi. Statistik usul ehtimollik nazariyasidan foydalanishga asoslangan.

Fizik hodisalarni o'rganadigan dinamik va statik usullardan tashqari termodinamik usul ham mavjuddir. Termodinamik usul deb, fizik jarayonda ishtirok etadigan sistemaning ichki tuzilishi va sistemani tashkil etuvchi qismlarning holatlariga e'tibor bermasdan, sistemada sodir bo'ladigan energiya aylanishlarini hamda ular orasidagi munosabatlarni aniqlash bilan sistemadagi fizik hodisalarni o'rganish usuliga aytiladi.

Biz atom massasi yoki molekulyar massa deb ataluvchi alohida atom va molekulalarning nisbiy massalari haqida gapirib o'tamiz. (ayrim hollarda atom og'irligi va molekula og'irligi terminlari ishlatiladi.) Bu massa uglerod

atomining 120000 dan bir qismi atom massa birligi (a.m.b.) sifatida qabul qilingan. Bu esa kilogramlarda $1 \text{ a.m.b.} = 1.6605 \times 10^{-27} \text{ kg}^1$.

Termometr shkalasi

Temperaturani qiymat jihatdan o'lchash uchun, qandaydir o'lchov shkalasini aniqlash kerak. Bugungi kunda eng ko'p tarqalgan shkala bu Selsiy shkalasidir. AQShda esa Farengyeit shkalasi keng tarqalgan. Ilmiy ishlarda absolyut va muhim shkala Kelvin shkalasi bo'lib, u haqida bu bobda muhokama qilinadi.

Temperatura shkalasini aniqlash usuli bu, ixtiyoriy ikki temperaturaga qiymat berishdir. Bu ikki Selsiy va Farengyeit shkalalari uchun normal atmosfera bosimidagi muzlash va qaynash nuqtasining muallaq qiymati qabul qilingan. Selsiy shkalasida bu qiymatlar muzlash nuqtasi 0^0 S ("Selsiy shkalasi bo'yicha nol gradus") va qaynash nuqtasi 100^0 S deb tanlangan. Farengyeit shkalasida esa, muzlash nuqtasi 32^0 F va qaynash nuqtasi 212^0 F ga teng. Amalda termometr, bu ikki haroratni kerakli muhitda juda diqqat bilan suyuqlik satxini yoki ko'rsatkichini tekshirib tayyorlangan va kalibrovkalangan. Selsiy shkalasi uchun bu ikki harorat oralig'i 100 ta teng intervalga 0^0 dan 100^0 gacha bo'lingan ("yuz gradusli Selsiy" atamasi yuzta qadam ma'nosini bildiradi). Farengyeit shkalasidagi 32^0 F dan 212^0 F gacha bo'lgan qiymat oralig'i esa 180 ta teng intervalga bo'lingan. Suvni muzlash va qaynash haroratidan katta bo'lgan nuqtalarida shkalada ishlatilgan intervalda shkalani kengaytirish mumkin. Lekin shunga qaramay, termometrlar o'z imkoniyatlaridan kelib chiqqan holda ishlatiladi, masalan, spirtli termometr spirtning parlanish haroratidan katta haroratlarda foydalanib bo'lmaydi. Juda yuqori va past haroratlarda maxsus termometrlar foydalaniladi, bu haqida keyinroq eslatamiz.

Selsiy temperaturasidagi har bir shkala, Farengyeit shkalasidagi ma'lum shkalaga mos keladi 13-7 rasm. U shkaladan bu shkalaga o'tishda, 0^0 S 32^0 F ga tengligini, Selsiy shkalasidagi 100^0 li diapazon Farengyeit shkalasida 180^0 ekanligini unutmaslik lozim. Shunday qilib, bir gradus Farengyeit (1^0 F), $100/180=5/9$ Selsiy gradusi (1^0 S)ga teng. Ya'ni, $1^0 \text{ F} = \frac{5}{9} ^0 \text{ C}$. (aniq bir harorat haqida Selsiy gardusi bo'yicha " 20^0 S " deb aytilganiga ahamiyat bering. Lekin harorat qandaydur intervalga o'zgarganda faqat gradus Selsiy " 2^0 S " deb aytiladi). Haroratni ikki temperatura shkalasiga o'tkazish uchun quyidagi amallarni bajaramiz:

¹ Douglas C, Giancoli. "PHYSICS". PRINCIPLES WITH APPLICATIONS. Pearson. 2014, 362-363 – betlar.

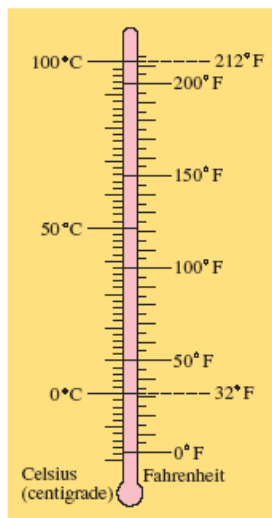
$$T(^{\circ}\text{C}) = \frac{5}{9}[T(^{\circ}\text{F}) - 32]$$

Yoki

$$T(^{\circ}\text{F}) = \frac{5}{9}T(^{\circ}\text{C}) + 32$$

Bu amallarni eslab qolish o'rniga osongina, 0°C 32°F ga tengligini va 5°C 9°F ga tengligini eslab qolish qulayroq.

Muzlash nuqtasi suyuqlik harorati o'zgarishi bilan, hech qanday boshqa bir suyuqliksiz qattiq va suyuq holatga o'tuvchi suyuqlik bilan aniqlanadi. Eksperimental ravishda bu faqatgina berilgan bosimda, aniq bir haroratda sodir bo'ladi. Qaynash nuqtasi ham shu tariqa aniqlanadi, faqat bu nuqtalar bosim o'zgarishi bilan o'zgaradi. Shuning uchun bosim, albatta, ko'rsatilishi lozim (odatda bu 1 atmosfera bosimida bo'ladi).



9-1- rasm. Selsiy va Farengeyt shkalalarining solishtirilishi.

Termodinamikaning bosh qonuni

Eksperimentlar shuni ko'rsatadiki, **agar, issiqlik muvozanatida bo'lgan ikki sistemani uchinchi sistema bilan birlashtirsak, u holda ular o'zaro termik muvozanatga erishadi.**

Bu postulat termodinamikaning bosh qonuni deyiladi. Bu qonun bunday antiqa nomni olishining sababi, termodinamikaning birinchi va ikkinchi konunlaridan keyin aniqlangani uchun olimlar bu qonuni ulardan oldingi

o'ringa qo'yishni to'g'ri deb bilishgan va shu nomni berishgan. Harorat bu, sistemaning boshqa bir sistemalar bilan o'zaro issiqlik muvozanatida bo'lishini aniqlovchi sistema xususiyati hisoblanadi. Ikki sistema issiqlik muvozanatida bo'lganda, ularda o'zaro issiqlik energiyasi almashinuvi ro'y bermaydi. Bu kundalik turmushimizdagi harorat tushunchalar bilan mos keladi: issiq va sovuq jismni bir joyga joylashtirsak, ular ohir oqibatda ularning harorati bir xil bo'ladi. Shuning uchun bosh qonun temperaturani aniqlashda juda foydali hisoblanadi¹.

Gaz qonunlari va absolyut temperatura

Gazning hajmi uni bosimiga hamda uning haroratiga bog'liq. Shuning uchun gazning bosimi, xajmi, harorati va modda miqdorini bar biriga o'zaro bog'liqligini aniqlovchi tenglamani **holat tenglamasi** deyiladi. (holat deganda – sistemaning fizik holati tushuniladi). Agar sistemaning holati o'zgarsa, bosim va haroratni ma'lum bir qiymatga kelguncha kutamiz. Shu tariqa, vaqt bo'yicha o'zgaruvchi kattaliklar (harorat va bosim) sistemaning holatini muvozanatda bo'lishini kuzatamiz. Aytib o'tish kerakki, zichligi katta bo'lmagan gazlar uchun o'rinli (bosim ham uncha katta bo'lmagan, atmosfera yoki undan kichik bo'lganda) va qaynoq bo'lmagandagina o'rinli. Berilgan gaz miqdori uchun harorat o'zgarmas bo'lganda, gaz xajmi absolyut bosimga teskari proporsional bo'lishini eksperimental usulda

aniqlangan. Ya'ni, $T \propto \frac{1}{P}$ (T-o'zgarmas)

Bu erda, R – absolyut bosim. Masalan, agar gaz bosimi 2 marta ortsa, xajm yarim marta kamayadi. Buni birinchi bo'lib ingliz Robert Boyl (1627-1691) o'zining tajribalarida asoslanib, kashf qildi va Boyl qonuni sifatida hammaga ma'lum. R ning V ga bog'lanish grafigini 9-1-rasmda ko'rsatilgan. Boyl qonuni quyidagicha yozilishi ham mumkin: $PV = \text{constant}$ ($T = \text{constant}$)

Aniq bir gaz miqdori uchun o'zgarmas haroratda, bosim, xajm yoki modda miqdori o'zgarsa ham, PV ko'paytmasi o'zgarmas bo'lib qolaveradi. Shuningdek, harorat gazning xajmiga ham ta'sir ko'rsatadi, lekin Boylning ishlaridan keyin 100 yildan ortiq vaqt orasida V va T o'zaro bog'lanishi aniqlanmagan edi. Fransuz Jak Sharl (1746-1823) bosim o'zgarmas bo'lganda, 13-15a rasmda ko'rsatilganidek, harorat ortishi bilan hajm chiziqli ortishini kashf etdi. Shunga qaramay, hamma gazlar past haroratlarda suyuq holatga keladi (masalan, kislorod -183°S da suyuqlashadi), natijada, grafik suyuqlashish nuqtasidan pastda kengaymaydi. Shuningdek, grafikda to'g'ri chiziq dan iborat va juda kichik

¹Douglas C, Giancoli. "PHYSICS". PRINCIPLES WITH APPLICATIONS. Pearson.2014, 362-363 – betlar.

haroratda esa o'qni taxminan -273°S da kesib o'tgan punktir chiziq bilan ko'rsatilgan.

Bunday to'g'ri chiziqli -273°S boshlang'ich xajmli teskari grafikni har qanday gaz uchun chizish mumkin. Bu gaz soviganda u b oshlang'ich xajmga ega deb tushuniladi va juda ham past haroratda -273°S esa manfiy xajmga ega bo'lib u xech qanday ma'noga ega emas. Aytish kerakki, -273°S bu engi past harorat bo'lishi mumkin; keyinchalik qilingan tajribalar bu haqiqat ekanligini ko'rsatdi. Bu harorat absolyut nol harorat deyiladi. Bu qiymat -273.15°S ekanligi aniqlangan.

Absolyut nol temperatura Kelvin shkalasida asosini tashkil qiladi va ilmiy ishlarda juda keng ishlatiladi. Bu shkala bo'yicha graduslar darajadagi belgisiz yoziladi yoki oddiygina gradus Kelvin (K) deb belgilanadi. Bu shkaladagi intervallar Selsiy shkalasidagi interval kabi, lekin (0K) nol bu shkalada absolyut nol deb tanlanadi. Shunday qilib, suvning muzlash nuqtasi (0°S) 273°K , va suvning qaynash harorati 373.15 K tashkil qiladi. Selsiy shkalasidagi har qanday ko'rsatkich Kelvin shkalasiga o'tkazilishi mumkin, unga 273.15 ni qo'shsak bo'ldi:

$$T(\text{K}) = T(^{\circ}\text{C}) + 273.15.$$

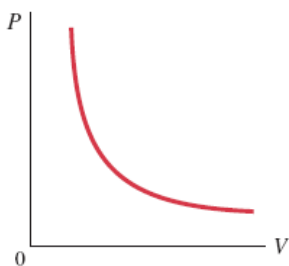
Endi 13-15b-rasmga qaraymiz, gaz xajmini absolyut harorat bilan solishtirilganda, koordinata boshidan o'tuvchi to'g'ri chiziqni tashkil qiladi. Bosim o'zgarmas bo'lganda, muayyan gaz miqdoriga to'g'ri keluvchi xajm absolyut haroratga to'g'ri proporsional. Bu Sharl qonuni sifatida hamma ma'lum va u quyidagicha yoziladi:

$$V \propto T. \quad (\text{R o'zgarmas})$$

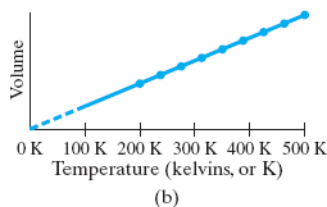
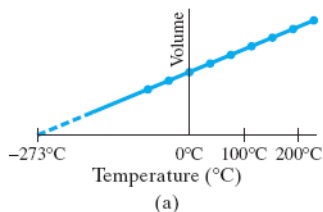
Uchinchi gaz qonuni, Gey-Lyussak qonunidir, Djozef Gey-Lyussak (1778-1850) tasdiqlaganidek, o'zgarmas bosimda, muayyan gaz miqdori absolyut haroratga to'g'ri proporsionaldir:

$$P \propto T. \quad (\text{V o'zgarmas})$$

Boyl, Sharl va Gey-Lyussak qonunlari bugungi kunda ishlatiladigan terminlar (aniqroq, chuqur, keng ko'lamli qonun)dek o'rinli emas. Ular faqatgina, zichligi va bosimi katta bo'lmaganda va suyuqlashgan (kondensatsiya) holatga yaqin bo'lmagandagina aniq o'rinli bo'ladi. Qonun terminini ishlatilishi esa an'anaga aylangan.



9-2 rasm. Harorat o'zgarmas bo'lganda, bosimning xajmga teskari bog'lanishini Boyle qonuni orqali: bosim kamayganda xajm ortishini ko'rsatilgan.



9-3- rasm. Gaz miqdorini xajmini funksiyasi bosim o'zgarmas bo'lganda, a) Selsiy temperaturasi, b) Kelvin temperaturasi

Boyle, Sharl va Gey-Lyussak qonunlari muhim ilmiy uslublar orqali aniqlangan, unga ko'ra, o'zgaruvchilardan biri o'zgarmas saqlanib qolganlari esa o'zgarar edi. Hozirgi davrda, bu o'zgaruvchilarning hammasi absolyut bosim, xajm, harorat va modda miqdori bir tenglama bilan bog'langan:

$$PV \propto T.$$

Bu tenglama P , V va T larning biri o'zgarsa, qolganlari ham o'zgarishini ko'rsatadi. Bu tenglama Boyle, Sharl va Gey-Lyussak qonunlariga o'xshab P , V yoki T lar o'zgarmas holda qoldiriladi.

Vanihoyatda, gazni tashkil qilgan modda miqdorini hisobga olishimiz kerak. Masalan, havo shariga juda ko'p havo haydalgan bo'lsa, shar shunchalik kengayib kattalashadi 9-3 rasm. Darhaqiqat, tajribalar o'zgarmas

bosim va haroratda yopiq sistemaning xajmi massaga proporsional ravishda ortishini ko'rsatadi. Buni quyidagicha yozamiz:

$$PV \propto mT.$$

Bu bog'lanishni proporsionallik koeffitsientini qo'yib tenglama ko'rinishiga keltiramiz. Tajribalar shuni ko'rsatadiki, bu konstanta turli gazlarga turlicha qiymatlarni qabul qiladi. Shunga qaramay, massaning o'rniga mollar sonini ishlatsak, proporsionallik koeffitsienti hamma gazlar uchun bir xil ta'sir ko'rsatadi.

"Mol" – bu modda miqdorining SI dagi birligidir. Bir mol (qisqacha mol) modda miqdorida jimsni tashkil qiluvchi 6.02×10^{23} ta obyekt (atom, molekula yoki ionlar va boshqalar)lar bor. Bu son 13-8 mavzuda aytilganidek, **Avagadro soni** deyiladi. Bu qiymat o'lchamdan kelib chiqqan. Molning aniq kiymati 12 gramm uglerod.

1 mol modda miqdorining ekvivalenti, massaning grammlardagi qiymati molyar massaga tengdir. Masalan: SO_2 ning 1 molining massasi $(12 + (2 \times 16)) = 44$ gr, chunki, uglerodning atom massasi 12 va kislorodniki 16 (kitobning oxirgi betidagi davriy jadvalga qarang). Umuman olganda, sof moddaning mollar soni n , grammlardagi massasini molyar massaga nisbatiga teng, gr/mol:

$$n(\text{моль}) = \frac{\text{масса (грамм)}}{\text{молекуляр масса (гр/моль)}}.$$

Masalan, SO_2 ning mollar soni 132 gr (molyar massasi 44 a.m.b.)

$$n = \frac{132 \text{ гр}}{44 \text{ гр/моль}} = 3.0 \text{ МОЛЬ}.$$

Endi biz buni yuqoridagidek tenglama ko'rinishida yozishimiz mumkin:

$$PV = nRT \quad (9-1)$$

Bu erdagi n – mollar sonini bildiradi, R – proporsionallik koeffitsienti hisoblanadi. R – universal gaz doimiysi deyiladi, chunki bu qiymat tajribalar orqali aniqlanib, barcha gazlar uchun bir xil. R ning qiymati ko'pgina birliklar sistemasida (birinchi bo'lib xalqaro birliklar sistemasida) quyidagicha:

$$\begin{aligned} R &= 8.314 \frac{\text{Ж}}{\text{моль К}} \\ &= 0.0821 \frac{\text{Л атм}}{\text{моль К}} = 1.99 \text{ калл/}(\text{моль К}) \end{aligned}$$

9-1 tenglama ideal gaz yoki ideal gaz holat tenglamasi deyiladi. Real gazlar katta bosim (zichlik)da, gaz suyuqlashish holatiga yaqin bo'lganda, 9-1 tenglamaga mos kelmagani uchun biz "Ideal" so'zini ishlatamiz. SHunga qaramay, bosim atmosfera bosimidan kam yoki harorat gazning suyuqlashish nuqtasiga yaqin bo'lmaganda real gazlar uchun ham 9-1 tenglama juda aniq va foydali hisoblanadi.

Doim yodingizda tuting, ideal gazlarda, harorat Kelvin (K) graduslariga o'tkazilishi kerak va bosim ham doim absolyut bosimda bo'lishi kerak. Biz gazdagi molekulalarga nisbatan keyingi taxminlarni qilamiz. Bu taxminlar gazdagi molekulalarda oddiy ko'rinishni aksini ko'rsatadi, lekin biz hozir tasvirlaydigan gazimiz ideal gaz deyiladi. Ideal gaz uchun kinetik nazariyaning asosiy postulatlarini quyidagilardir:

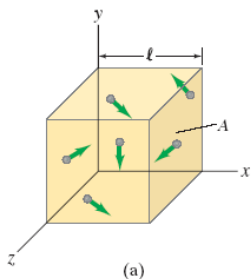
1. Har birining massasi m bo'lgan, ko'p N sonli molekulalar to'xtovsiz turli yo'nalishlarda, turli tezliklar bilan harakatlanadi. Bu taxmin idishga to'ldirilgan gaz bilan o'tkazilgan kuzatishlarimiz bilan mos va Yerdagi havo ham og'irlik kuchi yordamida ushlab qoladi.

2. Molekulalar bir biridan o'rtacha uzoqlikdadir. Ya'ni, har bir molekulaning diametridan ularning o'rtacha soni aytarli kattaroq.

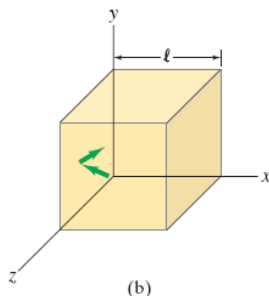
3. Molekulalar klassik mexanika qonunlariga bo'yn sunadi va ular faqatgina bir biriga urilgandagina o'zaro bog'lanadilar. Molekulalar orasidagi urilish o'zaro tortishishi kam bo'ladi, potensial energiya kinetik energiya bilan solishtirilganda shu kuch bilan bog'liq.

4. Molekulalarni bir biriga urilishi yoki idish devorlariga urilishi xuddi billiard sharlaridek elastikdir. Bu urilishlar juda qisqa vaqt ichida sodir bo'ladi. Shunda biz, o'zaro urilishdagi kinetik energiya bilan solishtirilganda potensial energiyani hisobga olmasak ham bo'ladi.

Endi esa, makroskopik o'zgaruvchilari sharoitida idish devoriga ta'sir o'tkazuvchi bosimni qiymatini hisoblaymiz. Tasavvur qiling, molekulalar to'g'ri burchakli idish(tinch holatda) ichida turibdi, idish yuzasi A va balandligi l 9-4 a-rasmda ko'rsatilgan. Bizning modelimizga ko'ra, gaz molekulalari urilishidan idish devorlariga bosim ta'sir qiladi. Biz sizning diqqatingizni A yuza devoriga, idishning chap qismiga qaratamiz, 9-4 b-rasmda ko'rsatilganidek, molekulalarning devorga urilishida nimalar sodir bo'lishini ko'ramiz.



9-4(a)-rasm. To'g'ri burchakli idishda gaz molekulalari joylashgan.



9-4(b)-rasm. Strelkalar molekulalarni idish devoriga urilib yana boshqa tomonga harakatlanishini ko'rsatadi.

Bu molekulalar devorga kuch bilan ta'sir o'tkazadi va Nyutonning uchinchi qonuniga ko'ra, devor ham molekulaga xuddi shunday kuch bilan aks ta'sir o'tkazadi. Bu kuchning kattaligi Nyutonning ikkinchi qonuniga ko'ra, molekulaning impulsini vaqt bo'yicha o'zgarishiga teng, $F = \Delta(mv)/\Delta t$ (7-2 tenglama). Agar urilish elastik bo'lsa, faqat molekulaning impulsini x komponentini o'zgaradi va bu o'zgarish $-mv_x$ (u manfiy x yo'nalishda harakatlanadi) $+mv_x$. Shunday qilib, molekula impulsini o'zgarishini $\Delta(mv)$ bitta urilish uchun, qoldiq impuls $\Delta(mv) = mv_x - (-mv_x) = 2mv_x$

ga teng. Bu molekula idish devorlarida juda ko'p sonli bir biridan vaqt Δt bo'yicha farqlanuvchi urilishlar sodir bo'ladi va molekulalar idish bo'ylab qayta qayta (x komponent bo'yicha) $2l$ oraliqda sayohat qiladilar. Shunda $2l = v_x \Delta t$, yoki

$$\Delta t = \frac{2l}{v_x}$$

Urilishlar orasidagi vaqt juda kichik bo'lib, bir sekund orasidagi urilishlar soni juda ko'p. Shunday qilib, ko'pgina urilishlarning o'rtachalashtirib, ularning o'rtacha kuchi vaqt bo'yicha impulsning o'zgarishi urilishlar orasidagi vaqtga nisbatiga teng (Nyutonning ikkinchi qonuni): bitta molekula uchun

$$F = \frac{\Delta(mv)}{\Delta t} = \frac{2mv_x}{2l/v_x} = \frac{mv_x^2}{l}$$

Idishda oldinga va otrga o'tish vaqtida, molekula idish devorlariga urilishida uning impulsini x komponenti o'zgarmaydi va shuning uchun bizning natija ham o'zgarmaydi (u shuningdek boshqa molekulalar bilan ham urilishi mumkin, shunga qaramay ularning impulsi boshqa molekulalarga urilib kamayishi yoki ortishi mumkin, lekin baribir hamma kattaliklarning summasi xuddi o'sha effektini beraveradi. Shunday qilib, natija o'zgarmaydi)¹.

Molekulaning kuchi juda ko'p molekulalar bilan urilgani uchun doimiy bo'lmaydi, lekin kuch o'rtacha o'zgarmasdir. Idishdagi molekulalarning kuchni hisoblash uchun ularning har birining kuchini qo'shamiz. Agar N ta molekulalar bir xil m massaga ega bo'lsa, devorga ta'sir qiluvchi umumiy kuch:

$$F = \frac{m}{l} = (v_{x1}^2 + v_{x2}^2 + \dots + v_{xN}^2)$$

Bu erda v_{x1}^2 birinchi molekulaning tezligi tushuniladi (molekulalarga ixtiyoriy ravishda raqamlanadi) va idish ichidagi molekulalar umumiy soni N. O'rtacha kvdratik tezlikning x tashkil qiluvchisining qiymati

$$\bar{v}_x^2 = \frac{v_{x1}^2 + v_{x2}^2 + \dots + v_{xN}^2}{N} \quad (9-2)$$

Bu erdagi (-) o'rtacha qiymat ekanligini bildiradi. Shunday qilib, kuchni quyidagicha yozamiz: $F = \frac{m}{l} N \bar{v}_x^2$

Biz bilamizki, har qanday vektorning kvadrati, uni tashkil qiluvchilarining kvadratlari yig'indisiga teng (Pifagor teoremasi). Shunday qilib, har qanday v tezlik uchun $v^2 = v_x^2 + v_y^2 + v_z^2$. O'rtachani olib, quyidagini xosil qilamiz:

$$\bar{v}^2 = \bar{v}_x^2 + \bar{v}_y^2 + \bar{v}_z^2$$

Bizning gazda molekulalarning tezligi ixtiyoriy deb olinsa, ixtiyoriy yo'nalishda harakatlansa, $\bar{v}_x^2 = \bar{v}_y^2 = \bar{v}_z^2$

yuqoridagi tenglamalarni tenglashtirib, quyidagini olamiz: $\bar{v}^2 = 3\bar{v}_x^2$

$$F = \frac{m}{l} N \frac{\bar{v}^2}{3}$$

Idish devoriga beriladigan bosim

¹Douglas C, Giancoli. "PHYSICS". PRINCIPLES WITH APPLICATIONS. Pearson. 2014, 367-370 – betlar.

$$P = \frac{F}{A} = \frac{1}{3} \frac{Nm\bar{v}^2}{Al}$$

Yoki

$$P = \frac{1}{3} \frac{Nm\bar{v}^2}{V}$$

(Ideal gazning bosimi) 9-3

Bu yerda $V = Al$ idish xajmi. Bu biz olgan natija, idishga beriladigan bosim molekulyar xossalari orqali ifodalangan¹.

13-6 tenglamani ikkinchi tomonini V ga ko'paytirib, yanada qulayroq ko'rinishda qayta yozishimiz mumkin:

$$PV = \frac{2}{3} N \left(\frac{1}{2} m\bar{v}^2 \right) \quad 9-4$$

Gaz molekularining $\overline{KE}$ o'rtacha kinetik energiyasi $\frac{1}{2} m\bar{v}^2$ teng. Agar 9-4 tenglamani 9-3 tenglama bilan tenglashtirsak, ideal gaz qonunini $PV = kNT$,

$$\frac{2}{3} \left(\frac{1}{2} m\bar{v}^2 \right) = kT$$

Yoki

$$\overline{KE} = \frac{1}{2} m\bar{v}^2 = \frac{3}{2} kT \quad (\text{ideal gaz}) \quad 9-5$$

Bu tenglama bizga, **Ideal gazdagi tartibsiz harakatlanuvchi molekularning o'rtacha kinetik energiyasi absolyut haroratga to'g'ri proporsional** ekanini bildiradi. Harorat qanchalik yuqori bo'lsa, kinetik nazariyaga ko'ra, molekular shunchalik tezroq harakatlanadilar. Bu bog'liqlik kinetik nazariyaning triumflaridan biridir.

Termodinamika makroskopik jism yoki miroskopik jismlar to'plamidan iborat bo'lgan sistema xususiyatlarini va unda sodir bo'ladigan turli xil jarayonlarni, sistemaning molekullardan tashkil topganligiga e'tibor bermagan holda o'rganadi.

Jismlar majmuasidan tashkil topgan va tashqi ta'sirda bo'lishi mumkin bo'lgan sistemaga termodinamik sistema deyiladi. Agar sistema tashqi muhit bilan energiya almashinuvida bo'lmasa, bunday sistemaga yopiq sistema deyiladi.

¹Douglas C, Giancoli. "PHYSICS". PRINCIPLES WITH APPLICATIONS. Pearson. 2014, 367-370 – betlar.

Sistema holatini xarakterlovchi kattaliklarga termodinamik parametrlar deb ataladi (P, V, T, ρ va hokazo).

Vaqt o'tishi bilan termodinamik parametrlar o'zgarishidan qolgandagi sistema holatiga termodinamik muvozanat deyiladi.

Muvozanat holatlarning uzluksiz ketma-ketligidan iborat bo'lgan jarayonga muvozanatli jarayon deb ataladi, sekin o'tadigan jarayonlar muvozanatli jarayon bo'ladi.

Masalan, porshen bilan bekitib turilgan idishdagi gazning sekin siqilishida muvozanat arzimagan darajada buziladi. Nihoyatda sekin siqilsa gazning holati ixtiyoriy paytda muvozanatda bo'ladi.

1. Sistemaning bir (P_1, V_1, T_1) holatdan ikkinchi (P_2, V_2, T_2) holatga o'tishi termodinamik jarayon (jarayon) deb ataladi. Jarayonlar ikki turga bo'linadi: qaytar va qaytmas.

Jarayon avvaliga bir yo'nalishda, so'ngra unga teskari yo'nalishda sodir bo'lib, bunda sistema o'zining boshlang'ich holatiga qaytib kelganida tashqi atrof muhitda hech qanday o'zgarish yuzaga kelmasa, bunday jarayonga qaytuvchan jarayon deb ataladi. Aks holda o'tish jarayoni qaytmas jarayon deyiladi.

Qaytuvchan jarayonga, vakuumda joylashtirilgan, ishqalanishsiz tebralayotgan mayatnikni harakatlanish jarayonini, vakuumdagi elastik sharchani biror balandlikdan absolyut elastik gorizontaal sirtga urilishidagi harakatlanish jarayonlarini misol qilishimiz mumkin. Ammo, bugungi kunda absolyut vakuum hosil qilish mumkin emasligidan, real sharoitda, mayatnik va sharchalarni harakatlanish jarayoni qaytar jarayon bo'lmaydi. Demak, ideal sharoitda ya'ni ishqalanishsiz va noelastik urilishsiz sodir bo'ladigan sof mexanik jarayonlar qaytuvchan bo'ldai. Real sharoitda esa ishqalanishsiz, hamda absolyut elastik tarzda ro'y beradigan sof mexanik jarayonlar sodir bo'lmaydi. Demak, real sharoitda kuzatiladigan issiqlik harakati bilan bog'liq bo'lgan har qanday jarayon qaytmas jarayondir.

Umuman tabiatda qaytar jarayonlar yo'q. Real jarayonlarni qaytmas jarayon bo'lishligiga issiqlik almashinish va gazning bo'shliqqa kengayish jarayonlari yorqin misol bo'ladi. Issiq jismdan sovuq jismga issiqlik o'tadi lekin teskarisi bo'lmaydi, xuddi shuningdek gaz bo'shliqqa kengaydi, lekin o'z-o'zidan siqilmaydi. Tabiatdagi qaytmas jarayonlarning eng mudhishi organizmlarning qarishi va o'lishidir. Shunday qilib, qaytar jarayon – ideallashtirilgan tushunchadir. Ammo, ma'lum darajada ideallashtirilgan sharoitlarda real jarayonlarni yuqori aniqlik darajasida qaytar jarayonlar deb qarash mumkindir. Muvozanatli jarayonlar qaytuvchan bo'ladi.

3. Termodinamikaning umumiy tushunchalaridan biri termodinamikaning to'la va ichki energiyasidir:

$$W = W_k + W_p + \overline{U} \quad (9.6)$$

W_k – sistemaning kinetik energiyasi; W_p – tashqi kuch maydoni ta'sirida hosil bo'ladigan potensial energiya; $\overline{U}$ – termodinamik sistemaning alohida qismlarini xususiy energiyalarning yig'indisi bo'lib, sistemaning harakatiga va tashqi kuch maydonining ta'siriga bog'liq emas.

Nazorat uchun savollar

1. Statik va termodinamik usullarni izohlang.
2. Qanday nazariyaga molekulyar-kinetik nazariya deyiladi va uning asosiy qoidalari qanday?
3. Molekulalarning massalari va o'lchamlarini qanday ekanligini izohlang?
4. Molekulaning massasi qanday topiladi?
5. Molyar massa deb nimaga aytiladi?
6. Ideal gaz holatini harakterlovchi kattaliklarni izohlab bering.
7. Sel'siy va Kel'vin shkalalarini tushuntiring.
8. Ideal gaz qonunlarini tushuntiring.
9. Molekulyar-kinetik nazariyaning asosiy tenglamasini keltirib chiqaring.
10. Absolyut haroratning fizik ma'nosi qanday?
11. Qaytmas va qaytuvchi jarayon deb nimaga aytiladi?

10-MA'RUZA. Mavzu: Gazlarning issiqlik sig'imi.
Termodinamikaning 1-qonunining gaz izojarayonlarga tadbiqu

Mavzu rejasi.

1. Termodinamika asoslari.
2. Erkinlik darajasi.
3. Ideal gaz ichki energiyasi.
4. Issiqlik miqdori.
5. Termodinamikaning 1- qonuni.
6. Adiabatik jarayon.

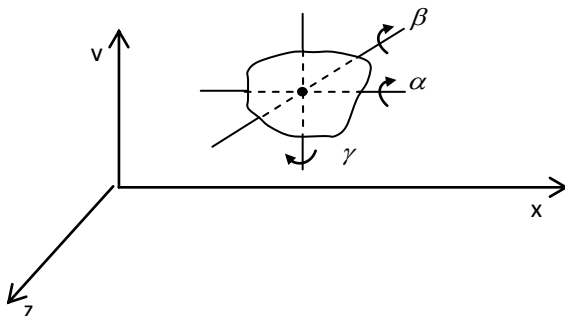
Tayanch so'z va iboralar

Erkinlik darajasi, ichki energiya, issiqlik miqdori, issiqlik sig'imi, adiabatik jarayon, molyar issiqlik sig'imi, o'rtacha kinetik energiya.

Berilgan ideal gazning ichki energiyasi deganda, shu gazni tashkil etuvchi barcha molekularning betartib tarzdagi ilgari lanma va aylanma harakat kinetik energiyalari bilan molekularidagi atomlarning betartib tarzdagi tebranma harakat kinetik va potensial energiyalarning yig'indisi tushuniladi.

Bir atomli molekulaning harakati faqat ilgari lanma harakatdan iborat bo'ladi. Lekin ikki va undan ortiq atomlardan tashkil topgan molekular ilgari lanma harakatdan tashkari aylanma harakatda ham ishtirok etishlari mumkin, shuningdek ular tarkibidagi atomlar esa yana tebranma harakatda ham ishtirok etishlari mumkin. Shuning uchun molekulaning to'la energiyasi ilgari lanma, aylanma va tebranma harakat energiyalarining yig'indisidan iborat.

To'la energiyani xisoblash uchun erkinlik darajasi tushunchasi bilan tanishib chiqaylik. Jismning fazodagi vaziyatini to'la ravishda ifodalash uchun zarur bo'lgan erkli koordinatalar soniga shu jismning erkinlik darajasi deyiladi.



Moddiy nuqtaning erkinlik darajasi uchga teng ekan. Har qanday atom yoki bir atomli molekula moddiy nuqta deb qaralishi mumkin. Agar molekula bir-biri bilan elastik tarzda bogʻlangan N ta atomdan tashkil topgan boʻlsa, molekulaning berilgan vaqtda fazodagi vaziyatini toʻla aniqlash uchun $3N$ ta erkin koordinata zarur boʻladi. Yaʼni, bunday molekulaning erkinlik darajasi $3N$ ga teng. Lekin shu molekuladagi istalgan ikki atom orasidagi masofa aniq qiymatga ega boʻlib, u vaqt oʻtishi bilan oʻzgarmasa, molekulaning erkinlik darajasi $3N$ dan bitta kam boʻladi. Bunday masofa bir nechta boʻlsa, $3N$ shunday masofalar soniga kam boʻladi.

Ikki atomli molekula erkinlik darajasi. Ikkala atom orasidagi masofa vaqt oʻtishi bilan oʻzgarmasa, bunday molekulaning erkinlik darajasi $3N - 1 = 3 \cdot 2 - 1 = 5$ ga va aksincha, atomlar bir-biri bilan elastik ravishda bogʻlangan boʻlsa, yani masofa vaqt oʻtishi bilan oʻzgarib tursa, 6 ga teng boʻlishi kerak.

Molekula inersiya markazining fazodagi vaziyati X, Y, Z koordinatalari bilan aniqlanadi.

Atomlar orasidagi masofa oʻzgarmas boʻlsa, molekulaning fazodagi vaziyatini aniqlash uchun zarur boʻlgan koordinatalar x, y, z va α, β, γ lardan iborat boʻladi va bunday molekulaning erkinlik darajasi 5 ga teng.

Shunday qilib bir atomli molekulaning erkinlik darajasi 3 ga teng, ikki atomli molekula erkinlik darajasi 5 ga yoki 6 ga teng va xokazo. Demak ilgariylanma harakat erkinlik darajasi hamma vaqt 3 ga teng, aylanma va tebranma harakat erkinlik darajalari kuzatilayotgan molekulaning harakteriga qarab turli qiymatlarga ega boʻlishi mumkin. Molekulaning erkinlik darajasi i ni ilgariylanma, aylanma va tebranma harakatlari erkinlik darajalarining yigʻindisidan iborat deb qarash mumkin:

$$\dot{i} = \dot{i}_{il} + \dot{i}_{ayl} + \dot{i}_{teb} \quad (10.1)$$

Ilgariylanma harakat erkinlik darajasi 3 ga teng ekanligini etiborga olib, ilgariylanma harakatning har bir erkinlik darajasiga $\frac{1}{2}kT$ energiya toʻgʻri keladi degan xulosaga ega boʻlamiz. Umuman, ilgariylanma, aylanma va tebranma harakatning birortasi ikkinchisidan ustun ravishda ajralib turmaydi.

Statistik fizikaning muxim qonunlaridan biri – energiyaning erkinlik darajasi boʻyicha bir xilda taqsimlanish qonuni ilgariylanma, aylanma va tebranma harakatning har bir erkinlik darajasiga oʻrtacha $\frac{1}{2}kT$ kinetik energiya toʻgʻri kelishini koʻrsatadi.

Demak, erkinlik darajasi i ga teng bo'lgan molekulaning o'rtacha kinetik energiyasi

$$\varepsilon = \frac{i}{2} kT \quad (10.2)$$

ifoda orqali aniqlanadi. Lekin i ni aniqlashda quyidagilarga etibor berilishi kerak. Molekula ilgarilanma yoki aylanma harakatda qatnashayotgan bo'lsa, u faqat kinetik energiyaga ega bo'ladi. Molekuladagi atomlar tebranma harakatda ham qatnashayotgan bo'lsa, tebranma harakat ham kinetik energiyaga, ham potensial energiyaga ega bo'ladi va bu kinetik energiyaning o'rtacha qiymati potensial energiyaning o'rtacha qiymati bilan bir xil buladi. SHuning uchun tebranma harakatning har bir erkinlik

darajasiga $2 \frac{1}{2} kT$ energiya to'g'ri keladi.

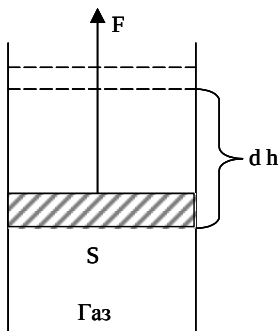
(9.2) munosabatdan foylanaib, berilgan ideal gazning ichki energiyasini aniqlash mumkin. Misol uchun bir mol ideal gazning ichki energiyasi quyidagiga teng:

$$U_M = N_A \langle \varepsilon \rangle = \frac{i}{2} kTN_A = \frac{i}{2} RT \quad (10.3)$$

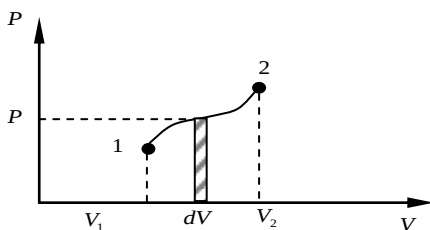
Ya'ni, ideal gazning ichki energiyasi shu gazni tashkil etuvchi molekulalarning erkinlik darajasiga va gazning haroratiga bog'liq.

Issiqlik o'tkazuvchanlik jarayonida bir sistemadan ikkinchi sistemaga uzatilgan energiyani issiqlik miqdori deb ataladi. Issiqlik miqdori va energiya bir xil birliklarda o'lchanadi. Mexanik harakat energiyasi issiqlik harakati energiyasiga aylanishi va aksincha bo'lishi mumkin. Masalan, ma'lum balandlikdan tashlab yuborilgan jism Yer sirtiga tushib unga absolyut noelastik tarzda urilsin. Urilish jarayonida jismning kinetik energiyasi to'la ravishda ichki energiyaga aylanadi.

Natijada jism va Yer sirtining urilishda ishtirok etayotgan qismining haroratlari ortadi. Ya'ni, mexanik energiya issiqlik energiyasiga aylanadi. Issiqlik energiyasining mexanik energiyaga aylanishini esa quyidagi misolda qurish mumkin. Juda osonlik bilan sirpana oladigan porshenli silindrlilik idish ichidagi gazga issiqlik miqdori berilsa, uning harorati ko'tarila boshlaydi va (10.3) munosabatga asosan, gazni tashkil etuvchi har bir molekulaning ilgarilanma harakati natijasida erishgan kinetik energiyasi orta boshlaydi. Bu esa o'z navbatida gazning idish devoriga ko'rsatayotgan bosimini ortishiga olib keladi. Natijada porshen yuqoriga ko'tarilib, mexanik ish bajariladi (10.1-rasm).



10.1-rasm



10.2-rasm

Bajarilayotgan ish porshenning potensial energiyasiga aylana boradi. Porshenni yuzi S , gazning idish devoriga ko'rsatayotgan bosimi P bo'lsa, porshenga ta'sir etayotgan ko'taruvchi kuch $F = PS$ buladi. Gazning porshenni dh balandlikka ko'tarishdagi bajargan elementar ishi.

$$dA = Fdh = pSdh = pdV \quad (10.4)$$

bunda dV - porshenni dx balandlikka kutarilishi natijasida gaz hajmining o'zgarishi, gaz hajmining kengayayotgan xoli uchun dV musbat ishorada buladi. Gazning harorati qandaydir usul bilan sovitilsa yoki muvozanatda turgan porshen ustiga biror yuk qo'yilsa, porshen pastga tusha boshlaydi, gaz hajmi kichraya boradi. Bunday xolda bajarilgan ish manfiy ishorali buladi. Demak, gazning tashqi jismlar ustida bajargan ishi musbat va tashqi kuchlarning gaz ustida bajargan ishi esa manfiy ishorali ekan.

Elementar bajarilgan ish son jihatdan 10.3-rasmda shtrixlangan yuzaga teng. Sistemaning 1 holatdan 2 xolatga o'tishidagi bajarilgan to'la ish 1-2 chizig'i ostidagi yuzaga teng, ya'ni

$$A = \int_{V_1}^{V_2} pdV \quad (10.5)$$

Termodinamikaning qonunlari

Termodinamika issiqlik va ish kabi jarayonlarni ifodalaydigan nom. 6-sonda biz mexanik harakat orqali bir jismdan boshqa jismga aylanadigan energiya evaziga ish bajarilganini ko'rgandik. O'tgan bobda biz bir jismdan ikkinchi jismga pastroq haroratda issiqlik energiyasini ko'rganmiz. Shuning uchun ham issiqlik ishga o'xshaydi. Ularni farqlash uchun issiqlik

temperatura farqi bilan aylanuvchi energiya kabi aniqlanadi. Vaholangki ish turli haroratdan farqli ravishda energiya ko'chishidir⁹.

Termodinamika haqida suhbatlashganda biz tez-tez ma'lum sistemalarni yodga olamiz. Sistema biz ko'rib chiqishni xohlagan narsalar to'plami yoki istalgan predmet. Koinotdagi deyarli barcha narsa o'zining tabiatiga yoki muhitiga ega.

Mazkur bobda biz termodinamikaning II-qonunini tahlil qilamiz. Termodinamikaning 1-qonuni sistema ichki energiyasidagi o'zgarishdan ko'chadigan issiqlik va ish hamda energiya saqlanish qonunining umumiy tavsifi hisoblanadi. Termodinamikaning 2-qonunida foydali ish bajarishdagi limitlarni hamda aniq bir miqdorga ega bo'lmagan entropy ning atamalarini tez-tez uchratamiz. Ushbu 2ta qonunlardan tashqari biz shuningdek amaliy qurilmalar ya'ni issiqlik mashinalari, muzlatgichlar, issiqlik nasoslari va havo kondensierlariga aloqador bir qancha qurilmalar haqida suhbatlashamiz.

Termodinamikaning birinchi qonuni

Yuqorida biz sistemadagi barcha molekular energiyasi yig'indisi kabi sistemaning ichki energiyasini aniqlaganmiz. So'ngra sistemning ichki energiyasi ushbu sistemada issiqlik energiyasidan tashqariga oqsa yoki muhitdagi biror narsada ushbu sistema orqali ish bajarilganda ichki energiya kamayadi. Shunday qilib u energiya saqlanishini hamda yopiq sistemada ichki energiyadagi o'zgarish bu kabi muhim qonunni ifodalab beradi va u issiqlik berish orqali bajarilgan ishning ayirmasiga teng bo'ladi.

$$dU = Q - W \quad (10-6)$$

bunda Q-sistemaga berilgan issiqlik miqdori W-sistemada bajarilgan ish.

Biz Q va W ning ishoralarida e'tiborli bo'lishimiz kerak. Chunki (10-6) tenglikdagi W va U o'sadi. Shunga o'xshash Q sistemaga berilgan issiqlik sistemada qolsa, Q manfiy bo'ladi. [Ehtiyot bo'ling istalgan yerda siz ba'zida sistemada bajarilgan ish kabi hisoblanadigan W ish uchun qarshi saqlanishni uchratishimiz mumkin. [Xuddi (10-6) tenglikda yozilgan. $dU=Q+W$ kabi]

(10-6) tenglik termodinamikaning 1-qonuni ekanligi ma'lum. U fizikaning buyuk qonunlaridan biri bo'lib, uning isboti hech qanday qarshiliklarsiz ko'riladigan tajribalarga bog'liq. Biroq Q va W sistema tashqi yoki ichki ko'chirilgan energiya va ichki energiya o'zgarishini ifodalaydi. Shuning uchun termodinamikaning 1-qonuni energiya saqlanish qonunining umumiy tavsifi demakdir. Energiya saqlanish qonunini 1800-

⁹ Douglas C, Giancoli. "PHYSICS". PRINCIPLES WITH APPLICATIONS. Pearson. 2014, 413-418 – betlar.

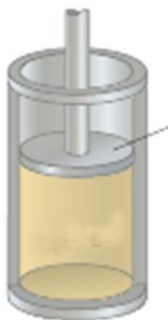
yillarga qadar ifodalab bo'lmagan. Chunki u energiya ko'chishi kabi issiqlik tavsifiga bog'liq bo'lgan.

Berilgan sistemada ish yoki issiqlikning aniq qiymatlari yo'q. Asosan ish va issiqlik bir holatdan boshqa holatga o'tadigan sistemani o'zgartira oladigan termodinamik jarayonlarni o'z ichiga oladi. Ular o'zining xarakteristik holatiga ega emas. Sistemaning holatini ifodalaydigan miqdorlar: ichki energiya U , bosim P , harorat T , va massa m yoki to'liqlar soni n holat o'zgaruvchilari deyiladi. Q va W holat o'zgaruvchilari emas.

Termodinamik jarayonlar va birinchi qonun

Keling, termodinamikaning 1-qonunidagi bir qancha jarayonlarini ko'rib chiqaylik. Izotermik jarayon ($dT = 0$)

Dastlab biz juda ham oddiy tizimni tanlaymiz: 10-3-rasmda tasvirlangan harakatlanuvchi porshen bilan siqilayotgan ideal gazning massasini qarab chiqamiz.



10-3-rasm. Ideal gaz qo'zg'aluvchan porshen bilan yopilgan.

Dastlab biz ideallashgan jarayon ya'ni (qo'shimcha issiqlik va bajarilayotgan ish) o'zgarmas haroratda olib borilayotgan tajribadagi berilayotgan issiqlik yoki bajarilgan ishni ko'rib chiqamiz. Ushbu jarayon izotermik jarayon deb ataladi. (Nemis tilida "bir xil harorat" degan ma'noni anglatadi.) Agar sistema ideal gaz bo'lsa,

$$PV=nRT \quad (10-7)$$

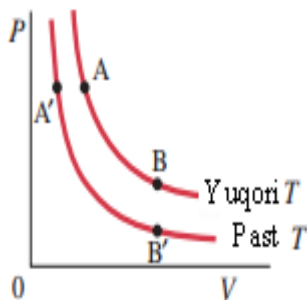
bo'ladi. Shuningdek gazning belgilangan qiymati o'zgarmas haroratda saqlangan $PV=\text{const}$. Shunday qilib bosim P va hajm V ning PV diagrammadagi grafigi izotermik jarayon uchun 10-5- rasmdagi AB ga o'xshab qiya bo'ladi. Qiyaqidagi har bir nuqta, misol uchun A nuqta uning bosim P va hajm V ni berilgan momentdagi sistemaning miqdorini

ifodalaydi. Pastroq haroratda boshqa izotermik jarayon 10-4-rasmdagi AB ga o'xshash egrilik orqali ifodalanadi. (Bunda $PV=nRT=\text{const}$ qachonki T pastroq bo'lganda 10-5-rasmda tasvirlangan egriliklar izotermik jarayonni ifodalaydi).

Biz issiqlik manbai bilan kontakdagi gazni aniqlaymiz (tananing massasi shunchalik katta bo'ladiki, bunda uning harorati issiqlik bizning sistemamiz bilan almashilganda sezilarli darajada o'zgarmaydi. Biz shuningdek siqilish jarayoni (hajm kamayishi) yoki kengayish (hajm oshishi) juda sekin bajarilganini ko'rishimiz mumkin. Shuning uchun mazkur jarayon bir xil o'zgarmas tempeaturada muvozanat miqdorlarining turlari ko'rib chiqiladi.

Agarda gaz 10-6-rasmda belgilangan A nuqta orqali ifodalangan miqdorda bo'lsa va Q issiqlik miqdori sistemaga berilganda bosim va hajm o'zgaradi hamda sistemaning miqdori diagrammadagi boshqa berilgan B nuqta orqali ifodalanadi. Agarda harorat o'zgarmas qolsa gaz kengayadi va muhitdagi W ishini bajaradi. (u 10-4- rasmdagi porshenga kuch beriladi va u ma'lum masofaga siljiydi). Harorat va massa o'zgarmas saqlansa, ichki energiya o'zgarmaydi:

Shundan termodinamikaning birinchi qonuni orqali $dU=Q-W=0$ hosil bo'ladi. Shuning uchun $W=Q$ ya'ni izotermik jarayonda gaz orqali bajarilgan ish issiqlik miqdoriga teng bo'ladi.

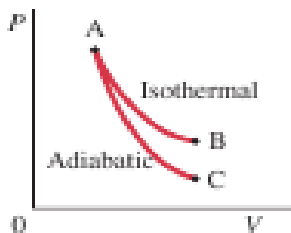


10-4. PV diagrammada ideal gazning izotermik jarayonda ikki xil temperaturada pasayishi

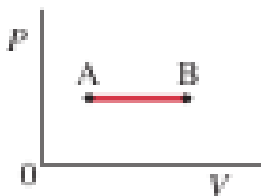
Adiabatik jarayon ($Q=0$)

Adiabatik jarayon sistema ichidan yoki tashqarisidan hech qanday issiqlik oqmaydigan jarayon hisoblanadi. Bu holat agar sistema haddan ziyot ajralganda sodir bo'adi yoki mazkur jarayon juda tez sodir bo'ladi. Bunda issiqlik sekin oqqani uchun ichkaridan yoki tashqaridan issiqlik oqishiga vaqt bo'lmaydi. Ichki yonuv mashinasida gazlarnind jadallik bilan

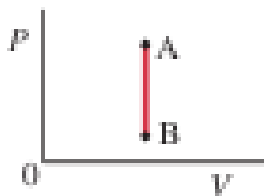
kengayishi deyarli adiabatik jarayonlarning na'munalaridan biridir. Ideal gazning adiabatik kengayishi 10-5- rasmdagi AC egrilik orqali ifodalanadi. Biroq $Q=0$. Biz 10-6 tenglikdan $dU=-W$ ni ko'ramiz. Qachonki gaz kengayganda u ish bajaradi va W musbat bo'ladi, shuning uchun ham ichki energiya oshadi, shunda harorat tushadi (chunki $dU=3/2nRdT$). 10-5-rasmda ko'rilgan B nuqtaga qaraganda C nuqtada $PV(=nRT)$ kamroq bo'ladi. (Izotermik jarayon uchun AB egrilik bilan ya'ni $dU=0$ va $dT=0$ bo'lgandagi holatni taqqoslang. qaytish jarayonida adiabatik siqilishning (C dan A ga borayotgan) harorat ko'tariladi va ichki energiya oshadi va gazda ish bajariladi. Dizel mashinasida yonilg'ı havo aralashmasi 15 yoki undan ortiq omillar orqali adiabatik siqiladi. Bunda harorat keskin oshadi ya'ni mashina o't oldirishsiz avtomatik yonadi.



10-5- rasm. PV diagrammada ideal adiabatik (AC) gaz uchun izotermik (AB) jarayon



(a) Isobaric



(b) Isovolumetric

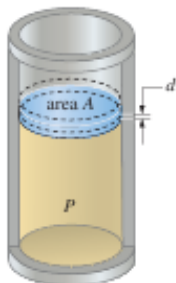
10-6-rasm.a) Izobarik jarayon. B) Izoxorik jarayon.

Izobarik va izoxorik jarayonlar

Izotermik va adiabatik jarayonlar sodir bo'lishining ikkita imkoni bor. Ushbu ikki termodinamik jarayonlar 10-6- rasmdagi PV diagrammada tasvirlangan: (a) izobarik ya'ni bosim o'zgarmas saqlanadigan jarayon. Shuning uchun PV diagrammada gorizontol to'g'ri chiziq orqali ifodalangan (10-6-a rasm); (b) Izoxorik jarayon: hajm o'zgarmas bo'lgandagi jarayon (10-6-b rasm). Ushbu va boshqa jarayonlar termodinamikaning birinchi qonunini ifodalaydi.

Hajm o'zgarganda bajariladigan ish

Bu jarayonda bajarilgan ishni hisoblash uchun kerak bo'lgan qiymat. Agar siz ushbu jarayon mobaynida bosim o'zgarmas (izobarik) saqlansa, bajarilgan ish oson hisoblanadi. Misol uchun agarda gaz 10-7- rasmdagi kabi porshenga qarshi juda sekin kengaysa porshenni siljitish uchun gaz orqali bajarilgan ish, F kuch va masofa D ga ko'paytmasiga teng bo'ladi. Biroq kuch gaz bosimi P va porshenning A maydoniga ko'paytmasi ham bo'ladi. $F=PA$. Bundan



10-7-rasm. Gaz kengayganda porshen ish bajaradi. d masofa qo'zg'aluvchan porshenni o'rganish.

$$W = F \cdot d = PAd$$

bunda $Ad=\Delta V$, gazning hajmidagi o'zgarish. Shuning uchun:

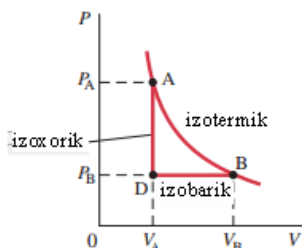
$$W = P\Delta V \quad (\text{o'zgarmas bosim}) \quad (10-8)$$

(10-7) tenglik shuningdek agarda gaz o'zgarmas bosimda siqilganda dV manfiy bo'lishini; (V kamayadi). W ham manfiy qaysiki gazda bajarilgan ishni ifodalaydi. (10-8) tenglik agarda bosim jarayon davomida o'zgarmas bo'lganda suyuqliklar va qattiq jismlar uchun ham o'rinli bo'ladi¹.

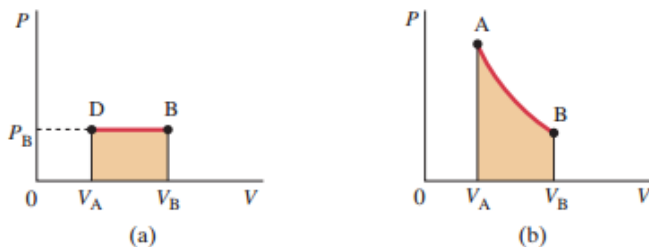
Izoxorik jarayonda (10-6 - b rasm) hajm o'zgarmaydi. Shuning uchun hech qanday ish bajarilmaydi. $W=0$. 10-9-rasm AB izotermiani ifodalaydi. Biz (10-8) ADB yo'llar orqali ifodalangan yana boshqa jarayonlarni ham ko'rganmiz. A dan D ga borishda gaz ish bajarmaydi. Chunki hajm o'zgarmaydi. Biroq D dan B ga borishda gaz P_B (V_B-V_A) ga teng ish bajaradi va butun ish ADB jarayonda bajariladi. Agar bosim jarayon davomida o'zgarsa misol uchun 10-4-rasmdagi va (10-5-rasm) AB izotermik jarayon uchun. U holda 15-3 dagi tenglik ishni aniqlash uchun foydalanilmaydi. (15-3) tenglikda P uchun o'rtacha qiymatdan foydalanish orqali noto'g'ri qiymatga ega bo'linadi. Aniqliroq bo'lishi uchun bajarilgan

¹ Douglas C, Giancoli. "PHYSICS". PRINCIPLES WITH APPLICATIONS. Pearson. 2014, 413-418 – betlar.

ish PV egrilik ostidagi maydonga teng bo'ladi. Qachonki bosim o'zgarmas bo'lganda ma'lum bo'ladi, ya'ni 10-5-rasmdagi bo'yalgan soha $P_B (V_B - V_A)$ bo'ladi va bu bajarilgan ish bo'ladi. Shunga o'xshash izotermik jarayonda bajarilgan ish 10-10-b rasmda ko'rsatilgan bo'yalgan sohaga teng bo'ladi. Bunda bajarilgan ishini hisoblash grafigidagi maydonni hisblash orqali yoki qiymatlardan foydalanish orqali aniqlanadi.



10-8-rasm. PV diagrammada turli jarayonlar uchun sistemaning A holatdan B ga o'zgarishi.



10-9-rasm. Gaz tomonidan amalga oshiriladigan ishlar PV egri ostida tengdir

Inson metabolizmi va birinchi qonun

Insonlar va boshqa hayvonlar ish bajaradi. Qachonki inson yurganida, yugurganida yoki og'ir narsalarni ko'targanda ish bajariladi. Ish energiya talab etadi. Energiya shuningdek o'sish, yangi hujayralar hosil qilish va nobut bo'lgan eski hujayralar o'rmini to'ldirish uchun kerak bo'ladi. Energiya aylanish jarayonlari organizmda sodir bo'ladi va ular metabolizm sifatida talqin qilinadi.

Biz termodinamikaning birinchi qonuniga murojaat qilamiz¹.

$$dU = Q - W$$

¹ Douglas C, Giancoli. "PHYSICS". PRINCIPLES WITH APPLICATIONS. Pearson.2014, 413-418 – betlar.

Organizmga inson tanasini misol qilishimiz mumkin. Ish W tananing turli xil faoliyatlarida bajariladi.



10-10. Velosipedchi ichki energiya olayti.

Agarda bu tananing ichki energiyasida (va harorat) kamayishiga olib kelmasa, energiya yutuq berishi uchun ichki energiya oshirilishi kerak bo‘ladi biroq tananing ichki energiyasiga tanadan oquvchi Q issiqlik orqali yutuq berilamydi. Odatda tanada muhitdagiga qaraganda yuqoriroq harorat bo‘ladi. Shuning uchun ham odatda issiqlik tananing tashqi tomoni bo‘ylab oqadi.

Hattoki juda ham issiq kunlarda tana o‘zining zaruriy jarayonlarni yaxshilash uchun bu issiqlikdan foydalanmaydi. Biz ish qilishimiz uchun qanday energiya manbai kerak bo‘ladi. Ichki energiya asosan (kimyoviy potensial energiya oziq-ovqatdan olinadi (10-10-rasm). Yopiq sistemada ichki energiya bajarilgan ish yoki issiqlik oqishi natijasida o‘zgaradi. Ochiq havoda masalan insonda ichki energiya sistemaning ichki yoki tashqi qismi bo‘ylab oqadi. Qachonki biz ovqat iste’mol qilganimizda tanamizdagi umumiy ichki energiya U ni oshiradigan energiyani yig‘amiz. Bu energiya asosan ish bajarishga sarflansa, issiqlik termodinamikaning birinchi qonuniga muvofiq tanadan oqadi. Metabolik miqdor shunday miqdorki bunda ichki energiya tana ichki qismi bo‘ylab aylanadi. Bu odatda vattlarda yoki kkal/h larda aniqlanadi. Turli xil inson faoliyatlari uchun metabolik miqdorlar 10-4-rasmda (keyingi sahifaning yuqorisida) berilgan bo‘lib u o‘rtacha 65 kg lik insonlar uchun.

Agar kuzatilayotgan gazga ideal gaz tarzida qaralayotgan bo‘lsa va kengayish jarayonida harorat o‘zgarmasdan qolsa, tashqaridan berilayotgan issiqlik miqdori to‘laligicha porshenning potensial energiyasiga aylanib

boradi. Sistemaga berilgan elementar issiqlik miqdori dQ sistema tomonidan bajarilgan elementar ish dA va shu jarayonda sistema ichki energiyasining o'zgarishi dU bo'lsa, ular orasidagi o'zaro boglanishni energiyaning saqlanish qonuniga asosan quyidagicha yozish mumkin:

$$Q = dA + dU \quad (10.9)$$

Sistemaning bir xolatdan ikkinchi xolatga o'tishida ichki energiyasi U_1 dan U_2 gacha o'zgargan va shu bilan bir vaqtda sistemaning tashqi kuchlariga qarshi bajargan ishi A ga teng va sistemaga berilgan issiqlik miqdori Q bo'lsa, (10.9) formula bu jarayon uchun quyidagicha yoziladi:

$$Q = U_2 - U_1 + A \quad (10.10)$$

(10.9) va (10.10) formulalar termodinamika birinchi qonunining matematik ifodasidir. Termodinamika birinchi qonunini quyidagicha ta'riflash mumkin: *sistemaga berilgan issiqlik miqdori sistema ichki energiyasining o'zgarishiga va sistemaning tashqi kuchlarga qarshi ish bajarishiga sarflanadi.*

Sistemaning bir xolatdan ikkinchi holatga o'tishidagi bajarilgan ish va issiqlik miqdori faqat boshlangich hamda oxirgi xolatlarga bog'liq bo'lmasdan, sistemaning birinchi xolatdan ikkinchi xolatga qanday usul bilan o'tganligiga ham bog'liq. Boshqacha so'z bilan aytganda, sistemaning berilgan xolatini harakterlovchi aniq bajarilgan ish va issiqlik miqdori mavjud emas. Ichki energiya esa sistema xolatining funksiyasidir, ya'ni sistemaning har bir xolati aniq ichki energiya bilan harakterlanadi. Sistemaning istalgan xolatdagi ichki energiyasining qiymati sistema bu xolatga qanday usul bilan kelganligiga bog'liq emas. Demak, elementar jarayonda ichki energiyaning o'zgarish jarayoni qanday yo'l bilan sodir bo'lganligiga bog'liq emas.

Bajarilgan elementar ish va elementar issiqlik miqdori jarayon qanday yo'l bilan sodir bo'lganligiga bog'liqdir. Shuning uchun ham dU – to'la differensial bo'lib, dQ va dA – to'la differensial emas degan xulosaga kelish mumkin.

Ideal gazning issiqlik miqdori va sig'imi. Berilgan jismning issiqlik sig'imi deb, shu jism haroratini bir gradus oshirish uchun jismga berilishi zarur bo'lgan issiqlik miqdoriga teng bo'lgan fizik kattalikka aytiladi:

$$C_{jism} = \frac{dQ}{dT} \quad (10.11)$$

Jismning issiqlik sig'imi, avvalo, uning massasiga bog'liq. Shuning uchun ham odatda, asosan, solishtirma issiqlik sig'imi va molyar issiqlik sig'implari ko'p ishlatiladi.

Bir jinsli moddaning birlik massasining issiqlik sig'imi solishtirma issiqlik sig'imi deb ataladi.

Bir mol jismning issiqlik sig'imi molyar issiqlik sig'imi deb ataladi. Moddaning molyar issiqlik sig'imi C bilan, shu moddaning solishtirma issiqlik sig'imi c orasida quyidagi munosabat mavjud:

$$S = s M \quad (10.12)$$

Jism issiqlik sig'imining kattaligi jismga qanday sharoitda issiqlik berilayotganiga bog'liq. Masalan, agar gazga dQ issiqlik miqdori berilayotganida u kengayib borsa (tashqi kuchlarni engib ish bajaradi), gaz haroratining ortishi hajm o'zgarmaydigan jarayondagiga nisbatan kam bo'ladi.

Endi hajm uzgarmas bulgan sharoitda molyar issiqlik sig'imi C_V va bosim o'zgarmas bo'lgan sharoitda molyar issiqlik sig'imi S_r bilan tanishib chikaylik. Bu issiqlik sig'imlarini nazariy jihatdan gazning ichki energiyasi va bajarilgan ish ifodalari orqali xisoblash mumkin. Hajm o'zgarmay qoladigan sharoit uchun molyar issiqlik sig'imini quyidagicha ifodalash mumkin:

$$C_V = \left(\frac{dQ}{dT} \right)_V$$

Hajm o'zgarmas bo'lganligi uchun $dV = 0$ va (10.4) ga asosan (10.10) munosabatni bir mo'l ideal gaz uchun quyidagi ko'rinishda yozish mumkin:

$$(dQ)_V = dU_M$$

bundan

$$C_V = \left(\frac{dU_M}{dT} \right)_V \quad (10.13)$$

(10.13) formuladan ko'rinadiki, C_V ya'ni bir mol ideal gazning hajm o'zgarmay qoladigan sharoitdagi issiqlik sig'imi gaz ichki energiyasining ifodasidan harorat bo'yicha olingan birinchi tartibli xosilasiga teng.

Bir mol ideal gazning ichki enegiyasi $U_M = \frac{i}{2} RT$ ga teng ekanligini etiborga olgan xolda, bu ifodani harorat bo'yicha differensiallab, C_V ni aniqlash mumkin:

$$C_V = \frac{i}{2} R \quad (10.14)$$

(10.14) munosabatdan ko'rinib turibdiki, ideal gazning hajmi o'zgarmas bo'lgan sharoitda molyar issiqlik sig'imi gaz molekularining erkinlik darajasi orqali aniqlanib, gaz xolatini harakterlovchi parametrlarga bog'liq emas ekan.

Bosim o'zgarmas bo'lgan sharoitda gazga berayotgan issiqlik miqdori gazning ichki energiyasining ortishiga va tashki kuchlarga karshi ish

bajarishga sarf buladi. Termodinamika birinchi qonunining ifodalanib, bosim o'zgarmas bo'lgan sharoitda molyar issiqlik sig'imini quyidagicha yozish mumkin.

$$C_p = C_v + R \quad (10.15)$$

(10.15) tenglikdan ko'rinib turibdiki, gaz doimiysi R son jihatdan bosim o'zgarmas bo'lgan sharoitda 1 mol ideal gazning haroratini bir gradusga ko'tarishda gazning tashqi kuchlarga qarshi bajargan ishiga teng ekan.

(10.15) formula bo'yicha S_v ning qiymati ni (10.14) munosabatga keltirib qo'yib, S_r ni yana quyidagicha ifodalash mumkin:

$$C_p = \frac{i}{2}R + R = \frac{i+2}{2}R \quad (10.16)$$

S_r ning S_v ga nisbatini γ orqali belgilab

$$\gamma = \frac{C_p}{C_v} = \frac{i+2}{i} \quad (10.17)$$

γ ning qiymati hamma vaqt birdan katta va gazni tashkil etuvchi molekulalarning erkinlik darajalariga bog'liqdir. Klassik nazariya asosida aniqlangan issiqlik sig'implari S_v va S_r faqat gazni tashkil etuvchi molekulalarning erkinlik darajalariga bog'liq, ya'ni barcha bir atomli gazlar bir xil S_v va S_r ga ega. Ikkinchi tomondan (9.13) va (9.15) munosabatlardan ko'rinadiki, issiqlik sig'implari klassik nazariyaga asosan haroratga bevosita bog'liq bo'lmasligi kerak. Tajribalarda olingan ma'lumotlar ko'pchilik ayniqsa, bir atomli va ikki atomli gazlarning molyar issiqlik sig'implari ma'lum harorat intervalida nazariy xisoblash orqali aniqlangan qiymatlarga juda yaqin ekanligini ko'rsatadi. Lekin murakkab molekullali gazlar uchun tajribada olingan natijalar nazariy jihatdan xisoblangan qiymatlardan farq qiladi.

Nazorat savollari

1. Ideal gazning ichki energiyasi nima va u harakatining qanday turlari bilan bog'langan.
2. Jismning erkinlik darajasi deb nimaga aytiladi.
3. Issiqlik sig'imi deb nimaga aytiladi.
4. Termodinamikaning birinchi qonuniga ta'rif bering.
5. Adiabatik jarayon deb qanday jarayonga aytiladi.

11-MA'RUZA. Mavzu: Gaz molekulalarining tezliklar bo'yicha (Maksvell) taqsimoti. Bolsman taqsimoti.

Mavzu rejasi

1. Gaz molekulalarining tezliklar bo'yicha (Maksvell) taqsimoti.
2. Shtern tajribasi.
3. Barometrik formula.
4. Bolsman taqsimoti.
5. Erkin yugurish yo'lining o'rtacha uzunligi va o'rtacha to'qnashishlar soni.

Tayanch so'z va iboralar

Gaz molekulalarining tezliklar bo'yicha taqsimot funksiyasi, ehtimolli tezlik, kvadratik tezlik, tern tajribasi, barometrik formula, Bolsman taqsimoti, erkin yugurish yo'lining o'rtacha uzunligi, o'rtacha to'qnashishlar soni, o'rtacha erkin yugurish yo'lining uzunligini gaz bosimi va haroratiga bog'liqligi.

Gaz molekulalarining tezligi son jihatidan va yo'nalish bo'yicha ularning bir-biri bilan to'knashuvi natijasida, doimo o'zgarib turadi. Tezlikning barcha yo'nalishlari teng ehtimolli bo'lgani uchun, molekulalar har bir yo'nalish bo'yicha teng taqsimlanadi; har qanday orientirlangan $d\theta$ fazoviy burchak ichida har bir paytda o'rta hisobda bir xil dN sonidagi molekulalarning harakat yo'nalishi yotadi. Tezliklarning son qiymatiga kelsak tezlikning 0 dan ∞ bo'lgan qiymatlari bir xil ehtimollik bilan uchramaydi. Chunki to'knashuvlarda molekulalarning tezligi tasodifiy ravishda o'zgaradi. Agar hamma molekulalar bitta molekula bilan to'qnashib unga energiya bersalar ham, bu molekulaning tezligi chekli qiymatga ega bo'ladi (∞ bo'lmaydi). Bu protsess ehtimolligi kichikdir, ya'ni ***o'rtacha tezlikdan*** katta bo'lgan tezliklar ehtimoli kichikdir. Agar to'knashuvdagi 1 ta molekula to'xtab koladigan protsess bor desak, u protsess ehtimoli ham kichikdir, demak $v \gg 0$ bo'lganda ham, $v \gg \infty$ bo'lganda ham shunday tezlikli molekulalar uchrash ehtimoli 0 ga intiladi.

Molekulalarning tezliklar bo'yicha taqsimoti

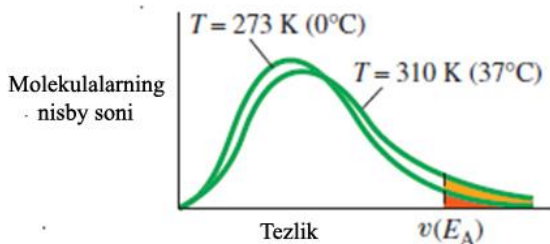
Gaz molekulalari xotik harakat qiladi, boshqacha aytganda ba'zi molekulalarning tezligi o'rtacha tezlikdan kamroq, boshqalariniki esa ko'proq. 1859-yilda Jeyms Klerk Maksvell (1831–1879) N ta molekuladan iborat gaz tezliklarining eng ehtimolli taqsimoti formulasini keltirib chiqardi. Biz bu yerda tegishli isbotini keltirmasdan, faqatgina natijani yozamiz:

$$f(\mathcal{G}) = 4\pi N \left(\frac{m}{2\pi kT} \right)^{3/2} \mathcal{G}^2 \exp\left(-\frac{1}{2} \frac{m \mathcal{G}^2}{kT}\right)$$

Real gazlarda tezliklar bo'yicha taqsimot funksiyasini aniqlashga oid tajribalar birinchi marta 1920 yilda amalga oshirilgan. Ular Maksvell taqsimotini (uncha yuqori bo'lmagan bosimli gazlar uchun), shuningdek molekulalarning o'rtcha kinetik energiyasi bilan absolyut temperatura orasidagi to'g'ri proporsionallikni yuqori aniqlikda tasdiqladi.

Berilgan gaz uchun Maksvell taqsimoti faqat absolyut temperaturaga bog'liq. 11-1-rasmda ikki xil temperatura uchun tezliklar taqsimoti keltirilgan. Temperatura ortishi bilan $\mathcal{G}_{o'r.kv}$ kattalik ortishi sababli yuqoriroq temperaturalarda taqsimot egri chizig'i o'ng tomonga siljiydi.

11-1-rasmdan ko'plab kimyoviy reaksiyalar (jonli hujayralardagi reaksiylarning ham) tezliklarining ortishini tushuntirish mumkin. Ko'pchilik kimyoviy reaksiyalar suyuq eritmalarda yuz beradi, suyuqlik molekulalari esa Maksvell taqsimotiga yaqin tezliklar taqsimotiga ega. Agar ikkita molekulaning kinetik energiyasi etarlicha katta bo'lsa va to'qnashganda ularning biror qismi bir-biriga singib kirs, ular kimyoviy reaksiyaga kirishishi mumkin. Buning uchun zarur bo'lgan minimal energiya E_A aktivatsiya energiyasi deyiladi. 11-1-rasmda biror konkret reaksiya uchun molekulalarning E_A kinetik energiyaga mos keluvchi tezliklari ko'rsatilgan.



11-1-rasm. Ikki xil temperatura uchun molekulalar tezliklarining taqsimoti

1. Molekulyar-kinetik nazariyaga asosan, gazni tashkil qilgan molekulalarning tezligini yo'nalishi va kattaligi uzluksiz o'zgarib turadi. Shuning uchun vaqtning biror onida u yoki bu molekulaning ega bo'lishi

mumkin bo'ladigan tezligi haqida fikr yuritishga hojat yo'qligi ma'lum. Xuddi shu kabi aniq bir tezlik bilan harakatlanuvchi molekulalar sonini ham aniqlab bo'lmaydi. Lekin, berilgan biror T haroratdagi tezliklari ϑ dan $\vartheta + d\vartheta$ gacha bo'lgan (ya'ni $d\vartheta$ intervaldagi) molekulalar sonini aniqlash mumkin. Bu holda tezliklar intervali diapazonining har bir kichik $d\vartheta$ ga teng intervalchasiga biror dn molekulalar soni yoki molekulalarning dn/n ulushi mos keladi. dn/n nisbat faqat $d\vartheta$ ga emas balki, tezlik ϑ ga ham bog'liqdir. $dn/d\vartheta$ -nisbatga, molekulalar sonining tezliklar bo'yicha taqsimot funksiyasi deyiladi. Bu taqsimot funksiyasini birinchi bo'lib, 1860 yilda ingliz fizigi Maksvell nazariy yo'l bilan ehtimolliklar nazariyasi asosida aniqlagan edi. Taqsimot funksiyasi-Maksvell qonuni deb ataladigan quyidagi formula bilan ifodalanadi:

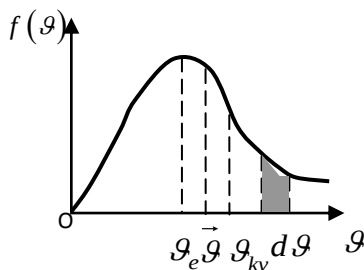
$$\frac{dn}{d\vartheta} = n \frac{4}{\sqrt{\pi}} \left(\frac{m}{2\kappa T} \right)^{\frac{3}{2}} e^{-\frac{m}{2\kappa T} \vartheta^2} \cdot \vartheta^2, \quad (11.1)$$

$$\text{yoki} \quad dn = \frac{4}{\sqrt{\pi}} n \left(\frac{m}{2\kappa T} \right)^{3/2} e^{-\frac{m}{2\kappa T} \vartheta^2} d\vartheta. \quad (11.2)$$

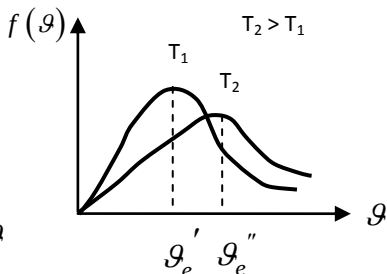
Bu yerda n – gaz molekulalarining umumiy soni, m – molekulaning massasi. $k = \frac{R}{N_A}$ - Bol'sman doimiysi.

Agar, taqsimot funksiyasi $f(\vartheta) = \frac{dn}{n d\vartheta}$ ning molekulalar oniy

tezligiga bog'liqligini grafik ravishda ifodalasak, 11.1-rasmda keltirilgan ko'rinishdagi bog'lanishni olamiz. Maksvell (11.2) qonuni bilan keltirilgan grafikni taqqoslashdan ko'rinish turibdiki, bu qonun grafik ravishda koordinatalar boshidan chiqib, $\vartheta = \vartheta_e$ da maksimal qiymatga erishuvchi va so'ng absissalar o'qiga asimptotik yaqinlashuvchi egri chiziqdan iborat ekan. Rasmdan, kichik tezlikli va katta tezlikli molekulalar ulushi kam ekanligi, hamda ko'pchilik molekulalarning tezligi eng katta ehtimolli tezlikka yaqin ekanligi yaqqol ko'rinish turibdi.



11 1 –



11 2 –

Ehtimolli tezlik qiymatini topish uchun

$$f(g) = \frac{dn}{ndg} = \frac{4}{\sqrt{\pi}} \left(\frac{u}{2\kappa T} \right)^{\frac{3}{2}} e^{-\frac{u g^2}{2\kappa T}} g^2 \text{ funksiyadan}$$

g bo'yicha olingan birinchi tartibli hosilani nolga tenglaymiz:

$$f'(g) = \frac{4}{\sqrt{\pi}} \left(\frac{m}{2\kappa T} \right)^{\frac{3}{2}} \left[e^{-\frac{m g^2}{2\kappa T}} \cdot 2g - g^2 e^{-\frac{m g^2}{2\kappa T}} \cdot \frac{2m g}{2\kappa T} \right] = 0.$$

Katta qavs ichidagi ifodani nolga tenglab, $g^2 = \frac{2\kappa T}{m}$ yoki

$$g_e = \sqrt{\frac{2\kappa T}{m}} = \sqrt{\frac{2RT}{mN_A}} = \sqrt{\frac{2RT}{\mu}} \approx 1,41 \sqrt{\frac{RT}{\mu}} \quad (11.3)$$

ekanligini topamiz.

Demak, Maksvell qonunidan gaz holati g_e dan tashqari yana $\bar{g}$ va g_{kv} tezliklar bilan xarakterlanishi kelib chiqadi.

$$\bar{g} = \sqrt{\frac{8RT}{\pi\mu}} \approx 1,60 \sqrt{\frac{RT}{\mu}}, \quad (11.4)$$

$$g_{kv} = \sqrt{\frac{3RT}{\mu}} \approx 1,73 \sqrt{\frac{RT}{\mu}}. \quad (11.5)$$

Bulardan $g_{kv} > \bar{g} > g_e$ ekanligi ko'rinib turibdi.

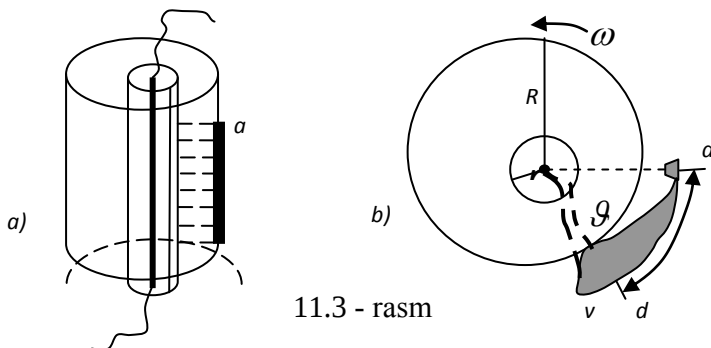
Rasmdagi shtrixlangan yuza $\Delta S = dg \cdot \frac{dn}{ndg} = \frac{dn}{n}$ ga teng, bu

elementar yuza dg intervaldagi tezlikka ega bo'lgan molekularlar soniga teng. Butun taqsimot egri chizig'i bilan absissalar o'qi orasidagi yuza gaz molekularining umumiy soni n ga teng.

Agar harorat o'zgarsa ($T_2 > T_1$), barcha molekullarning tezliklari nisbatan ortadi. Shuning uchun $T_2 < T_1$, bo'lsa, taqsimot egri chizig'i chapga torayib ko'tariladi va suriladi. $T_2 > T_1$ bo'lsa, o'ngga suriladi va kengayib pasayadi. (16.2 rasm).

2. Maksvell qonunini tajribada 1920 yil nemis fizigi Shtern, 1929 yilda Lammert, keyinchalik 1947 yilda Istermon va Simpsonlar birgalikda tekshirib ko'rib tasdiqlashgan. Shu tajribalardan, Shtern tajribasini chizmasi (16.3 rasm) da keltirilgan.

Shtern qurilmasi - bir-biriga mahkamlangan asoslari germetik berkitilgan, umumiy o'qi bo'ylab kumushlangan platina ingichka sim tortilgan va ichidan havosi so'rib olingan ikki silindrdan iboratdir. Simni tok bilan 1000°C gacha qizdirilganda kumush bug'lanib ichki silindrni tor tirqishidan chiqqan kumush atomlari (molekulalar) tashqi silindrni ichki sirtiga borib urilishi natijasida torgina biror qalinlikdagi a kumush qatlamini hosil qiladi.



11.3 - rasm

Agar qurilma ω tezlik bilan aylantirilsa, kumush atomlari tirqishning qarshisida emas, balki (aylanish yo'nalishiga nisbatan) orqada o'tirib qolib, qalinligi bir xil bo'lmagan keng (ab) polosa hosil qiladi. Keng polosani hosil bo'lishiga sabab shuki, turli atomlarning tezligi turlichaligidan, tezligi kattaroq atomlar a polosoning boshlanishiga yaqinroq, tezligi kichikroq atomlar polosaning oxiri (b) ga yaqinroq o'tirgan. Polosa qalinligini turlicha bo'lishiga sabab esa, atomlar harakatining turli tezliklariga to'g'ri keladigan atomlar soni turlichaligidir. Ya'ni yupqa joylarga kam sondagi atomlar, qalin joyga ko'p sondagi atomlar tushgan. Shunday qilib, polosa qirqimining har bir joyi (masalan d) ma'lum tezlikka va o'tirgan atomlarning ma'lum soniga to'g'ri keladi, polosa ko'ndalang qirqimini ko'rinishi (16.3-b-rasm) atomlar sonining tezliklar bo'yicha taqsimotini xarakterlaydi. Shu jihatdan Maksvell grafigi (16.1-rasmga qarang) va kumush polosa qirqimi ko'rinishlari orasida juda yaqin o'xshashlik bor, bu

albatta, Maksvell qonunining to'g'riligini sifat jihatdan tasdiqlovchi dalildir. Bu taqsimotni miqdor jihatdan baholash uchun polosa ko'ndalang qirqimining bir necha joylari uchun ϑ tezliklarni va bu joylarning har birida o'tirib qolgan atomlar soni $dn/d\vartheta$ ni aniqlash kerak. $dn/d\vartheta$ ni polosa qalinligidan (optik usul bilan) d joyidagi, tegishli tezlik ϑ ni esa polosa boshi (a) dan shu joy (d) gacha bo'lgan masofa S ga ko'ra aniqlanadi. U holda $S=\vartheta t=\omega R t$ va $R=\vartheta t$ dan

$$\frac{R}{S} = \frac{\vartheta}{\omega R} \text{ bundan } \vartheta = \frac{\omega R^2}{S} \text{ ga teng bo'ladi. } \omega \text{ va } R \text{ lar qurilma}$$

xarakteristikalari sifatida ma'lum, S -esa bevosita o'lchash orqali aniqlanadi. O'tkazilgan tajriba ma'lumotlari Maksvell nazariy qonuni natijalari bilan mos kelishini tasdiqladi.

3. Biror h balandlikdagi atmosfera bosimi shu balandlikdan yuqoridagi havo qatlamlarining og'irligi tufayli yuzaga keladi.

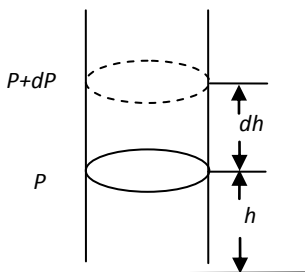
h dagi bosimni P desak, $h+dh$ da $P+dP$ bo'ladi. ($dh>0$ bo'lsa $dP<0$ bo'ladi, chunki og'irlik va bosim balandlik oshgan sari kamayadi).

Birlik yuzaga ega bo'lgan balandligi dh bo'lgan silindr ichidagi gazning og'irligi $\rho g dh = P - (P + dP)$ ga teng bo'ladi (16.4 rasm).

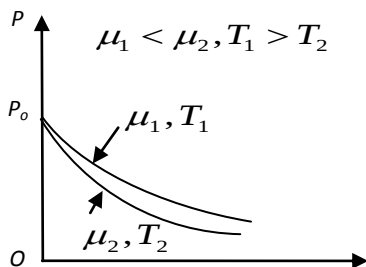
$$\text{Bundan } dP = -\rho g dh \quad (11.6)$$

Normal sharoitga yaqin sharoitlarda atmosfera tarkibidagi gazlarning xossalari ideal gaz xossalaridan kam farq qilganligi uchun $PV = \frac{m}{\mu} RT$

dan foydalanib $\rho = \frac{m}{V} = \frac{P\mu}{RT}$ ni topamiz. Buni (16.6) ga



11.4 – rasm



11.5 – rasm

qo'ysak $dP = -\frac{P\mu g}{RT} dh$ hosil bo'ladi. Bundan

$$\frac{dP}{P} = -\frac{\mu g}{RT} dh. \quad (11.7)$$

$$T = \text{const} \quad \text{deb} \quad \ell n P = -\frac{\mu g h}{RT} + \ell n C. \quad (11.8)$$

$$(16.8) \text{ ni potensirlab, } P \text{ ni topamiz: } P = C e^{-\frac{\mu g h}{RT}}. \quad (11.9)$$

$$\text{Agar } h=0 \text{ bo'lsa } P_o = C. \text{ U holda } P = P_o e^{-\frac{\mu g h}{RT}}. \quad (11.10)$$

Bu formula barometrik formula deb ataladi. Bunda gaz qancha og'ir (μ qancha katta) va harorat qancha past bo'lsa, bosim shunchalik tez kamayadi degan xulosa chiqadi.

16.5 rasmda μ lari har xil ($T_1 = T_2$) va T lari har xil ($\mu_1 = \mu_2$) bo'lgan hollar uchun P bilan h orasidagi bog'lanish berilgan:

(16.10) dan foydalanib P ga qarab h ni ko'rsatuvchi asbob al'timetr deyiladi.

4. Barometrik formuladagi P ni nkT ga almashtirib, hajm birligidagi molekulalar sonining h qarab o'zgarish qonunini topamiz:

$$n = n_o e^{-\frac{\mu g h}{RT}}. \quad (11.11)$$

$$\text{Agar, } \mu = m N_A \text{ va } k = \frac{R}{N_A} \text{ ekanligini e'tiborga olsak:}$$

$$n = n_o e^{-\frac{m g h}{kT}}, \quad (11.12)$$

m – bitta molekulaning massasi.

(16.12) dan ko'rinadiki, harorat pasayishi bilan zarralar soni kamaya borib $T=0$ da $h=0$ bo'lib qoladi. Bunda barcha molekulalar Yer sirtiga tushib qolgan bo'lardi. Yuqori haroratlarda n balandlikka qarab sekinroq kamayadi, natijada balandlik bo'yicha molekulalar bir tekis taqsimlanar edi. Buning sababi oddiy. Molekulalarning balandlik bo'yicha har bir konkret taqsimoti ikkita tendensiyaning ta'siri natijasida qaror topadi. 1) Molekulalar mg kuch ta'sirida Yerga tushishga intiladi. 2) kT bilan xarakterlanuvchi issiqlik harakati molekulalarni barcha balandliklar bo'yicha tekis sochib yuborishga intiladi. m qancha katta, T qancha kichik bo'lsa birinchi tendensiya kuchliroq ta'sir ko'rsatadi va molekulalar Yer sirtiga yaqin joylashadi. Oxir oqibat $T=0$ da molekulalar Yer sirtida joylashadi. T yuqori bo'lganda issiqlik harakati ustunlik qiladi va molekulalarning zichligi balandlikka qarab sekin kamayadi.

Har xil balandlikda molekula har xil potensial energiya zapasiga ega bo'ladi:

$$\varepsilon_r = mgh . \quad (11.13)$$

$$\text{U holda (11.12) ni} \quad n = n_o e^{\frac{\varepsilon_p}{kT}} , \quad (11.14)$$

deb yozsak bo'ladi. ε_p kam joylarda molekulalar zichroq va aksincha bo'lib joylashadi.

Molekulaning potensial energiyasi qiymatlari ε_{p1} va ε_{p2} bo'lgan nuqtalardagi n_1 va n_2 larning nisbati quyidagiga teng.

$$\frac{n_1}{n_2} = e^{\frac{\varepsilon_{p1} - \varepsilon_{p2}}{kT}} . \quad (11.15)$$

(11.14) taqsimotga Bol'sman taqsimoti deb ataladi va bu har qanday kuchlarning har qanday potensial maydonlari uchun ham to'g'ridir.

Maksvell qonunini, ko'p sondagi n molekulalar uchun energetik ko'rinishdagi ifodasi

$$dn_g = n4\pi \left(\frac{m}{2\pi kT} \right)^{\frac{3}{2}} e^{-\frac{m g^2}{2kT}} g^2 dg$$

bilan Bol'sman taqsimotining (11.14) ifodasini bitta Maksvell-Bol'sman qonuni qilib birlashtirish mumkin:

$$dn_{\varepsilon_p, g} = n_o 4\pi \left(\frac{m}{2\pi kT} \right)^{\frac{3}{2}} e^{-\frac{\varepsilon_p + \frac{m g^2}{2}}{kT}} g^2 dg \approx e^{-\frac{E}{kT}} g^2 dg . \quad (11.16)$$

ε_p va $\frac{m g^2}{2}$ kabi E ham diskret qiymatlar qabul qila oladi.

Agar E to'liq energiya $E_1, E_2, \dots, E_i$ diskret qiymatlarni qabul qila olsa, Bol'sman taqsimotining ko'rinishi quyidagicha bo'ladi:

$$N_i = A e^{-\frac{E_i}{kT}} . \quad (11.17)$$

N_i - energiyasi E_i bo'lgan holatdagi zarrachalarning soni. A - quyidagi shartni qanoatlantiradigan proporsionallik koeffisienti:

$$\sum N_i = A \sum e^{-\frac{E_i}{kT}} = N . \quad (11.18)$$

N - tekshirilayotgan sistemadagi zarralarning umumiy soni.

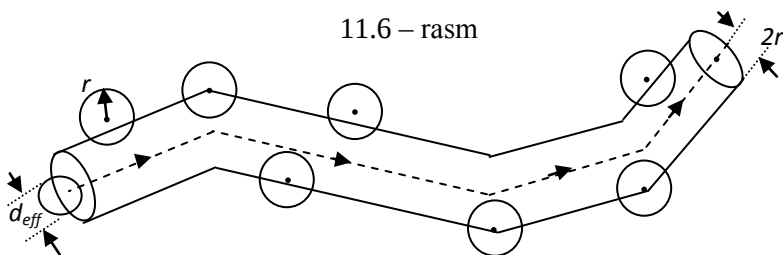
(11.18) dan topilgan A ni qiymatini (11.17) ga qo'yib, energiyaning qiymatlari diskret bo'lgan holga tegishli Bol'sman taqsimotining uzil-kesil ifodasini topamiz:

$$N_i = \frac{Ne^{-\frac{E_i}{kT}}}{\sum e^{-\frac{E_i}{kT}}} . \quad (11.19)$$

5. Issiqlik harakati xaotik bo'lgani uchun gaz molekularining traektoriyasi siniq chiziqlardan iborat bo'ladi, bu siniq chiziqlar molekularning bir-biri bilan to'qnashishi tufayli bo'ladi. Molekularning ikkita ketma-ket to'qnashishlari orasida o'tgan yo'li molekulaning erkin yugurish yo'li uzunligi λ deyiladi. λ -hamma vaqt o'zgarib turadi. Shuning uchun, o'rtacha erkin yugurish yo'li uzunligi $\bar{\lambda}$ tushunchasi kiritilgan. $\bar{\lambda}$ ni aniqlash uchun molekulaning bir sekunda o'tgan butun yo'lini molekulaning bir sekunddagi o'rtacha to'qnashishlar soni $\bar{Z}$ ga bo'lish kerak, molekulaning bir sekunda o'tgan yo'li son jihatdan uning o'rtacha $\bar{v}$ tezligiga teng, ya'ni

$$\bar{\lambda} = \frac{\bar{v}}{\bar{Z}} . \quad (11.20)$$

$\bar{Z}$ ni topish uchun molekularni r radiusli sharcha deb ularning o'lchamlarini nazarga olamiz (11.6 rasm). Molekulalardan bittasini (rasmdagi chapdagi eng chekka molekulani) fikran kuzatamiz, qolganlarini vaqtincha harakatsiz deb hisoblaymiz.



Biz kuzatayotgan molekula markazlari $2r$ radiusli siniq silindr ichidagi molekular bilangina to'qnashadi. Demak, bir sekunddagi o'rtacha to'qnashishlar soni $\bar{Z}$ siniq silindrning V hajmidagi molekular soni n ga teng:

$$\bar{Z} = n \text{ yoki } \bar{Z} = n_0 V .$$

$V=S \cdot \bar{g} = \pi (2r)^2 \cdot \bar{g} = 4\pi r^2 \cdot \bar{g}$ desak (yo‘l qo‘yilgan xatoni nazarga olmasa ham bo‘ladi).

$$\bar{Z}=4\pi r^2 n_o \bar{g} . \quad (11.21)$$

$2r=d_{\text{eff}}$ - effektiv diametr deyiladi.

$$\text{Maksvell } \bar{Z} \text{ ni aniq hisoblab } \bar{Z} = 4 \cdot \sqrt{2} \cdot \pi r^2 n_o \bar{g} \quad (11.22)$$

ekanligini topgan.

$\bar{Z}$ ning (11.22) qiymatini (11.20) ga qo‘yib:

$$\bar{\lambda} = \frac{1}{4\sqrt{2}\pi r^2 n_o \bar{g}} . \quad (11.23)$$

Bu formulaga asosan $\bar{\lambda}$ haroratga bog‘liq emas. Tajriba esa harorat ortishi bilan $\bar{\lambda}$ ning bir oz ortishini ko‘rsatadi. Buning sababi shuki, harorat ortishi bilan $\bar{g}$ ortadi, natijada molekulalar itarishish kuchlarini yengib, bir-biriga yaqinlashadi, sharsimon modelni radiusi, siniq silindr hajmi va to‘qnashishlar soni kamayadi. Shuning uchun $\bar{\lambda}$ ortadi.

O‘rtacha erkin yugurish yo‘lining haroratga bog‘lanishi Sezerlend formulasi bilan ifodalanadi:

$$\bar{\lambda} = \bar{\lambda}_o \cdot \frac{T}{C + T} , \quad (11.24)$$

bu yerda $\bar{\lambda}_o$ - (16.23) formulaga ko‘ra xisoblangan o‘rtacha erkin yugurish uzunligining qiymati, C – tajriba yo‘li bilan aniqlanadigan doimiy kattalik. Bundan tashqari agar $P = n_o kT$ ekanligini e‘tiborga olsak:

$$\bar{\lambda} = \frac{1}{4\sqrt{2}\pi r^2 n_o} = \frac{kT}{4\sqrt{2} \cdot \pi r^2 P} . \quad (11.25)$$

Gaz bosimi kamayganda $\bar{\lambda}$ oshadi. Masalan, kislorod bosimi 130 Pa da $\bar{\lambda} \approx 1 \cdot 10^{-4}$ m; bosim $1,3 \cdot 10^{-4}$ Pa da esa $\bar{\lambda} \approx 10$ m bo‘ladi.

Nazorat uchun savollar

1. Molekulalarning tezliklar bo‘yicha taqsimot funksiyasi deb nimaga aytiladi?
2. Maksvell qonunini tushuntiring.
3. Maksvell qonunida nima aniqlanadi? Uning ifodalarini yozing.
4. Eng katta ehtimollik, o‘rtacha kvadratik va kvadratik tezliklar deganda nimani tushunasiz?
5. Harorat o‘zgariganda taqsimot chizig‘ini o‘zgarishini izohlang.
6. Shtern tajribasining mohiyatini izohlab bering.

12-MA'RUZA. Mavzu: Ko'chish hodisalari. Gazlarda diffuziya va issiqlik o'tkazuvchanlik hodisasi. Gazlarda ichki ishqalanish hodisasi.

Karno sikli va uning F.I.K.

Termodinamikaning 2 va 3 qonunlari. Entropiya.

Real gazlar. Van-der-Vaals tenglamasi

Mavzu rejasi

1. Ko'chish hodisalari haqida. Ko'chish tenglamasi.
2. Gazlarda diffuziya hodisasi. Diffuziya tenglamasi.
3. Gazlarda issiqlik o'tkazuvchanlik hodisasi. Issiqlik o'tkazuvchanlik formulasi.
4. Eksperimental izotermalar. Kritik holat. Kritik harorat.
5. Endryus tajribasi. To'yingan va to'yinmagan bug'.
6. Real gazning ichki energiyasi.
7. Gazlarni suyultirish. Joul'-Tomson effekti.

Tayanch so'z va iboralar

Ko'chish, ko'chish tenglamasi, relaksatsiya, relaksatsiya vaqti, diffuziya hodisasi, diffuziya tenglamasi, diffuziya koeffitsienti, gazlarning issiqlik o'tkazuvchanligi, issiqlik o'tkazuvchanlik tenglamasi, gazlarning solishtirma issiqlik sig'imi, issiqlik o'tkazuvchanlik formulasi, gazlarda ichki ishqalanish hodisasi, ichki ishqalanish tenglamasi.

Real gazlar, Van-der-Vaals tenglamasi, Van-der-Vaals tuzatmalari, real gaz izotermalari, kritik holat, kritik harorat, Endryus tajribasi, to'yingan va to'yinmagan bug', real gazlar ichki energiyasi, Joul-Tomsonning musbat va manfiy effektlari, inversiya temperaturasi, suyuq havo.

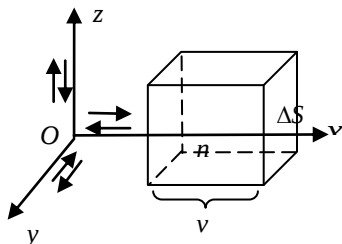
1. Sistemaning holatini belgilovchi kattaliklarning qiymati o'zgarmasa, sistema termodinamik muvozanatda bo'ladi. Biror sabab tufayli sistema muvozanat holatda bo'lmasa yoki muvozanat holatdan chiqarilgan, lekin o'z holicha qoldirilgan bo'lsa, mazkur sistemada shunday jarayonlar amalga oshadiki, natijada sistema muvozanat holatga qaytadi. Sistemaning termodinamik muvozanat holatiga o'z-o'zidan o'tish jarayonini relaksatsiya deb, o'tishga sarflanadigan vaqtini esarelaksatsiya vaqti deb ataladi. Termodinamik muvozanatni qaror topishida ko'chish hodisalari muhim rol o'ynaydi. Gazlarni termodinamik muvozanat qaror topish jarayonida gaz molekularining xotik harakati ma'lum yo'nalishda kuchayadi, ya'ni xotik harakatdagi gaz molekulari to'plami tartibli harakatda ishtirok eta boshlaydi. Bunday hollarda xotik harakat qilayotgan molekular tufayli gazlarda massa, impuls yoki energiyaning ma'lum

yoʻnalishda koʻchishi roʻy beradi. Gazlarning $k oʻc h i s h i$ deb, termodinamik muvozanatda boʻlmagan holatdagi gazning termodinamik muvozanatda boʻlgan holatga oʻtish jarayoniga aytiladi. Bu paytda roʻy beradigan hodisalarga gazlardagi koʻchish hodisalari deyiladi. Bunday hodisalarga gazlardagi diffuziya, ichki ishqalanish va issiqlik oʻtkazuvchanlik hodisalari kiradi. Bu hodisalarning sababi, gaz molekularining oʻz fizik xarakteristikalarini: massa (diffuziya) yoki energiyasi yoki harakat miqdorlarini koʻchirish xususiyatidir.

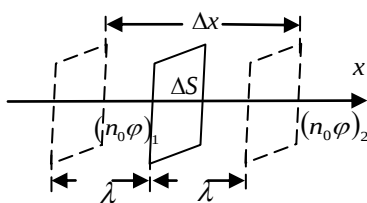
Molekulyar-kinetik nazariya tasavvurlariga asoslanib barcha koʻchish hodisalariga tegishli umumiy boʻlgan koʻchish tenglamasini chiqarish mumkin. Bu maqsadda dastavval vaqtning Δt oraligʻi ichida tekshirilayotgan gazda joylashgan fikran olingan ΔS yuza orqali oʻtgan molekular sonini aniqlaylik (12.1 - rasm). OX oʻqini ΔS yuzaga perpendikulyar joylashtiramiz. Bu oʻq boʻylab barcha molekularning $1/3$ qismi harakatlanadi: $1/6$ qismi chapdan oʻngga, $1/6$ qismi oʻngdan chapga harakatlanadi. Bunda vaqt birligi ichida ΔS yuza orqali chapdan oʻngga

asosi ΔS , balandligi molekularning oʻrtacha harakat tezligi $\vec{G}$ ga teng boʻlgan toʻgʻri burchakli parallelepiped hajmidagi barcha molekularning

$1/6$ qismi, yaʼni $1/6 n_0 \Delta S \vec{G}$ dona molekula oʻtadi (n_0 – molekular konsentratsiyasi). U holda Δt da ΔS orqali bir yoʻnalishda $n = 1/6 n_0 \Delta S \vec{G}$ dona molekula oʻtadi.



12.1 – rasm



12.2 – rasm

Bu sondagi molekular ΔS yuza orqali oʻzlarining fizik xarakteristikalari (massa, impuls, ...) qiymatlarini ham olib oʻtadi. Umumiy koʻchish mexanizmini tekshirayotganimiz uchun, qaysi fizik xarakteristikalarini koʻchirib oʻtayotganligini hozircha konkretlash-tirmaymiz va bu xarakteristikani φ harfi bilan belgilab qoʻya qolamiz. Bunda Δt da ΔS yuz boʻylab bir yoʻnalishda olib oʻtilgan fizik xarakteristika miqdori quyidagiga teng boʻladi:

$$n\varphi = \frac{I}{6}(n_o\varphi)\Delta S\bar{g}\Delta t. \quad (12.1)$$

Teskari yoʻnalishda ham shuncha miqdor olib oʻtilganligi ravshan. Endi biz koʻrayotgan gaz oʻzining hossalari jixatdan bir jinsli emas deb faraz qilaylik. U holda gaz hajmining turli joylarida n_o , φ va $n_o\varphi$ ham turlicha boʻladi. $n_o\varphi$ miqdor OX oʻqini musbat yoʻnalishida ΔS yuzdan chap tomonda $(n_o\varphi)_1$ ga va undan oʻng tomonda $(n_o\varphi)_2$ ga teng boʻlgan holda kamayib bormoqda desak:

$$\Delta(n\varphi) = (n\varphi)_1 - (n\varphi)_2 = \frac{I}{6}[(n_o\varphi)_1 - (n_o\varphi)_2] \cdot \bar{g}\Delta S\Delta t. \quad (12.2)$$

Endi $n_o\varphi$ qiymatni ΔS yuzdan qanday masofada olishimizni quyidagi fizik mulohazalarga asoslanib aniqlaymiz. φ ning qiymatlarini almashinishi va n_o konsentrasiyaning oʻzgarishi faqat molekulalarning oʻzaro toʻqnishuvida boʻladi, demak, molekulalar oʻrtacha erkin yugurish uzunligiga teng $\bar{\lambda}$ masofadagina boʻladi. $n_o\varphi$ ning qiymatini ana shu masofalarda olamiz (12.2 – rasm).

(12.2) ni oʻng tomonini $2\bar{\lambda}$ ga koʻpaytirib va boʻlib quyidagi ifodani hosil qilamiz:

$$\Delta(n\varphi) = \frac{I}{3} \frac{(n_o\varphi)_1 - (n_o\varphi)_2}{2\bar{\lambda}} = \bar{\lambda}\bar{g}\Delta S\Delta t \quad (12.3)$$

Rasmdan koʻrinib turibdiki:

$$\frac{(n_o\varphi)_1 - (n_o\varphi)_2}{2\bar{\lambda}} = \frac{\Delta(n_o\varphi)}{\Delta x}. \quad (12.4)$$

$\frac{\Delta(n_o\varphi)}{\Delta x}$ - gradient, yaʼni $n_o\varphi$ kattalikning gradienti. U holda (12.3)

formula mana bunday koʻrinishga keladi:

$$\Delta(n\varphi) = -\frac{I}{3}\bar{\lambda} \cdot \bar{g} \frac{\Delta(n_o\varphi)}{\Delta x} \cdot \Delta S\Delta t. \quad (12.5)$$

φ fizik kattalikning koʻchish gradientiga teskari yoʻnalganligi uchun minus ishorasi qoʻyilgan. (12.5) ifodaga koʻchishning tenglamasi deb ataladi. Bu yerda φ fizik kattalik, koʻchirilayotgan kattalikka qarab, massa, zichlik, energiya, impuls va hokazo boʻlishi mumkin. Bu tenglama asosida konkret koʻchish hodisalari: diffuziya, issiqlik oʻtkazuvchanlik va ichki ishqalanish hodisalarini koʻrib chiqamiz.

2. Turli xil modda molekulalarining oʻzaro aralashib ketish hodisasiga diffuziya hodisasi deyiladi. Biror hajmdagi gazning zichligi bir jinsli

emas va gazning ρ zichligi OX o'qi yo'nalishida kamayadi deylik. Ko'chish tenglamasidagidek mulohazalar va $\rho = \frac{m}{V} = n_0 m$ ni e'tiborga olib,

$n\varphi = \rho = n_0 m$ va $\Delta(n\varphi) = \Delta(nm) = \Delta M$ belgilashlardan foydalanib, diffuziya hodisasi uchun (17.5) ni quyidagicha yozamiz:

$$\Delta M = -\frac{1}{3} \bar{\lambda} \cdot \bar{g} \cdot \frac{\Delta \rho}{\Delta x} \cdot \Delta S \cdot \Delta t, \text{ yoki} \quad (12.6)$$

$$\frac{1}{3} \bar{\lambda} \bar{g} = D \text{ deb belgilab quyidagicha yozishimiz mumkin:} \quad (12.7)$$

$$\Delta M = -D \frac{\Delta \rho}{\Delta x} \Delta S \cdot \Delta t. \quad (12.8)$$

(12.8) ifodaga diffuziya tenglamasi yoki Fik qonuni deyiladi.

D – diffuziya koeffitsienti. O'lchov birligi SI: m^2/s , SGS: sm^2/s .

$\bar{\lambda} \sim \frac{1}{\rho}$ va $\bar{g} \sim \sqrt{\frac{T}{\mu}}$ bo'lganligidan D gazning turi (μ) va gazning

holati (P va T) ga bog'liqdir. Turli gazlar uchun (12.7) o'rinalidir.

3. Biror hajmdagi gazda T , OX – o'qi yo'nalishida kamayayotgan bo'lsin. U holda ΔS dan $\bar{\lambda}$ masofalarda $T_1 > T_2$ bo'ladi. Gaz

molekulasining kinetik energiyasi $W = \frac{i}{2} kT$, (12.9)

bo'lgani uchun $W_1 > W_2$ bo'ladi. $\Phi = W$ va butun hajmda molekulalarning n_0 konsentratsiyasi bir xil deb hisoblab

$$\Delta(n_0 \varphi) = \Delta(n_0 W) = \Delta\left(n_0 \frac{i}{2} kT\right) = n_0 \frac{i}{2} k \Delta T, \quad (12.10)$$

hamda $\Delta(n\varphi) = \Delta(nW) = \Delta Q$ deb, ko'chish tenglamasini yozamiz:

$$\Delta Q = -\frac{1}{3} \bar{\lambda} \cdot \bar{g} \cdot n_0 \frac{1}{2} k \frac{\Delta T}{\Delta x} \cdot \Delta S \cdot \Delta t.$$

Bu tenglamaning o'ng va chap tomonini molekula massasi m ga bo'lib, va $k = \frac{R}{N_A}$ ekanligini nazarga olib, quyidagicha yozish mumkin:

$$\Delta Q = -\frac{1}{3} \bar{\lambda} \cdot \bar{g} \cdot \frac{n_0 m}{N_A m} \frac{i}{2} R \frac{\Delta T}{\Delta x} \cdot \Delta S \cdot \Delta t,$$

$n_0 m = \rho$, $N_A m = \mu$ va $\frac{i}{2} R = C_V$ bo'lgani uchun

$$\Delta Q = -\frac{1}{3} \bar{\lambda} \cdot \bar{g} \cdot \rho \frac{C_v}{\mu} \frac{\Delta T}{\Delta x} \cdot \Delta S \cdot \Delta t \quad (12.11)$$

Biroq $\frac{C_v}{\mu} = c_v$ ga teng, bu yerda C_v – o'zgarmas hajmdagi mol issiqlik sig'imi, c_v – gazning o'zgarmas hajmdagi solishtirma issiqlik sig'imi.

$$\Delta Q = -\frac{1}{3} \bar{\lambda} \cdot \bar{g} \cdot \rho \cdot c_v \frac{\Delta T}{\Delta x} \cdot \Delta S \cdot \Delta t = \chi \frac{\Delta T}{\Delta x} \Delta S \Delta t. \quad (12.12)$$

Bu tenglamani Fur'ye tenglamasi deb ataladi.

4. Gazning laminar oqimida uning oqim tezligi OX yo'nalishida kamayayotgan bo'lsin deb faraz qilaylik va ko'chish tenglamasini qo'llab bunday holda ko'chiriluvchi fizik xarakteristika molekulaning impulsi ekanligini qayd qilaylik:

$$\varphi = K = m g. \quad (12.13)$$

U holda n_0 ni bir xil deb (butun hajm bo'yicha)

$$\Delta(n_0 \varphi) = \Delta(n_0 K) = \Delta(n_0 m g) = n_0 m \Delta g. \quad (12.14)$$

$$\text{Bundan tashqari } \Delta(n \varphi) = \Delta(n K) = \Delta K \quad (12.15)$$

$\Delta K = F \cdot \Delta t$ bo'lganligidan (17.15) ni quyidagicha yozamiz:

$$\Delta(n \varphi) = \Delta K = F \Delta t. \quad (12.16)$$

(17.14) va (17.16) dan ko'chish tenglamasini ko'rinishi quyidagicha yoziladi:

$$F \Delta t = -\frac{1}{3} \bar{\lambda} \cdot \bar{g} \cdot n_0 \frac{\Delta g}{\Delta x} \cdot \Delta S \cdot \Delta t \quad \text{yoki}$$

$$F = -\frac{1}{3} \bar{\lambda} \cdot \bar{g} \cdot \rho \frac{\Delta g}{\Delta x} \cdot \Delta S, \quad (12.17)$$

$$\frac{1}{3} \bar{\lambda} \cdot \bar{v} \cdot \rho = \eta, \quad (12.18)$$

$$F = -\eta \frac{\Delta v}{\Delta x} \cdot S. \quad (12.19)$$

(12.19) ifoda ichki ishqalanish tenglamasi yoki N'yuton qonuni deyiladi. η - ichki ishqalanish (yopishqoqlik) koeffitsienti deyiladi.

O'lchov birligi SI: kg/m s, SGS: g/sm s.

η ham bosimga bog'liq emas, xuddi χ ga o'xshab, D , χ va η lar orasida quyidagicha munosabatlar bor:

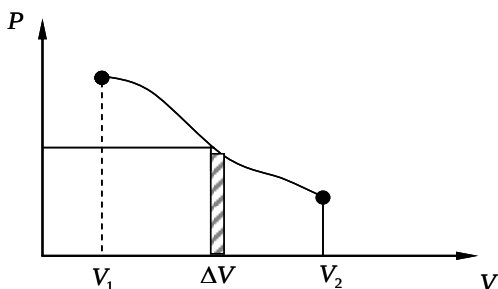
$$\frac{\eta}{D} = \rho \quad \text{va} \quad \frac{\chi}{\eta} = C_v \quad \text{yoki} \quad \frac{\chi}{\rho D} = C_v$$

Bu munosabatlar ham tajriba ma'lumotlariga mos keladi, bu gazning biz o'rgangan molekulyar-kinetik nazariyasini to'g'ri ekanligini yana bir bor tasdig'i bo'ladi.

Termodinamik ish. Elementar ish (xajm o'zgarganda) $P\Delta V$ ga teng. Hajm V_1 dan V_2 ga o'zgarganda xamma ish $P\Delta V$ lar yig'indisiga teng (12.3-rasm).

$$A = \sum_i P_i \Delta V_i \rightarrow \int_{V_1}^{V_2} P dV \quad (12.3) \text{- deyish mumkin} \quad P = \frac{RT}{V} \quad (12.4) \text{-}$$

bir mol uchun.



12.3-rasm

Izotermik ish uchun $A = \int_{V_1}^{V_2} \frac{RT}{V} dV = RT(\ln V_2 - \ln V_1)$, yoki

$$A = RT \ln \frac{V_2}{V_1} \quad (12.20)$$

Izobarik ish uchun $A = \int_{V_1}^{V_2} P dV = P \int_{V_1}^{V_2} dV = P(V_2 - V_1)$ (12.21)

Yana adiabatik ish bor. Bunda sistema bilan tashqari orasida issiqlik energiyasini uzatish bo'lmaydi. Bunda $Q = 0$ bo'lgani uchun $dA = -dU$. Demak, ish ichki energiya xisobiga bajariladi. Adiabatik siqilishda ichki energiya oshadi va $dU > 0$ bo'ladi, lekin $dA < 0$ bo'ladi, chunki ishini tashqi kuchlar bajaradi. Devorlarni issiqlik o'tmaydigan silindr bir kilomol gazdagi adiabatik protsessni ko'rib chiqamiz. Bu gazning ichki energiyasi:

$$U = C_V T \quad (12.22)$$

C_V - mol issiqlik sig'imi va $dU = C_V dT$, $dA = -dU$ bo'lgani uchun $PdV = -C_V dT$, lekin $P = \frac{RT}{V}$ bo'lgani uchun

$$\frac{RT}{V} dV = -C_V dT \rightarrow \frac{R}{C_V} \int_{V_1}^{V_2} \frac{dV}{V} = - \int_{T_2}^{T_1} \frac{dT}{T}$$

$$\frac{R}{C_V} (\ln V_2 - \ln V_1) = \ln T_1 - \ln T_2, \quad \text{yoki} \quad \ln \left(\frac{V_2}{V_1} \right)^{\frac{R}{C_V}} = \ln \frac{T_1}{T_2};$$

$$\frac{R}{C_V} = \frac{C_P - C_V}{C_V} = \gamma - 1 \quad \text{bo'lgani uchun} \quad \left(\frac{V_2}{V_1} \right)^{\gamma-1} = \frac{T_1}{T_2}, \quad \text{yoki}$$

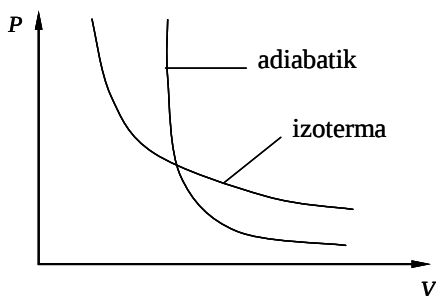
$$T_1 V_1^{\gamma-1} = T_2 V_2^{\gamma-1} \quad \text{yoki}$$

$$TV^{\gamma-1} = \text{const} \quad (12.21) - \text{Puasson qonuni.}$$

Demak, gaz adiabatik kengaysa u soviydi, toraysa - isiydi. Adiabatik protsessda sistema devorlari absolyut issiqlik o'tkazmaydi. Izotermik protsessda devorlar absolyut ravishda o'tkazish kerak. Lekin tabiatda absolyut teploizolyatorlar va teploprvodniklar bo'lmaydi. SHuning uchun adiabatik protsess qilish uchun protsessni tez bajarish kerak, issiqlik almashinuvi bo'lmasligi uchun. Masalan, dizelda yoqilg'i adiabatik siqiladi, qizib yonib ketadi.

Puasson qonuniga qaytamiz. Unda T ning o'rniga $T = \frac{PV}{R}$ ni qo'ysak

$PV^\gamma = \text{const}$ xosil bo'ladi. Adiabatik kengayishda bosim nafaqat xajmning oshishi hisobiga kamayadi, u temperaturaning kamayishi xisobiga xam kamayadi. Adiabatik protsessda $dA = -C_V dT$ va bajarilgan ish $A = C_V (T_1 - T_2)$ (12.22).

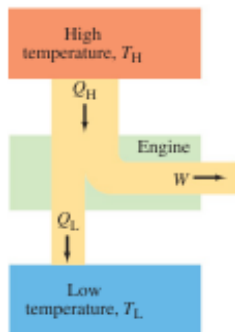


12.4.-rasm

Issiqlik mashinalari

Ish bajarish orqali issiqlik energiyasini vujudga keltirish oson. Masalan oddiy qo'llaringizni bir-biriga ishqalash yoki bo'lmasa har qandari ishqalanish jarayonlari orqali hosil qilish mumkin. Biroq issiqlik energiyasidan ish bajarish qiyinroq va buni bajaruvchi amaliy qurilma taxminan 1700-yilda kashf qilingan. Bug' mashinasining rivojlanishi bo'lgan.

Har qanday issiqlik mashinasi orasidagi asosiy maqsad issiqlik yuqori temperaturadan past temperaturaga o'tishiga imkoniyat yaratadigan issiqlik energiyasidan olinadigan mexanik energiyadir. Ushbu jarayonda issiqlik miqdori 12-5 sxematik diagrammadagi kabi mexanik ishga aylantiriladi. Foydali issiqlik mashinalari takrorlanuvchi siklda ishlaydi ya'ni ushbu sistema takroran o'zining boshlang'ich nuqtasiga qaytaveradi va shu yo'sinda davom etadi. Har bir sikls sistema ichki energiyasidagi o'zgarish nolga teng bo'ladi ($dU=0$). Chunki u boshlang'ich qiymatiga qaytadi. Shuningdek yuqori temperaturadagi T_Y ma'lum Q_E issiqlik miqdori W ishga aylantiriladi va past temperaturadagi T_P , Q_P issiqlik qisman chiqariladi. (12-5 rasm).

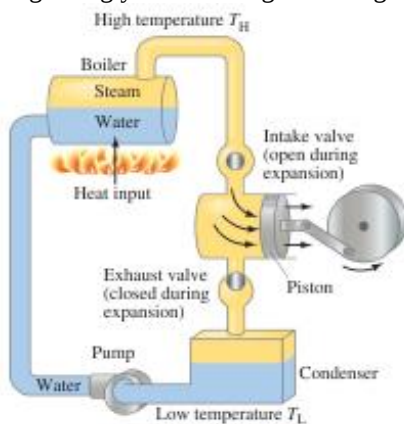


12-5-rasm. Issiqlik mashinasi uchun Energiya almashinuvining sistematik diagrammasi.

Energiyaning saqlanishi $Q_Y = W + Q_P$ bo'ladi. Yuqori va past temperaturalar T_Y T_P mashinaning boshqarilayotgan yoki ishlatilayotgan haroratlari deb ataladi. Izoh uchun hozirda biz issiqlik mashinalari uchun yangi ishora yig'indisidan foydalaniyapmiz. Biz oladigan Q_Y , Q_P va W har doim musbat bo'ladi. Aylanuvchi har bir energiyaning yo'nalishi 12-5 rasmga o'xshash diagrammadagi sxemada tasvirlangan.

Bug' mashinasi va ichki yonuv dvigateli

Bug' mashinasi ishlashi 12-6 rasmda tasvirlangan. Bug' mashinalarining ikkita asosiy turi mavjud bo'lib ularning har biri yadroviy energiya yoki ko'mir, yog' yoki gazning yonishi evaziga isitiladiga bug'da ishlaydi.



12-6-rasm. Bug' mashinasi.

Samaradorlik

Har qanday issiqlik mashinasining samaradorligi e unda bajarilgan ish W bilan yuqori temperaturadagi Q_Y issiqlik miqdori ga nisbati bilan aniqlanadi.

$$e = W/Q_Y \quad (12-23 \text{ a})$$

Bu mulohazali izoh. Chunki W unumdorlik (mashina oladigan), vaholanki Q_Y yoqilgan yonilg'ı hisobiga olingan issiqlik. Energiya saqlanish qonunidan Q_Y issiqlik miqdori bajarilgan ish hamda past temperaturada oqadigan Q_P issiqlik miqdori yig'indisiga teng:

$$Q_Y = W + Q_P$$

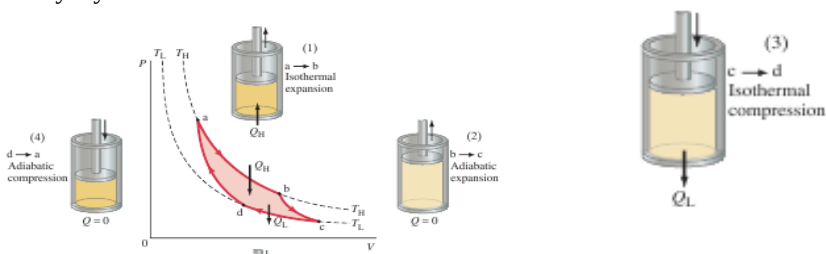
Bundan $W = Q_Y - Q_P$ va mashinaning samaradorligi:

$$e = W/Q_Y = (Q_Y - Q_P)/Q_Y \quad (12-23 \text{ b})$$

Samaradorlikka foiz berish uchun 12-23 ni 100 ga ko'paytiramiz. Shunda e samaradorlik 1(yoki 100%) bo'ladi, agar Q_P nol bo'lsa yoki bo'lmasa muhitga hech qanday issiqlik chiqarilmagan bo'lsa (biz ko'pincha buni hech qachon ko'rmaymiz).

Karno mashinasi

Samaradorlikni qanday o'sishini ko'rish uchun Fransuz olimi Sadi Karno (1796-1832) hozirda Karno mashinasi deb ataladigan ideal mashinaning xarakteristikasini tekshirgan. Karno mashinasi haqiqatga asoslanibgina qolmay, u shuningdek nazariy g'oya sifatida termodinamikaing ikkinchi qonunini tushuntirish va rivojlanishida muhim rol o'ynaydi.



12.7-rasm. Karno sikli. Issiqlik mashinasi siklik jarayonda ishlaydi va ideal gaz uchun Karnot mashinasining sikli PV diagrammadagi "a" ko'rsatkichdan boshlanadi. (1) Birinchi bo'lib Q_H issiqlik tufayli T_H temperaturada Q_H bo'ylab gaz izotermik kengayadi. (2) Keyin b dan c gacha adiabatik kengayadi. Bu yerda (2) issiqlik o'zgarmaydi, ammo temperatura T_L gacha pasayadi. (3) Gaz o'zgarmas T_L temperaturada c-d yo'l bo'ylab siqiladi va Q_L issiqlik chiqib ketadi. Va nihoyat gaz d-a yo'l bo'ylab adiabatik siqiladi va o'zining dastlabki holatiga qaytadi.

Karno sikli. Issiqlik mashinalari bir siklda ishlaydi va nazariy karno mashinasi uchun ushbu sikl ideal gaz uchun PV diagrammadagi A nuqtadan boshlanadi. (1) Ushbu gaz dastlab izotermik ravishda Q_y issiqlik bilan T_y haroratda "ab" grafik bo'ylab kengayadi (2). Keyin ushbu gaz b dan c ga tomon adiabatik ravishda kengayadi. Bunda issiqlik o'zgarmaydi. Biroq harorat T_p ga tushadi. (3) Ushbu gaz so'ngra o'zgarimas T_p temperaturada cd yo'l bo'ylab siqiladi va Q_p issiqlik tashqaridan oqadi. (4) Oxir-oqibat gaz o'zining dastlabki holatiga qaytishi uchun da yo'nalishda adiabatik siqiladi. Ideallashtirilgan Karno mashinasi bir siklda bajariladigan 4 ta jarayonni o'z ichiga oladi. Ularning ikkitasi adiabatik ($Q=0$) va yana ikkitasi izotermik ($dT=0$). Ushbu ideallashtirilgan sikl 12-7-rasmda tasvirlangan. Ushbu jarayonlarning har biri qaytar jarayonlar hisoblanadi. Ushbu jarayonlarning har biri (Porshenga qarama-qarshi ravishda gazlarning kengayishi davomida) sekin bajariladi ya'ni mazkur jarayon muvozanat holatlarining turlari hisblanadi va butun jarayon issiqlik almashinishi yoki bajarilgan ishni hisoblashdan o'zgarishsiz teskari ravishda bajarilgan.

Boshqa tomondan real jarayon odatdagidan tezroq sodir bo'ladi hamda gazlarda turbulence bo'ladi va ishqalanish kuzatiladi. Ushbu omillar tufayli haqiqiy jarayon teskari jarayonda aniq bajariladi. Shuningdek turbulence turlicha bo'ladi va ishqalanish uchun ketgan issiqlik rezerve bo'ladi. Shuningdek haqiqiy jarayonlar o'zgarimas bo'ladi. Q_y va Q_p issiqliklar ko'chiriladigan Karno mashinasining izotermik jarayonlari T_y va T_p o'zgarimas haroratlarda bajarilishni talab etadi. Ushbu tizim Q_y va Q_p issiqlik miqdorlari ko'chirilganda haroratlari sezilarli o'zgarmaydigan katta ideallashtirilgan issiqlik manbalari bilan kontakda bo'lishi kerak bo'ladi. Karno asosan ideal qaytar mashina uchun Q_y va Q_p issiqlik miqdorlari ishlatilayotgan T_y va T_p (kelvinlarda) haroratlarga proporsional bo'ladi:

$$Q_y/Q_p = T_y/T_p$$

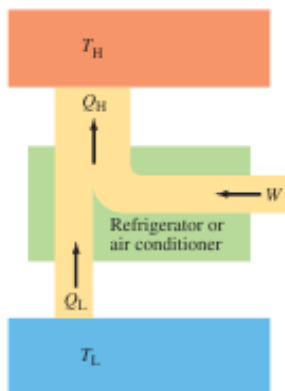
Shuningdek samaradorlik quydagicha bo'ladi:

$$\eta = (T_y - T_p)/T_y \quad [\text{Karno (ideal) samaradorlik}] \quad (12-24)$$

(12-24) dagi tenglik har qanday issiqlik mashinasi uchun samaradorlikning yuqori cheklovini ifodalaydi. Yuqoriroq samaradorlik termodinamikaning 2-qonunini inkor etadi. Haqiqiy mashinalar har doim ishqalanish va shunga o'xshash narsalar tufayli unga qaraganda kamroq samaradorlikka ega bo'ladi. Haqiqiy mashinalarda samaradorlik 60-80% bo'ladi.

12-8-rasmda keitirilgan muzlatgichlar, havo kondetsionerlari va issiqlik nasoslarining ishlash prinsipi issiqlik mashinalaridan farq qiladi. Har bir sovuq muhitdan issiq muhitga issiqlik ko'chirish uchun ishlaydi. 15-16 rasmda tasvirlangan diagrammashtirilgan W ishni bajarish orqali issiqlik

past haroratdagi T_{poy} dan olinadi, (masalan muzlatgichning ichki qismi) va ular issiqlikning yuqoriroq qiymati yuqori T_y temperaturada chiqariladi.

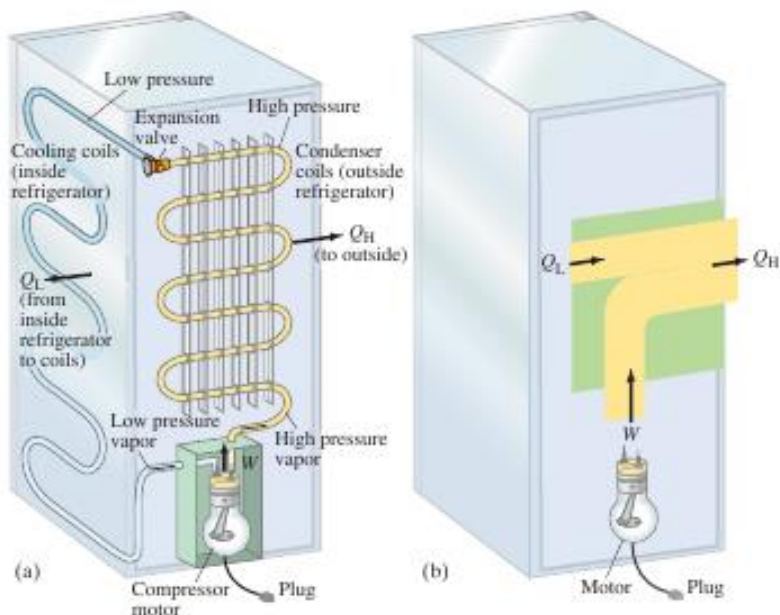


12-8-rasm. Sxematik diagrammada muzlatgich yoki havo kondensatori uchun energiya almashinuvi.

Q_p issiqlik miqdori muzlatgich ichidagi sovuq spirallardan chiqariladi va Q_y issiqlik muzlatgichning orqa tomonidagi tashqi halqalar orqali chiqariladi. (12-9- rasm) Siz tez-tez muzlatgich pastidan kelayotgan issiq havoni sezishiz mumkin. W ish odatda 12-9- rasmda tasvirlangan suyuqlik chiqaradigan elektr motor orqali bajariladi. (Biz Q_y va Q_p ni boshqaramiz va u W kabi hamma vaqt bir xil)

Elektr kompressor Q_y issiqlik chiqarilagan va ushbu gaz suyuq bo'lishi uchun soviydigan muzlatgich tashqi devorining orqa tomonida issiqlik almashtirgich (kondensator) orqali yuqori bosimda gazni kuchaytiradi. Suyuqlik yuqori bosim hududidan chiqadigan muzlatgichning ichki devorlaridagi past bosimli quvurlarga o'tadi. Suyuqlik pastroq bosimda bug'lanadi va shunday qilib muzlatgich ichidagi (Q_p) so'riladi. Suyuqlik sikl qayta boshlanadigan kompressorga qaytadi. (b) 12-8- rasmga o'xshash sxematik diagramma. Umuman mukammal muzlatgich past haroratdagi hududda yuqori haroratdagi hududga issiqlik olish uchun hech qanday ish bajarish talab etilmaydi. U rasman birdan bir ta'siri T_y temperaturadagi tizimda yuqoriroq T_y temperaturadagi ikkinchi tizimga issiqlikni ko'chiruvchi qurilma yo'qligini tasdiqlaydi. Past haroratdagi predmet (yoki sistema) dan past haroratdagi predmetga oqadigan issiqlik olish uchun bir nechta ish bajarilishi kerak. Shunday qilib mukammal muzlatgich yo'q.

Muzlatgichning foydali ish koeffisienti issiqlikni chiqarish uchun bajariladigan W ish orqali past temperaturadagi hududdan (muzlatgich ichki qismidan) chiqarilgan Q_p issiqlikka proporsional bo'ladi:



12-9-rasm. O'ziga xos sovitish sistemasi. (Muzlatgich).

Elektr kompressor motori yuqori bosimdagi gazni muzlatgichning tashqi devorida joylashgan sovutuvchi qurilma orqali o'tkazib, issiqlikni tashqariga chiqarib, suyuqlikka aylanadi. Suyuqlik yuqori bosimli joydan o'tib, suyuqlikni boshqaruvchi qurilma orqali muzlatgich ichki devorlaridagi past bosimli trubalarda quyiladi. Bu past bosimda muzlatgich ichidagi issiqlik suyuqlikka o'tadi va suyuqlik kompressorga qaytadi. Bu sikl takroran davom etadi. (b) xuddi 12-9- diagrammaga o'xshash.

$FIK = Q_p / W$ (muzlatgich va havo kondetsioneri) 12-24 a

Biz Q_p dan foydalanamiz. Chunki u amaliy jihatdan moddalarni ichkaridan uzatilgan issiqlik.

Buni tushunish kerak. Chunki belgilangan ish uchun muzlatgich ichkarisidan chiqadigan Q_p issiqlik qancha ko'proq bo'lsa muzlatgich shuncha ko'p yaxshiroq (samaraliroq) ishlaydi. Energiya saqlanish qonunini termodinamikaning birinchi qonuni uchun $Q_p + W = Q_y$ yoki $W = Q_y - Q_p$ ni yozish mumkin. (12-8- rasmga qarang). So'ngra (12-24a) bilan tenglashtirmiz.

$FIK = Q_p / W = Q_p / (Q_y - Q_p)$ muzlatgich va havo kondetsioneri.

Ideal muzlatgich uchun (mukammal bo'lmagan) ideal gaz uchun biz bajara oladigan ish quidagicha bo'ladi.

$FIK(ideal)=T_p/(T_y-T_p)$ muzlatgich va havo kondetsioneri (12-24-c).

Ideal (Karno) mashinasiga o'xshash (12-23 tenglik). Havo kondensio-neri muzlatgich kabi juda ko'p ishlaydi. Garchi asl qo'llanish detallari turlicha: Havo kondetsioneri past temperaturadagi bino yoki xona ichkarisidan Q_p issiqlikni oladi va yuqoriroq temperaturadagi muhitga tashqi Q_y issiqlik yuboradi. (12-23) dagi tengliklar havo kondetsioneri uchun FIK ni ifodalaydi. Issiqlik aslini olganda yuqori haroradan past haroratga tomon oqadi. Muzlatgichlar va havo kondetsioneri issiqdan sovuqqa oqadigan issiqlik hosil qilish uchun teskari jarayonlarni bajarish uchun ishlaydi. Biz ehtimol aytishimiz mumkin ular nasos bilan issiqdan sovuqqa oquvchi issiqlikning tabiiy tendensiyasiga qarshi sovuq hududlardan issiqroq hududlarga issiqlikni haydaydi. Chunki suv tabiiy tendensiya pastga oqishiga qarshi yuqori nasos orqali yuboriladi. Issiqlik nasosi atamasi odatda past temperaturadan tashqaridan Q_p issiqlik olish va uyning ichkarisiga iliqroq Q_y issiqlik yetkazib beruvchi W ish bajaradigan elektr matordan foydalanish orqali qishda uyni isitadigan qurilmaga nisbatan ishlatiladi.

Muzlatgichda ichki va tashqi issiqlik almashtirgich (Muzlatgichning spirallari) va elektr kompressor motori bor. Muzlatgich va havo kondetsionerining ishlash prinsipi bir xil, biroq issiqlik motorining maqsadi sovuqdan (chiquvchi Q_p) ko'ra issiqlik (aylanuvchi Q_y) bo'ladi. Shunday qilib issiqlik nasosininng FIK havo kondetsioneriga qaraganda turlicha hisoblanadi. Chunki u hozirda muhim bo'lgan uyning ichkarisiga Q_y issiqlik yetkazib beradi.

$FIK=Q_y/W$ issiqlik nasosi (12-25)

FIK birga qaraganda kattaroq bo'ldi. Bugungi kunda issiqlik mashinalarining FIK 2.5-3 bo'ladi. Ko'plab issiqlik nasoslari havo aylantirgich va yozda havo kondetsionerlari sifatida ishlatiladi.

Endryus tajribasi shuni ko'rsatadiki, har qanday gaz suyuqlikka faqat shu gazga xos bulgan ma'lum temperatura T_k dan past temperaturada aylantirishi mumkin. Agar gaz temperaturasi T_k dan yuqori bo'lsa, uni xech qanday bosim ostida ham suyuqlikka aylantirib bo'lmaydi. Bu T_k temperaturani kritik temperatura deb ataladi. Rasmda K nuqta kritik nuqta deb ataladi, bu nuqtada tegishli xolat, hajm kritik hajm va bosim kritik bosim deb ataladi.

Misol:

Modda	Kritik temperatura ($^{\circ}\text{C}$)	Kritik bosm (atm)
Suv	+374	218
Uglekislot (CO_2)	+31	73
Kislorod	- 119	50
Azot	- 147	34
Vodorod	- 240	13
Geliy	- 268	2,3

Real gazlarning ichki energiyasi. Joule-Tomson effekti. Texnikada gazlarni suyultirish uchun musbat Joule - Tomson effektiga asoslangan Linde mashinasi ishlatiladi. Joule - Tomson effektining 2 xili bor:

1. Boshlang'ich past temperaturada hamma gazlar kengayganda soviydilar (musbat Joule - Tomson effekti).

2. Boshlang'ich yuqori temperaturada hamma gazlar kengayganda isiydilar (manfiy Joule - Tomson effekti).

Bu effektini real gaz ichki energiyasi nuqtai nazaridan tahlil qilamiz. Real gazlar ichki energiyasi molekulalarning kinetik va potensial energiyalari yig'indisidan iborat: Agar gaz tashqi ish bajarmasdan kengaysa va tashqi muxit bilan issiqlik almashmasa, uning ichki energiyasi o'zgarmay qolish kerak.



(12.26)

1. Boshlang'ich kichik temperaturada molekulalar o'rtasidagi o'rtacha masofa r tortishish kuchlari maksimal bo'ladigan masofa r_m dan kichik bo'ladi. SHuning uchun gaz kengayganda ular o'rtasidagi masofa oshadi, demak tortishish kuchlari r oshadi va potensial energiyasi ham oshadi.

(12.26) formulaga binoan W_{Π} oshsa W_k kamayish kerak, demak T kamayadi (yoki gaz soviydi).

2. Agar boshlang'ich temperaturasi yuqori bo'lsa $r > r_m$ bo'ladi, gaz kengaysa r yanada oshadi, tortishish kuchi kamayadi, demak potensial energiya kamayadi, kinetik energiya W_{Π} oshadi, bu esa T oshganini bildir (gaz isiydi).

Entropiya va termodinamikaning ikkinchi qonuni

Biz ilmiy vaziyatlarda termodinamikaning ikkinchi qonunini bilib olganmiz. Bizga haqiqatdan ham termodinamikaning ikkinchi qonuni nimaga kerak? Ya'ni ushbu bobda ertaroq muhokama qilingan jarayonlarni

o'z ichiga olib qaysiki garchi termodinamikaning birinchi qonuni inkor etmasada tabiatda asosan kuzatilmaydi. Termodinamikaning ikkinchi qonuni 1860-yilda Clasyus tomonidan tanishtirilgan sonli atamalarini. Umumiy ravishda ushbu atama 19-asr yarmining oxirlariga qadar unday bo'lmagan. Entropiya issiqlikdan farqli ravishda sistema tavsifi vazifasini bajaradi. Keltirilgan bayonotdagi sistema harorat, hajm, massa hamda entropiyaning ma'lum qiymatlariga ega. Keyingi bo'limda biz entropiyaning tartibli yoki tartibsiz kabi o'lchovlarini ko'ramiz.

Qachonki biz potensial energiya bilan entropiyani bog'laganimizda u absalyut qiymatga ega bo'lmagan muhib bo'lgan jarayon davomida entropiyada ozgarish bo'ladi. Clasyusga asoslanib qachonki Q issiqlik miqdorining qiymati o'zgarmas temperaturada qaytar jarayon uchun unga qo'shilganda sistemaning entropiya S dagi o'zgarishi quyidagicha bo'ladi.

$$dS=Q/T \quad (12-27)$$

Bunda T Kelvin haroratda (agarda Q issiqlik yo'qolsa Q issiqlik manfiy bo'ladi, ya'ni 413 sahifadagi haqiqiy ishorali yig'indilar orqali 15-14 namunada ko'rganimizdek garchi sistema bir qismining entropiyasi qisqargan bo'lsada boshqa qismining entropiyasi yuqoriroq qiymat orqali o'sganini hamda butun sistemaning o'zgaruvchilari musbat bo'ladi.

15-14 namunadagi ilmiy jarayon uchun hisoblangan ilmiy natija tekshirilgan barcha hodisalarga ega bolish uchun opilgan. Shuningdek ajratilgan sistemaning umumiy entropiyasi barcha jarayonlarda o'sishi uchun aniqlanadi. Termodinamikaning ikinchi qonuni navbatdagi entropiyaning atamalarida bayon etilgan: ajratilgan sistemaning entropiyasi hech qachon kamaymaydi. O'sishi yoki bo'lmasa bir xil o'zgarmas qolishi mumkin.

Entropiya asosan ideallashgan (qaytar) jarayon uchun faatgina bir xilda bo'ladi. Har qanday jarayon uchun entropiyadagi o'zgaruvchi dS noldan katta bo'ladi:

$$dS>0 \quad \text{asl jarayon} \quad (12-28)$$

Agar sistema ajratilmaganda sistemaning entropiyadagi o'zgarish va muhitning entropiyasidagi o'zgarishning yig'indisi noldan katta yoki teng bo'ladi. Har qanday tizimning entropiyasi bilan o'z muhitining entropiyasi yig'indisi har qanday tabiiy jarayonning natijasi kabi o'sadi.

Garchi koinot bir qismining entropiyasi har qanday tabiiy jarayonda kamayishi mumkin bo'lsada (15-14 namunaga qarang) koinotning bir qancha boshqa qismining entropiyasi har doim yuqoriroq qiymat orqali o'sadi. Shuning uchun butun entropiya har doim o'suvchi.

Garchi biz oxir oqibat termodinamikaning ikkinchi qonuni umumiy tasdiqiga ega b'lsakda, u noodatiy qonun ekanini ko'rish mumkin. u fizikaning boshqa qonunlaridan ya'ni o'ziga xos tengliklar ($F=ma$) yoki

saqlanish qonunlari (energiya va harakat miqdori) dan butkul farq qiladi. Termodinamikaning ikkinchi qonuni yangi miqdor va entropi S ni tanishtiradi biroq bizga uni saqlanishini tushuntirmaydi. Entropiya tabiiy sharoitlarda saqlanmaydi. Entropiya har doim real jarayon vaqtida o'sadi.

Nazorat savollari

1. Qanday sharoitlarda qaytaruvchan jarayonlarni kuzatish mumkin.
2. Issiqlik mashinasining ishlashini tushuntiring.
3. Sovitkich mashinasining ishlash prinsipini izoxlang.
4. Aylanma jarayon deb qanday jarayonga aytiladi.
5. Termodinamikaning ikkinchi qonuni qanday ma'noga ega.
6. Karno sikli nima va u qanday jarayonlardan tashkil topgan.
7. Issiqlik mashinasining F.I.K. ga ta'rif bering.
8. Qanday sharoitlarda real gaz o'zining xususiyati bo'yicha ideal gazga yaqinlashib boradi?
9. Joul-Tomson effektini tushuntiring?
10. Van-der-Vaals formulasini yozing va tushuntiring?

**13-MA'RUZA. Mavzu: Elektrostatika. Elektr zaryadi.
Zaryadning saqlanish qonuni. Kulon qonuni.
Zaryadlarning zichligi**

Ma'ruza rejasi:

1. Atomlarda elektr zaryadi.
2. Induksiyalangan zaryad. Elektroskop.
3. Zaryadning saqlanish qonuni
4. Kulon qonuni
5. Zaryadlarning zichligi

Tayanch so'z va iboralar:

Elektrlanish, elektron, zaryad, dielektrik, kuchlanganlik, superpozitsiya, kuch chiziqlari.

Atomlarda elektr zaryadi

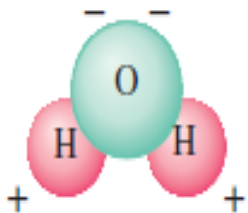
O'tgan asrdagina elektr zaryadi mavjud bo'lishining sababi atomlarning o'zlarida yashiringanligi ma'lum bo'ldi. Keyingi bo'limlarda biz atom tuzilishi va u haqdagi tasavvurlarning rivojlanishi haqida batafsilroq to'xtalamiz, bu erda elektr zaryadining tabiatini tushunishga yordam beradigan asosiy g'oyalar haqida qisqacha to'xtalamiz¹.

Zamonaviy tasavvurlarga ko'ra atom (bir oz soddalashtirilgan) bir yoki bir necha manfiy zaryadlangan elektronlar bilan o'ralgan og'ir musbat zaryadlangan yadrodan iborat. Atomda normal holatda musbat va manfiy zaryadlar miqdor jihatidan teng va atom elektr jihatidan neytral. Biroq atom bir yoki bir necha atom yo'qotishi yoki qo'shib olishi mumkin. U holda uning zaryadi musbat yoki manfiy bo'ladi va bunday atom ion deb ataladi. Qattiq jismda yadrolar tugunlarda tebranib, elektronlarning bir qismi esa erkin harakatlanishi mumkin. Ishqalanish natijasida elektrlanishni turli moddalarda yadrolar elektronlarni turlicha kuch bilan tutib turishi orqali tushuntirish mumkin. Plastmassa chizg'ichni qog'oz salfetka bilan artilganda manfiy zaryadlanadi, bu qog'oz salfetkada elektronlar plastmassadagiga nisbatan zaifroq tutib turilishini va ularning bir qismi salfetkadan chizg'ichga o'tishini bildiradi. Salfetkaning musbat zaryadi miqdoran chizg'ich olgan manfiy zaryadga teng.

Odatda ishqalanish orqali elektrlangan buyumlar biroz vaqt zaryadni tutib turadi va pirovard natijada elektr neytral holatga qaytadi. Zaryad qaerga yo'qoladi? U havo tarkibidagi suv molekulariga "oqib o'tadi". Gap shundaki, suv molekulari *qutblangan*: butun holida neytral bo'lishiga

¹ Douglas C, Giancoli. "PHYSICS". PRINCIPLES WITH APPLICATIONS. Pearson. 2014, 445-449 – bet.

qaramay ularda zaryad bir xil taqsimlanmagan (13-1 rasm). Shuning uchun elektrlangan chizg'ichdagi ortiqcha elektronlar suv molekulasining musbat zaryadlangan sohasiga tortilishi sababli havoga "oqib o'tadi". Boshqa tomondan buyumning musbat zaryadi havo tarkibidagi suv molekullari tomonidan zaif tutib turiladigan elektronlar bilan neytrallashadi. Havo quruq bo'lganda statik elektr ta'siri ayniqsa sezilarli: havo taribida suv molekullari kamroq va zaryad u qadar tez oqib o'tmaydi. Yomg'irli nam ob-havoda buyum o'z zaryadini uzoq vaqt tutib tura olmaydi.

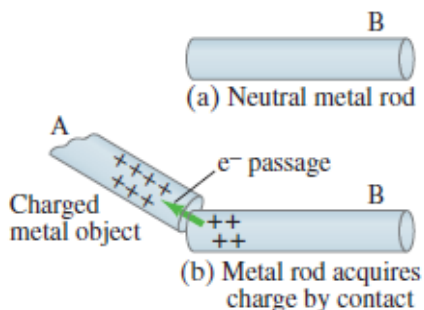


13-1-rasm. Suv molekulasining diagrammasi.
Uni "polyar" molekula deb ataladi, chunki unda
zaryadlarning bo'linishi yuz beradi.

Induksiyalangan zaryad. Elektroskop

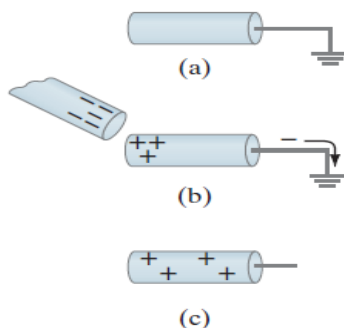
Musbat zaryadlangan metall buyumni boshqa (neytral) metall buyumga yaqinlashtiramiz. Bir-biriga tekkizilganda neytral buyumning erkin elektronlari musbatga tortiladi va ularning bir qismi unga o'tadi. Endi ikkinchi buyumda manfiy zaryadlangan bir necha elektronlar etishmasligi sababli u musbat zaryadga ega bo'ladi. Bu jarayon elektr o'tkazuvchanlik hisobiga elektrlanish deb ataladi.

Endi musbat zaryadlangan buyumni neytral metall sterjenga tegmaydigan qilib yaqinlashtiramiz. Elektronlar metall sterjenni tashlab chiqib ketmasa ham, ular zaryadlangan buyum yo'nalishida ko'chadi; sterjenning qarama-qarshi uchida musbat zaryad yuzaga keladi (13-2-rasm). Bu holda metall sterjenning uchlarida zaryad induksiyanadi (yoki to'planadi) deyiladi. Hech qanday yangi zaryadlar paydo bo'lmashligi tushunarli: shunchaki *zaryadlar bo'lindi*, sterjen umuman neytralligicha qoldi. Biroq agar bir sterjenni o'rtasidan ko'ndalangiga kesganimizda edi, u holda biri manfiy zaryadlangan, ikkinchisi - musbat zaryadlangan ikkita buyumga ega bo'lar edik.



13-2-rasm. Induksiyalangan zaryad. a – neytral metall sterjen; b – metall sterjen umuman neytral, lekin uning uchlari zaryadning bo‘linishi yuz beradi. Shuningdek, metall buyumni o‘tkazgich orqali erga (masalan, erga ko‘milgan suv quvuri bilan) ulash bilan zaryad berish mumkin (13-3-a-rasm.  belgisi erga ulanishni bildiradi). Buyum erga ulargan deyiladi.

O‘lchamlari juda katta bo‘lganligi sababli er elektronlarni beradi va oladi; u zaryad rezervuari kabi amal qiladi. Agar metall sterdenga manfiy zaryadlangan buyumni juda yaqinlashtirsak, u holda metallning erkin elektronlari itarishishadi va ko‘pi o‘tkazgich bo‘ylab erga o‘tib ketadi (13-3-b-rasm). Metall musbat zaryadlanib qoladi. Endi agar sim uzib qo‘yilsa, metallda to‘plangan musbat zaryad qoladi. Biroq agar bu ishni manfiy zaryadlangan buyum metalladan uzoqlashtirilgandan keyin qilinsa, u holda barcha elektronlar orqaga qaytib ulguradi va metall elektr jihatidan neytral bo‘ladi.

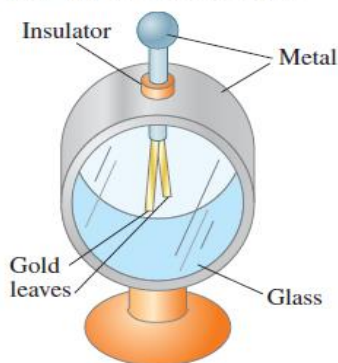


13-3-rasm. Yerga ulangan obyektga induksiya zaryad.

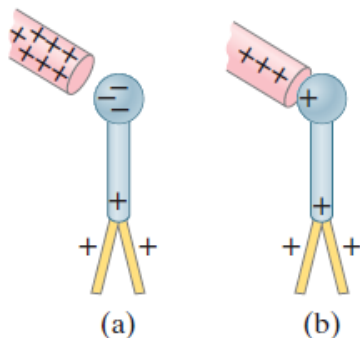
Elektr zaryadini aniqlash uchun *elektroskop*dan (yoki sodd *elektrometrdan*) foydalaniladi. 13-4- rasmdan ko‘rinib turibdiki, u

korpusdan iborat bo'lib, uning ichida oltindan qilingan ikkita harakatlanuvchi yaproqcha joylashtirilgan. (Ba'zida faqat bitta yaproqcha harakatlanuvchi qilib tayyorlanadi). Yaproqyaalar korpusdan izolyasiyalangan metall sterjenga mustahkamlanib, tashqarida metall sharcha bilan tugallanadi. Agar zaryadlangan buyumni sharchaga juda yaqinlashtirilsa, sterjenda zaryadlar bo'linadi (13-5-a-rasm), yaproqchalar bir xil zaryadlanadi va rasmda ko'rsatilganidey bir-biridan itarishadi. Elektr o'tkazuvchanlik hisobiga sterjenni yaxlit zaryadlash mumkin (13-5-b-rasm). Har holda zaryad qancha katta bo'lsa, yaproqchalar shuncha ko'p ochiladi.

FIGURE 16-10 Electroscope.



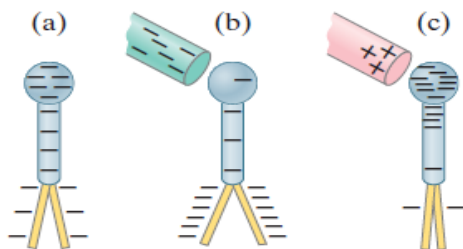
13.4-rasm. Elektroskop



13-5-rasm. Elektroskopga a – induksiya hisobiga va
b – o'tkazuvchanlik hisobiga zaryad berish.

Biroq, zaryadni bunday usul bilan aniqlash mumkin emasligini ta'kidlab o'tamiz: manfiy zaryad yaproqchalarni shuncha miqdordagi musbat zaryad bilan bir xil masofaga ochadi. Shunga qaramasdan elektroskopdan zaryadning ishorasini aniqlashda foydalanish mumkin – buning uchun sterjenga avvaldan ma'lum bo'lgan, masalan, manfiy zaryad berish kerak (13.6-a-rasm). Endi agar elektroskop sharchasiga manfiy zaryadlangan buyumni yaqinlashtirilsa (13.6-b-rasm) u holda qo'shimcha elektronlar yaproqchaga ko'chadi va ular yanada kattaroq ochiladi. Aksincha, agar sharchaga musbat zaryad berilsa, u holda elektronlar yaproqchalardan ko'chadi va ular yaqinlashadi (13.6-c-rasm), chunki ularning manfiy zaryadi kamayadi¹.

Elektroskop elektrotexnika endi rivojlana boshlanganda keng qo'llanilgan. Juda sezgir zamonaviy elektrometrlarda ham o'sha prinsipdagi elektron sxemalardan foydalaniladi.



13.6-rasm. Avvaldan zaryadlangan elektroskopdan noma'lum zaryadning ishorasini aniqlashda foydalanish mumkin.

Elektrostatikada ikki tur elektr zaryadlar – **musbat va manfiy zaryadlar** ko'riladi. Bir xil ishorali elektr zaryad bilan zaryadlangan jismlar bir-birlaridan itariladilar, turli ishorali elektr zaryad bilan zaryadlangan jismlar bir-birlariga tortiladilar.

Jismlarning elektrlangan yoki elektrlanmaganligini aniqlovchi asbobga **elektroskop** deyiladi.

Elektron eng kichik zaryadga ega bo'lgan zarracha bo'lib, elektron zaryadining qiymatini birinchi bo'lib amerikalik olim D.Milliken aniqlagan. Elektronning zaryadi manfiy bo'lib, uning qiymati $q_e = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Kl}$, massasi esa $m_e = 9,1 \cdot 10^{-31} \text{ kg}$ ga teng.

Elektronlar qeridan hosil bo'ladi? Bu savolga javob berish uchun atomning tuzilishini ko'rib chiqaylik. Atomning markazida **proton** va

¹ Douglas C, Giancoli. "PHYSICS". PRINCIPLES WITH APPLICATIONS. Pearson. 2014, 445-449 – bet.

neytronlardan iborat **yadro**, atrofida elektronlar harakatlanadi. Butun atom zaryadsiz, chunki yadroning musbat zaryadi hamma elektronlarning manfiy zaryadlari yig'indisiga teng va u elektr jihatdan neytral. Agar neytral jism biror boshqa jismdan elektronlar olsa, manfiy zaryadga ega bo'ladi. Elektronlari yetishmaydigan jism musbat zaryadlangan bo'ladi. Shunday qilib, jism elektronlarini yo'qotgan va ortiqcha elektron olgan taqdirdagina elektrlanadi. Elektr zaryadi yo'qolishi va yana paydo bo'lib turishi mumkin. Lekin doimo ikki qarama-qarshi ishorali ikki elementar zaryad bir vaqtda paydo bo'ladi va yo'qoladi. Yopiq sistemada barcha zarrachalar zaryadlarining algebraik yig'indisi o'zgarmay qolaveradi:

$$\sum_{I=1}^n q_I = \text{const.} \quad (1)$$

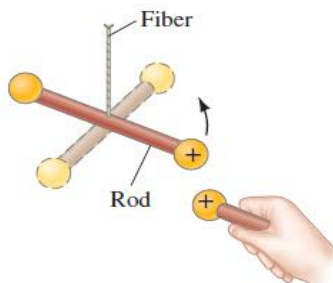
Elektr zaryadining saqlanish qonuni (1) yopiq sistema uchun, ya'ni tashqaridan zarralar kirmaydigan va tashqariga bunday zarrachalar chiqarmaydigan sistema uchun o'rinli.

Kulon qonuni

Shunday qilib, elektr zaryadlari o'zaro kuch bilan ta'sirlashar ekan. U zaryad kattaligiga va boshqa omillarga qanday bog'liq? Bu masalani 1780-yillarda fransuz fizigi Sharl Kulon (1736-1896) o'rgangan. U burama tarozidan (13-7-rasm) foydalangan, bu tarozi Kavendish gravitatsiya doimiysini aniqlashda foydalangan qurilmaga juda o'xshaydi¹.

Qurilma Kavendish gravitatsiya doimiysini aniqlashda foydalangan qurilmaga juda o'xshaydi. Ipga osilgan sterjen uchidagi sharchaga zaryad berilganda sterjen bir oz og'adi, ip buraladi va ipning buralish burchagi zaryadlar orasida ta'sir qiluvchi kuchga proporsional (buralma tarozi). Kulon bu qurilma yordamida kuchning zaryad miqdoriga va ular orasidagi masofaga bog'liqligini aniqlangan¹.

¹ Douglas C, Giancoli. "PHYSICS". PRINCIPLES WITH APPLICATIONS. Pearson. 2014, 445-449 – bet.



13-7-rasm. Kulon qonunining sxemasi.

O'sha vaqtlarda zaryad miqdorini aniq o'lchovchi asboblari bo'lmasa ham, Kulon zaryadi ma'lum bo'lgan kichik sharchalar tayyorlay olgan. U agar zaryadlangan o'tkazgich sharchani xuddi shunday zaryadlanmagan sharchaga tekkizilsa, u holda birinchi sharchadagi zaryad simmetriya sababli ikkita sharcha o'rtasida teng taqsimlanadi, deb hisoblagan. Bu unga dastlabki zaryadning $\frac{1}{2}$, $\frac{1}{4}$ va h.k. tashkil etuvchilariga teng zaryadni olish imkonini berdi. Zaryadni induksiyalash bilan bog'liq ba'zi qiyinchiliklarga qaramasdan Kulon bitta zaryadlangan jism ikkinchi zaryadlangan jismga ularning har birining zaryadiga to'g'ri proporsional kuch bilan ta'sirlashishini isbot qilishga muvaffaq bo'ldi. Boshqacha aytganda bu jismlardan ixtiyoriy bittasining zaryadini ikki marta oshirilsa, kuch ham ikki marta ortadi, agar ikkila jismning zaryadini ikki marta orttirilsa, u holda kuch to'rt marta ortadi. Bu jismlar orasidagi masofa o'zgarmaganda o'rinni bo'ladi. Kulon jismlar orasidagi masofani o'zgartirib ular orasida ta'sir qiluvchi kuch masofaning kvadratiga teskari proporsional ekanligini aniqladi. Shunday qilib, Kulon bir kichik zaryadli jism (ideal holatda nuqtaviy zaryad, ya'ni fazoviy o'lchamlarga ega bo'lmiyagshan moddiy nuqtaga o'xshash) boshqa zaryadlangan jismga ularning Q_1 va Q_2 zaryadlarining ko'paytmasiga to'g'ri proporsional va ular orasidagi masofaning kvadratiga teskari proporsional kuch bilan ta'sir qiladi:

$$F = k \frac{Q_1 Q_2}{r^2} \quad (13-1)$$

bu erda k – proporsionallik koeffitsienti. Bu munosabat Kulon qonuni nomi bilan yuritiladi; uning haqqoniyligi Kulonning dastlabki eksperimentlariga nisbatan ancha aniq, puxta eksperimentlar bilan tasdiqlandi, daraja ko'rsatkichi bugungi kunda 10^{-16} aniqlikda o'lchangan, ya'ni u $2 \pm 2 \cdot 10^{-16}$ ga teng.

Endi biz yangi kattalik – elektr zaryadi bilan ish ko‘rar ekanmiz, - (13-1) formuladagi k doimiy kattalik birga teng bo‘ladigan o‘lchov birligini tanlay olamiz. Haqiqatan ham, bunday sistema yaqin kunlarga fizikada keng qo‘llanilar edi. Endi, zaryadni ko‘pincha xalqaro birliklar sistemasida ifodalanadi, bunda uning birligi *kulon* (Kl) hisoblanadi. Kulonning elektr toki va magnit maydoni orqali aniq ta‘rifini keyinroq keltiramiz. XBS da k kattalik quyidagi qiymatga ega:

$$k = 8,988 \cdot 10^9 \text{ N} \cdot \text{m}^2 / \text{Kl}^2.$$

yoki yaxlitlaydigan bo‘lsak,

$$k = 9,0 \cdot 10^9 \text{ N} \cdot \text{m}^2 / \text{Kl}^2$$

Shunday qilib, bir-biridan 1 m masofada joylashgan 1 Kl zaryadlar $(9,0 \cdot 10^9 \text{ N} \cdot \text{m}^2 / \text{Kl}^2)(1,0 \text{ Kl})(1,0 \text{ Kl}) / (1,0 \text{ m}^2) = 9,0 \cdot 10^9 \text{ N}$ kuch bilan o‘zaro ta’sirlashadilar.

Odatdagi buyumlarni (taror, plastmassa chizg‘ich va h.k.) ishqalash bilan elektrlashda yuzaga keladigan zaryadlar kattalik tartibi bo‘yicha mikrokulon va undan kamroqni tashkil qiladi ($1 \text{ mKl} = 10^{-6} \text{ Kl}$). Elektron zaryadi (manfiy) taxminan $1,6022 \times 10^{-19} \text{ Kl}$ ga teng. Bu ma’lum bo‘lgan eng kichik qiymat, fundamental ahamiyatga ega va e^- bilan belgilanadi, ko‘pincha uni *elementar zaryad* deb yuritiladi.

$$e = 1,6022 \times 10^{-19} \text{ C} \approx 1,6 \times 10^{-19} \text{ C}.$$

Ikki jismning bir – biri bilan o‘zaro ta’sirlashuvi tufayli bir jismda ma’lum miqdorda manfiy zaryad vujudga kelsa, ikkinchi jismda xuddi shuncha miqdorda musbat zaryad vujudga keladi. Masalan, ikki xil jismning bir – biriga tegishi (kontakti) natijasida birinchi jism atomlarning valent elektronlari ikkinchi jismga o‘tadi. Lekin ikkala jismdagi barcha manfiy zaryadlar va barcha musbat zaryadlarning miqdorlari o‘zgarmaydi.

Demak, *zaryadlar yangidan paydo bo‘lmaydi ham, yo‘qolmaydi ham. Ular jismlarda mavjud, faqat bir jismdan ikkinchi jismga yoki jismning bir qismidan ikkinchi qismiga ko‘chadi*, xolos. Bu xulosa zaryadlarning saqlanish qonuni deyiladi. Bu qonunni yana bunday ham ta’riflash mumkin:

Har qanday izolyasiyalangan (tashqi jismlar bilan elektr zaryad almashinmaydigan) sistemada elektr zaryadlarning algebraik yig‘indisi o‘zgarmaydi:

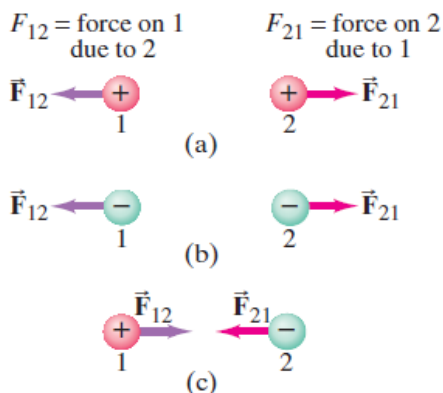
$$\sum q_i = \text{const.}$$

bunda q_i – sistema tarkibidagi ayrim jismlar elektr zaryadlarining miqdori.

Jism elektronning biror qismini qo‘shib olishi yoki yo‘qotishi mumkin emasligi sababli yig‘indi zaryad elementar zaryadga karrali bo‘lishi kerak.

Zaryad kvantlanadi (ya'ni faqat diskret qiymatlarni olishi mumkin: $1e, 2e, 3e$ va h.k.). Biroq elektron zaryadi e juda kichikligi sababli, biz odatda makroskopik zaryadlarning diskretligini sezmaymiz (1 mkKl zaryadga taxminan 10^{13} ta elektronga mos keladi) va zaryadni uzluksiz deb hisoblaymiz.

(13-1) formula bir zaryad boshqasiga ta'sir qiladigan kuchni xarakterlaydi. Bu kuch zaryadlarni birlashtiruvchi chiziq bo'ylab yo'nalgan. Agar zaryadlarning ishoralari bir xil bo'lsa, u holda zaryadlarga ta'sir qiluvchi kuchlar qarama-qarshi tomonga yo'nalgan. Agar zaryadlarning ishoralari har xil bo'lsa, u holda zaryadlarga ta'sir qiluvchi kuchlar bir-biri tomonga yo'nalgan (13-8-rasm). Kulon butun olam tortishish qonuniga murojaat qiladi: $F = Gm_1m_2/r^2$, bu erda kuch m_1 va m_2 massaga to'g'ri proporsional. Ikkala kuch ham masofaning kvadratiga teskari proporsional ($F \sim 1/r^2$). Ikkalasi proporsionallik koeffitsientiga ega: massa – gravitatsiya, zaryad – elektr. Hamda har ikkalasi masofadan ta'sir qiladi (ya'ni ular to'qnashishni talab qilmaydi). Ular orasidagi katta farq shundaki, gravitatsiyada faqat tortishish kuchi, elektr o'zaro ta'sirda esa ham tortishish, ham itarishish kuchi mavjud bo'ladi. Elektr zaryadi ikki tipda: musbat va manfiy bo'ladi, gravitatsion massa esa faqat musbat bo'ladi.



13-8-rasm. Kuchning yo'nalishi zaryadlar bir xil (a) yoki har xil (b) ishoraga ega ekanligiga bog'liq.

F_{12} - 2 zaryad tomonidan 1 zaryadga ta'sir qiluvchi kuch;

F_{21} - 1 zaryad tomonidan 2 zaryadga ta'sir qiluvchi kuch.

Vakuumdagi ikki nuqtaviy elektr zaryadning o'zaro ta'sir kuchi ta'sirlashayotgan har bir zaryad kattaliklari ko'paytmasiga to'g'ri va zaryadlar orasidagi masofaning kvadratiga teskari proporsionaldir, ya'ni

$$\vec{F}_{12} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{q_1 q_2}{r^2} \cdot \left(\frac{\vec{r}_{12}}{r} \right) \quad (13-2)$$

$$\vec{F}_{21} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{q_1 q_2}{r^2} \cdot \left(\frac{\vec{r}_{21}}{r} \right) \quad (13-3)$$

bu ifodalar q_1 va q_2 – mos ravishda birinchi va ikkinchi nuqtaviy zaryadlarning miqdolari, r – zaryadlar orasidagi masofa, r_{12} – birinchi nuqtaviy zaryaddan ikkinchi nuqtaviy zaryadga o'tkazilgan radius-vektor, r_{21} esa aksincha, ikkinchi nuqtaviy zaryaddan birinchi nuqtaviy zaryadga o'tkazilgan radius-vektor. $r_{12} = -r_{21}$ bo'lganligi uchun $F_{12} = -F_{21}$.

Bir xil ishorali zaryadlar itarishadi (13-8-a va b rasmlar), qarama – qarshi ishorali zaryadlar esa tortishadi (13-8-c rasm).

(13-2) va (13-3) ifodalardagi ϵ_0 – elektr doimiy deb ataladi. U asosiy fizik oimiymlarning biridir:

$$\epsilon_0 = 8.85 \cdot 10^{-12} \frac{\text{K}\cdot\text{m}^2}{\text{H}\cdot\text{M}^2},$$

Yoki
$$\epsilon_0 = 8.85 \cdot 10^{-12} \frac{\Phi}{\text{M}}.$$

Nazariy savollar

1. Elektr maydon deb nimaga aytiladi?
2. Maydon kuchlanganligi nima?
3. Elektr maydon potentsiali deganda nima tushuniladi?
4. Kulon qonunining ta'rifi?
5. Ekvipotensial sirtlar qanday chiziladi? Uning ta'rifini keltiring.
6. Elektr maydonda bajarilgan ish formulasini yozing.
7. Elektr maydon kuch chiziqlari deb qanday chiziqlarga aytiladi.
8. Hisoblash formulasini tushuntirib bering.

14-MA'RUZA. Mavzu: Elektr maydoni. Elektr maydon kuchlanganlik vektori.
Gauss teoremasi va uning tadbiqi

Mavzu rejasi

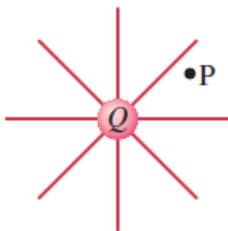
1. Elektr maydon kuch chiziqlari (kuchlanganlik vektorining) oqimi.
2. Gauss teoremasi va uning tadbiqi.
3. Cheksiz zaryadlangan to'g'ri simning maydon kuchlanganligi.
4. Zaryadlangan cheksiz tekislikning maydon kuchlanganligi.
5. Zaryadlangan ikki parallel cheksiz tekislik o'rtasidagi maydon kuchlanganligi.

Tayanch so'z va iboralar

Kuchlanganlik, plastinka, sirt, zaryad, dipol, kuchlanganlik oqimi, elektr doimiysi, zaryadning chiziqli zichligi, zaryadning sirt zichligi.

Elektr maydoni

O'tmishda olimlar "masofadan ta'sir qilish" konsepsiyasini qabul qilishlari qiyin bo'lgan. Haqiqatan ham, agar bir-biriga tekkizilmasa, qanday qilib bir zaryad ikkinchisiga ta'sir qilishi mumkin? Hatto bu g'oyani butun olam tortishish nazariyasiga qo'llagan Nyutonga ham bunga ko'nikish oson bo'lmadi. Biroq bu qiyinchiliklarni ingliz olimi Maykl Faradey (1791 – 1867) kiritgan maydon tushunchasi yordamida engish mumkin. Faradey g'oyasiga ko'ra har bir zaryaddan *elektr maydoni* chiqadi va butun fazoga singib boradi (16-22-rasm). Bitta zaryadga boshqasi yaqinlashtirilganda, u birinchi zaryadning elektr maydoni yuzaga keltirgan kuch ta'sirini sezadi. Ikkinchi zaryad joylashgan nuqtadagi elektr maydoni bevosita bunga ta'sir qiluvchi kuchni yuzaga keltiradi. Maydon moddaning bir turi emas: to'g'riroq aytganda – bu juda foydali konsepsiya.

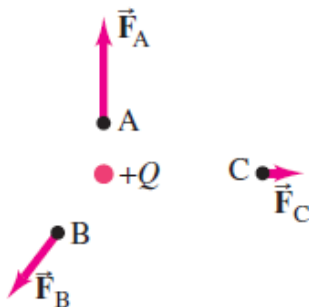


14-1-rasm. Ixtiyoriy zaryad atrofida yuzaga keladigan elektr maydoni.

Bir yoki bir necha zaryad yuzaga keltiradigan maydonni uncha katta bo'lmagan musbat sinov zaryadi yordamida tadqiq qilish mumkin, bunda unga ta'sir qiluvchi kuch o'lchanadi. Sinov zaryadi deganda biz xususiy maydoni tadqiq qilinayotgan maydonni yuzaga keltiruvchi boshqa zaryadlarning taqsimotiga jiddiy ta'sir ko'rsatmaydigan, etarlicha kichik zaryad tushuniladi. Birlik musbat Q zaryad atrofida kichik sinov zaryadi q ga ta'sir qiluvchi kuchlar 16-23-rasmda ko'rsatilgan. Zaryadlar orasidagi masofa katta bo'lganligi sababli b nuqtadagi kuch a nuqtadagidan kamroq (Kulon qonuni); c nuqtadagi kuch yana ham kamroq. Hamma hollarda kuch Q zaryaddan radial yo'nalgan. Ta'rifga ko'ra **elektr maydon kuchlanganligi** E fazoning ixtiyoriy nuqtasida kichik musbat sinov zaryadiga ta'sir qiluvchi G' kuchning shu q zaryad miqdoriga nisbatiga teng:

$$E = \frac{F}{q} \quad (14-1)$$

Yanada aniqroq $E = \frac{F}{q}$ nisbatning q nolga intilgandagi limiti kabi aniqlanadi. (14-1) dan fazoning ixtiyoriy nuqtasida elektr maydon kuchlanganligining yo'nalishi shu nuqtada musbat sinov zaryadiga ta'vir qiluvchi kuch yo'nalishi bilan mos tushishi kelib chiqadi. Elektr maydon kuchlanganligi *birlik zaryadga ta'sir qiluvchi kuchni* ifodalaydi, N/Kl da o'lchanadi.



14-2-rasm. a , b , va c nuqtalarga joylashtiriladigan kichik sinov zaryadi q ga $+Q$ zaryad tomonidan ta'sir qiluvchi kuch.

E maydonning q sinov zaryadi qiymatiga bog‘liqligini istisno qilish maqsadida elektr maydon kuchlanganligi F/q nisbat orqali aniqlanadi. Ko‘pgina sodda hollar uchun berilgan nuqtadagi elektr maydon kuchlanganligini (14-1) formula yordamida hisoblash mumkin. Masalan, birlik nuqtaviy zaryad Q undan r masofada yuzaga keltirgan maydon kuchlanganligi quyidagiga teng:

$$E = \frac{F}{q} = \frac{kqQ/r^2}{q}$$

$$E = k \frac{Q}{r^2} \quad (\text{birlik nuqtaviy zaryad}) \quad (14-2a)$$

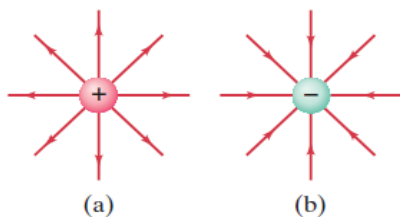
Yoki (16-2) ga ϵ_0 ning qiymatini qo‘yamiz ($k = \frac{1}{4\pi\epsilon_0}$) $E = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{Q}{r^2}$

(birlik nuqtaviy zaryad) (14-2b)

Shuni ta’kidlaymizki, E q zaryadga bog‘liq emas: elektr maydon kuchlanganligi shu maydonni yuzaga keltiradigan Q zaryad bilan aniqlanadi va sinov zaryadining qiymatiga bog‘liq bo‘lmaydi. (14-2b) tenglama elektr maydonini xarakterlaydi.

Kuch chiziqlari

Elektr maydoni vektor kattalik bo‘lganligi sababli uni 14-3-rasmda ko‘rsatilgandek, turli nuqtalarda strelkalar bilan tasvirlash mumkin. E_a , E_r va E_c vektorlarning yo‘nalishlari rasmda ko‘rsatilgan yo‘nalishlar bilan mos tushgan bo‘lar edi va faqat q ga bo‘linish natijasida ularning uzunligi boshqacha bo‘lar edi. E_a , E_r va E_c vektorlarning uzunliklarining nisbatlari o‘zgarmay qoladi, chunki biz ularni bitta zaryadga bo‘lamiz. Biroq bu yo‘l bilan elektr maydonini tasvirlash noqulay, chunki nuqtalar soni ko‘p bo‘lganida butun rasm strelkalar bilan bejab tashlangan bo‘ladi. SHuning uchun maydonni tasvirlashning boshqa usuli – kuch chiziqlari metodidan foydalaniladi.



14-3-rasm. Musbat nuqtaviy zaryad (a) va manfiy nuqtaviy zaryad (b) atrofidagi elektr maydon kuch chiziqlari

Elektr maydonini yaqqol ifodalash uchun fazoning har bir nuqtasida maydon kuchlanganligining yo'nalishini ko'rsatuvchi chiziqlar oilasidan foydalaniladi. **Kuch chiziqlari** deb ataluvchi bu chiziqlar berilgan maydonda musbat sinov zaryadiga ta'sir qiluvchi kuchning yo'nalishini ko'rsatadigan qilib o'tkaziladi. Musbat nuqtaviy zaryadning kuch chiziqlari 14-3-a-rasmda, manfiy nuqtaviy zaryadning kuch chiziqlari 14-3-b-rasmda ko'rsatilgan. Birinchi holda chiziqlar zaryaddan radial tarzda chiqadi, ikkinchi holda esa zaryadga radial kiradi. Kuchlar musbat sinov zaryadiga aynan shunday yo'nalishda ta'sir qiladi. Albatta, kuch chiziqlarini rasmda ko'rsatilgan tasvirlar orasiga ham chizish mumkin. Biroq biz musbat zaryaddan chiqadigan yoki manfiy zaryadda tugaydigan kuch chiziqlarining soni zaryad miqdoriga proporsional bo'lishini shartlashib olamiz. Zaryad yaqinida kuch maksimal bo'lishiga va chiziqlar zichroq joylashishiga e'tibor qaratamiz. Bu kuch chiziqlarining umumiy xossasi: kuch chiziqlari qancha zich joylashgan bo'lsa, *bu maydondagi elektr maydoni* shuncha kuchliroq. Umuman olganda, E maydonning yo'nalishiga perpendikulyar birlik yuzani kesib o'tadigan kuch chiziqlarini elektr maydon kuchlanganligiga proporsional qilib chizish mumkin. Masalan, Birlik musbat zaryad uchun (14-3-rasm) elektr maydon kuchlanganligi $1/r^2$ munosabat bilan kamayadi, birlik yuzani kesib o'tuvchi tekis taqsimlangan kuch chiziqlarining soni ham masofa ortishi bilan kamayib boradi: kuch chiziqlarining umumiy soni o'zgarmay qoladi, ular kesib o'tadigan sirt yuzasi $4\pi r^2$ munosabat bilan ortadi (r radiusli sferaning sirti). SHunga mos ravishda birlik yuzaga to'g'ri keladigan kuch chiziqlarining soni $1/r^2$ ga proporsional¹.

14-4-a-rasmda ikkita qarama-qarshi ishorali zaryadlar yuzaga keltiradigan kuch chiziqlari ko'rsatilgan. Bu erda kuch chiziqlari qiyshaygan va musbat zaryaddan manfiy zaryad tomonga yzalgan. Maydon ixtiyoriy nuqtada R nuqtada strelka bilan ko'rsatilgandek kuch chizig'iga urinma bo'ylab yo'nalgan. Kuch chiziqlari boshqacha emas, aynan shunday yo'nalganligiga ishonch hosil qilish uchun 16-9-masaladagi kabi (16-29-rasm) hisoblashlarni bajarish mumkin. 14-4-b va v-rasmlarda ikkita musbat zaryad elektr maydonining kuch chiziqlari hamda ikkita qarama-qarshi zaryadlangan parallel plastinkalar orasidagi maydonning kuch chiziqlari ko'rsatilgan. plastinalar orasidagi maydonning kuch chiziqlari parallel va bir-biridan bir xil masofada joylashganligini ta'kidlab

¹ Douglas C, Giancoli. "PHYSICS". PRINCIPLES WITH APPLICATIONS. Pearson. 2014, 453-454, 457-458, 463-464 – betlar.

o'tamiz. Shunday qilib, markaziy sohada elektr maydon kuchlanganligi hamma nuqtada bir xil va quyidagini yoza olamiz:

$$E = \text{const} \quad (\text{yaqin joylashgan parallel plastinkalar orasida}) \quad (14-3)$$

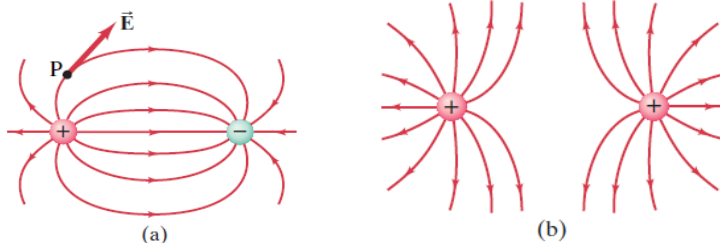
Chekkalariga yaqin joyda bunday emasligiga qaramasdan (kuch chiziqlari egiladi), ko'pincha, ayniqsa plastinkalar orasidagi masofa ularning o'lchamlaridan kichik bo'lgan hollarda buni hisobga olmasa ham bo'ladi. Shunday qilib, kuch chiziqlari quyidagi xossalarga ega:

1. Kuch chiziqlari elektr maydoni kuchlanganligining yo'nalishini ko'rsatadi: ixtiyoriy nuqtada maydon kuchlanganligi kuch chiziqlariga urnma bo'ylab yo'nalgan.

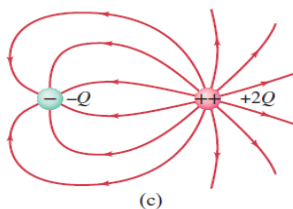
2. Kuch chiziqlari elektr maydon kuchlanganligi E chiziqlarga perpendikulyar birlik yuzadan o'tuvchi chiziqlar soniga proporsional qilib o'tkaziladi.

3. Kuch chiziqlari faqat musbat zaryaddan boshlanadi va faqat manfiy zaryadda tugaydi; zaryaddan chiquvchi yoki unga kiruvchi chiziqlar soni zaryad kattaligiga proporsional¹.

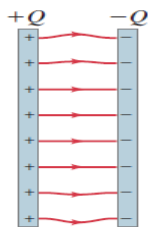
Elektr maydonining kuch chizig'i – bu maydonga kiritilgan kichik sinov zaryadi harakatlanishi mumkin bo'lgan traektoriyadir. Kuch chiziqlari hech qachon kesishmaydi¹.



¹ Douglas C, Giancoli. "PHYSICS". PRINCIPLES WITH APPLICATIONS. Pearson. 2014, 453-454,457-458,463-464 – betlar.



(c)



(d)

14-4-rasm. Ikkita turli ishorali (a), ikkita bir xil ishorali (b) zaryadlarning va qarama-qarshi zaryadlangan parallel plastinkalarning (s) elektr maydonining kuch chiziqlari.

Vakuumda joylashgan ixtiyoriy qo'zg'almas $q_1, q_2, \dots, q_n$ nuqtaviy zaryadlar tizimining elektrostatik maydonini qarab chiqamiz. Maydonning ixtiyoriy nuqtasida q zaryadga ta'sir etadigan natijaviy kuch q zaryadlarning har biri tomonidan q_i zaryadga qo'yilgan $\vec{F}$ kuchlarning geometrik yig'indisiga tengligi tajribada ko'rsatilgan:

(14.1) dan $\vec{F} = q\vec{E}$ va $\vec{F}_i = q_i\vec{E}_i$ kelib chiqnadi, bu erda $\vec{E}$ - zaryadlar tizimining maydon kuchlanganligi, $\vec{F}_i$ esa bitta q_i zaryadning maydon kuchlanganligi. Bu ifodalarni (14.4) ga qo'yib va q ga qisqartirib

$$\vec{E} = \sum \vec{E}_i \quad (14.5)$$

ifodani olamiz.

(14.5) tenglama **elektr maydonlari uchun superpozitsiya prinsipini** (elektr maydonlari ta'sirining mustaqillik prinsipini) ifodalaydi:

nuqtaviy zaryadlar tizimining elektr maydon kuchlanganligi alohida olingan shu zaryadlarning har birining maydon kuchlanganliklarining geometrik yig'indisiga teng.

Boshqacha qilib aytganda, natijaviy maydonni sistema zaryadlarining har birining alohida maydonlarining qo'shilishi (superpozitsiya) deb qarash mumkin. (14.3) ga asosan,

$$\vec{E} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q_i}{r_i^3} \vec{r}_i, \quad (14.3') \text{ bu erda } \vec{r}_i - q_i \text{ zaryaddan maydonning}$$

ko'rilayotgan nuqtasiga o'tkazilgan radius-vektor. Shu sababli vakuumdagi elektrostatik maydon uchun (14.5) tenglamani

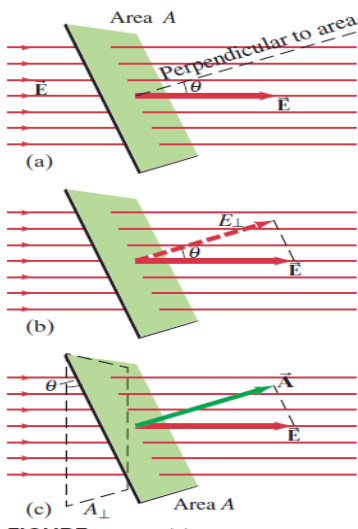
$$\vec{E} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \sum_{i=1}^n \frac{q_i}{r_i^3} \vec{r}_i \quad (14.6)$$

ko‘rinishda qayta yozish mumkin.

Agar sistemaning zaryadlari fazoda uzluksiz taqsimlangan bo‘lsa, superpozitsiya prinsipiga muvofiq shu sistemaning vakuumdagi maydon kuchlanganligi

$$\vec{E}_i = \frac{1}{4\pi\epsilon} \int_{(Q)} \frac{dQ}{r^2} \quad (14.7)$$

Gauss teoremasi



Elektromagnetizmning muhim qonunlaridan biri Gauss teoremasi buyuk matematik Karl Fridrix Gauss (1777-1855) tomonidan ochilgan. U elektr zaryadini va elektr maydonini tushuntirishga, Kulon qonunining umumiy va xususiy holini ko‘rsatishga yordam beradi.

Gauss teoremasi elektr toki tushunchasini qamrab oladi. Kuchlanganligi E bo‘lgan bir jinsli elektr maydonining kuch chiziqlari kesib o‘tadigan yuzani qarab chiqamiz (14-5-rasm). Agar elektr maydon kuchlanganligi yuzaga perpendikulyar bo‘lsa (14-5-a-rasm), u holda **kuchlanganlik oqimi**

Φ_E quyidagicha aniqlanadi:

$$\Phi_E = EA$$

Agar A yuza E ga perpendikulyar bo‘lmasdan, u bilan biror Θ burchakni hosil qilsa, u holda kamroq kuch chiziqlarini kesib o‘tadi. Bu holda yuza orqali o‘tadigan kuchlanganlik oqimi quyidagi formula bilan aniqlanadi:

$$\Phi_E = EA_{\perp} = EA \cos \Theta$$

Bu erda $A_{\perp}$ - A yuzaning E ga perpendikulyar tekislikka proeksiyasi. A yuzani uning sirtiga perpendikulyar yo‘nalgan, miqdor jihatidan yuzaga proporsional bo‘lgan vektor A bilan ifodalash mumkin, u holda E va A orasidagi burchak Θ va kuchlanganlik oqimini ekvivalentligini yozish mumkin:

$$\Phi_E = E_{\perp} A = EA_{\perp} = EA \cos \Theta \quad (14-8)$$

bu erda $E_{\perp} = E \cos \Theta$ - E ning yuzaga perpendikulyar tashkil etuvchisi (14-5-b-rasm) va shunga o'xshash, $A_{\perp} = A \cos \Theta$ - E maydonga perpendikulyar A yuzaga proeksiyasi (14-5-s-rasm).

14-5-rasm. Bir jinsli elektr maydoni E A yuza sirti orqali o'tadi: (a) – kuch chiziqlariga perpendikulyar, (b) – kuch chiziqlariga perpendikulyar emas, (s)- perpendikulyar tekislikka proeksiyasi.

Kuchlanganlik oqimi kuch chiziqlari tushunchasiga asoslanib tushuntirilishi mumkin. 16-8-bo'limda ko'rganimizdek, $A_{\perp}$ maydon yo'nalishiga perpendikulyar bo'lgan birlik yuzadan o'tuvchi kuch chiziqlarining soni N elektr maydon kuchlanganligiga proporsional:

$$E \sim N / A_{\perp}$$

Demak,

$$N \sim EA_{\perp} = \Phi_E \quad (14-9)$$

ya'ni yuza orqali o'tadigan maydon kuchlanganligining oqimi uning sirtini kesib o'tuvchi kuch chiziqlarining soniga proporsional.

Gauss teoremasi bir jinsli bo'lmagan, yassi bo'lmagan fazodagi umumiy maydonni qamrab oladi. 14-6-rasmda ko'rsatilgandek fazoni qarab chiqamiz. Bu sirtni n ta elementga bo'lamiz va ularning yuzasini $\Delta A_1, \Delta A_2, \dots$, va h.k. deb belgilaymiz. Bo'laklarni 1) har bir element yassi va 2) element doirasida elektr maydoni bir jinsli deb hisoblash mumkin bo'ladigan qilib bo'lamiz. U holda butun sirt orqali o'tadigan kuchlanganlik oqimi yg'indi ko'rinishida bo'ladi:

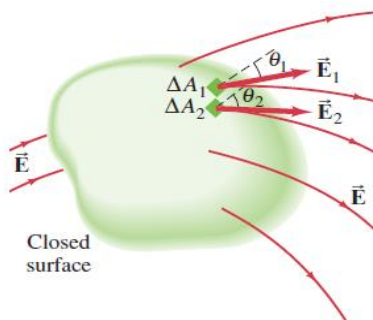
$$\Phi_E = E_1 \Delta A_1 \cos \Theta_1 + E_2 \Delta A_2 \cos \Theta_1 + \dots = \sum E \Delta A \cos \Theta = \sum E_{\perp} \Delta A$$

bu erda E_i - ΔA_i elementga maydon kuchlanganligi. $\Delta A_i \rightarrow 0$ chegarada butun sirt bo'ylab integralga o'tadi va tenglik aniqlanandi:

$$\Phi_E = \sum E_{\perp} \Delta A \sim Q_{encl}$$

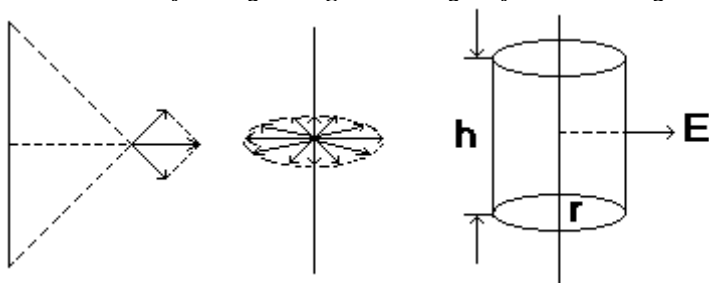
Proporsionallik koeffitsienti Kulon qonunidagi $1/\epsilon_0$ mos keladi va biz quyidagiga ega bo'lamiz: $\sum E_{\perp} \Delta A = \frac{Q_{encl}}{\epsilon_0}$

bu erda summa ($\sum$) biror yopiq sirtni qamrab oladi va Q_{encl} - shu yopiq sirtga zarra. Bu Gauss teoremasini ifodalaydi.



14-6-rasm. Egrilangan sirt orqali kuchlanganlik oqimini aniqlash;
 $\Delta A_1, \Delta A_2, \dots$, va h.k. – sirtning vektor elementlari

Cheksiz uzun zaryadlangan to‘g‘ri simning maydon kuchlanganligi.



14-7-rasm

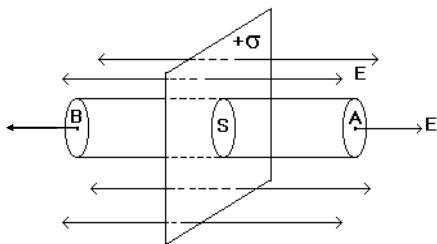
14.7-rasmdan ko‘rinib turibdiki, E simga perpendikulyar. Simni silindrik yuza bilan o‘raymiz. ρ -chiziqli zichlik (bir metr uzunlikdagi zaryad miqdori). Gauss teoremasiga asosan:

$$\Phi = \frac{1}{\epsilon_0} \sum_i^n q_i = \frac{\rho h}{\epsilon_0} \quad (14.10)$$

Bu erda $\sum_i^n q_i = \rho h$ -silindr ichidagi zaryad. Boshqachasiga

$$\Phi = ES = E \cdot 2\pi r h, \quad \text{yoki,} \quad \frac{\rho h}{\epsilon_0} = E \cdot 2\pi r h, \quad \text{bundan} \quad E = \frac{\rho}{2\pi \epsilon_0 r} \quad (14.11)$$

Zaryadlangan cheksiz tekislikning maydon kuchlanganligi. Bu misolda xam E yuzaga perpendikulyardir. A nuqtadagi E kuchlanganlikni topamiz.



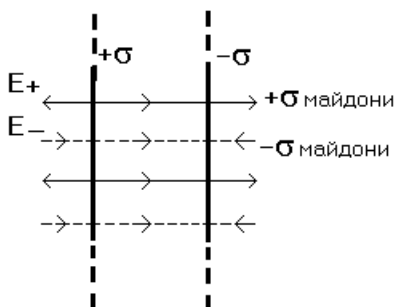
Yuzaga perpendikulyar boʻlgan silindr yuzani chizamiz. Yuza silindrni teng ikkiga boʻladi. Gauss teoremasiga asosan silindr yuzadan oʻtayotgan oqim

$$N = \frac{1}{\epsilon_0} \sum_i^n q_i = \frac{\delta S}{\epsilon_0} \quad (14.12) \text{ ga teng.}$$

Bu erda δ -yuza birligidagi zaryad. Yoki $N = E \cdot 2S = \frac{\delta S}{\epsilon_0}$.

Demak, $E = \frac{\delta}{2\epsilon_0}$ (14.13) va u yuzadan boʻlgan masofaga bogʻliq emas.

Zaryadlangan ikki prallel cheksiz tekislik oʻrtasidagi maydon kuchlanganligi.



14.9-rasm

$$|\sigma^+| = |\sigma^-| \text{ bo'lgani uchun } E_+ = E_- = \frac{\sigma}{2\sigma_0} \quad (14.14) \text{ tekisliklar}$$

$$\text{o'rtasida } E = E_+ + E_- \text{ va } E = \frac{\sigma}{\varepsilon_0} \quad (14.15) \text{ bo'ladi.}$$

Tekisliklardan tashqarida $E = E_+ - E_-$. Shuning uchun tashqarida $E=0$. Demak ikki cheksiz parallel tekisliklarda elektr maydoni bir jinsli bo'lib, ular faqat parallel tekisliklar orasida bo'lar ekan.

Potensial elektr maydon kuchlanganligi bilan potentsiali orasidagi bog'lanish

Mexanikadan ma'lum-ki, kuchlarning potensial maydonida joylashgan jism potensial energiyaga ega bo'lib, maydon kuchlari shu energiya hisobidan ish bajaradi. Elektr maydonida bajarilgan ishni potensial energiya farqi sifatida ifodalash mumkin:

$$A = -(E_1 - E_2), \quad (6.1)$$

Bu tenglama bilan (5.2) ni taqqoslasak, $\varphi_1 = \frac{qq_0}{4\pi\varepsilon_0\varepsilon r_1}$ va

$\varphi_2 = \frac{qq_0}{4\pi\varepsilon_0\varepsilon r_2}$ aniqlanadi. Demak, o'zaro ta'sir potensial energiyasi

$\varphi = \frac{qq_0}{4\pi\varepsilon_0\varepsilon r}$. Elektrostatik **maydon potentsiali** φ esa, sinovchi q_0

zaryadning elektrostatik maydon ixtiyoriy nuqtasidagi potensial energiyasi φ ning shu zaryad miqdoriga nisbati bilan aniqlanadigan fizik kattalikka aytiladi, ya'ni:

$$\varphi = \frac{E}{q} = \frac{q}{4\pi\varepsilon_0\varepsilon r}. \quad (6.2)$$

Potensial son jihatidan birlik musbat zaryadning maydondagi muayyan nuqtadagi potensial energiyasiga tengdir. Zaryadlar sistemasi hosil qilgan maydon potentsiali sistema tarkibiga kirgan har bir zaryadning alohida hosil qilgan maydon potentsiallari algebraik yig'indisiga tengdir.

Agar bizga potentsiallari φ_1 va φ_2 ga teng bo'lgan, bir-biridan $\Delta d = d_2 - d_1$ masofada joylashgan ikkita parallel plastinka berilgan bo'lsa, maydon kuchlanganligi uchun

$$E = \frac{\varphi_2 - \varphi_1}{\Delta d} \quad (6.3)$$

ifodani olamiz, bu yerda $\varphi_2 - \varphi_1 = U$ – plastinkalar orasidagi potentsiallar farqi yoki **kuchlanish** deyiladi. XBS da kuchlanish **1V** birligi bilan o‘lchanadi.

Nazorat savollari

1. Elektr maydon kuchlanganligi oqimi nimaga teng?
2. Gaus teoremasini matematik ifodasini tushuntiring?
3. Uzunligi cheksiz va to‘g‘ri chiziqli shaklli zaryadlangan simning r masofadagi elektr maydonning xisoblang?
4. Zaryadlangan cheksiz tekislikning va zaryadlangan bir-biriga parallel ikki tekislikning elektr maydoni kuchlanganligini aniqlang?
5. Sirt zichligi va chiziqli zichliklarni izoxlang?
6. Zaryadlangan yassi plastinka atrofidagi elektr maydon qanday ifodalanadi?
7. Ikki parallel zaryadlangan plastinka oralig‘ida xosil buladigan maydon kuchlanganligini yozing?

15-MA'RUZA. Mavzu: Elektrostatik maydon kuchlarining bajargan ishi. Elektr maydon potentsiali. Elektr maydon kuchlanganligi va potentsial orasidagi bog'lanish. Elektr dipoli

Mavzu rejasi

1. Elektr maydonda zaryadli zarrachani ko'chirishda bajarilgan ish.
2. Elektr maydon potentsial energiyasi va potentsiali.
3. Potentsiallar farqi (ayirmasi) va kuchlanish.
4. Elektr maydon kuchlanganligi va potentsiallar farqi orasidagi bog'lanish ifodasi.
5. Turli zaryadlangan jismlarning ekvipotentsial sirtlari.

Tayanch so'z va iboralar

Zaryad, ish, maydon, energiya, potentsial, Volt, kuchlanganlik, potentsial maydon, elektr maydon kuchlanganligi, gradient, kuch chiziqlari, ekvipotentsial sirt.

Nuqtaviy q zaryad tufayli vujudga kelgan elektr maydonning M nuqtasidan N nuqtasiga q' zaryad ko'chirilayotgan bo'lsin (15.1-rasm). Bu ko'chirilishda maydon kuchlarining bajargan ishini hisoblaylik. M nuqtaning zaryaddan uzoqligini r_M bilan, N nuqtaning uzoqligini esa bilan belgilaylik. q' zaryad ko'chirilish yo'lini MN ixtiyoriy shakildagi egri chiziqdan iborat bo'lsin. MN yo'lni kichik dl elementar bo'lakchalarga ajratamiz. Shu elementar masofada bajarilgan ish quydagicha aniqlanadi:

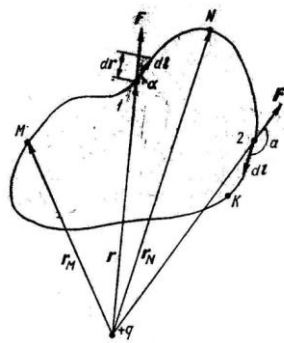
$$dA = f dl \cos \alpha \quad (15.1)$$

Bu ifoda F - q zaryad tufayli vujudga kelgan elektr maydonda q' zaryadga ta'sir

etuvchi kuch, uning miqdori $\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{qq'}{r^2}$ ga teng. α esa F kuch bilan

elementar ko'chish dl orasidagi burchak. Shuning uchun $dl \cos \alpha = dr$ bo'ladi. Natijada (15.1) ifodani quydagi ko'rinishda yozamiz:

$$dA = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{qq'}{r^2} dr \quad (15.2)$$



MN ko'chirilishda bajarilgan ish A_{MN} esa barcha elementar ko'chirilishda bajarilgan dA ishlarning yig'indisiga tengdir. Bu yig'indi quydagi integrallashga keltiriladi:

$$A_{MN} = \int dA = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} qq' \int_{r_m}^{r_N} \frac{dr}{r^2} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{qq'}{r_M} - \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{qq'}{r_N} \quad (15.3)$$

Bu ifodadan ko'rinib turibdiki, elektr maydonda q' zaryadni ko'chirishda bajarilgan ish ko'chirilayotgan zaryadning boshlang'ich va oxirgi vaziyatlariga bog'liq, holos. Bunda hususiyatga ega bo'lgan maydonni potensial maydon deb atagan edik. Potensial maydon berk kontur bo'yicha q' zaryadni ko'chirishda bajargan ish (15.3) ifodaga asosan nolga teng, chunki q' zaryadning boshlang'ich xolatdagi o'rni ham, ohirgi holatdagi o'rni ham M nuqtada joylashgandir. MNKM berk yo'lda bajargan ish nolga teng bo'lishi uchun bu yo'lning ba'zi bo'lakchalarida esa manfiy bo'lish kerak. haqiqatdan ham, 1 vaziyatda F va dl orasidagi α burchak o'tkir, 2 vaziyatda esa burchak o'tmas. Shuning uchun 1 vaziyatda bajarilgan ish dA

elementar ish (15.2) ifodaga asosan musbat, 2 vaziyatda esa manfiydir. Demak, 1 vaziyatda q' zaryadni maydon kuchlari tasirida ko'chirilsa, 2 vaziyatda q' zaryadni ko'chirish uchun maydon kuchlariga qarshi ish bajariladi.

Yuqoridagi mulohazalardan, q' zaryadni elektr maydonda berk yo'l bo'yicha qurilishda bajarilgan ish nolga teng ekanligiga ishonch hosil qildik, ya'ni:

$$A_{MNKM} = \oint_l dA = \oint_l F dl \cos \alpha = 0 \quad (15.4)$$

Ikkinchi tomondan, q' zaryadga kuchlanganligi E bo'lgan elektr maydonda ta'sir etuvchi kuch $F = q'E$ ga teng.

Bundan foydalanib (15.4) ifodani quydagicha yozish mumkin :

$$\oint_l q' E dl \cos \alpha = 0$$

Bu tenglikni q' ga qisqartirib va $E \cos \alpha = E_L$ (E_L - E vektorning dl yo'nalishiga proyeksiyasi) ekanligini hisobga olsak, quydagi munosabat kelib chiqadi:

$$\oint_l E_L dl = 0 \quad (15.5)$$

Shunday qilib, elektr maydon- potensial maydondir va bu maydon kuchlanganlik vektorining ixtiyoriy berk kontur bo'yicha sirkulyatsiyasi 0 ga teng bo'ladi.

MN ko'chirilishida bajarilgan ish M va N vaziyatlarda zaryadning potensial energiyalari farqiga teng, ya'ni:

$$A_{MN} = W_{pM} - W_{pN} \quad (15.6)$$

Bu ifodani (1.17) bilan taqqoslash natijasida q zaryad tufayli vujudga kelgan elektr maydonning M va N nuqtalarida joylashgan q' zaryadning potensial energiyalari:

$$W_{pM} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{qq'}{r_M} \quad W_{pN} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{qq'}{r_N} \quad (15.7)$$

ekanligi kelib chiqadi. Bundan q' zaryad maydonning r masofa bilan harakterlanuvchi ixtiyoriy nuqtasida joylashganda uning potensial energiyasi:

$$W_p = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{qq'}{r} \quad (15.8)$$

bo'lishi kerak. Elektr maydonning biror nuqtasida joylashgan turlicha kattalikdagi sinov zaryadlarini potentsiallarining energiyalari turlicha bo'ladi, lekin potensial energiyaning sinov zaryad kattaligiga nisbati ayni nuqta uchun o'zgarmas kattalikdir. Bu kattalikni potensial deb ataladi va ϕ harfi bilan belgilanadi:

$$\phi = W_p / q' \quad (15.9)$$

Demak, *elektr maydon biror nuqtasining potentsiali deganda shu nuqtagacha olib kirilgan birlik musbat zaryadning potensial energiyasi tushuniladi.*

asosida nuqtaviy zaryadni potentsiali quydagicha aniqlanadi:

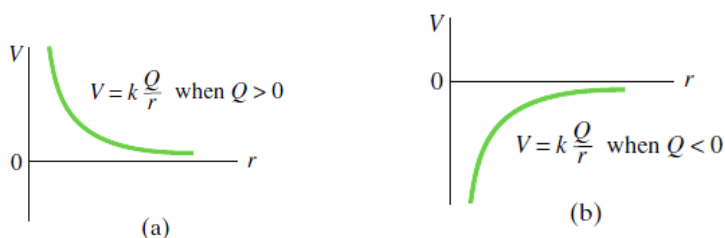
$$\phi = W_p / q' = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q}{r} \quad (15.10)$$

Agar elektr maydon zaryadlar sistemasi tufayli vujudga kelayotgan bo'lsa, natijaviy maydon biror nuqtasining potentsiali sistemaga kiruvchi alohida zaryadlar tufayli vujudga kelgan maydonlarning tekshirilayotgan nuqtadagi potentsiallarining algebrik yeg'indisiga teng bo'ladi:

Birlik nuqtaviy Q zaryaddan r masofadagi elektr potentsalni bevosita 16-4 formuladan olish mumkin ($E = kQ/r^2$). Cheksizlikda potensial nolga teng deb qabul qilingan (masalan, $r_b = \infty$ da $U_b = 0$) va u holda yakkaalangan nuqtaviy zaryaddan r masofadagi elektr potentsiali quyidagiga teng:

$$U = k \frac{Q}{r} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{Q}{r} \quad (\text{birlik nuqtaviy zaryad } r_b = \infty \text{ da } U_b = 0) \quad (15-11)$$

bu erda $k = 8,99 \times 10^9 \text{ N} \cdot \text{m}^2 / \text{C}^2 \approx 9,0 \times 10^9 \text{ N} \cdot \text{m}^2 / \text{C}^2$. Bu cheksizlikka nisbatan elektr potensialidir, uni ba’zida birlik nuqtaviy zaryad Q ning absolyut potensialini ham deb atashadi, bu erda $r_b = \infty$ da $U_b = 0$. Elektr maydon kuchlanganligi masofaning kvadratiga proporsional kamayadi, potensial U esa masofaning birinchi darajasiga proporsional kamayadi.



15-2-rasm. Birlik nuqtaviy zaryad Q (a) musbat, (b) manfiy bo’lganda undan r masofadagi potensial U masofaning funksiyasidir.

Musbat zaryad atrofida potensial juda katta va juda katta masofada nolgacha kamayadi. (17-9-a-rasm). Manfiy zaryad atrofida potensial noldan kichik (manfiy) va masofa ortishi bilan nolgacha ortib boradi. (15-2b-rasm). Ba’zan (15-11) formulani Kulon potensialini deb ham ataladi (uni Kulon qonunidan keltirib chiqariladi).

$$\varphi = \varphi_1 + \varphi_2 + \varphi_3 + \dots = \sum \varphi_i \quad (15.12)$$

Bu ifoda i -zaryadning nomeri. Agar nuqtaviy zaryadlar sistemasi tufayli vujudga keladigan maydon potensialini topish lozim bo’lsa, (15.12) quydagicha yoziladi:

$$\varphi = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \sum \frac{q_i}{r_i} \quad (15.13)$$

bunda q_i – i nuqtaviy zaryad kattaligi, r_i chiziqlik shu zaryaddan potensial tekshirilayotgan nuqtagacha masofa.

(15.13) ifoda turli shakildagi va turli o’lchamli zaryadlangan jismlar elektr maydonlarining potensiallarini hisoblashga yordam beradi. Jumladan

, bir-biridan 1 masofada joylashgan miqdorlari teng lekin qarama qarshi ishorali zaryadlar ($|q_+| = |q_-| = q$) sistemasi (elektr depol)li potensial:

$$\varphi = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \left(\frac{1}{r_+} + \frac{1}{r_-} \right) \quad (15.14)$$

bo'ladi, bunda r_+ va r_- - mos ravishda musbat va manfiy zaryadlardan tekshirilayotgan nuqtagacha masofalar.

Umumiy zaryad q bo'lgan sferaning markazidan r masofa uzoqlikdagi nuqtaning potentsiali esa xuddi nuqtaviy zaryad maydonni potentsialidek bo'ladi:

$$\varphi = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q}{r}$$

Sfera sirtidagi nuqtalar (ya'ni $r=R$ bo'lganda) uchun potentsial:

$$\varphi = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q}{R} = \frac{\sigma}{\epsilon_0} R \quad (15.15)$$

bo'ladi, bunda $\sigma = \frac{q}{4\pi\epsilon_0 R^2}$ sferadagi zaryad zichligi.

$W_p = q' \varphi$ ekanligidan foydalansak, q' zaryadni M nuqtadan N nuqtaga ko'chirishda bajargan ish:

$$A_{MN} = W_{pM} - W_{pN} = q'(\varphi_M - \varphi_N)$$

ifoda bilan aniqlanadi. Xuddi shu q' zaryadni M nuqtadan cheksizlikka ko'chirishda bajarilgan ish esa:

$$A_\infty = q'^* \varphi_M \quad (15.16)$$

bo'ladi, chunki $\varphi_\infty = 0$.

(15.16) ifoda asosida potentsialni quyidagicha ham ta'riflash mumkin.

Elektr maydon ixtiyoriy nuqtasining potentsiali deganda shu nuqtadan birlik musbat zaryadni cheksizlikka ko'chirish uchun lozim bo'ladigan ish bilan harakterlanuvchi kattalik tushuniladi.

(15.16) dan foydalanib potentsialning o'lchov birligining keltirib chiqarish mumkin. XBS da potentsialning o'lchov birligi sifatida elektr maydon shunday nuqtasining potentsiali qabul qilinganki, bu nuqtadan bir 1C (kulon) zaryadni cheksizlikka ko'chirish uchun 1 J (joule) ish bajarish kerak. Elektr maydon bunday nuqtasining potentsialini 1 V (volt) deyiladi.

Ko'p hollarda maydon nuqtalarining potentsiali emas, balki maydonning ikki nuqtasi orasida potentsiallar farqi fizik manoga ega bo'ladi. Bu holda voltga quydagicha ta'rif berish mumkin:

1 volt – elektr maydonning shunday ikki nuqtasining potentsiallarining farqiki, 1 C zaryadni bu ikki nuqta orasida ko‘chirish uchun 1 J ish bajarish lozim Potensial va kuchlanishning o‘lchmigi – $L^2MT^{-3}I^{-1}$.

Elektron-volt, energiya birligi

Ham atom va yadro fizikasida, ham ximiyada va molekulyar biologiyada Joule elektronlar, atomlar va molekularlarning energiyasini o‘lchash uchun juda yirik birlik. Bu erda *elektron-volt* (eV) birligidan foydalanish qulayroq. Bir elektron-volt elektron ($q = e$) 1 V potentsiallar farqidan o‘tganda oladigan energiyaga teng. Elektron zaryadi $1,6022 \times 10^{-19} C$ va potentsial energiyaning o‘zgarishi qU ga teng. Demak, 1 eV quyidagiga teng:

$$1eV = 1,6022 \times 10^{-19} \approx 1,60 \times 10^{-19} J$$

1000 V potentsiallar farqida tezlashtirilgan elektron 1000 eV potentsial energiya yo‘qotadi va 1000 eV (yoki 1 keV) kinetik energiya oladi. Agar o‘sha potentsiallar farqida zaryadi ikki marta katta ($2e = 3,2 \times 10^{-19} C$) elektron tezlashtirilsa, uning energiyasi 2000 eV = 2 keV ga o‘zgaradi¹.

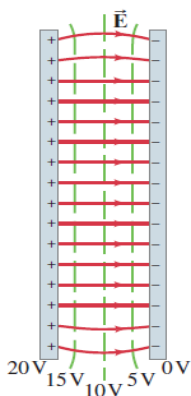
Elektron-volt molekularlar va elementar zarralarning energiyasini o‘lchash uchun qulay birlik, biroq u XB sistemasiga kirmaydi. SHuning uchun hisoblashlarda yuqorida keltirilgan koeffitsientdan foydalanib elektron-voltlarda Joullarga aylantirish kerak¹.

Ekvi potentsial sirtlar. Elektr maydonning potentsiali va kuchlanganligi orasidagi bog‘lanish

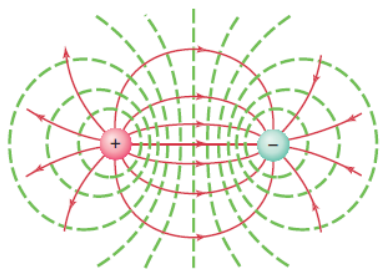
Elektr potentsialni **ekvipotentsial chiziqlarni** yoki uch o‘lchamda – **ekvipotentsial sirtlarni** tasvirlab grafik ifodalash mumkin. Ekvipotentsial sirtning hamma nuqtalariga bir xil to‘g‘ri keladi. Boshqachva aytganda, bu sirtning ixtiyoriy ikkita nuqtasi orasidagi potentsiallar farqi nolga teng, va bir nuqtadan boshqa nuqtaga zaryadni ko‘chirishda bajarilgan ish nolga teng. Ekvipotentsial sirt ixtiyoriy nuqtada elektr maydon kuchlanganligi yo‘nalishiga perpendikulyar bo‘lishi kerak. Agar bunday bo‘lmaganda edi (ya‘ni sirtga parallel bo‘lgan E komponenta mavjud bo‘lganda edi), u holda bu E komponentaga qarama-qarshi yo‘nalishda sirt bo‘ylab zaryadni ko‘chirish uchun ish bajarish kerak bo‘lar edi, bu esa ekvipotentsial sirt haqidagi farazimizga zid keladi.

¹Douglas C, Giancoli. “PHYSICS”. PRINCIPLES WITH APPLICATIONS. Pearson.2014, 478,479,482 – betlar.

Elektr maydon kuch chiziqlari ekvipotensial sirtga perpendikulyar ekanligi agar kuch chiziqlarining joylashishi ma'lum bo'lsa, ekvipotensial sirlarni chizishga yordam beradi. 15-2-rasmda potensiallar farqi 20 V no tashkil qiladigan parallel plastinkalar orasidagi maydon uchun bir necha ekvipotensial chiziqlar (shtrix chiziqlar) chizilgan. Bu chiziqlar rasmini kitob sahifasi yuzasiga perpendikulyar tarzda kesib o'tadigan ekvipotensial sirtlarga tegishli. Manfiy plastinkaning potensiali shartli ravishda nolinch deb qabul qilingan, har bir ekvipotenitsal chiziqning tegishli potensiali ko'rsatilgan. 15-3-rasmda ikkita miqdor jihatidan teng, ishorasi jihatidan qarama-qarshi zaryadlar holi uchun ekvipotensial chiziqlar ko'rsatilgan.



15-2-rasm. Ikkita zaryadlangan parallel plastinkalar o'rtasidagi ekvipotensial chiziqlar (yashil shtrix chiziqlar) har doim elektr maydoniga perpendikulchr (yaxlit qizil chiziqlar)



15-3-rasm. Ikkita qarama-qarshi zaryadlangan zarra atrofida ekvipotensial chviziqlar (shtrix) va elektr maydon kuch chiziqlari

Yuqorida biz statik holda o'tkazgich ichida elektr maydoni bo'lmaydi, aks holda erkin elektronlarga kuch ta'sir qilgan bo'lar edi va ular harakatga kelgan bo'lar edi. Boshqacha aytganda, statik holda o'tkazgich bir xil potensial ostida yaxlit bo'lishi kerak va shunday qilib, o'tkazgichning sirti ekvipotensial hisoblanadi. (Aks holda sirtidagi erkin elektronlar harakatga kelgan bo'lar edi). Bu elektr maydoni o'tkazgich sirtida sirtga perpendikulyar degan faktga to'la mos keladi.

Teng potensialli nuqtalarning geometrik o'rinaridan tashkil topgan sirt *ekvipotensial sirt* deyiladi (<<ekvi>> lotincha so'z bo'lib <<teng>> degan ma'noni bildiradi). Demak, ekvipotensial sirt nuqtalari uchun

$$\varphi = \text{const.}$$

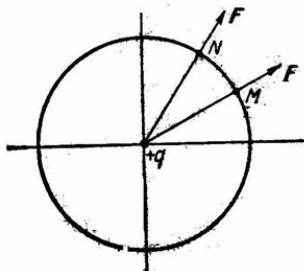
Masalan, nuqtaviy zaryad uchun ekvipotensial sirtlar markazlari zaryadda joylashgan sferik sirtlardan iboratdir . Elektr maydonni ekvipotensial sirtlar yordamida grafik usulida (15-4-rasm) tasvirlash mumkin. q zaryadni ekvipotensial sirtning M nuqtasidan N nuqtasiga ko'chirishgacha bo'lgan ish quydagicha aniqlanai:

$$A_{MN} = q'(\varphi_M - \varphi_N) \quad (15.17)$$

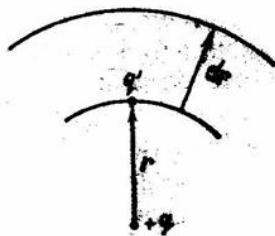
Tekshirilayotgan xususiy holda M va N nuqtalariga 1 ekvipotensial sirt ustida joylashganligi uchun bu nuqtalarning potentsiallari o'zaro teng bo'ladi, ya'ni $\varphi_M = \varphi_N$. Shuning uchun :

$$A_{MN} = 0$$

q zaryad tuvayli vujudga kelgan maydon q zaryadning MN yo'l bo'yicha ko'chishda bajarilgan ish ko'chirish yo'nalishi bilan ta'sir etuvchi kuch yo'nalish o'zaro perpendikulyar bo'lgandagina nolga teng bo'ladi. Shuning uchun zaryadga ta'sir etuvchi kuch va kuchlanganlik vektori (F va E larning yo'nalishlari bir xil ekanligini eslang) doimo ekvipotensial sirtga perpendikulyar bo'ladi, degan hulosaga kelamiz. Miqdori $+q$ bo'lgan nuqtaviy zaryadning elektr maydonida q zaryad 1 ekvipotensial sirt dan 2 ekvipotensial sirtga ko'chirilayotgan bo'lsin.



15-4-rasm



15-5-rasm

Ko'chirish boshlanganda q zaryadning maudon markazidan uzoqligi r radiusli vector bilan aniqlangan bo'lsin (15-5-rasm), ko'chirish ohirida esa $r+dr$ radius vektori bilan aniqlanadi. Shunday ekan q zaryadning maydon kuchhlari ta'sirida radius bo'ylab ko'chirib dr ga uzoqlashtirishda bajarilgan ish Fdr gat eng bo'ladi. Bu ish q zaryadning potentsial energiyasini dW_p qadar kamaytiradi, chunki markazdan uzoqlashtirilgan sari , potentsial energiya kamayib boradi. Boshqacha aytganda Fdr ish q zaryad potentsial energiyasini dW_p ga o'zgartiradi. Demak , $Fdr = - dW_p$ yoki:

$$Fdr = - \frac{dW_p}{dr} \quad (15.18)$$

Mazkur ifodaning ikkala tomonini ko'chirilayotgan zaryad miqdori q' ga bo'laylik:

$$\frac{F}{q'} = - \frac{d\left(\frac{W_p}{q'}\right)}{dr} \quad (15.19)$$

Bu tenglikning chap tomonidagi kattalik, $+q$ nuqtaviy zaryad maydonning markazidan r uzoqlikdagi nuqtasining kuchlanganligidir.

O'ng tomondagi W_p/q' esa elektr maydonning huddi shu nuqtasining potentsialidir. Shuning uchun (15.18) ni:

$$E = - \frac{d\varphi}{dr} \quad (15.20)$$

ko'rinishda yozish mumkin. Bunday $d\varphi/dr$ – elektr maydon kuchlanganlik chizigi yo'nalishida potentsial yo'nalishida potentsialning o'zgarish tezligini ifodalovchi va *potentsial gradienti* deb ataluvchi kattalikdir. Shuni esda tutaylikki, skalyar funksiya gradienti vector, bu vector yo'nalishi funksiya qiymatining eng tez o'sish yo'nalishi bilan aniqlanadi. Vektor analizidagi mazkur tushunchalar asosida elektr maydon kuchlanganligi va potentsial orasida bog'lanishni quydagicha ifodalay olamiz:

$$E = -\text{grad}\varphi \quad (15.21)$$

Demak elektr maydon kuchlanganligi- potentsial gradientining manfiy ishora bilan olinganligidir. Manfiy ishora E vector potentsial eng tez ortib boradigan tomonga teskari yo'nalganligini ko'rsatadi.

(15.20) ifodadan elektr maydon kuchlanganligini o'lchov birligi kelib chiqadi:

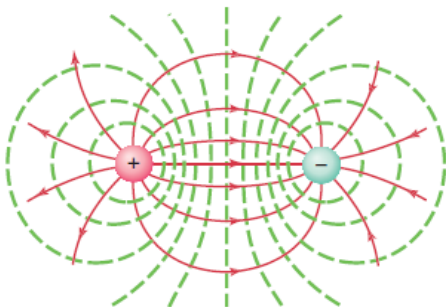
$$[E] = \frac{V}{m}$$

1 volt taqsim metr kuchlanganlik chizigi bo'ylab bir biridan 1 metr uzoqlikda joylashgan nuqtaning potentsiallar farqi 1 V bo'lgan bir jinsli elektr kuchlanganligidir. Bunday maydonga kiritilgan 1 C zaryadga bir nyuton kuch ta'sir etadi. Xaqiqatdan:

$$1 \text{ V/m} = 1 \frac{\text{J}}{\text{C}} * \frac{1}{m} = 1 \frac{\text{N}}{\text{C}}$$

Elektr dipol potentsiali. Dipol momenti

Bir-biridan l masofada joylashgan, miqdor jihatidan teng, ishorasi jihatidan qarama-qarshi ikkita Q zaryad *elektr dipol* deyiladi. Dipolning kuch chiziqlari va ekvipotensial sirtlari 15-6-rasmda ko'rsatilgan. Elektr dipol nafaqat fizikada, balki molekulyar biologiya kabi yaqin fanlarda ham o'rganiladi.



15-6-rasm. Ikkita qarama-qarshi zaryadlangan zarra atrofida ekvipotensial chviziqlar (shtrix) va elektr maydon kuch chiziqlari (yaxlit chiziqlar).

Ixtiyoriy P nuqtada dipol yuzaga keltiradigan elektr potentsialni hisoblaymiz (15-7-rasm). Potensial U har bir zaryad yuzaga keltiradigan potentsiallar summasini ifodalaydi:

$$U = \frac{kQ}{r} + \frac{k(-Q)}{r + \Delta r} = kQ \left(\frac{1}{r} - \frac{1}{r + \Delta r} \right) = kQ \frac{\Delta r}{r(r + \Delta r)}$$

bu erda r - P nuqtadan musbat zaryadgacha, $r + \Delta r$ - manfiy zaryadgacha bo'lgan masofa. Agar dipolgacha bo'lgan masofa zaryadlar orasidagi masofadan ancha katta bo'lgan nuqtalarni ($r \gg l$) qaraydigan bo'lsak, ifoda ancha soddalashadi. 15-7-rasmdan ko'rinib turibdiki, bu holda $\Delta r = l \cos \Theta$; u holda $r \gg \Delta r = l \cos \Theta$ va maxrajdagi Δr kattalikni r bilan solishtirganda hisobga olmasa ham bo'ladi. Bunday yaqinlashtirishlar ko'pincha foydali bo'ladi va potentsial uchun sodda ifodani olish imkonini beradi:

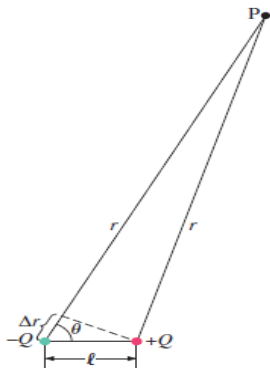
$$U \approx \frac{kQl \cos \Theta}{r^2} \quad (\text{dipol; } r \gg l) \quad (15-22a)$$

(15-22a) formuladan ko'rinadiki, potentsial dipolgacha bo'lgan masofaning kvadratiga proporsional kamayadi, nuqtaviy zaryad potentsiali esa masofaning birinchi darajasiga proporsional kamayadi. Bu ajablanarli

emas: dipoldan uzoq masofalardagi zaryadlar shu darajada bir-biriga yaqin tuyuladiki, o‘zaro neytrallashadilar.

(15-22a) formuladagi Ql ko‘paytma *dipol momenti* p deyiladi. (15-22a) formulani dipol momenti orqali quyidagicha yozish mumkin:

$$U \approx \frac{kpc \cos \Theta}{r^2} \quad (\text{dipol; } r \gg l) \quad (15-22b)$$



15-7-rasm. Elektr dipol. P nuqtada U potensial bilan yuzaga keltirilgan.

Dipol momenti Kulon-metrlarda ($C \cdot m$) o‘lchanadai, molekulyar o‘lchamlar uchun *debye* i qo‘llaniladi:

$$1 \text{ debye} = 3,33 \times 10^{-30} C \cdot m.$$

Elektr jihatidan neytral bo‘lgan ko‘pgina molekullarda elektronlar bir atom atrofida boshqasiga nisbatan ko‘proq vaqt davomida bo‘ladilar, bu zaryadlarning bo‘linishiga ekvivalentdir. Bunday molekullar dipol momentiga ega bo‘ladilar va *qutblangan* deb ataladilar¹.

15-1- jadvalda ba’zi molekullarning dipol momentlari keltirilgan. (+) va (-) ishoralar qaysi atomlar qanday zaryadga ega ekanligini ko‘rsatadi. Oxirgi ikkita yozuv ko‘pgina organik molekullar tarkibiga kiradi va molekulyar biologiyada muhim rol o‘ynaydi¹.

¹ Douglas C, Giancoli. “PHYSICS”. PRINCIPLES WITH APPLICATIONS. Pearson. 2014, 478,479,482 – betlar.

Ba'zi molekularning dipol momentlari

Molekula	Dipol momenti $C \cdot m$
$H_2^{(+)}O^{(-)}$	$6,1 \times 10^{-30}$
$H^{(+)}Cl^{(-)}$	$3,4 \times 10^{-30}$
$N^{(-)}H_3^{(+)}$	$5,0 \times 10^{-30}$
$\rangle N^{(-)} - H^{(+)}$	$\approx 3,0 \times 10^{-30}$
$\rangle C^{(+)} = O^{(-)}$	$\approx 8,0 \times 10^{-30}$

Nazorat savollari

1. Potensial tushunchasining fizik ma'nosi nima?
2. Ikki nuqta potensiallar farqi nimaga teng?
3. Potensial birligi nima va u nimaga teng?
4. Ekvipotensial chiziq degani nima?
5. Elektr maydon kuchlanganligi va potensial qanday o'zaro qanday bog'langan?
6. Zaryadni ko'chirishda bajarilgan max qanday aniqlanadi?
7. Potensial maydon deb nimaga aytiladi?

16-MA'RUZA. Mavzu: Elektrostatik maydonda o'tkazgich va dielektriklar. Elektr sig'imi. Kondensatorlar sig'imi. Elektrostatik maydon energiyasi zichligi

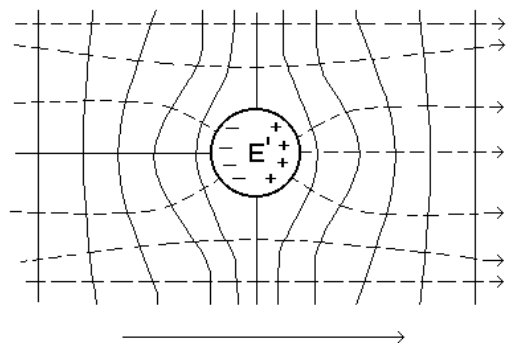
Mavzu rejasi.

1. O'tkazgichlar. Elektrostatik maydonda o'tkazgich.
2. O'tkazgich sirtida elektr zaryadlarining taqsimlanishi.
3. Turli o'tkazgichlarning elektr sig'imi.
4. Kondensatorlar va ularning vazifalari. Kondensatorlarni ulash usullari.
5. Elektrostatik maydon energiyasi.
6. Dielektriklar. Elektrostatik maydonda dielektrik.
7. Dielektrikning qutblanishi (polyarizatsiyasi). Elektr dipoli.
8. Dielektrik singdiruvchanlik va uning elektr maydon kuchlanganligini susaytirishi.
9. Segnetoelektriklar va ularning vazifasi.

Tayanch so'z va iboralar:

Zaryad, maydon, elektrostatik, ion, elektron, o'tkazgich, sig'im, kondensator, kondensatorlarni parallel ulash, kondensatorlarni ketma-ket ulash, elektr maydon energiyasi, dielektrik, atom, elektron, maydon, qutublangan molekula, qutublanmagan molekula, molekulaning dipol momenti, qutublanish vektori, qoldiq qutublanish, segnetoelektriklar.

Agar metal sharchani bir jinsli elektr maydoniga joylashtirilsa, maydon ta'sirida erkin elektronlar chapga qarab harakatlanib sharning chap yuzasi manfiy, o'ng yuzasi musbat zaryadlanib qoladi. Bu xodisa elektrostatik induksiya deb ataladi. Zaryadlarning harakati tufayli xosil bo'lgan ichki maydon tashqi maydonga qarama qarshi yo'nalgan bo'ladi. Harakat esa ichki maydon tashqi maydonga tenglashguncha davom etadi. Natijada tashqi elektr maydonga kiritilgan o'tkazgich ichida elektr maydoni bo'l-maydi. Bundan tashqari o'tkazgich yuzasidagi nuqtalarda potensial bir xil bo'ladi va kuch chiziqlari yuzaga perpendikulyar bo'ladi (16.1-rasm).



16.1-rasm

Bundan tashqari elektr maydon ichi bo'sh sharda ham nol bo'ladi. Bu xodisaga elektrostatik ximoya asoslangan:

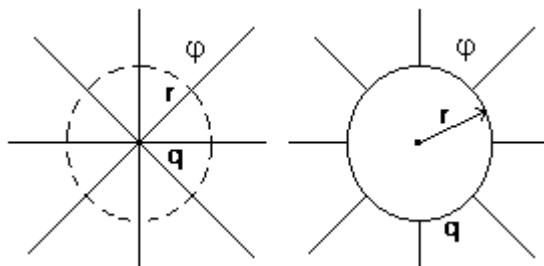
Agar bir priborni tashqi maydondan ximoya qilish kerak bo'lsa, uni metal setka ichiga qo'yiladi.

Agar o'tkazgichga qo'shimcha zaryadlar berilsa, ular o'tkazgichda bir-biridan itarilib, uning yuzasida taqsimlanadilar va yuza ma'lum potensialga ega bo'lib qoladi. Agar zaryad yana berilsa potensial ham oshadi. Agar zaryad dq ga oshsa potensial ham $d\phi$ ga oshadi va

$$C = \frac{dq}{d\phi} = \frac{q}{\phi} \quad (16.1)$$

o'tkazgichning elektr sig'imi deb ataladi. Sig'im o'tkazgichning o'lchami va shakliga bog'liq. (16.1) formuladan ko'rinib turibdiki, yolg'iz o'tkazgichning elektr sig'imi uning potensialini 1 Voltga o'zgarishi uchun kerak bo'ladigan zaryadga teng ekan. Sig'im birligi Farada deb ataladi. Bu sig'im 1 Kulon zaryad berilganda potensialini 1 Voltga o'zgaradigan o'tkazgich sig'imidir.

$$1\Phi = \frac{1Kl}{1M}$$



16.2-rasm

Nuqtaviy zaryad va shar markazidan r masofada maydon (potensial) bir xil.

$$\varphi = \frac{q}{C} = \frac{q}{4\pi\epsilon_0 r}; \text{ bu erdan}$$

$$C = 4\pi\epsilon_0 r \quad (16.2)$$

$$\text{va } \epsilon_0 = \frac{C}{4\pi r} = \left[\frac{\Phi}{M} \right]$$

(16.2) dan sharning radiusini topamiz:

$$r = \frac{C}{4\pi\epsilon_0} \quad (16.3)$$

Agar $S=1F$ bo'lsa va $\epsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12} \frac{F}{m}$ xisobga olinsa,

$$r = \frac{1F}{4 \cdot 3,14 \cdot 8,85 \cdot 10^{-12}} \approx 9 \cdot 10^9 m = 9 \cdot 10^6 km.$$

Demak radiusi $9 \cdot 10^6$ km bo'lgan yolg'iz shar sig'imi $1F$ ekan. Bu juda katta sig'im. Texnikada shuning uchun mikro va pikofaradalardan foydalaniladi. Erning sig'imi ($R=6400km$).

$$C_{yer} = 4\pi\epsilon_0 R_{yer} = 4 \cdot 3,14 \cdot 8,85 \cdot 10^{-12} \frac{F}{m} \cdot 64 \cdot 10^5 m \approx 710 mk\Phi$$

O'tkazgichga zaryad berilayotganda itarish kuchlarini engish uchun ish bajariladi. Bu ish zaryadlangan o'tkazgichning energiyasiga aylanadi. Sig'imi C bo'lgan neytral o'tkazgichga sekin-asta dq zaryad berib boriladi va har gal

$$dA = (\varphi_0 - \varphi)dq \quad (16.4)$$

ish bajariladi. Agar zaryad cheksizdan olib kelinsa $\varphi_0 = 0$ bo'ladi, demak

$$dA = -\varphi dq = -C\varphi d\varphi \quad (16.5)$$

bo'ladi.

To'liq ish:

$$A = \int_0^{\varphi} dA = -C \int_0^{\varphi} \varphi d\varphi = -\frac{1}{2} C \varphi^2 \quad (16.6)$$

Minus ishora tashqi kuchlar zaryadlangan o'tkazgich maydon kuchlariga qarshi ish bajarishini anglatadi.

Elektr energiyaning to'planishi

Zaryadlangan kondensatorda (+) va (-) zaryadlarga ajratilgan elektr energiyasi to'plangan. Kondensatorning bu energiyasi kondensatorni zaryadlash uchun zarur bo'lgan ishga teng. Mohiyatan kondensatorni zaryadlash jarayoni shundan iboratki, zaryad bir plastinkadan boshqasiga o'tadi. Kuchlanish manbai kondensatorga ulanganda aynan shu ishni bajaradi. Dastlab, kondensator zaryadlanmaganda birinchi porsiya zaryad ko'chirilishida ish bajarilishi talab qilinmaydi. Biroq, har bir plastinkada zaryad to'planganda uni to'ldirish uchun elektr itarishish kuchlariga qarshi ish bajarish kerak bo'ladi. Plastinkalarda to'plangan zaryad qancha katta bo'lsa, uni orttirish uchun shuncha ko'p ish bajarish kerak bo'ladi. Agar plastinkalarda U potensiallar farqi mavjud bo'lsa, Δq elementar zaryadni ko'chirish uchun bajarilgan ish $\Delta W = U \Delta q$ ga teng. O'rtacha kuchlanish $(U_f - 0) / 2 = U_f / 2$ ekanligi sababli, bu erda U_f - oxirgi kuchlanish, bir plastinkadan ikkinchisiga Q zaryadni ko'chirish bo'yicha bajarilgan natijaviy ish quyidagiga teng¹⁰:

$$W = Q \frac{U_f}{2}$$

Shunday qilib, kondensatorda to'plangan energiya

$$PE = \text{energiya} = \frac{1}{2} QU$$

¹⁰ Douglas C, Giancoli. "PHYSICS". PRINCIPLES WITH APPLICATIONS. Pearson. 2014, 485,486,538 – betlar.

bu erda U - plastinkalar orasidagi potentsiallar farqi, Q - har bir plastinkadagi zaryad. $Q = CU$ bo'lganligi uchun biz quyidagini yoza olamiz:

$$PE = \frac{1}{2}QU = \frac{1}{2}CU^2 = \frac{1}{2} \frac{Q^2}{C} \quad (16.7)$$

Energiya moddiy substansiya emas, shuning uchun u qayerdadir mujammalangan bo'lishi kerak emas. Shunga qaramasdan, plastinkalar orasidagi elektr maydonida energiya to'plangan deb hisoblash qabul qilingan. Misol uchun yassi kondensator energiyasini elektr maydon kuchlanganligi orqali ifodalaymiz¹.

Biz plastinkalar orasida deyarli bir jinsli E elektr maydoni mavjudligini va uning kuchlanganligi potentsiallar farqi bilan $U = Ed$ (17-4-tenglama) munosabat orqali bog'langanligini ko'rsatib berdik, bu erda d - plastinkalar orasidagi masofa. Bundan tashqari 17-8- tenglama bizga yassi parallel kondensatorning sig'imi $C = \varepsilon_0 A/d$ ga tengligini beradi. U holda

$$PE = \frac{1}{2}CU^2 = \frac{1}{2} \left(\frac{\varepsilon_0 A}{d} \right) (E^2 d^2) = \frac{1}{2} \varepsilon_0 E^2 Ad$$

Ad ko'paytma E elektr maydoni egallaydigan hajmni tavsiflaydi. Formulaning ikkala qismini hajmga bo'lib, birlik hajmda to'plangan energiya yoki energiya zichligi ifodasini olamiz:

$$\text{energiya zichligi} = \frac{PE}{\text{hajm}} = \frac{1}{2} \varepsilon_0 E^2 \quad (16-8).$$

Fazoning ixtiyoriy qismida to'plangan elektrostatik energiya zichligi shu sohada elektr maydon kuchlanganligi kvadratiga proporsional. (16-8) ifoda yassi kondensatorning xususiy holi uchun olingan. Biroq u fazoning elektr maydoni mavjud bo'lgan ixtiyoriy sohasi uchun o'rinli ekanini ko'rsatish mumkin¹.

Kondensatorlar. Katta sig'imga ega o'tkazgichlar katta o'lchamlarga ega bo'ladi. Masalan, metall shar 1 mkF sig'imga ega bo'lishi uchun radiusi 9 km bo'lishi kerak. Lekin bir-biridan dielektriklar bilan ajratilgan o'tkazgichlar sistemasi tuzilsa, bunday sistema kichik o'lchamli bo'lsa ham, katta sig'imga ega bo'lishi mumkin. Bunday sistema kondensator deb ataladi. Eng oddiy kondensator-bir biriga parallel va o'rtasida ingichka

¹ Douglas C, Giancoli. "PHYSICS". PRINCIPLES WITH APPLICATIONS. Pearson. 2014, 485,486,538 – betlar.

dielektrigi bor ikki metall plastinkalardir. Bu plastinkalarga miqdori bir xil, lekin ishorasi har xil zaryad beriladi. Ta'rifga binoan bunday sistemaning sig'imi:

$$C = \frac{q}{\varphi_1 - \varphi_2} \quad (16.9)$$

ga teng. Bu erda q-bitta plastinkadagi zaryad.

d kichik bo'lsa, ikki plastinka orasidagi maydonni bir jinsli deyish mumkin. Bu xol uchun quyidagi munosabat o'rinaldir:

$$\varphi_1 - \varphi_2 = Ed = \frac{\sigma}{\varepsilon_0 \varepsilon} d; \quad (16.10)$$

$$\left(E = \frac{\sigma}{\varepsilon_0 \varepsilon} \right) C = \frac{q \varepsilon_0 \varepsilon}{\sigma d} = \frac{\sigma \varepsilon_0 \varepsilon}{\sigma d} = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon S}{d} \quad (16.11)$$

Dielektriklar

Ko'pchilik kondensatorlarda plastinkalar orasiga izolyasiyalovchi material (dielektrik), masalan qog'oz yoki plastmassa plyonka kiritilgan (16-3-rasm). Bu bilan bir necha maqsadga erishiladi. Birinchidan, dielektriklar elektr teshilishiga havoga nisbatan yaxshiroq qarshilik ko'rsatadi, va kondensatorga qoplamlar orasidagi tirqish orqali zaryad yo'qotishsiz kattaroq kuchlanish berish mumkin. Ikkinchidan, dielektrik qoplam mavjud bo'lganida plastinkalarni bir-biriga tegib qolishidan qo'rqmasdan yaqin joylashtirish mumkin. Uchinchidan, plastinkalar orasidagi fazo dielektrik bilan to'ldirilganda uning sig'imi K marta ortadi. Shunday qilib, yassi parallel kondensator uchun¹

$$C = K \varepsilon_0 \frac{A}{d} \quad (16-12)$$

Buni quyidagicha yozishimiz mumkin:

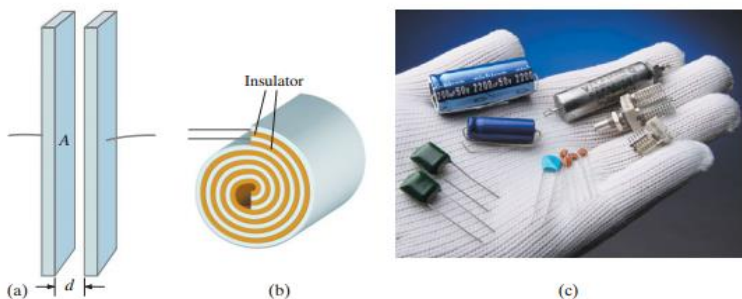
$$C = \varepsilon \frac{A}{d}$$

bu yerda $\varepsilon = K \varepsilon_0$ – materialning dielektrik sindiruvchanligi deb ataladi.

¹ Douglas C, Giancoli. "PHYSICS". PRINCIPLES WITH APPLICATIONS. Pearson. 2014, 485,486,538 – betlar.



16-3-rasm. Silindrik kondensatorlar



16-4-rasm. Kondensatorlar

Turli materiallar uchun dielektrik singdiruvchanliklarning qiymatlari 16-1-jadvalda berilgan. 17-3-jadvalda ko'rsatilgandek.

16-1-jadval

Dielektrik singdiruvchanlik (20^0 S)

Modda	K	V / m
Vakuum	1,0000	
Havo (1 atm)	1,0006	3×10^6
Parafin	2,2	10×10^6
Polisterin	2,6	24×10^6
Plastik (vinil)	2 – 4	50×10^6
Qog'oz	3,7	15×10^6
Kvars	4,3	8×10^6
Moy	4	12×10^6
SHisha	5	14×10^6
Kauchuk	6,7	12×10^6
Farfor	6 – 8	5×10^6

Slyuda	7	150×10^6
Suv	80	
Stronsiy	300	8×10^6

Kondensatorlarni bir-biriga ulash. Bir nechta kondensatorlarni ulab, o'zgacha sig'imga ega boshqa kondensatorlarni xosil qilish mumkin (buni kondensatorlar batareyasi deb ham atash mumkin).

Kondensatorlarni ketma-ket va parallel ulash

Xuddi rezistorlar kabi kondensatorlarni ham ketma-ket va parallel ulash mumkin. Biz dastlab 16-15-rasmda ko'rsatilgandek parallel ulashni qarab chiqamiz. Agar U kuchlanishga ega bo'lgan batareya a va b nuqtalarga ulangan bo'lsa, u holda bu kuchlanish har bir kondensatorga berilgan bo'ladi: hamma kondensatorlarning ya'ni plastinkalari o'zaro o'tkazgich bilan ulangan, ular bir xil potensialga ega; o'ng tomondagi plastinkalar haqida ham xuddi shunday deyish mumkin. U holda har bir kondensator plastinkalaridagi zaryad mos ravishda $Q_1 = C_1U$, $Q_2 = C_2U$, $Q_3 = C_3U$ ga teng bo'ladi. Batareyadan olinadigan to'liq zaryad

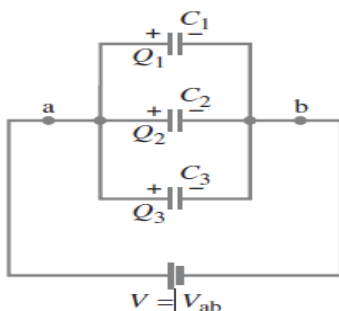
$$Q = Q_1 + Q_2 + Q_3 = C_1U + C_2U + C_3U$$

ga teng bo'ladi. Xuddi o'sha $U = U_{ab}$ kuchlanishda Q zaryadni to'play oladigan ekvivalent kondensatorning sig'imi C_{eq} :

$$Q = C_{eq}U$$

$$C_{eq}U = C_1U + C_2U + C_3U = (C_1 + C_2 + C_3)U \text{ yoki}$$

$$C_{eq} = C_1 + C_2 + C_3 \quad (\text{parallel ulash}) \quad (16-13)$$



16-5-rasm. Kondensatorlarni parallel ulash:

$$C_{eq} = C_1 + C_2 + C_3$$

Shunday qilib, kondensatorlarni parallel ulashda natijaviy sig‘im ortadi (alohida kondensatorlar sig‘imlarining yig‘indisiga teng). Shunday bo‘lishi kerak ham edi: chunki zaryad to‘planadigan plastinkalarning yuzasi ortadi.

Kondenstorlar ketma-ket ulangan bo‘lishi ham mumkin, 16-16-rasmda ko‘rsatilgandek, $+Q$ zaryad batareyadan C_1 plastinkaga (chap) o‘tadi, $-Q$ zaryad esa C_3 plastinkaga (o‘ng) o‘tadi. Kondensatorlar orasidagi A va B nuqtalar dastlab elektr neytral edi, shuning uchun natijaviy zaryad avvalgidek nolga teng bo‘lishi kerak. C_1 chap plastinkadagi $+Q$ zaryad qarama-qarshi plastinkada $-Q$ zaryadni yuzaga keltiradi, umuman A qismdagi zaryad nolga teng bo‘lganligi sababli C_2 ning chap plastinkasida $+Q$ zaryad yuzagga kelishi kerak. Boshqa kondensatorlarda ham shunga o‘xshash fikr yuritish mumkin; natijada har bir kondensatorda bir xil Q zaryad mavjud bo‘ladi. Barcha ketma-ket ulangan kondensatorlarning o‘rnini bosishi mumkin bo‘lgan kondensator

$$Q = CU$$

tenglik bajariladigan C sig‘imga ega bo‘lishi kerak.

Ketma-ket ulangan kondensatorlar zanjirining uchlaridagi to‘la kuchlanish har bir kondensatordagi kuchlanishlar yig‘indisiga teng:

$$U = U_1 + U_2 + U_3$$

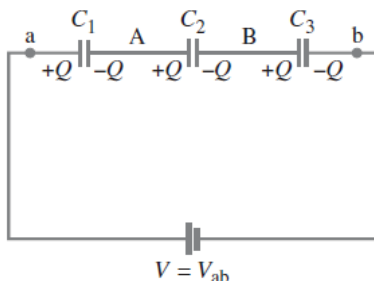
Biz shuningdek $Q = C_1U_1$, $Q = C_2U_2$, $Q = C_3U_3$ bo‘lgani uchun, oxirgi tenglikka U_1, U_2, U_3 ni qo‘yib quyidagini olamiz:

$$\frac{Q}{C} = \frac{Q}{C_1} + \frac{Q}{C_2} + \frac{Q}{C_3},$$

yoki

$$\frac{1}{C_{eq}} = \frac{1}{C_1} + \frac{1}{C_2} + \frac{1}{C_3} \quad (\text{kondensatorlarni ketma-ket ulash}) \quad (16-14)$$

Qolgan ulashlarni parallel va ketma-ket ulashlarning kombinatsiyasi sifatida qarash mumkin.



16-6-rasm. Kondensatorlarni ketma-ket ulash:

$$\frac{1}{C_{eq}} = \frac{1}{C_1} + \frac{1}{C_2} + \frac{1}{C_3}.$$

Agar dielektrik elektr maydoniga kiritilsa, u qutblanadi (polyarizatsiyanadi). Dielektrikka kuch chiziqlari kirgan tomon manfiy zaryadlanadi, teskari tomoni-musbat zaryadlanadi. Lekin bu elektrostatik induksiya emas, chunki metallidagi elektronlar erkin, ular maydon ta'sirida harakatlanadilar. Dielektrikda esa erkin elektronlar yo'q, ular bog'langan. Shuning uchun dielektrikdagi polyarizatsiya elektronlarning molekula (yoki atom) ichida siljishi bilan bog'langan bo'ladi. Agar dielektrik polyar molekulalardan tuzilgan bo'lsa, u xolda polyarizatsiya molekulalarning burilishi tufayli yuz beradi.

1. Nopolyar molekulalardan iborat dielektrik polyarizatsiyasi. Nopolyar molekula (yoki atom) elektr maydoniga kiritilsa uning elektron buluti bir tomonga, yadrosi qarama-qarshi tomonga siljiydi, natijada molekula dipol momentga ega bo'lib qoladi. Dielektrik esa bir tarafi manfiy, ikkinchi tarafi esa musbat zaryadga ega bo'lib qoladi. Bunday polyarizatsiya elektron polyarizatsiya deb ataladi. Umumiy holda $P = \alpha E$

2. Polyar molekulalardan tuzilgan dielektrik polyarizatsiyasi. Ba'zi molekular elektr nuqtai nazardan nosimmetrikdir, shuning uchun ularda doimiy dipol momenti bo'ladi. Misol sifatida suv, ammiak, efir, atseton va boshqalarni keltirish mumkin. Issiqlik harakati tufayli bu molekular haotik harakatda bo'ladi, bu esa molekularning dipol momentlari har xil yo'nalishda bo'lishiga olib keladi (rasm). Shuning uchun dielektrik polyarizatsiyanmagan bo'ladi. Endi bu dielektrikni elektr maydoniga olib kirsak, polyar molekular maydon yo'nalishiga qarab burila boshlaydi, natijada u polyarizatsiyanib qoladi. Elektr maydon o'chirilsa, polyarizatsiya ham yo'qoladi, chunki polyar molekular haotik issiqlik harakatini davom ettiradilar. Bunda dipol momentlar har xil yo'nalishga

qaragan bo‘lib qoladi va dipol momentlari yig‘indisi nolga teng bo‘ladi. Bunday polarizatsiya orentatsion polarizatsiya deb ataladi. Lekin shunday dielektriklar bor-ki, ularda polarizatsiya elektr maydon o‘chirilgandan so‘ng ham saqlanadi. Bunday dielektriklar segnetoelektriklar deb ataladi. Segnetoelektriklarda kichik hajmli sohalar bo‘lib, ularda dipol momentli molekulalar bir xil yo‘nalishda “o‘z-o‘zidan” terilib qoladi. Bu mikroskopik hajmlardagi molekulalar elektr maydon ta‘sirida hammasi birgalikda buriladilar. Shuning uchun elektr maydon o‘chirilganda oddiy haotik harakat molekulalarning orentatsiyasini buzaolmaydi. Bunga ko‘proq energiya kerak bo‘ladi. Bu ishni yuqori temperaturada bajarish mumkin. Segnetoelektriklarga misol: segnet tuzi ($\text{NaKC}_4\text{H}_4\text{O}_6 \cdot 4\text{H}_2\text{O}$) va bariy titanati (BaTiO_3).

3. Dielektrik singdiruvchanlik. Dielektrikning elektr maydonidagi polarizatsiyasi uning ichidagi maydonning kamayishiga olib keladi. Kondensator ichiga joylashtirilgan dielektrikni ko‘rib chiqamiz. Kondensatorning maydonini E_0 , polarizatsiya maydonini E' bilan belgilasak, bu ikki maydon qo‘shilib, Dielektrik ichidagi maydonni xosil qiladi.

$$E = E_0 - E' \quad (16.15)$$

Vakuumdagi elektr maydon kuchlanganligining izotrop dielektrik ichidagi maydon kuchlanganligiga bo‘lgan nisbati dielektirk singdiruvchanlik deb ataladi:

$$\varepsilon = \frac{E_0}{E} \quad (16.16)$$

Bu parametr dielektrikning tashqi elektr maydoni ta‘sirida polarizatsiyalanish xususiyatini belgilaydi. Gazlarda ε ning qiymati birga yaqin ($1,0001 \div 1,01$). Nopolyar dielektrik suyuqliklarda uning qiymati $2 \div 2,5$ lar atrofida bo‘ladi, qattiq dielektriklarda - $2,5 \div 8$, polyar suyuqliklarda - $10 \div 81$ atrofida bo‘ladi. Segnetoelektriklarda $\varepsilon = 10^4$ largacha etishi mumkin, vakuum uchun esa $\varepsilon = 1$.

Ikki zaryad o‘rtasidagi ta‘sir kuchi, Kulon qonuniga binoan, quyidagi formula bilan ifodalanadi:

$$F = \frac{q_1 q_2}{4\pi \varepsilon_0 \varepsilon r^2} = \frac{F}{\varepsilon} \quad (16.17)$$

bu erda F_0 -zaryadlarning vakuumdagi o‘zaro ta‘sir kuchi. Demak, ε biror muxit ichidagi ikki zaryad o‘rtasidagi ta‘sir kuchi vakuumdagiga

qaraganda necha marta kamayishini anglatadi. Bir jinsli izotrop muxit uchun quyidagi formulalar mavjud:

$$F = \frac{q_1 q_2}{4\pi\epsilon_0 \epsilon r^2} \quad (16.18)$$

$$E = \frac{q}{4\pi\epsilon_0 \epsilon r^2} \quad (16.19)$$

$$\varphi = \frac{Q}{4\pi\epsilon_0 \epsilon r} \quad (16.20)$$

$$\text{va} \quad N = \frac{1}{\epsilon_0 \epsilon} \sum_i^n q_i \quad (16.21)$$

Vakuum uchun bu formulalarda $\epsilon = 1$ deb olish kifoya.

Lekin bu formulani bir jinsli bo'lmagan muxitlar uchun ishlatib bo'lmaydi, chunki muxitlar chegarasida ϵ sakrab o'zgaradi. Bu qiyinchilikni bartaraf qilish mumkin, agar yangi maydonning yangi fizikaviy harakteristikasini - elektr induksiyasi D ni kirtsak. Faraz qilamizki, vakuumda bir jinsli elektr maydoni E_0 bor deb. Endi vakuumni bir-biriga parallel bo'lgan va dielektrik singdiruvchanliklari $\epsilon_1, \epsilon_2, \dots, \epsilon_n$ bo'lgan kattaliklar bilan to'ldiramiz. Bu qatlamlarda elektr maydoni har xil bo'lib, ular $E_1, E_2, \dots, E_n$ ga teng bo'ladi, lekin (16.20) formulaga binoan:

$$\epsilon_1 E_1 = \epsilon_2 E_2 = \dots = E_0 = \text{const} \quad (16.22)$$

Bu tenglamani ϵ_0 ga ko'paytiramiz:

$$\epsilon_0 \epsilon_1 E_1 = \epsilon_0 \epsilon_2 E_2 = \dots = \epsilon_0 E_0 = \text{const} \quad (16.23)$$

Yangi ifoda kiritamiz:

$$\epsilon_0 \epsilon \vec{E} = \vec{D} \quad (16.24)$$

U xolda quyidagini xosil qilamiz:

$$\vec{D}_1 = \vec{D}_2 = \dots = \vec{D}_n = \text{const} \quad (16.25)$$

D elektr induksiyasi deb ataladi. E dan farqli ravishda $\vec{D}$ hamma dielektrlarlarda bir xil bo'ladi. Shuning uchun bir jinsli bo'lmagan muxitlarda maydonni $\vec{E}$ bilan emas $\vec{D}$ bilan ifodalagan yaxshi. Shu tufayli yangi terminlar kiritilgan: induksiya chiziqlari, induksiya oqimi.

Nazorat savollari

1. Elektr maydonida o'tkazgich qanday qutublanadi?
2. Elektr sig'imi deb nimaga aytiladi?
3. Sig'im birligi qanday?
4. Yassi kondensator energiyasi nimaga teng?
5. Parallel va ketma – ket ulangan kondensatorlar sistemasining sig'imi nimaga teng?
6. Elektr maydon energiyasi qanday aniqlanadi, formulasini keltirib chiqaring?
7. Ikkitadan ortiq kondensator ketma-ket ulanganda umumiy sig'im ifodasini yozing?
8. Elektr maydoniga qo'yilgan o'tkazgich qanday ulanganda umumiy sig'im ifodasini yozing?
9. Elektr sig'im qanday fizik kattalik?
10. Kondensator qanday elektr qurilma, u qanday vazifani bajaradi?
11. Elektr maydon energiyasi ifodasini yozing?
12. Elektr maydonda dielektrik qanday qutblanadi?
13. Dielektrik singdiruvchanlikning fizik ma'nosi qanday?
14. Elektr indktsiyasi vektori nima?

17-MA'RUZA. Mavzu: O'zgarmas elektr toki . Zanjirning bir qismi uchun Om qonuni. Berk zanjir uchun Om qonuni. O'tkazgichlarni ulash. Joul –Lens qonuni. Kirxgof qoidalari. Elektr yurituvchi kuch.

Mavzu rejasi

1. Harakatlanayotgan zaryadli zarrachalar. Elektr toki. O'zgarmas tok.
2. Tok kuchi va uning o'lchov birligi. Tok zichligi.
3. Zanjirning bir qismi uchun Om qonuni.
4. Elektr qarshiligi va uning o'tkazgich turiga hamda geometrik shakliga bog'liqligi. Zanjirning Volt Amper Harakteristikasi (VAX).
5. Zaryadli zarrachalarni harakatga keltiruvchi kuch – elektr yurituvchi kuch.
6. To'liq (yopiq, berk, butun) zanjir uchun Om qonuni.
7. Kirxgoff qoidalari.
8. O'zgarmas tokning ishi va quvvati.

Tayanch so'z va iboralar

Elektr, elektron, ion, zaryad, tok kuchi, kuchlanish, qarshilik, elektr maydon, tok zichligi, Om qonuni, elektr yurituvchi kuch, Kirxgoff qoidasi, tokning bajargan ishi, quvvat.

Elektr toki va uning asosiy xarakteristikalar

Elektr toki deganda zaryadlangan zarralarning tartibli harakati tushuniladi. «Tok» so'zining o'zbek tiliga aynan tarjimai «oqim» dir. Demak, elektr tok – elektr zaryadlarning oqimidir. Elektr tokning asosiy belgisi – harakatdagi zaryadlar tufayli paydo bo'luvchi magnit maydonning mavjudligidir. Bundan tashqari elektr tok modda orqali o'tganda issiqlik, optik va ximiyaviy hodisalar kuzatiladi.

O'tkazgichlardagi elektr tokni *utkazuvchanlik toki* deb ataladi. Lekin elektr tokni bunday tor ma'noda tushunish qerak emas. Masalan, biror zaryadlangan jism fazoning bir nuqtasidan ikkinchi nuqtasiga ko'chirilayotgan bo'lein. Bu jism bilan birgalikda undagi zaryad ham fazoning bir nuqtasidan ikkinchi nuqtasi tomon harakat qiladi. Demak, elektr tok vujudga keladi. Lekin bu tok zaryadlangan jismning harakati bilan bog'liq. Bunday tokni boshqa turdagi toklardan farq qilish maqsadida *konveksion tok* deb ataymiz.

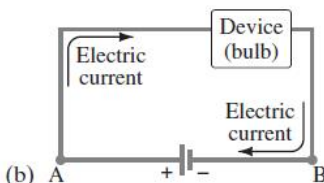
Elektr toki

Batareyaning maqsadi ko'proq zarra hosil qiluvchi potentsiallar farqini yuzaga keltirishdir. Batareya klemmalariga o'tkazgich kontur ulab, biz elektr zanjiriga ega bo'lamiz (18-6a-rasm). Har qanday elektr sxemada

batareyani ifodalash uchun biz 18-6b-rasmda ko'rsatilgandek quyidagi simvollaridan foydalanamiz:



Uzun chiziq – musbat klemmaga, kaltasi – manfiy klemmaga mos keladi. Bunday zanjir bo'ylab zaryad batareyaning bir klemmasidlan boshqasiga o'tishi mumkin; elektr zaryadining bunday **oqimi elektr toki** deyiladi.



17-1-rasm. a – eng sodda elektr zanjiri,
b – o'sha zanjirning sxematik ifodalanishi.

O'tkazgichda elektr tokining kuchi – bu birlik vaqt ichida o'tkazgichning ko'ndalang kesimi yuzasidan o'tuvchi natijaviy zaryad miqdoridir. Shunday qilib elektr toki kuchining o'rtacha qiymati

$$I = \frac{\Delta Q}{\Delta t} \quad (17-1)$$

bu erda ΔQ - o'tkazgich ko'ndalang kesimi bo'ylab Δt vaqt ichida oqib o'tadigan zaryad miqdori. Elektr zaryadining kuchi kulon taqsim sekundlarda o'lchanadi; bu birlik fransuz fizigi Andre Amper (1775-1836) sharafiga Amper qisqacha A) deb ataladi. $1A = 1C/s$. Tok ko'pincha milliamperlarda ($1mA = 10^{-3} A$) va mikroamperlarda ($1\mu A = 10^{-6} A$) o'lchanadi.

Zaryad tashuvchilarning harakat yoʻnalishiga perpendikulyar boʻlgan birlik yuzga mos keluvchi tok kuchiga *tok zichligi* deb ataladi:

$$j = \frac{I}{S}$$

Tok zichligi musbat tok tashuvchilarning tartibli harakati yoʻnalishidagi vektor kattalik boʻlib, uning miqdori tok yoʻnalishiga perpendikulyar boʻlgan birlik yuz orqali bir-, lik vaqtda oqib oʻtuvchi zaryad miqdori bilan xarakterlanadi. Agar tok ikkala ishorali zaryadlarning tartibli harakati tufayli vujudga kelayotgan boʻlsa, tok zichligining ifodasini quyidagi koʻrinishda yozish mumkin

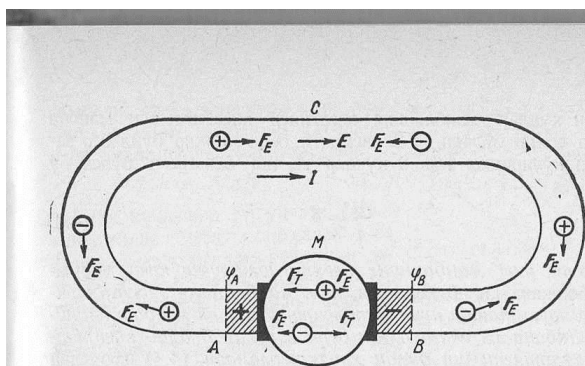
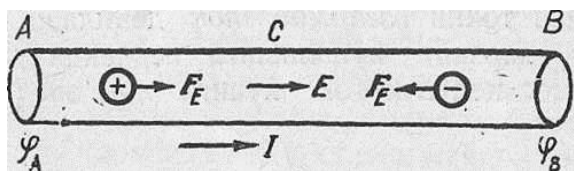
$$j = q^+ n^+ u^+ + q^- n^- u^- \quad (17-2)$$

bunda q^+ va q^- – mos ravishda musbat va manfiy tok tashuvchilarning zaryad miqdorlari, va n^+, n^- , – ularning konsentratsiyasi (yaʼni birlik hajmdagi soni), $u^+ u^-$ esa ularning tartibli harakatidagi oʻrtacha tezliklari.

SI da tok kuchining oʻlchov birligi – amper (A) boʻlib, u asosiy birlik sifatida qabul qilingan. Bu birlik toʻgʻrisida toklarning oʻzaro taʼsiri bilan tanishganda toʻxtalamiz. Tok zichligi birligi – amper taqsim metr kvadrat (A/m^2) boʻlib, oʻkuchi 1 A boʻlgan elektr tok oʻtkazgichning 1 m^2 koʻndalang kesimi boʻyicha tekis taqsimlangan holdagi *tok* zichligini ifodalaydi... Elektr tok zichligining oʻlchamligi – $L^{-2} \cdot I$

Elektr yurituvchi kuch va kuchlanish

Biror oʻtkazgichning (4.1-rasm) A uchida ortiqcha musbat?. zaryad, V uchida esa ortiqcha manfiy zaryad mavjud boʻlsa, bu oʻtkazgich boʻylab uning potentsiali yuqoriroq (ϕ_v) qismidan potentsiali pastroq (ϕ_n) qismi tomon yoʻnalgan elektr maydon vujudga keladi. Bu maydon kuchlari taʼsirida musbat zaryadlar A dan V ga qarab, manfiy zaryadlar esa V dan A ga qarab tartibli harakatga keladi, yaʼni oʻtkazgich boʻylab. elektr tok oʻtadi. Natijada qaramaqarshi ishorali zaryadlarniyag birlashuvi va oʻtkazgich barcha nuqtalari potentsiallarining tenglashuvi sodir boʻladi. Bu esa oʻtkazgichda elektr maydonning yoʻqolishiga va elektr tokning toʻxtashiga sabab boʻladi. Oʻtkazgichda uzluksiz ravishda elektr tok mavjud boʻlishi uchun bu oʻtkazgichni oʻz ichiga olgan berk zanjirda



17.2 rasm

shunday maxsus qurilma (18.2-rasmda M deb belgilangan ishlab turishi kerakki, bu qurilma muntazam ravishda qarama-qarshi ishorali zaryadlarni ajratib turishi va o'tkazgichning L uchini musbat zaryad bilan, V uchini esa manfiy zaryad bilan; d0imiy ravishda ta'minlab turishi kerak. Natijada, o'tkazgich uchlarida har doim potentsiallar farqi mavjud bo'lib, uzluksiz elektr tok vujudga kelishiga sharoit yaratilgan bo'ladi. Bunday qurilmani *elektr tokning manbai* deyiladi. Tok manbaida zaryadlarning ajralishi biror kuch ta'sirida sodir bo'ladi albatta. Lekin bu kuch elektrostatik xaraktyorga ega emas, chunki elektrostatik kuch ta'sirida zaryadlar ajralmaydi, aksincha byrlashadi (masalan, 18.2-rasmdagi tok zanjirining AS V qismida). Bu kuchni tashqi kuch deb atash odat bo'lgan. Elektr zaryadlarni ajratish va ko'chirish uchun tashqi kuchlar bajargan ish tok manbai energiyasining sarflanishi hisobiga (masalan, generator rotorni aylantirish uchun sarf bo'layotgan mexanik ish hisobiga yoki akkumulyator va galvanik elementlarda elektrodning elektrolitlarda erishi jarayonida ajralib chiqadigan energiya hisobiga va hokazo) sodir bo'ladi.

Demak, berk zanjirning VMA qismida, ya'ni tok manbai (M) ning ichida boshqa turdagi (masalan, mexanik yoki ximiyaviy) energiyalar hisobiga elektr energiya olinadi. Zanjirning ASV qismida esa elektr energiya sarflanadi, ya'ni boshqa turdagi energiyalarga aylanadi. Berk zanjirda zaryadga ham tashqi kuchlar, ham elektr maydon kuchlari ta'sir etadi. Ammo elektr maydonning q zaryadni berk zanjir bo'ylab ko'chirishda

bajargan umumiy ishi nolga teng. SHuning uchun berk zanjirda bajarilgan umumiy ish faqat tashqi kuchlar manbaining energiyasi hisobiga tok manbai ichida sodir bo'ladi. 4.2rasmdagi berk zanjir bo'ylab q zaryadni ko'chirishda tashqi kuchlar A_t ish bajargan bo'lsa, u holda

$$\frac{A_t}{q} = \varepsilon \quad (17.4)$$

kattalik *tok manbaining elektr yurituvchi kuchi* deyiladi. Boshqacha qilib aytganda, *tok manbaining elektr yurituvchi kuchi tashqi kuchlar ta'sirida birlik musbat zaryadni manbani o'z ichiga olgan berk zanjir bo'ylab ko'chirishda bajarilgan ish bilan xarakterlanadi.* (17.4) ifodadan elektr yurituvchi kuch (qisqacha EYUK) potensial o'lchov birliklarida o'lchanadi, degan xulosaga kelamiz, chunki potensial ham birlik zaryadni ko'chirishda bajarilgan ish bilan xarakterlanar edi.

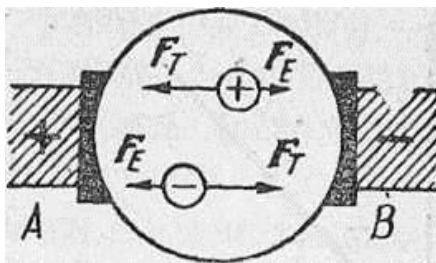
Demak, SI da EYUK birligi qilib volt (V) qabul qilinadi: 1 V —shunday tok manbaining elektr yurituvchi kuchi (EYUK) ki, bu manbani o'z ichiga olgan berk zanjir bo'ylab 1 Kl zaryadni ko'chirishda 1 J ish bajariladi. q zaryadga ta'sir etayotgan G'_T tashqi kuchni $G'_t = qE_t$ ko'rinishda ifodalash mumkin. Bunda E_t bilan tashqi kuchlar maydonining kuchlanganligi belgilandi. U holda q zaryadni berk zanjir bo'ylab ko'chirishda tashqi kuchlar bajargan ish

$$A_t = \oint F_t dl = q \oint E_t dl$$

bo'ladi. Shuning uchun (18.4) ifodaga asoslanib

$$\varepsilon = \frac{A_t}{q} = \oint E_t dl \quad (17.6)$$

munosabatni hosil qilamiz. Demak, berk zanjirda ta'sir etuvchi EYUK ni tashqi kuchlar maydoni kuchlanganligi vektorining sirkulyasiyasi tarzida ifodalash mumkin.



4-rasm

Agar zanjirni uzsak, ya'ni *ASV* o'tkazgichni olib tashlab ochiq zanjir hosil qilsak (4.3-rasm), tashqi kuchlar ta'sirida *VMA* qiymda zaryadlarning ko'chishi tufayli *A* nuqtada musbat, *V* nuqtada esa manfiy zaryadlar yig'ilib, bu nuqtalar oraeida potentsiallar farqi vujudga keladi. *A* va *V* nuqtalar orasidagi potentsiallar farqi zaryadlarga ta'sir etuvchi elektr va tashqi kuchlar tenglashguncha ortib boradi. Bu kuchlar tenglashganda $\Delta\varphi = \varphi_A - \varphi_B$ maksimal qiymatga erishadi. Ochiq zanjirdagi tok manbaining EYUK manbaning qutblaridagi potentsiallar farqiga teng:

$$\Delta\varphi = \varphi_A - \varphi_B. \quad (17.7)$$

Endi kuchlanish tushunchasi bilan tanishaylik. Elektrostatikada *A* va *V* nuqtalar orasidagi kuchlanish deganda *A* va *V* nuqtalardagi elektr maydon potentsiallarining farqi tushunilar edi. Zanjirning *VMA* qismidagi kuchlanishning tushishi yoki oddiygina kuchlanish (*JAB*) deganda Kulon (elektr) kuchlari va tashqi kuchlar, ya'ni

$F_E + F_T = q(E + E_T)$ ta'sirida birlik musbat zaryadni zanjir bo'ylab *A* nuqtadan *V* nuqtaga ko'chirishda bajarilishi lozim bo'ladigan ish bilan xarakterlanuvchi fizik kattalik tushuniladi:

$$U_{AB} = \frac{A_{AB}}{q} = \frac{1}{q} \left(\int_A^B \mathbf{F}_E d\mathbf{l} + \int_A^B \mathbf{F}_T d\mathbf{l} \right) = \int_A^B \mathbf{E} d\mathbf{l} + \int_A^B \mathbf{E}_T d\mathbf{l}.$$

Kulon kuchlari ta'sirida birlik musbat zaryadni *A* dan *V* gacha ko'chirishda bajariladigan ish *A* va *V* nuqtalar potentsiallarining farqi $\varphi_A - \varphi_B$ ga teng. Tashqi kuchlar ta'sirida birlik musbat zaryadni zanjirning tekshirilayotgan qismida ko'chirishda bajarilgan ish zanjirning shu *I* qismidagi manbaning elektr yurituvchi kuchi ϵ_{AB} teng. Shuning uchun

$$U_{AB} = (\varphi_A - \varphi_B) + \epsilon_{AB}$$

Demak, zanjirning tekshirilayotgan qismidi EYUK ta'sir etmaydigan xususiy holda (ya'ni $\epsilon_{AB} = 0$ bo'lganda)

$$U_{AB} = \varphi_A - \varphi_B$$

bo'ladi. Kuchlanish ham, xuddi EYUK kabi, potentsialning birliklarida, ya'ni volt (V) da o'lchanadi.

Om qonuni

Om qonuni zanjirning bir qismidan o'tayotgan tok kuchini shu qismning uchlaridagi kuchlanishga bog'liqligini ifodalaydi. Agar zanjirning tekshirilayotgan qismida EYUK ta'sir etmasa zanjirning bir jinsli qismi bilan, aksincha, EYUK ta'sir etsa zanjirning bir jinsli bo'lmagan qismi bilan ish tutayotgan bo'lamyz. Om qonuni tajribalar asosida kashf etilgan qonundir. Uning to'g'riligi ko'pgina tajribalar asosida isbotlandi. Bu qonunning mohiyati quyidagidan iborat: bir jinsli metall o'tkazgich orqali

o'tayotgan elektr tokning kuchi ushbu o'tkazgichning uchlaridagi kuchlanishga to'g'ri proporsional:

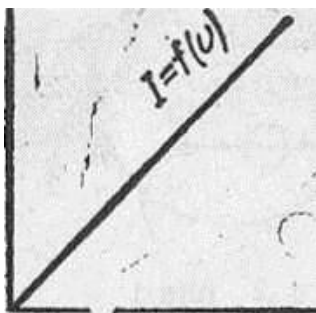
$$I=U/R$$

Tok kuchining kuchlanishga bog'liqlik $I= f(U)$ grafigi metall o'tkazgichlar uchun (4.4-rasm) koordinata boshidan o'tuvchi to'g'ri chiziqdan iborat bo'lar ekan. Bu to'g'ri chiziqning U o'qi bilan hosil qilgan burchagi (4.9) ifodadagi R ga bog'liq. R — o'tkazgichning elektr qarshiligi, u zaryadlarning tartibli harakatiga o'tkazgich ko'rsatadigan qarshilikni xarakterlaydi. O'tkazgich qarshiligining birligini (4.9) ifodadan foydalanib topish mumkin: ikki uchidagi kuchlanish 1 V bo'lganda 1 A tok o'tadigan o'tkazgichning elektr qarshiligi birlik sifatida qabul qilingan va unga 1 Om deb nom berilgan. Elektr qarshiliqqa teskari bo'lgan kattalikni elektr o'tkazuvchanlik deb ataladi, uning o'lchov birligi simens (Sm): 1 Sm – elektr qarshiligi 1 Om bo'lgan o'tkazgichning elektr o'tkazuvchanligidir.

Elektr qarshilikning o'lchamligi $L^2 MT^{-3} I^{-2}$ elektr o'tkazuvchanlikniki esa $L^{-2} MT^{-3} I^{-2}$ bo'ladi.

Solishtirma qarshilik

Metall o'tkazgichning qarshiligi R uning uzunligi L ga to'g'ri proporsional va ko'ndalang kesim yuzasi S ga teskari proporsional ekanligi tajribada tasdiqlangan:



$$R = \rho \frac{L}{S} \quad (17.8)$$

bu erda koeffitsient ρ – (grekchadan “ro”)

solishtirma qarshilik deb ataladi va o'tkazgich moddaning xarakteristikasi hisoblanadi. Bu sog'lom fikrga mos keladi:

yo'g'on o'tkazgichning qarshiligi ingichka o'tkazgichning qarshiligidan kamroq bo'lishi kerak, chunki chunki yo'g'on o'tkazgichda elektronlar katta yuzada ko'chadilar. Va o'tkazgichning uzunligi ortishi bilan qarshilikning ortishini kutish mumkin, chunki elektronlar yo'lidagi to'siqlar soni ko'payadi. Odatda ρ $Om \cdot m$ larda o'lchanadi. 17-1-jadvalning o'rtadagi ustunida turli o'tkazgichlar, dielektriklar va yarimo'tkazgichlar uchun ρ ning odatdagi qiymati keltirilgan. Kumush eng kam solishtirma qarshilikka ega, shuning uchun eng yaxshi o'tkazgich hisoblanadi, biroq u qimmat. Undan keyin mis turadi, nima uchun o'tkazgichlar kumushdan tayyorlanishi tushunarli, albatta. Alyuminiyning solishtirma qarshiligi misnikidan kattaroq, lekin zichligi

kichik, va ba'zi hollarda afzalroqdir, chunki o'shanday massali alyuminiyning qarshiligi misnikidan kichikroq bo'lib chiqadi.

17-1-jadval

Solishtirma qarshilik va temperatura koeffitsienti (20^0 S da)

Modda	Solishtirma qarshilik, $\rho(Ohm\ m)$	Temperatura koeffitsienti $\alpha(C^0)^{-1}$
O'tkazgichlar		
Kumush	$1,59 \times 10^{-8}$	0,0061
Mis	$1,68 \times 10^{-8}$	0,0068
Oltin	$2,44 \times 10^{-8}$	0,0034
Alyuminiy	$2,65 \times 10^{-8}$	0,00429
Volfram	$5,6 \times 10^{-8}$	0,0045
Temir	$9,71 \times 10^{-8}$	0,00651
Platina	$10,6 \times 10^{-8}$	0,003927
Simob	98×10^{-8}	0,0009
Nixrom (<i>Ni, Fe, Cr</i> qotishmasi)	100×10^{-8}	0,0004
Yarimo'tkazgichlar		
Uglerod (grafit)	$(3-60) \times 10^5$	- 0,0005
Germaniy	$(1-500) \times 10^{-3}$	- 0,05
Kremniy	0,1 – 60	- 0,07
Dielektriklar		
Shisha	$10^9 - 10^{12}$	
Qattiq rezina	$10^{13} - 10^{15}$	

Solishtirma qarshilikning temperaturaga bog'liqligi

Moddaning solishtirma qarshiligi temperaturaga bog'liq bo'ladi. Odatda, metallarning qarshiligi temperatura ortishi bilan ortadi. Bunga ajablanish kerak emas: temperatura ortishi bilan atomlar tezroq harakatlanadi, ularning joylashishi tartibsizroq bo'ladi, va ular elektronlar oqimiga yanada kuchliroq qavrvshilik ko'rsatishini kutish mumkin. Temperatura o'zgarishining tor diapazonlarida temperatura ortishi bilan metallning solishtirma qarshiligi deyarli chiziqli ortadi:

$$\rho_T = \rho_0 [1 + \alpha(T - T_0)] \quad (17.9)$$

bu erda $\rho_0 - T_0$ standart temperaturadagi solishtirma qarshilik (odatda 0^0 C yoki 20^0 C), $\rho_T - T$ temperaturadagi solishtirma qarshilik va α - qarshilikning temperatura koeffitsienti. α ning qiymatlari 17-1-jadvalda keltirilgan. Yarimo'tkazgichlarda qarshilikning temperatura koeffitsienti manfiy bo'lishi mumkin ekan. Nima uchun? Chunki temperatura ortishi

bilan erkin elektronlar soni ortadi va va ular moddaning o'tkazuvchanlik xossasini oshiradilar. Shunday qilib, yarimo'tkazgichlarning qarshiligi temperatura ortishi bilan kamayishi mumkin¹.

O'tkazgich qarshiligi temperaturaga mos ravishda quyidagi qonuniyat bo'yicha o'zgaradi:

$$R=R_0(1+\alpha t) \quad (17.10)$$

bundagi R_0 va R – mos ravimda 0°S va $t^\circ\text{S}$ va temperaturalaridagi qarshilikning qiymatlari; α – qarshilikning temperatura koeffitsienti, u 1 K ga isitilganda o'tkazgich qarshiligining nisbiy o'zgarishiga miqdoran teng kattalik, sof metallar uchun $\alpha \approx 1/273 \text{ grad}^{-1}$. Termodinamik temperatura T dan foydalanilganda (4.12) munosabat quyidagi ko'rinishga ega bo'ladi:

$$R=\alpha R_0 T \quad (17.11)$$

Rezistorlarni ketma-ket va parallel ulash

Ikki yoki undan ortiq rezistorlar 18.3a-rasmda ko'rsatilgandek biridan keyin ikkinchisi ulansa, ular ketma-ket ulangan deyiladi. Rezistorlar 18-3-rasmda ko'rsatilgandek turli tipda yoki elektr lampochkalar (18-3b-rasm) va boshqa qurilmalar ko'rinishida bo'lishi mumkin. 19-3a-rasmda R_1 orqali biror zaryad o'tsa, R_2 va R_3 orqali ham shunday zaryad o'tadi. Demak, har bir rezistor orqali bir xil tok o'tadi. (Agar bunday bo'lmaganda edi, zaryadning biror nuqtasida zaryad to'planib qolgan bo'lar edi, biroq statsionar holda bunday bo'lmaydi).

18-3a-rasmdagi har bir rezistordagi potensiallar tushuvini qarab chiqamiz. Barcha rezistorlarda kuchlanish U ga teng deb hisoblaymiz; zanjirning boshqa qismlaridagi qarshilikni hisobga olmasa ham bo'ladi va u holda U batareyaning EYUK siga teng bo'ladi. Har bir R_1 , R_2 va R_3 rezistorlarda potensiallar farqi (yoki potensiallar tushuvi) U_1 , U_2 va U_3 ga teng deb olamiz. Demak, Om qonuniga asosan $U = IR$, biz $U_1 = IR_1$, $U_2 = IR_2$ va $U_3 = IR_3$ deb yoza olamiz. Energiyaning saqlanish qonuniga asosan to'liq kuchlanish U har bir rezistordagi potensiallar tushuvi yig'indisiga teng, yoki

$$U = U_1 + U_2 + U_3 = IR_1 + IR_2 + IR_3 \quad (\text{ketma-ket ulash}) \quad (17.12)$$

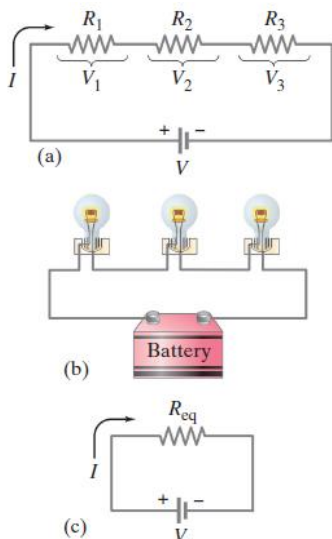
O'shanday tok o'tadigan ekvivalent rezistor R_{eq} (18-3c-rasm) uchun

¹ Douglas C, Giancoli. "PHYSICS". PRINCIPLES WITH APPLICATIONS. Pearson. 2014, 504, 508, 509, 528, 536, 546 – betlar.

$$U = IR_{eq}.$$

17-12-tenglamadan foydalanib, $U = I(R_1 + R_2 + R_3)$, quyidagini olamiz:

$$R_{eq} = R_1 + R_2 + R_3 \text{ (ketma-ket ulash) (17-13)}$$



17-3-rasm. (a) rezistorlar ketma-ket ulangan. (b) elektr lampalaridan iborat rezistorlar. (c) Ekvivalent rezistor sxemasi $R_{eq} = R_1 + R_2 + R_3$.

Rezistorlarni ketma-ket ulashda ularning umumiy qarshiligi alohida rezistorlar qarshiliklarining yig'indisiga teng. (Ba'zida "rezistorlar tarmog'i" deyishimiz mumkin). Bu xulosa nafaqat uchta, balki ixtiyoriy sondagi rezistorlar uchun o'rinli. Masalan, zanjirga qo'shimcha qarshilik ulanganda tok kuchi kamayadi. Agar 12 voltli batareyaga 4 omli rezistor ulansa, undagi tok kuchi 3 A ga teng bo'ladi. Biroq shu batareyaga 3 ta 4 Omli rezistor ketma-ket ulansa, ularning umumiy qarshiligi 12 Omni tashkil qiladi va tok kuchi 1 A gacha kamayadi.

Parallel ulashda boshqacharoq bo'ladi, manbadan chiqayotgan tok kuchi har bir qismi uchun har xil bo'ladi (17-4a-rasm). Binolar va uylarning elektr ta'minotida parallel ulashdan foydalanilishini biz 17 – bo'limda 17-20-rasmda ko'rdik. Parallel ulashda agar siz bitta tarmoqni ajratib olsangiz, boshqalaridagi tok kuchi undan farqli bo'ladi (17-4a-rasmdagi R_1 ga qarang).

Parallel ulashda, 17-4a-rasmda batareyadan o'tayotgan umumiy tok alohida qismlardagi toklarning yig'indisiga teng. Biz I_1 , I_2 va I_3 toklarni har bir rezistorning R_1 , R_2 va R_3 qarshiliklari orqali topamiz. Zaryadning saqlanish qonuniga asosan tugunga kiradigan tok kuchi tugundan chiqadigan tok kuchiga teng bo'lishi kerak, ya'ni

$$I = I_1 + I_2 + I_3 \quad (\text{parallel ulash})$$

Har bir rezistorga batareyaning to'la kuchlanishi qo'yilgan, demak,

$$I_1 = \frac{U}{R_1}, \quad I_2 = \frac{U}{R_2} \quad \text{va} \quad I_3 = \frac{U}{R_3}$$

Parallel ulangan R_1 , R_2 va R_3 rezistorlar uchun ekvivalent R rezistor uchun

$$I = \frac{U}{R_{eq}}$$

Olingan tenglamalarni birlashtirib quyidagini topamiz:

$$I = I_1 + I_2 + I_3$$

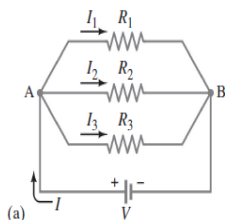
$$\frac{U}{R_{eq}} = \frac{U}{R_1} + \frac{U}{R_2} + \frac{U}{R_3}$$

Har ikkala qismini U ga bo'lib quyidagini topamiz:

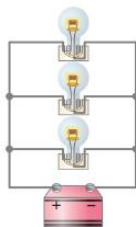
$$\frac{1}{R_{eq}} = \frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} + \frac{1}{R_3} \quad (\text{parallel ulash}) \quad (17-14)$$

Zanjirning bir jinsli bo'lmagan qismi uchun Om qonuni quyidagi ko'rinishda ifodalanadi:

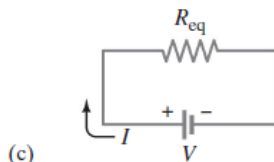
$$\frac{U_{AB}}{R_{um}} = \frac{(\varphi_A - \varphi_B) + \varepsilon_{AB}}{R + r}$$



(a)



(b)



(c)

17-4-rasm. (a) Parallel ulangan rezistorlar. (b) Elektr lampalardan iborat rezistorlar. (c) R_{eq} mos keladigan tok kuchi.

Mazkur ifodada I va ε_{AB} algebraik kattaliklar ekanligini nazarda tutishimiz kerak. Tekshirilayotgan zanjir qismida $\varphi_A > \varphi_B$ bo'lsin (17.5-rasm). U holda tokning A dan V tomon yo'nalishini musbat deb, V dan A tomon yo'nalishini esa manfiy deb qabul qilamiz. SHunga o'xshash $A \rightarrow V$ yo'nalishda ta'sir etuvchi EYUK ni musbat, $V \rightarrow A$ yo'nalishdagini esa manfiy deb olamiz. (17.16) ni, odatda, Omning umumlashgan qonuni deb ham ataladi, chunki uni elektr zanjirning ixtiyoriy qismi o'chun qo'llash mumkin.

1. Zanjirning tekshirilayotgan qismida tok manbai bo'lmagan ($\varepsilon_{AB}=0$) holda (17.16) zanjirning bir jinsli -qismi uchun taalluqli (17.9) ga aylanadi.

2. (17.16) ni berk zanjir uchun qo'llash maqsadida zanjirdagi A nuqtani qo'zg'atmasdan V nuqtani A nuqta bilan ustmaust tushguncha zanjir bo'ylab suraylik. U holda (17.16) dagi $\varphi_A - \varphi_B$ nolga teng bo'lib, berk zanjir uchun Om qonunining ifodasi quyidagi ko'rinishga keladish.

$$I = \frac{\varepsilon}{R + r}$$

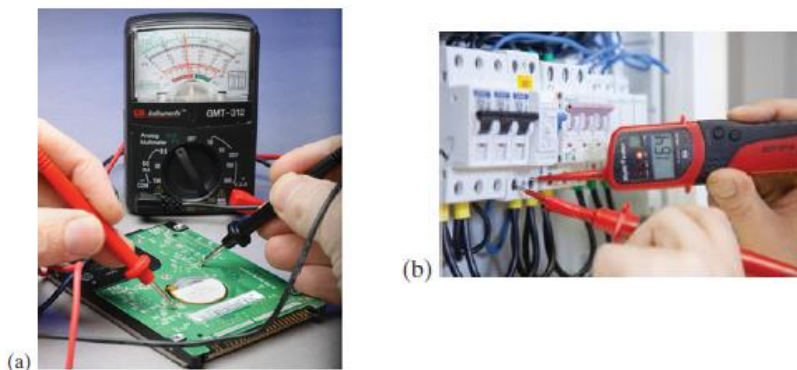
bundagi ε - berk zanjir dagi barcha EYUK larning algebraik yig'indisi, $R+r$ esa zanjirdagi umumiy qaruvilik.

Ampermetrlar va voltmترلar - elektr ta'sir kuchini miqdoran o'lchovchi asboblار

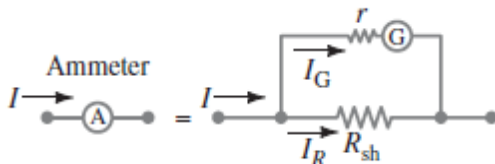
O'lchashlar fizikaning fundamental qismi bo'lib, uning ahamiyatiga ortiqcha baho berish mumkin emas. O'lchov asboblارidan olingan natijalar xatolarsiz bo'lmaydi va ko'pincha tahlil qilinadi. Biz shuningdek ularning ta'sir kuchlarini o'lchashga urinib ko'ramiz. *Ampermetr* tok kuchini, *voltmetr* potensiallar farqini (kuchlanishni) o'lchashga xizmat qiladi. Bu asboblarning asosiy qismini galvanometr tashkil qilib, uning ishlash prinsipini tok o'tayotgan o'tkazgichga maynit maydonining ta'sir kuchi tashkil qiladi. Biz kundalik hayotimizda duch keladigan ko'pgina o'lchov asboblari ampermetr yoki voltmetr sxemasida ulangan galvanometrlardir. Galvanometrdan bevosita kichik toklarni o'lchashda foydalanish mumkin uning ishlash prinsipini 20-bo'limda o'rganamiz. Hozir galvanometr strelkasining oog'ishi u orqali o'tayotgan tok kuchiga proporsional ekanligini bilishimiz etarli (18-5a-rasm). Masalan, 50 mkA shkalali galvanometr 1mkA dan 50 mkA gacha tokni o'lchay oladi. Kattaroq tokni o'lchash uchun galvanometrga qo'shimcha rezistor parallel ulanadi.

Ampermetr (sxemada ) bilan belgilanadi) 19-31-rasmda ko'rsatilgandek, parallel yoki shuntlovchi rezistorga ega bo'lgan galvanometrdan

() iborat. (“Shunt” “parallel” soʻzining sinonimi). SHuntlovchi qarshilik, yoki shunchaki shunt R bilan, galvanometrnining harakatlanuvchi gʻaltagi (ramkasining) qarshiligi r bilan belgilangan. R ning qiymati berilgan tok kuchida galvanometrnining strelkasi butun shkalaga ogʻishi uchun tanlab olinadi¹.



17-5-rasm.

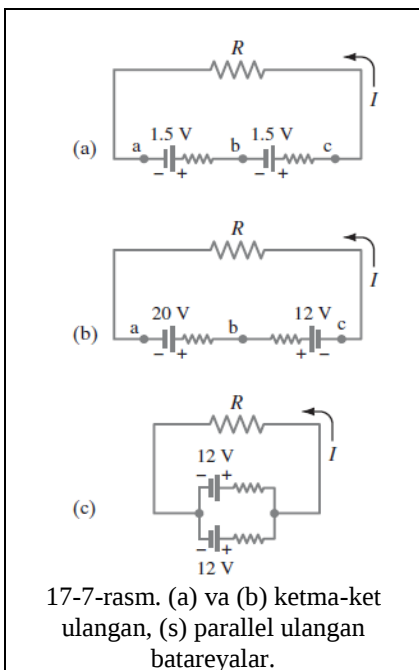


17-6-rasm.

EYUK manbalarini ketma-ket va parallel ulash; Batareyani zaryadlash

Ikki ki bir necha EYUK manalarini ketma-ket ulanganda (17-7a-rasm) umumiy kuchlanish ularning kuchlanishlarining algebraik yigʻindisiga teng, masalan, choʻntak fonari uchun 20 V va 12 V li ikkita element 19-7 b-rasmdagidek ketma-ket ulansa, u holda umumiy kuchlanish U_{ca} 8 V ni tashkil qiladi. (elementlarning ichki qarshiligini juda kichik deb hisoblaymiz). Boshqa tomondan, 20 V va 12 V kuchlanishli batareyalar 19-7s-rasmdagidek bir-biriga qarama-qarshi yoʻnalishda ulangan boʻlsa,

¹ Douglas C, Giancoli. “PHYSICS”. PRINCIPLES WITH APPLICATIONS. Pearson. 2014, 504, 508, 509, 528, 536, 546 – betlar.



ularning umumiy kuchlanishi U_{ca} 8 V ga teng, musbat sinov zaryadini a nuqtadan b nuqtaga ko‘chirishda potensial 20 V ga ortadi, so‘ngra b dan c ga ko‘chirishda 12 V ga kamayadi, ya‘ni a dan c gacha kuchlanishning o‘zgarishi $20\text{ V} - 12\text{ V} = 8\text{ V}$ ga teng. Batareyalarni “qarama-qarshi” ulash ma’noga ega emasdek tuyuladi, ko‘p hollarda shunday ham. Biroq zaryadlash qurilmalari aynan shunday ulanadi: 17-7 b-rasmda 12 V li batareya 20 V li manbadan zaryadlanadi. Keyingisining kuchlanishi kattaroq bo‘lganligi sababli u 12 V li batareyani zaryadlaydi: elektronlar manfiy elektrodga yaqinlashtiriladi va musbatdan itarishadi. EYUK manbalarini parallel ulash ham mumkin (17-7s-rasm). Kuchlanishni

oshirish uchun emas, balki katta tok kuchini ta‘minlash, ya‘ni energiyani oshirish uchun shunday qilinadi. Har bir parallel ulangan batareya umumiy tok kuchining bir qismini ta‘minlaydi va ichki qarshilikda yo‘qotishlar bitta batareyadan foydalangandagiga nisbatan kamroq bo‘ladi¹.

Om qonunini differensial ko‘rinishda yozish mumkin. Bunin r uchun o‘tkazgich ichida biror nuqtani tanlab olaylik. Bu nuqtadagi tok zichligi j va elektr maydon kuchlanganligi E bo‘lsin. Bu nuqta atrofida asosi dS , yasovchisining uzunligi dl bo‘lgan xayoliy elementar silindrni shunday ajrataylikki (4.7rasm), bu silindrchaning yasovchilari j ga parallel bo‘lsin. Bu silindrchaning ikki asosi orasidagi kuchlanish $U = EdU$ asosidan o‘tayotgan tokning kuchi $I = jdS$. Silindrchaning qarshiligi esa

$R = \rho \frac{dl}{dS}$ ning uchun bu silindrchaga Om qonunini qo‘llab, quyidagi ifodani yoza olamiz:

¹ Douglas C, Giancoli. “PHYSICS”. PRINCIPLES WITH APPLICATIONS. Pearson. 2014, 504, 508, 509, 528, 536, 546 – betlar.

$$j dS = \frac{dS}{\rho dl} E dl \quad (17.15)$$

Agar j va E vektorlarning yo'nalishlari bir xil ekanligini hisobga olsak,

$$j = E/\rho \quad (17.16)$$

bo'ladi. O'tkazgich materialining solishtirma qarshiligi r ta teskari bo'lgan kattalikni, ya'ni $\sigma = 1/\rho$ ni materialning solishtirma elektr o'tkazuvchanligi deb atagandik. Zero (17.16) ifoda quyidagi ko'rinishga keladi:

$$j = \sigma E. \quad (17.17)$$

Bu ifoda zanjirning bir jinsli qismi uchun Om qonunining differensial ko'rinishidir. Agar zanjirning tekshirilayotgan qismi bir jinsli bo'lmasa, u holda zanjirda Kulon kuchlari bilan bir qatorda tashqi kuchlar ham ta'sir etayotgan bo'ladi. Shuning uchun zanjirning bir jinsli bo'lmagan qismi uchun Om qonunining differensial ko'rinishi quyidagicha yoziladi:

$$j = \sigma (E + E_T) \quad (17.18)$$

bundagi E_T — zanjirning tekshirilayotgan qismidagi tok manbaida ta'sir etayotgan tashqi kuchlar maydonining kuchlanganligi.

Joul - Lens qonuni

Zanjirning bir jinsli qismidagi U kuchlanish tufayli vujudga kelgan elektr maydon o'tkazgichning ko'ndalang kesimidan dt vaqt davomida Idt zaryadni ko'chiradi. Elektr tokning dt vaqt davomida bajargan ishi

$$dA = IUdt = I^2 R dt = \frac{U^2}{R} dt \quad (17.19)$$

bo'ladi. Elektr tokning quvvati esa quyidagicha aniqlanadi:

$$N = dA/dt = IU = I^2 R = U^2/R \quad (17.20)$$

Elektr tokning ishi joul (J) larda, quvvati esa vatt (Vt) larda o'lchanadi. Lekin, amalda, elektr tokning systemaga oid bo'lmagan vattsoat, ($Vt \cdot soat$) va kilovattsoat ($kVt \cdot soat$) deb nomlangan birliklaridan keng foydalaniladi:

$$1 Vt \cdot soat = 3,6 \cdot 10^8 J;$$

$$1 kVt \cdot soat = 3,6 \cdot 10^6 J.$$

Elektr tokqo'zg'almas metall o'tkazgichdan o'tayotgan holda tokning bajargan barcha ishi shu o'tkazgichning ichki energiyasining ortishiga, ya'ni issiqlik energiyasiga aylanadi. Jru 1 va Lens aniqlagan qonunga asosan, o'tkazgichda ajralib chiqadigan issiqlik miqdori o'tkazgichning qarshiligiga, tok kuchining kvadratiga va vaqtga proporsional, ya'ni:

$$dQ = RI^2 dt \quad (17.21)$$

Bu qonuniyatdan foydalanyb, 4.7-rasmda ifodalangan elementar silindrda dt vaqtda ajralib chiqadigan issiqlik miqdorini topaylik:

$$dQ = dQ = RI^2 dt = \frac{\rho dl}{dS} (j dS)^2 dt = \rho j^2 dl * dS * dT$$

Agar $dl * dS = dV$ — silindrchaning hajmi ekanligini hisobga olsak,

$$dQ = \rho j^2 dV dt. \quad (17.22)$$

Bu ifoda o'tkazgichning dV hajmida dt vaqt ichida ajralib chiqqan issiqlik miqdorini ifodalaydi. Shuning uchun (17.22) ni $dV dt$ ga bo'lsak, o'tkazgichning birlik hajmida birlik vaqtda ajralib chiquvchi issiqlik miqdorini xarakterlovchi kattalikni topamiz. Bu kattalik *tok issiqlik quvvatining zichligi* deb ataladi:

$$\omega = \frac{dQ}{dV dt} \quad (17.23)$$

(17.16) va (17.17) ifodalardan foydalanib (17.23) ni quyidagicha ham yozish mumkin:

$$\omega = j * E = \tau * E \quad (17.24)$$

Bu ifoda Joul — Lens qonunining differensial ko'rinishidir.

Kirxgof qoidalari

Kirxgof qoidalari tarmoqlangan murakkab zanjir qismlarini hisoblashda qoʻllaniladi.

Elektr zanjirining kamida uchta oʻtkazgich tutashgan nuqtasi *tugun* deyiladi. Odatda, tugunga kelayotgan toklarni musbat ishora bilan, ketuvchi toklarni esa manfiy ishora bilan olinadi. Kirxgofning birinchi qoidasiga asosan, *tugunda uchrashuvchi toklarning algebraik yigʻindisi nolga teng yoki tugunga keluvchi toklarning arifmetik yigʻindisi tugundan ketuvchi toklarning arifmetik yigʻindisiga teng* boʻladi.

4.8 rasmdagi elektr tugun uchun Kirxgofning birinchi qoidasi quyidagi koʻrinishda yoziladi:

$$\sum_i I_i = I_1 + I_2 + I_3 - I_4 - I_5 = 0 \quad (17.25)$$

yoki

$$I_1 + I_2 + I_3 = I_4 + I_5$$

Kirxgofning ikkinchi qoidasini analitik koʻrinishini keltirib chiqarish uchun biror murakkab tarmoqlangan elektr vanjirdan ixtiyoriy *A BCD A* berk konturni ajratib olaylik (4.9-rasm). Bu konturni ixtiyoriy yoʻnalishda aylanganda qoʻshni tugunlar orasidagi zanjir qismlari uchun $\sum_k I_k$ qonunini qoʻllaymiz. Bunda quyidagi shartlarga — rioya qilish kerak:

1. zanjirning har bir qismining qarshiligi (*R*) deganda shu qiymdagi barcha taʼvqi qarshiliklar va tok manbalari ichki qarshiliklarining yigʻindisi tushuniladi;

2. zanjirning ayrim qismlaridagi tokning yoʻnalishi konturni aylanish yoʻnalishi bilan mos tushea, bunday tokni musbat, aks holda manfiy deb hisoblanadi:

3. zanjir[^]agi tok manbalarining manfiy qutbidan musbat qutbi trmon yurish konturni aylanish yoʻnalishi bilan mos tushea, maqbaning EYUK musbat ishora bilan, aks holda manfiy ishora bilan olinadi.

Shunday qilib,

AB qismi uchun $I_1 R_1 = \varphi_A - \varphi_B + \varepsilon_1$

BC qismi uchun $I_2 R_2 = \varphi_B - \varphi_C + \varepsilon_2$

CD qismi uchun $I_3 R_3 = \varphi_C - \varphi_D + \varepsilon_3$

DA qismi uchun $I_4 R_4 = \varphi_D - \varphi_A + \varepsilon_4$

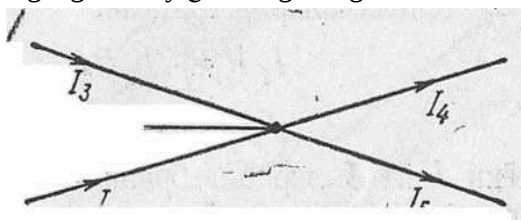
Bu tenglamalarni qoʻshsak,

$$I_1 R_1 + I_2 R_2 - I_3 R_3 - I_4 R_4 = \varepsilon_1 + \varepsilon_2 - \varepsilon_3 - \varepsilon_4 \quad (17.26)$$

yoki I va ε lar algebraik kattaliklar ekanligini hisobga olib, (17.26) ni quyidagi ko‘rinishda yoza olamiz:

$$\sum_i I_i R_i = \sum_i \varepsilon_i$$

Bu ifoda Kirxgofning ikkinchi qoidasining analitik ko‘rinishidir: tarmoqlangan elektr zanjirdagi ixtiyoriy berk kontur uchun bu kontur ayrim qismlardagi tok kuchlarining mos qismlaridagi qarshiliklarga ko‘paytmalarining algebraik yig‘indisi ushbu konturdagi barcha EYUK larning algebraik yig‘indisiga teng.



(17.22) tenglamalar sistemasidan va tugunlar uchun yozilgan (17.23) tenglamalardan foydalanib har qanday murakkab elektr zanjir parametrlarini hisoblash mumkin.

Nazorat savollari

1. Tok kuchi deb nimaga aytiladi?
2. Zanjirning birismi uchun Om qonuni kandy ifodalanadi?
3. Berk zanjir uchun Om qonuni qandy ifodalanadi?
4. Elektr yurituvchi kuch deb nimaga aytiladi?
5. Kirxgofning birinchi va ikkinchi qonunlarini tushuntirib bering.
6. Joul-Lens qonuni nimani bildiradi?
7. Qandy zaryadlar elektr tokini vujudga kelishida asosiy rol uynaydi?
8. Elektr qarshilik qandy kattaliklarga bo‘liq?
9. E.YU.K. vat ok kuchi, qarshilik birliklari qandy aniqlanadi?

18-MA'RUZA. Mavzu: Metall elektr o'tkazuvchanligining klassik nazariyasi. Yarim o'tkazgichlar va dielektriklar. Kontakt hodisalari

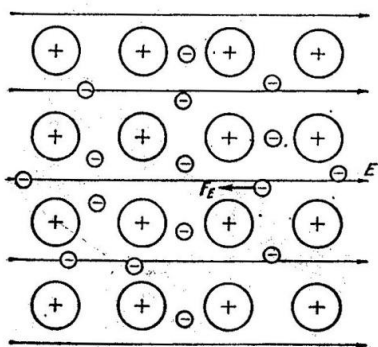
Mavzu rejasi

1. Metallar klassik elektron nazariyasida Om qonunini tushuntirilishi.
2. Metallar klassik elektron nazariyasining kamchiliklari
3. Elektronning metallidan chiqish ishi
4. Kontakt hodisalari
5. Termoelektrik hodisalar
6. Volta va Galvani tajribalari

Tayanch so'z va iboralar

Termoelektron emissiya, katod, anod, volt amper harakteriskasi, diod, triod, gazlarda elektr toki, nomustakil gaz razryad, elektrolitlarda elektr toki.

Metallar klassik elektron nazariyasida Om qonunini tushuntirilishi



Metallar klassik elektron nazariyasida P.Druge asos solgan (1900 y), X.Lorents mazkur nazariyani takomillashtirib rivojlantirdi (1904 y). Nazariya bilan tanishishni metall tuzilishidan boshlaylik. Kristall panjaraning tugunlarida (3-rasm) valent elektronlaridan ajralgan atom qoldiqlari (ionlar) joylashadi. Valent elektronlar biror atomga tegishli emas, balki metall parchasidagi barcha N ta atomga taalluqlidir. Shuning uchun bu elektronlarni **erkin elektronlar** deb ataladi. Absolyut

noldan farqli temperaturalarda metallardagi ionlar ham, erkin elektronlar ham to'xtovsiz issiqlik harakatida qatnashadi. Ionlarning issiqlik harakati muvozanat vaziyati atrofidagi tebranma harakatlardan iborat. Erkin elektronlar esa metall parchasining sirti bilan chegaralangan hajmda erkin harakatlanadi, ya'ni turli yo'nalishlar bo'yicha turlicha tezliklarga ega bo'ladi. Ularning bu xotik harakati ideal gazni eslatadi. SHuning uchun ham erkin elektronlarni "**elektron gaz**" deb faraz qilib, ularga bir atomli ideal gaz molekullari uchun o'rinli bo'lgan tushunchalarni va formulalarni qo'llash mumkin. Erkin elektronlar ideal gaz molekullaridan shu bilan

farqlanadiki, ular o‘zaro emas, balki ko‘proq kristall panjaraning tugunida joylashgan ionlar bilan to‘qnashadi. Ideal gaz molekulasining issiqlik harakat o‘rtacha tezligi formulasidan foydalanib, uy temperaturasida ($T \sim 300K$) metallidagi erkin elektronlar o‘rtacha tezligi $\sim 10^5 m/s$ ekanligini aniqlash mumkin. Erkin elektronlarning bunday katta tezliklar bilan harakatlanishi butunlay tartibsiz bo‘lganligi uchun ixtiyoriy yo‘nalishda harakatlanayotgan elektronlar soni, qarama – qarshi yo‘nalishda harakatlanayotgan elektronlar soniga teng bo‘ladi. Boshqacha aytganda, elektronlarning issiqlik harakati tamoman xaos bo‘lganligi uchun barcha yo‘nalishlar teng ehtimollidir. SHuning uchun metall o‘tkazgichning ixtiyoriy ko‘ndalang kesimi orqali ko‘chayotgan zaryad miqdori nolga teng bo‘ladi. Demak, erkin elektronlarning issiqlik harakati tufayli o‘tkazgichda elektr tok vujudga kelmaydi.

O‘tkazgichning ikki uchiga biror $\Delta\phi$ potensiallar farqini qo‘yish natijasida metall ichida kuchlanganligi E bo‘lgan elektr maydon vujudga keltiraylik. Bu maydon har bir elektronga miqdori eE , yo‘nalishi esa maydon yo‘nalishiga qarama – qarshi bo‘lgan (chunki elektronning zaryadi manfiy) kuch bilan ta’sir etadi. Bu kuch ta’sirida “elektron gaz molekulalarining” elektr maydonga qarama – qarshi yo‘nalishdagi tartibli harakati vujudga keladi, ya’ni metall o‘tkazgichda elektr paydo bo‘ladi. Lekin elektr maydon ta’sirida erkin elektronlar faqat tartibli harakat qiladi, deb tushunish kerak emas. Elektronlar xuddi elektr maydon bo‘lmagan vaqtdagidek katta tezliklar bilan turli yo‘nalishlarda harakat qilaveradi. Lekin bu harakatga metall ichidagi elektr maydon tufayli o‘tkazgich bo‘ylab yo‘nalgan tartibli harakat tezligi qo‘shiladi.

Erkin elektronlarning hatto etarlicha katta tok zichliklarida ham ($j=10 A/mm^2$) tartibli harakat o‘rtacha tezligi ($u_{o'rt} \sim 10^{-3} m/c$) issiqlik harakat o‘rtacha tezligiga qaraganda nihoyat kichik: $v_{o'rt}/u_{o'rt} \sim 10^8$ marta.

U holda nihoyat uzoq masofalarga metall o‘tkazgichlar orqali elektr signallarining bir lahzada uzatilishining boisi nimada? Bu savolga javob berish uchun metallarda elektr maydon $s=3 \cdot 10^8 m/s$ tezlik bilan tarqalishini hisobga olish kerak. SHuning uchun metall o‘tkazgichning uzunligi bir necha ming kilometr bo‘lganda ham uning barcha qismlaridagi erkin elektronlar bir vaqtda harakatga keladi deb hisoblash bo‘ladi.

Endi metallarning klassik elektron nazariyasidan foydalanib Om qonunini chiqaraylik. Kuchlanganligi E bo‘lgan elektr maydonda elektronga $F=eE$ kuch ta’sir etadi. Bu kuch ta’sirida m massali elektron, Nyutonning ikkinchi qonuniga asosan,

$$a = \frac{F}{m} = \frac{e}{m} E \quad (18.1)$$

tezlanish oladi. Erkin elektron kristall panjaraning tugunida joylashgan ionlar bilan ketma – ket to‘qnashishi orasida o‘tgan vaqtni bilan τ , bosib o‘tgan masofani (erkin yugirish yo‘lini) esa l bilan belgilaylik. Soddalashtirish maqsadida barcha erkin elektronlarning issiqlik harakati tezliklari bir xil deb faraz qilaylik va uni v bilan belgilaylik. U holda τ , l va

$$v \text{ lar orasida quyidagi munosabat o‘rinli: } \tau = \frac{l}{v} \quad (18.2)$$

Elektron ion bilan to‘qnashgach, bir lahza to‘xtab qoladi, ya’ni uning tartibli harakat tezligi nolga teng bo‘ladi. SHuning uchun elektr maydon ta’sirida bu elektron navbatdagi ion bilan to‘qnashguncha tekis tezlanuvchan harakat qiladi. Bu harakatning tezlanishi (1.1) ifoda bilan aniqlanadi. Navbatdagi to‘qnashish oldidan elektronning tartibli harakat tezligi maksimal qiymatga erishadi, ya’ni

$$u_{\max} = a\tau = \frac{el}{m\vartheta} E \quad (18.3)$$

Demak, elektronning tartibli harakat tezligi 0 dan $u_{\max}$ gacha ortadi. Bundan ikki ketma – ket to‘qnashuv orasidagi elektronning tartibli harakat o‘rtacha tezligi uchun

$$u_{\text{ypr}} = \frac{0 + u_{\max}}{2} = \frac{el}{2m\vartheta} E \quad (18.4)$$

qiymat kelib chiqadi. Ikkinchi tomondan o‘tkazgich orqali o‘tayotgan tok zichligining qiymati uchun quyidagi munosabat o‘rinli:

$$j = enu_{\text{ypr}} \quad (18.5)$$

bu ifodada e – elektronning zaryadi, n – metall o‘tkazgichning birlik hajmdagi erkin elektronlar soni. (18.5) dagi u_{or} o‘rniga uning (18.4) ifodadagi qiymatini qo‘ysak,

$$\sigma = \frac{e^2 nl}{2m\vartheta} E \quad (18.6)$$

Om qonuning differensial ko‘rinishini hosil qilamiz. Bu munosabatdagi

$$\tau = \frac{e^2 nl}{2m\vartheta} \quad (18.7)$$

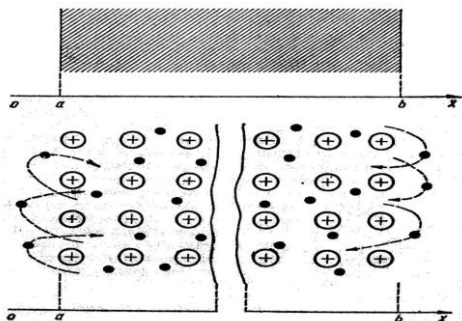
solishtirma elektr o‘tkazuvchanlikni ifodalaydi: *metallning solishtirma elektr o‘tkazuvchanligi metallning birlik hajmdagi erkin elektronlar soniga n ga, bu elektronlarning kristall panjara tugunlarida joylashgan ionlar bilan ikki ketma – ket to‘qnashuvi orasida bosib o‘tgan masofasi l ga proporsional bo‘ladi.* Demak, elektronlarning ionlar bilan to‘qnashuvi – xuddi elektronlar harakatini tormozlashga intiluvchi biror ishqalanish

kuchidek ta'sir ko'rsatadi. To'qnashish vaqtida elektron ionga o'z energiyasini (elektr maydon ta'sirida tezlashib erishgan energiyasini) berayotganligi uchun metall parchasining ichki energiyasi ortadi, ya'ni metallning qizishi kuzatiladi.

Elektronning metalldan chiqish ishi

Biror idishdagi gaz molekularining idishdan tashqariga chiqishiga shu idishning devorlari to'sqinlik qiladi. Yer atmosferasi esa Yerning tortish maydoni tufayli ushlab turiladi. Agar bir parcha metall bo'lakchasi bilan ish tutadigan bo'lsak, bu metalldagi elektronlar o'z-o'zidan metall tashqarisiga

chiqib keta olmaydi. Buning sababi nimada?



Rasmda tasvirlangan metall bo'lakchasining yon sirtlariga perpendikulyar qilib OX o'qni o'tkazaylik. Metall ichida, ya'ni x ning qiymatlari a dan b gacha o'zgarganda elektronlarga panjaraning tugunlaridagi musbat ionlar tomonidan tortishish kuchlari ta'sir etadi. Bu kuch

elektronlar orasidagi o'zaro itarishish kuchlari bilan muvozanatlashib turadi. SHuning uchun x o'qiga perpendikulyar bo'lgan ixtiyoriy qatlamni tekshirsak, bu qatlamdagi ionlarning musbat zaryadi ayni vaqtda shu qatlamda joylashgan erkin elektronlarning manfiy zaryadlariga miqdoran tengdir. Ya'ni metall ichidagi ($a < x < b$) qatlamlar elektroneytraldir. Endi metall sirtiga nihoyat yaqin bo'lgan ($x=a$ yoki $x=b$) qatlamlarni tekshiraylik. Agar sirt qatlamdagi elektronlarning bir qismi metalldan tashqariga chiqsa, bu sirt qatlam musbat zaryadlanib qoladi. Metall tashqarisiga chiqqan elektronlarni bu sirt qatlam uzoqqa qo'yib yubormaydi, ularni o'zi tomonga tortadi. Natijada elektronlar sirt qatlamdan tashqariga chiqadilar, lekin undan unchalik uzoqlashmay yana ichkariga qaytadi. SHuning uchun metall sirti doimo *elektronlar buluti* bilan qoplangan bo'ladi. Demak, metalldan tashqariga chiqayotgan elektron sirt qatlam tomonidan tortish kuchi ta'sir qiladi. Bu ikkila kuch ham metall ichkarisiga qarab yo'nalgan bo'lib, elektronning metalldan chiqishiga *to'siq (barer)* bo'ladi. SHuning uchun metall ichidagi erkin elektron metall sirtlarida vujudga kelgan to'siqlar (barerlar) bilan o'ralgan *chuqurlikda (o'rada)* joylashgan ekan, deyish mumkin. Odatda to'siq (barer) ning qalinligi bir necha atomlararo masofadan (taxminan 10^{-9} m) ortmaydi. Bu to'siqni yengib metall

tashqarisiga chiqishi uchun elektron bajarishi lozim bo'lgan ishning miqdoriga teng kattalikni elektronning metallardan chiqish ishi (A_{ch}) deb ataladi.

Chiqish ishi, odatda, elektron – volt (eV) larda o'lchanadi:

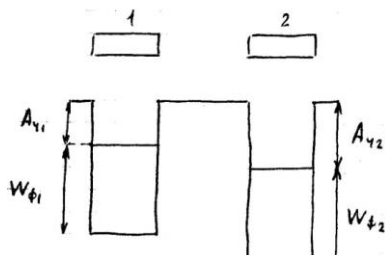
$$1\text{eV} = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{Kl} \cdot 1\text{V} = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{J}.$$

Metallarda elektronning chiqish ishi metallning kimyoviy tabiatiga metall sirtining tozaligiga bog'liq.

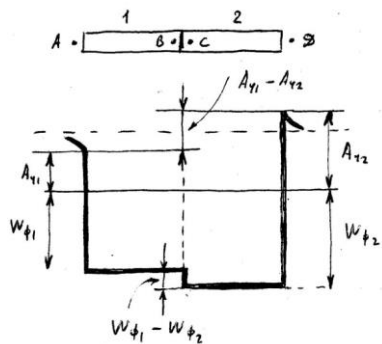
Kontakt hodisalari

Endi chiqish ishlari $A_{\varphi 1} = e\varphi_1$ va $A_{\varphi 2} = e\varphi_2$ bo'lgan zaryadlangan 2 metalni ko'ramiz. Bu metallarda fermi sathi W_{f1} va W_{f2} bo'lsin. Metallar bir

– biridan uzoqda turganda ular orasida elektr maydon vujudga kelmaydi.



Agar bu metallarni bir-biriga tegizsak, elektronlar birinchi metallardan ikkinchi metallga o'ta boshlaydi. Natijada birinchi metall musbat zaryadlanib, ikkinchisi manfiy zaryadlanadi va ikkinchi metall orasida potentsiallar farqi hosil bo'ladi. Bu potentsiallar farqi **kontakt potentsiallar farqi** deyiladi.



Elektronlar bir metallardan ikkinchisiga o'tish nihoyatda tez bo'ladi ($\sim 10^{-16} \text{s}$) va muvozanat vujudga keladi. Muvozanat vaziyatda ikkala metallning Fermi sathlari teng bo'ladi.

Bir-biriga tegib turgan metallarning ichki nuqtalari (V va S) orasidagi potentsiallar farqi ichki

potentsiallar farqi deyiladi.

$$u_k^1 = \frac{W_{\varphi 1} - W_{\varphi 2}}{e} \quad (18.15)$$

Odatda A va D nuqtalari orasidagi **tashqi kontakt potentsiallar farqi** o'lchanadi.

$$u_k = \frac{A_{\varphi 1} - A_{\varphi 2}}{e} = \varphi_1 - \varphi_2 \quad (18.16)$$

φ_1 va φ_2 - birinchi va ikkinchi metallardan elektronlarning chiqish potentsiallari.

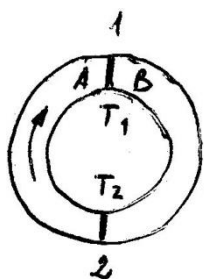
Kontakt hodisalarini birinchi bo'lib Volta tekshirgan.

Voltani I qonuni: Ikki metallning bir – biriga tegishi tufayli vujudga keladigan kontakt potentsiallar farqi metallarning kimyoviy tarkibiga va temperaturasiga bog'liq.

Voltani II qonuni: Bir xil temperaturadagi bir necha metall bir – biriga ketma – ket ulansa, bunday zanjirning eng chetki nuqtalarida vujudga keladigan potentsiallar farqi faqat chetki metallar, ya'ni birinchi va oxirgi metallarning bir – biriga tekkizilishi natijasida vujudga keladigan potentsiallar farqiga teng bo'ladi.

Termoelektrik hodisalar

1) Zeebek hodisasi. Zeebek 1821 yilda berk zanjirni tashkil qilgan ikki



xil metallning bir va ikki kavsharlangan qismlarini turli temperaturalarda ushlab turilsa, zanjir bo'ylab tok oqishi qayd qilingan. Kavsharlangan nuqtalardagi temperaturalar farqining ishorasi o'zgartirilishi tok yo'nalishini o'zgartirishga olib keladi. Hosil bo'lgan ε_T quyidagicha topiladi:

$$\varepsilon_T = - \int_{T_1}^{T_2} \alpha_1 dT - \int_{T_2}^{T_1} \alpha_2 dT = \int_{T_1}^{T_2} \alpha_{12} dT \quad (18.17)$$

α_{12} – solishtirma termoelektr yurituvchi kuch.

$$\alpha_{12} = \frac{d\varepsilon_T}{dT} \quad (18.18)$$

Agar T_1 va T_2 lar farqi juda katta bo'lmasa, α_{12} doimiy desa bo'ladi:

$$\varepsilon_T = \alpha_{12}(T_2 - T_1) \quad (18.19)$$

$T_2 > T_1$ bo'lsa, $\varepsilon_T > 0$ bo'ladi.

$T_2 < T_1$ bo'lsa, $\varepsilon_T < 0$ bo'ladi.

Termopara yoki termoelementlarda foydalaniladi.

Pelte hodisasi: Bu hodisa Zeebek hodisasiga teskari hodisadir.

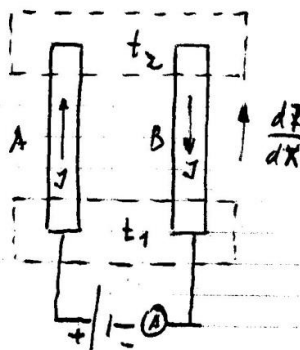
Ikki xil metallar kavsharlangan joylarida temperaturalari bir xil bo'lgan zanjirdan tok o'tkazilsa, bunday zanjirda Joule – Lens qonuniga asosan

ajraladigan issiqlik miqdoridan tashqari, kontaktlarning birida qo'shimcha issiqlik miqdori ajraladi. Bu issiqlik miqdori kontaktning ikkinchi uchida yutiladigan issiqlik miqdoriga teng bo'ladi va ajralgan issiqlik miqdoriga teng bo'ladi.

Ajralgan issiqlik miqdori quyidagicha ifodalanadi:

$$Q_{AB} = \Pi_{AB} \cdot q = \Pi_{AB} \cdot I \cdot t \quad (18.20)$$

q – kavsharlangan uchdan o'tgan zaryad miqdori. Π_{AV} -Pelte koefitsienti (tok A dan V ga qarab oqadi).



Tok yo'nalishi o'zgartirilganda Q o'z ishorasini uzaytiradi, ya'ni issiqlik ajralish o'rniga o'shancha issiqlik yutiladi. Demak,

$$\Pi_{AV} = -\Pi_{VA} \quad (18.21)$$

Pelte koefitsienti bilan termo elektr yurituvchi kuch koefitsienti orasida quyidagi bog'lanish mavjud:

$$\Pi_{AV} = \alpha_{AB} T \quad (18.22)$$

Pelte hodisasidan sovitish mashinalarida foydalaniladi.

Tomson hodisasi. Bir jinsli o'tkazgich bo'ylab temperaturalar farqi mavjud bo'lsa, bunday o'tkazgich orqali elektr toki o'tish jarayonida, Joule issiqligidan tashqari, tokning yo'nalishiga bog'liq ravishda issiqlik miqdori qo'shimcha issiqlik miqdori ajraladi yoki yutiladi.

Agar t vaqtda V hajmda ajralgan issiqlik miqdori Q bo'lsa,

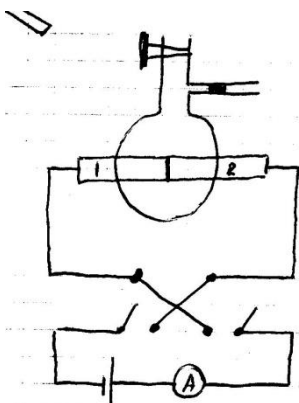
$$\frac{Q}{t \cdot V} = \sigma \frac{dT}{dx} \cdot j \quad (18.23)$$

bu erda j -tok zichligi. $\frac{dT}{dx}$ temperatura

gradienti. σ – Tomson koefitsienti.

Ba'zi metallarda $\frac{dT}{dx}$ bilan I yo'nalishi bir xil bo'lganda (Zn, Bi)

issiqlik ajraladi. Ba'zilarida esa teskari (Fe, Pt, Sb).



Pelte hodisasini kuzatish tajribasi. Agar issiqlik ajralsa, kolbadagi tomchi suriladi.

Pelte hodisasi quyidagicha tushuntiriladi. Tok tashuvchilar (elektronlar) kavsharlanish chegarasining turli tomonidan turlicha oʻrtacha energiyaga egadir. Agar zaryad tashuvchilar kavsharlangan uchdan oʻtib, kichik energiyali sohaga tushib qolsa, ular ortiqcha energiyalarni kristall panjaraga beradi, natijada kavsharlangan uchi qiziydi. Boshqa uchida esa tok tashuvchilar katta energiyali sohaga oʻtadi: etishmaydigan energiyani panjaradan oladi, natijada bu kavsharlangan uchining sovishiga erishiladi.

Tomson hodisasi Pelte hodisasiga oʻxshash tushuntiriladi. Tok temperatura ortib borishi yoʻnalishida oʻtayotgan boʻlsin. Agar tok tashuvchilar elektronlar boʻlsa, ular oʻz harakatlari davomida nisbatan yuqori temperaturali oʻrinlaridan (yuqori oʻrtacha energiyali elektronlar) nisbatan past temperaturali oʻrinlariga oʻta boshlaydi.

Volta va Galvani tajribalari

1800-yilgacha, elektr ishlab chiqarish texnikasi faqatgina statik zaryadlarni ishqalanish yoʻli bilan olishgacha rivojlangan edi. 1800-yilda Alessandro Volta (1745-1827; rasm) elektr batareyasini yaratdi va elektr zarralarining birinchi turgʻun oqimi, yaʼni turgʻun elektr tokini ishlab chiqardi.



Bu rasmda 1801-yilda Alessandro Volta oʻz batareyasini Napoleonga namoyish qilmoqda.

Batareyaning kashf etilishi juda qiziq boʻlgan. Shu bilan birga juda muhim kashfiyot edi, shu bilan birga olimlar oʻrtasida munozaralarga sabab boʻldi. 1780-yillarda Boloniya universitetining professori Luiji Galvani (1737-1798) elektr mashinasida hosil qilinadigan elektr taʼsirida qurbaqa

muskullarining qisqarishiga oid eksperimentlar seriyasini qo'ydi. Eksperimentlarni o'tkazish vaqtida Galvani muskullarning qisqarishini boshqa umullar bilan ham erishish mumkinligini aniqladi. U mis ilgakdagi qurbaqani umurtqa pog'onasidan balkonning temir panjarasiga ilib qo'yadi va qurbaqaning panjasi ham panjaraga tekkanda u qiskaradir. Keyingi eksperimentlar bunday g'alati, lekin muhim effekt boshqa juft metallar bilan ham kuzatilishini tasdiqladi. U 1791-yilda nashr ettirgan ishida "hayvonot elektr" tushunchasini kiritdi. Ko'pchilik, shu jumladan Galvani ham ko'pchilik olimlarni qiziqtirgan "hayot kuchini" kashf qilmadimikin, degan savolni berar edilar¹.

Pavia universitetida ishlagan Volta (Boloniya 200 km uzoqlikda) Galvani natijalariga avvaliga ishonmadi. Biroq hamkasblarining qiziqtirishlaridan keyin Galvani tajribalarini takrorladi va yana olg'a yurdi. Biroq Volta "hayvonot elektr" nazariyasiga shubha bilan qarar edi: uning fikricha elektr manbai hayvonot organizmida bo'lmay, balki *ikkita metall orasidagi kontaktda* yuzaga kelar edi. Volta o'z farazlarini nashr qildi va ko'p o'tmay ko'plab izdoshlar orttirdi, shunga qaramasdan anchagina olimlar avvalgidek Galvani tarafida edilar. Voltaning o'lchashlari shuni ko'rsatdiki, ba'zi metallar boshqalaridan ko'ra ko'proq samara berar ekan, va Volta o'z o'lchashlari asosida metallarni "samaradorligi" bo'yicha tartib bilan joylashtirdi. (Ximiklar hozirgi kungacha bu "elektrokimyoviy qator"dan foydalanishadi). U metallardan birining o'miga ko'mirdan foydalanish mumkinligini aniqladi.

So'ngra Volta o'zining fanga eng katta hissasini qo'shdi. U kumush va ruxdan qilingan disklar orasiga tuz eritmasi yoki suyultirilgan kislotada shimdirilgan qog'oz yoki mato joylashtirib, so'ngra bunday doirachalarni birining ustiga ikkinchisni 18-2-rasmda ko'rsatilgandek ustunchaga terib chiqdi. Bunday "ustun" (yoki "batareya") bir juft doirachaga nisbatan ancha katta potentsiallar farqiga ega bo'lishi ma'lum bo'ldi. Ustun uchlariga ulangan o'tkazgichlar bir-biriga yaqinlashtirilganda ular orasida uchqun chaqnadi. Volta birinchi elektr batareyani loyihalashtirdi va yasadi. Volta o'zining kashfiyotini 1800-yilda kashf qildi.

¹ Douglas C, Giancoli. "PHYSICS". PRINCIPLES WITH APPLICATIONS. Pearson. 2014, 502, 503 – betlar.

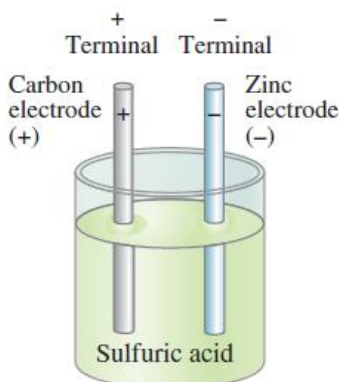


Rasm. Volta batareyasi. Voltaning original nshridan olingan.

Vanihoyat, Volta yaratgan elektr batareyasida elektr toki kimyoviy energiyaning elektr energiyasiga aylanishi sababli yuzaga kelishi ma'lum bo'ldi. Bugungi kunda turli tipdagi ko'plab elektr elementlari va batareyalari – cho'ntak faonari batareyalaridan avtomobil akkumulyatori batareyalarigacha ishlab chiqariladi. Eng sodda batareya ikkita *elektroddan* – turli metallardan tayyorlangan sterjenlardan yoki plastinkalardan iborat. Elektrodlar *elektrolitga*, masalan suyultirilgan kislotaga solingan. Quruq elementda elektrolit jelesimon moddalan iborat. *Element* ana shunday ko'rinishga ega, o'zaro ulangan bir necha element esa elektr batareyani hosil qiladi. Ko'pchilik elementlarda bo'ladigan kimyoviy reaksiyalar ancha murakkab; ular kimyo darsliklarida batafsil bayon etilgan. Bu erda biz eng sodda elementni fizik jihatdan qarab chiqamiz.

18-3-rasmda keltirilgan eng sodda galvanik elementda suyultirilgan sulfat kisladan foydalaniladi. Elektrodlardan birida ko'mir, ikkinchisida – rux foydalanilgan. Elektrodning elektrolitga botirilmagan qismi *klemma* bo'lib xizmat qiladi, unga sxemani element bilan birlashtiruvchi o'tkazgichlar ulanadi. Kislotada sekin-asta rux elektrodni eritadi. Atomlar elektrodga ikkitadan elektron qoldiradi va musbat ionlar ko'rinishida eritmaga o'tadi. Shunday qilib rux elektrod manfiy zaryadlanadi. Rux eritmaga o'tgani sayin elektrolit musbat zaryadlanadi. Buning natijasida, shuningdek, boshqa kimyoviy reaksiyalar natijasida elektrodlar ko'mir elektrodni tark etadi va u musbat zaryadlanadi. Musbat elektrod – *anod*, manfiy elektrod – *katod* deb ataladi. Elektrodning zaryadlari qarama-qarshi ishoraga ega ekanligi sababli klemmlar orasida potentsiallar farqi yuzaga keladi. Klemmlari ulanmagan elementda juda kam miqdorda rux eriydi, rux elektrodga manfiy zaryad to'planib borgan sayin ruxning musbat ionlari yana elektrodga tortiladi. Shunday qilib, klemmlar orasida ma'lum potentsiallar farqi yoki kuchlanish tutib turiladi. Agar zaryad klemmlar orasida ko'chsa (masalan, o'tkazgich bo'ylab yoki elektr lampa orqali), u holda ruxning erishi kuchayadi. Ko'mir elektrod ham parchalanadi.

Ma'lum vaqt o'tgach u yoki bu elektrod to'liq sarflanadi va batareya "o'tirib qoladi".



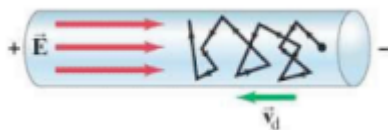
Rasm. Eng sodda galvanik element.

Batareya klemamlari orasidagi kuchlanish elektrodlar tayyorlangan moddaga, ularning eritmaga o'tish yoki elektronlarini berish qobiliyatiga bog'liq. Ikki yoki undan ortiq elementlar ketma-ket ulanganda, ya'ni bir elementning musbat klemmasini keyingisining manfiy klemmasiga ulanganda ularning EYUK qo'shiladi. Masalan, cho'ntak fonari uchun ketma-ket ulangan ikkita elementning EYUK 3,0 V, avtomobil akkumulyatorida har biri 2,0V dan ketma-ket ulangan oltita element 12 V kuchlanish beradi.

Mikroskopik nuqtai nazaridan elektr toki

Ma'lumki tok bu zaryadlangan zarrachalarning tartibli harakati metallarda tok tashuvchilar elektronlar suyuqliklarda musbat va manfiy ionlar, gazlarda ham ionlar, ham elektronlar.

Endi biz tokni mikroskopik nuqtai nazardan qaraymiz. Agar o'tkazgichda uchlariga potentsiallar farqi qo'yilgan bo'lsa, u holda $\vec{E}$ ya'ni kuchlanganlik vektori o'tkazgichning yon tomoniga parallel bo'ladi. (Rasm 18-24) da ko'rsatilgan.



18-24-rasm

O'tkazgichdagi erkin elektronlar maydon ta'sirida tartibli harakatlana boshlaydi.

Elektr toki tok zichligi j bilan xarakterlanadi. Tok zichligi j deganda, o'tkazgichning birlik kesim yuzasidan birlik vaqtga o'tadigan zaryad miqdori tushuniladi. Ya'ni:

$$J = \frac{Q}{t}; \quad j = \frac{J}{S} = \frac{Q}{ST}; \quad J = jS$$

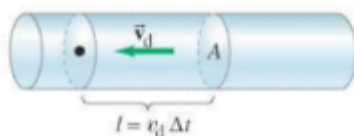
Agar tok zichligi o'tkazgichning kesim yuzasida o'zgarsa, u xolda tok kuchi quyidagiga teng bo'ladi:

$$J = \int j \cdot ds$$

Tok zichligi vektor kattalik. Uning yo'nalishi istalgan nuqtadan, shu nuqtaga joylashtirilgan musbat sinish zaryadining yo'nalishi bilan bir xil

bo'ladi. Boshqacha so'z bilan aytganda $\vec{j}$ vektor istalgan nuqtada $\vec{E}$ vektor yo'nalishi bilan bir xil bo'ladi. (Rasm 18-25)

O'tkazgichning har bir nuqtasida tok zichligining qiymati ma'lum (aniq). Tok kuchi esa butun o'tkazgichga tegishli. Shuning uchun ham makroskopik kattalik hisoblanadi. Endi tok zichligini tezlik orqali ifodalaymiz.



Rasm 18-25

Rasm 18-25 ga qarang. Ma'lumki birlik vaqtda bosib o'tilgan yo'l. Demak biz uzunlikni yoza olamiz:

$$\ell = v \cdot \Delta t$$

Ma'lumki: $J = \vec{j}S$

Undan tashqari Δt vaqtda $V=S\ell$ hajmdagi barcha elektronlar simning S yuzasidan o'tadi. Demak:

$$\Delta Q = (n \cdot V)e = (nSV\Delta t)e$$

Zaryad o'qib o'tadi. U xolda tok kuchi:

$$J = \frac{\Delta Q}{\Delta t} = \frac{nSV\Delta te}{\Delta t} = nSve$$

$$J = nSve \quad (18-10)$$

bo'ladi.

Sim o'tkazgichlardagi elektronlar qavati

Diametri 3,2 mm bo'lgan mis simdan 5 A tok o'tib turibdi. Erkin elektronlar tezligini aniqlang. Misning har bir atomiga bitta erkin elektron to'g'ri keladi deb xisoblang. **Tushuntirish:** n – misning birlik hajmidagi erkin elektronlar soni bu misdagi atomlar soniga to'g'ri keladi. Chunki biz misning har bir atomiga bitta erkin elektron to'g'ri keladi deb xisoblayapmiz. Demak misning bir molida $6.02 \cdot 10^{23}$ (Avagadro soni) ta erkin elektron bor.

Mis atomining massasi 63,5 g.

Misning zichligi $\rho_{cu} = 8,9 \cdot 10^3 \text{ kg} / \text{m}^3$

Echish:

Zichlik, ya'ni $\rho_0 = \frac{m}{V}$ ga

Birlik hajmdagi erkin elektronlar soni $n = \frac{N}{V}$ bo'ladi.

Demak:

$$n = \frac{N}{V} = \frac{N}{m / \rho_0} = \frac{N(1\text{mol})}{m(1\text{mol})} \cdot \rho_0 \left(\frac{6.02 \cdot 10^{23} \text{ электронлар}}{63.5 \cdot 10^{-3} \text{ кг}} \right) \cdot (8.9 \cdot 10^3 \text{ кг} / \text{м}^3) \cdot 8.4 \cdot 10^{28} \text{ м}^{-3}$$

Simning ko'ndalang kesim yuzasi:

$$S = \pi \cdot r^2 = (3.14)(1.6 \cdot 10^{-3} \text{ м})^2 \cdot 8 \cdot 10^{-6} \text{ м}^2$$

Formula (18-10) dan erkin elektronlar tezligi:

$$V = \frac{1}{n \cdot e \cdot S} = \frac{5 \text{ A}}{(8.4 \cdot 10^{28} \text{ м}^{-3})(1.6 \cdot 10^{-19} \text{ Кл})(8 \cdot 10^{-6} \text{ м}^2)} = 4.7 \cdot 10^{-5} \text{ м} / \text{с}$$

Demak, erkin elektronlar tezligi 0,05 mm/s ga yaqin bo'lar ekan.

Izoh: lekin erkin elektronlarni bir atomli gazdagi kabi qarasak, butunlay boshqa natija kelib chiqadi.

O'tkazuvchanlik

Ko'pgina metallarda α koeffitsient 0,00367 ga, ya'ni $\frac{1}{273}$ ga yaqin bo'ladi. Shuning uchun

$$\rho = \rho_0(1 + \alpha t)$$

ifodani

$$\rho = \rho_0 \alpha T$$

ko'rinishda yozib olsak bo'ladi. Bunda T – absolyut shkalada hisoblangan temperatura. Lekin bu formula juda yuqori va juda past temperaturalarda ham bajarilmaydi. Yuqori temperaturada α koeffitsient o'sib boradi. Bundan tashqari, metallar eriganda qarshiligi ortadi, Past tejeraturalarda esa α kamaya boradi.

Absolyut shkala bo'yicha hisoblaganda $1^0 - 7^0K$ dagi juda past temperaturalarda ba'zi metallar va qotishmalarning qarshiligi keskin kamayadi va deyarli yo'q darajada kichrayibqoladi. Bu hodisa birinchi marta golland fizigi Kammerling-Ones tomonidan 1911-yilda ochilgan bo'lib, o'ta o'tkazuvchanlik deb ataladi. O'ta o'tkazuvchanlikdagi qarshilik nolga teng bo'ladi. Hozirgi vaqtda tajribalardan ko'pgina sof elementlar, masalan, qo'rg'oshin, qalay, rux, simob, alyuminiy va bu elementlarning o'zaro va ularning boshqa elementlar bilan qotishmalarining ko'pi quyi temperaturalarda o'ta o'gkazuvchanlik xossasiga ega ekanligi aniqlangan¹.

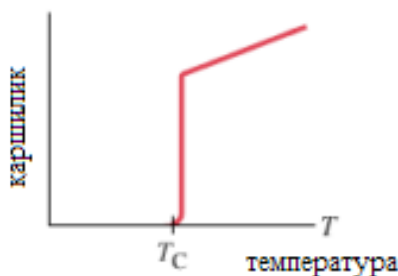
Jismlarning solishtirma qarshiligiga teskari bo'lgan kattalik ($\chi = 1/\rho$) ularning solishtirma o'tkazuvchanligi deb atalar edi. Juda yaxshi o'tkazgichlar ($\chi = 10^4 Om^{-1}sm^{-1}$; $\chi = 10^5 Om^{-1}sm^{-1}$) bo'lgan metallar bilan bir qatorda o'tkazuzchanligi juda kichik ($\chi = 10 \cdot 10^{-10} Om^{-1}sm^{-1}$) bo'lgan jismlar, masalan, selen, mis (1) oksid (Cu_2O), ko'pchilik minerallar, kislorod va oltingugurtning noorganik birikmalari, metallarning ba'zi qotishmalari, ba'zi organik bo'yoqlar va boshqalar ham bo'ladi. Bu jismlar yarim o'tkazgichlar deb ataladi, YArim o'tkazgichlarning o'tkazuvchanligi

¹ Douglas C, Giancoli. "PHYSICS". PRINCIPLES WITH APPLICATIONS. Pearson. 2014, 502, 503 – betlar.

metallarnikidan ancha kichik bo‘ladi. Ularda χ ning temperaturaga bog‘liqligi boshqacha bo‘ladi:

$$\chi = \chi_0 \ell^{\frac{b}{T}}$$

Mana shu qonunga muvofiq o‘tkazuvchanlik temperatura ortishi bilan o‘sa boradi. Bunda T – absolyut temperatura, b turli yarimo‘tkazgichlar uchun turlicha bo‘lgan doimiy¹.



Rasm 18-26

T_s – kritik temperatura deb ataladi

XULOSA

Elektr batareya kimyoviy energiyani elektr energiyaga aylantiradi va potentsiallar farqi manbai yoki elektr yurituvchi kuch (E.YU.K.) manbai sifatida xizmat qiladi. Eng sodda batareya (galvanik element) har xil metallardan yasalgan ikkita elektroddan iborat bo‘lib, elektrolitga joylashtirilgan bo‘ladi.

Tok kuchi J zaryadlardan ko‘chish tezligini xarakterlaydi va amperlarda o‘lchanadi: $1A=1Kl/s$ – 1 sekundda 1 Kulon zaryad miqdori oqib o‘tsa 1A tok kuchi xosil bo‘ladi. musbat zaryadlar harakat yo‘nalishi tok yo‘nalishi deb qabul qilingan. O‘tkazgichlarda tokni erkin elektronlarning tartibli harakati xosil qiladi. Albatta tokning yo‘nalishi elektronlar qarshiligiga qarama – qarshi bo‘ladi. shartga ko‘ra tok yuqori potensial tomonidan past potensialli tomonga oqadi.

Om qonuni tok kuchi o‘tkazgich uchlaridagi potentsiallar farqiga to‘g‘ri proporsional bo‘ladi deb ko‘rsatadi. Proporsionallik koeffitsienti qarshilik R

deb ataladi; $V=J \cdot R$. Qarshilikning o'lchov birligi Om deb ataladi: $1 \text{ Om} = 1 \text{ V/1 A}$.

Qarshilik R o'tkazgichning uzunligiga, solishtirma qarshiligiga to'g'ri proporsional bo'lib, o'tkazgich ko'ndalang kesim yuzasiga teskari proporsional bo'ladi. metallarning solishtirma qarshiligi temperatura ortishi bilan ortadi, yari mo'tkazgichlarning esa kamayishi mumkin. O'ta o'tkazuvchan esa shunday moddalarki ularning qarshiligi deyarli nolga teng bo'ladi.

Elektr quvvat. Elektr energiyasining boshqa tur energiyaga (yorug'lik, issiqlik) aylanishining tezligi tok kuchini kuchlanishga ko'paytmasiga teng bo'lib, vattda o'lchanadi. Ya'ni: quvvat $\rho = J \cdot V$ Om qonunidan foydalanib quvvat R ni boshqacha yozishimiz mumkin:

$$V = J \cdot R \text{ demak } \rho = J \cdot J \cdot R = J^2 R = \frac{V^2}{R}$$

Istalgan asbob foydalanadigan to'la elektr energiya quvvatni vaqtga ko'paytmasiga teng bo'ladi. SI sistemada energiya Joullarda o'lchanadi: $1\text{J}=1\text{Vt}\cdot 1\text{S}$. Praktikada quvvatning kattaroq o'lchov birligidan foydalaniladi – kilovatt-soatdan (Kvtsoat); $1 \text{ kVtsoat}=3,6 \cdot 10^6 \text{ J}$.

Tok zichligi $\vec{j}$ - bu o'tkazgichning birlik kesim yuzasiga to'g'ri keladigan tok kuchi. Mikroskopik nuqtai nazardan tok zichligi birlik xajmdagi tok tashuvchilar soni n ga va tok tashuvchilar zaryadi q ga hamda tok tashuvchilar tezligiga bog'liq. Ya'ni:

$$j = nqv$$

$$\vec{j} = nq\vec{v}$$

O'tkazgich ichidagi elektr maydon kuchlanganligi E va tok zichligi o'zaro quyidagiga bog'liq. Ya'ni:

$$\vec{j} = \delta \vec{E} \text{ bunda } \delta = \frac{1}{\rho}$$

O'zgaruvchan elektr toki. Elektr toki o'zgarmas bo'lmazligi mumkin, ya'ni uzluksiz bir tomonga harakatlanishi mumkin va o'zgaruvchan ya'ni o'z yo'nalishini davriy ravishda o'zgartirib turishi mumkin, ma'lum bir chastota bilan (elektr tarmoqda 60 Gs). Ko'pincha o'zgaruvchan tokning tok kuchi vaqtga sinusoida qonuni bilan bog'langan bo'ladi. ya'ni:

$$J = J_0 \cdot \sin 2\pi\omega t \text{ (xuddi o'zgaruvchan kuchlanish kabi)}$$

Sinusodal o'zgaruvchan tokning va kuchlanishning effektiv qiymati:

$$J_{\text{eff}} = J_0 / \sqrt{2} \text{ va } V_{\text{eff}} = V_0 / \sqrt{2} \text{ bo'ladi.}$$

Bunda V_0 va J_0 lar kuchlanish bilan tok kuchining amplituda qiymatlari.

Quvvat= $\rho = J \cdot V = J^2 R = \frac{V^2}{R}$ formulalaridan tok kuchining va kuchlanishning effektiv qiymatlari uchun foydalanilsa bo‘ladi.

Nazorat savollari

1. Termoelement nima, termopara nima?
2. Elektronning chiqish ishi, elektronlarning metalldagi konsentratsiyasi. Kontakt potentsiallar farqi.
3. Volta qonuni.
4. Termoelektr hodisalar, termo E.YU.K.ning paydo bo‘lish sabablari
5. Pelte, Zeebek va Tomson hodisalari. Shu hodisalarning bir-biridan farqi va o‘xshashligi. Qayerlarda ishlatiladi?

Adabiyotlar

1. D. Halliday, R. Resnick, J. Walker Fondamenti di Fisica. ISBN 978-8808-08797-3. 2010.
2. И.В. Савельев . Умумий физика курси. Москва.: Астрель. 2011.
3. Д.В. Сивухин. Умумий физика курси. Москва. : физ. мат. лит. 2005.
4. К.П.Абдурахманов, Ў.Эгамов “Физика курси” дарслик, Тошкент, 2010 й.
5. В.С. Волькенштейн. Умумий физика курсидан масалалар тўплами. 2008. Санкт-Петербурк. “Книжный мир”.

MUNDARIJA

Soʻz boshi.....	3
1 – Maʼruza. Moddiy nuqta kinematikasi. Egri chiziqli harakatda tezlik va tezlanish. Aylanma harakat. Burchak tezlik. Burchak tezlanish. Tangensial va normal tezlanish.....	4
2 – Maʼruza. Mavzu: Moddiy nuqta dinamikasi. Dinamikaning asosiy vazifasi. Inersial va noinersial sanoq sistemalari. Nyutonning I qonuni (inersiya qonuni). Nyutonning II qonuni. Kuch. Nyutonning III qonuni. Tabiatdagi oʻzaro taʼsir turlari. Ogʻirlik kuchi. Ogʻirlik. Ishqalanish kuchlari	17
3-Maʼruza. Mexanik ish, quvvat va mexanik energiya. Kinetik va potensial energiya. Potensial energiya va kuch orasidagi bogʻla-nish. Ilgarilanma aylanma harakatda ish va kinetik energiya. Quvvat	31
4-Maʼruza. Saqlanish qonunlari. Energiyaning umumfizikaviy saqlanish qonuni. Impulsning saqlanish qonuni. Reaktiv harakat. Oʻzgaruvchan massali jismning harakati. Inersiya markazi. Massa markazining harakat teoremasi.....	44
5-Maʼruza. Mavzu: Absolyut qattiq jismning aylanma harakat dinamikasi. Impuls momenti va kuch momenti. Momentlar tenglamasi. Impuls momentini saqlanish qonuni. Inersiya momenti. Aylanma harakat dinamikasining asosiy qonuni.....	57
6-Maʼruza. Elastik deformatsiya turlari: choʻzilish, siljish, buralish, egilish. Guk qonuni. Qoldiq deformatsiya. Choʻzilish deformatsiyasi. Sharlarning markaziy toʻqnashuvi	70
7-Maʼruza. Mavzu: Garmonik tebranishlar. Tebranma harakat haqida tushuncha. Garmonik tebranishlarning tenglamasi. Titrash. Tebranishlarni qoʻshish. Tebranma harakat dinamikasi. Tebranma harakat dinamikasi tenglamasi. Garmonik tebranma harakat energiyasi	80
8-Maʼruza. Mavzu: Prujinali mayatnik. Matematik va fizik mayatniklar. Soʻnuvchi va majburiy tebranishlar. Rezonans. Toʻlqin jarayoni. Yassi va sferik toʻlqinlar va ularning tenglamalari. Toʻlqin faza tezligi	96

9-Ma'ruza. Molekulyar-kinetik nazariyasining asosiy tenglamasi. Termodinamika asoslari. Qaytar va qaytmas jarayonlar. Ichki energiya.. 118

10- Ma'ruza. Gazlarning issiqlik sig'imi. Termodinamikaning 1-qonunining gaz izojarayonlarga tadbiqui 131

11-Ma'ruza. Gaz molekularining tezliklar bo'yicha (Maksvell) taqsimoti. Bol'sman taqsimoti 145

12-Ma'ruza. Ko'chish hodisalari. Gazlarda diffuziya va issiqlik o'tkazuvchanlik hodisasi. Gazlarda ichki ishqalanish hodisasi. Karno sikli va uning F.I.K. Termodinamikaning 2 va 3 qonunlari. Entropiya. Real gazlar. Van-der-Vaals tenglamasi 155

13-Ma'ruza. Elektrostatika. Elektr zaryadi. Zaryadning saqlanish qonuni. Kulon qonuni. Zaryadlarning zichligi 172

14-Ma'ruza. Elektr maydoni. Elektr maydon kuchlanganlik vektori. Gauss teoremasi va uning tadbiqui..... 182

15-Ma'ruza. Elektrostatik maydon kuchlarining bajargan ishi. Elektr maydon potensiali. Elektr maydon kuchlanganligi va potensial orasidagi bog'lanish. Elektr dipoli 194

16-Ma'ruza. Elektrostatik maydonda o'tkazgich va dielektriklar. Elektr sig'imi. Kondensatorlar sig'imi. Elektrostatik maydon energiyasi zichli 206

17-Ma'ruza. O'zgarmaselektr toki. Zanjirning bir qismi uchun Om qonuni . Berk zanjir uchun Om qonuni. O'tkazgichlarni ulash. Joul –Lens qonuni. Kirxgof qoidalari. Eletr yurituvchi kuch..... 219

18-Ma'ruza. Metall elektr o'tkazuvchanligining klassik nazariyasi. Yarim o'tkazgichlar va dielektriklar. Kontakt hodisalari 237

Adabiyotlar 253
Mundarija.....

I.G.Tursunov, D.A.Begmatova

FIZIKA

Muharrir: A.Abdujalilov
Musahhih S. Abduvaliyev
Sahifalovchi U. Vohidov
Dizayner D. O‘rino

Litsenziya AI №190, 10.05.2011-y.

12.10.2018 yil chop etishga ruxsat etildi. Bichimi 60x84 $\frac{1}{16}$.
Ofset qog‘ozi. «Times» garniturası. Shartli bosma tabog‘i 14.88.
Nashr tabog‘i 16,0. Adadi 200. Buyurtma 15

«TAFAKKUR BO‘STONI» MCHJ.
100190, Toshkent shahri, Yunusobod tumani, 9-mavze, 13-uy.
Telefon: 199-84-09. E-mail: tafakkur0880@mail.ru

«TAFAKKUR BO‘STONI» MCHJ bosmaxonasida chop etildi.
Toshkent shahri, Chilonzor ko‘chasi, 1-uy.