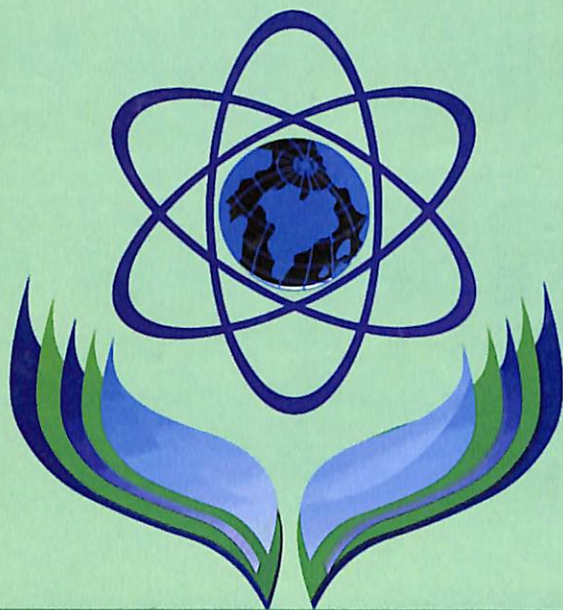


**D.Begmatova,
R.Abdullayev**

FIZIKA

**Ekologiya uchun
o'quv qo'llanma**



Kitob quyidagi ko'rsatilgan
 muddatda topshirilishi shart

Oldingi foydalanishlar
 miqdori

--	--

miqdori

miqdori

miqdori

miqdori

miqdori

miqdori

Kitob quyidagi ko'rsatilgan

muddatda topshirilishi shart

O'ZBEKISTON RESPUBLIKASI OLIY VA O'RTA
MAHSUS TA'LIM VAZIRLIGI

MIRZO ULUG'BEK NOMIDAGI O'ZBEKISTON MILLIY
UNIVERSITETI

Begmatova D.A., Abdullayev R.M.

FIZIKA

(ekologlar uchun)

O'QUV-USLUBIY QO'LLANMA

Toshkent
«Tafakkur avlodi»
2020

UO'K: 53(075.8)

KBK: 22.3ya73

B 15

B 15 **Begmatova D.A., Abdullayev R.M.**

Fizika (ekologlar uchun) [Matn]: o'quv qo'llanma / D.A. Begmatova, R.M. Abdullayev. – Toshkent: «Tafakkur avlodi», 2020. – 240 b.

Mazkur o'quv uslubiy qollanma "Fizika" fanidan 5630100 – Ekologiya va atrof-muhit muxofazasi 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 qollanmasini yaratishda yetakchi horijiy OTM larning o'quv dasturlariga kiritilgan adabiyotlardan olingan ma'lumotlar kiritilgan.

Tuzuvchilar:

Abdullayev R.M. – O'zMU, "Umumiy fizika" kafedrasida dotsenti, f.-m.f.n.

Begmatova D.A. – O'zMU, "Umumiy fizika" kafedrasida mudiri, dotsent

Taqrizchilar:

Abdurahmonov U. – O'zbekiston Milliy Universiteti professori

Nematov Sh.K. Toshkent davlat texnika universiteti professori, f.-m.f.d.

UO'K: 53(075.8)

KBK: 22.3ya73

ISBN 978-9943-6690-3-1

© Begmatova D.A., Abdullayev R.M.

© «Tafakkur avlodi», 2020

SO'Z BOSHI

Fizika - asosiy tabiiy fanlarning biridir va u jonsiz tabiatning qonunlarini o'rganadi. Tabiatda sodir bo'ladigan hodisalar va jarayonlar ma'lum qonunlar asosida ro'y beradi. Bu hodisalar va ularning qonuniyatlari orasidagi bog'lanishni o'rganish har bir fanning asosiy vazifasidir. Fizika sohasiga asosan jismlarning o'zaro ta'siri va ularning harakat qonunlari, hamda elektromagnit va yorug'lik bilan bog'langan hodisalar, atom va uning yadrosini o'rganish kiradi. Ammo fizika fanining aniq chegarasini hozirgi vaqtda ko'rsatish qiyin. Chunki har bir yangi ochilgan va ochilayotgan kashfiyotlar fizikaning qo'llanish chegaralarini yanada kengaytirmoqda deb aytish mumkin.

Mazkur o'quv qollanma "Fizika" fanidan 5630100 – Ekologiya va atrof-muhit muxofazasi ta'lim yo'nalishi talabalari uchun mo'ljallangan bo'lib fizika fakultetining "Umumiy fizika" kafedrasida professor-o'qituvchilari tomonidan ishlab chiqilgan.

Qo'llanmada asosiy fizikaviy jarayonlar, qonun va qonuniyatlardan tashqari ularning texnika va turmushda qo'llanilishiga doir misollar ham keltirib o'tilgan. Qollanmani yaratishda talabalarga qiziqarli va tushunishga oson bo'lishi bilan bir qatorda iloji boricha ko'proq ma'lumotlarni qamrab olinishiga e'tibor berildi. Ekologik hodisalarda asosan, issiqlik harakati, elektrofizik jarayonlar va zarralaraning 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, talabalarning bu sohadagi falsafiy mushohada yuritishlariga qaratilgan.

Shuni alohida qayd qilib o'tish kerakki texnika taraqqiyotini fizika fanining rivoji yutuqlarini tasavvur qilish mumkin emas. Lekin texnikani taraqqiyoti ko'pdan ko'p ekologik muammolarni keltirib chiqaradi. Bu esa texnika taraqqiyotining atrof muhitga salbiy ta'sirini oldini olish yoki kamaytirishda bo'lg'usi ekologlardan alohida ma'suliyat talab qilinadi.



MEXANIKA

Jamiyat a'zolari o'zlarining harakati va mehnat faoliyati davomida o'ziga hos biomexanik ish bajaradi (energiya sarflaydi). Inson uzoq vaqt og'ir jismoniy mehnat, sport bilan shug'ullanganda uning harakat a'zolari (murakkab biomexanizmlari) keragidan ortiq zo'riqadi. Bu esa uning salomatligiga u yoki bu darajada salbiy ta'sir ko'rsatadi. Shu sababli mehnat normalari qanday bo'lishini, sport bilan jismoniy tarbiya orasidagi farq nimadan iborat ekanligini qaytadan ko'rib chiqish kerak deb o'ylaymiz.

Odamzot energiyani o'zi tanavvul qiladigan oziq-ovqat mahsulotlaridan oladi, u tanavvul qiladigan oziq-ovqatning miqdori, tarkibi va tayyorlanish texnologiyasi uning turmush tarzidan kelib chiqishi kerak bo'ladi. Chunki ovqatlanish ekologiyasiga e'tibor bermaslik uning salomatligiga salbiy ta'sir ko'rsatadi.

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.
- 7.

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 "tekshiriladi", 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 engillashtirishlari 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 har 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 miqdorini 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'rinishi 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'rnini to'la aniqlash imkonini beradi. Nuqtaning fazodagi o'rnini X, Y va Z koordinatalari orqali aniqlanadi.

Radius – vektor va traektoriya tushunchasi. Koordinatalar boshidan kuzatilayotgan nuqtaga o'tkazilgan Z vektorning koordinata o'qlaridagi proeksiyalari nuqtaning koordinatalariga mos ravishda tengdir, ya'ni $r_x = x$; $r_y = y$ va $r_z = z$. Agar nuqtaning fazodagi o'rnini 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'rnini, koordinatalari yoki \vec{r} vektori orqali ifodalash mumkin ekan.

Nuqtaning fazodagi o'rnini 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 chiziqni tushuniladi.

Tezlik. Harakatlanayotgan moddiy nuqtaning fazodagi o'rnini 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'zgarigan, moddiy nuqta esa ΔS masofaga siljigan bo'lsin. Radius-vektorning vaqt bo'yicha o'zgarishini ko'rib chiqaylik. $\Delta \vec{r} / \Delta t$ 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 vaqtdagi harakat tezligidan iborat bo'ladi.

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

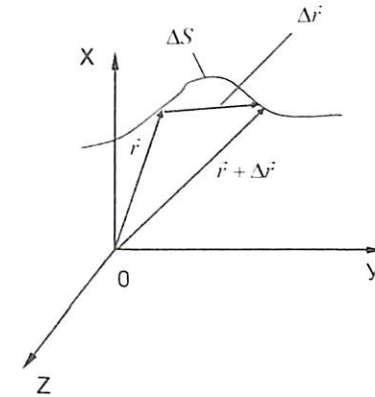
$$\lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta \vec{r}}{\Delta t} = \vec{v} \quad (1.1)$$

(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 xosila 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.

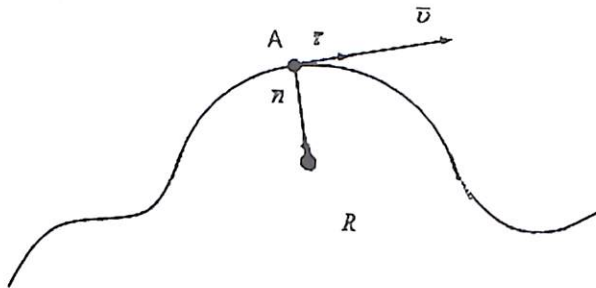
Moddiy nuqtaning harakat traektoriyasi egri chiziqdan iborat bo'lgan umumiy xolni ko'rib chiqaylik. Traektoriyada ixtiyoriy ravishda biror A nuqtani tanlab (1.2-rasm), shu nuqta orqali egrilik doirasini o'tkazaylik.

Egrilik doirasining R radiusi egri chiziqli traektoriyaning berilgan A nuqtadagi egrilik radiusi bo'lsin. A nuqtadan chiquvchi ikkita birlik vektorini tanlaylik: ulardan biri traektoriyaga urinma ravishda va ikkinchisi \vec{n} egrilik 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 e'tiborga olgan xolda (1.6) ni (1.4) ga keltirib qo'yib quyidagini yozish mumkin:

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

(1.7) formuladan ko'rinadiki, tezlanish vektori ikkita tashkil etuvchining yig'indisidan iborat ekan: birinchisi (birinchi had) traektoriyaga o'tkazilgan urinma bo'yicha yo'nalgan tezlikning son miqdori bo'yicha o'zgarishini harakterlovchi tezlanish va ikkinchisi hamma vaqt tezlik vektoriga tik bo'lib, egrilik markaziga qarab yo'nalgan tezlikning shu yo'nalish bo'yicha o'zgarishini harakterlovchi 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 ko'rinishda yozish mumkin:

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

Osonlik bilan ko'rsatish mumkinki, tezlanish vektorining tangensial va normal tashkil etuvchilarining modullari quyidagicha aniqlanadi:

$$a_t = \frac{dv}{dt} \quad \text{va} \quad a_n = \frac{v^2}{R} \quad (1.9)$$

Moddiy nuqtaning to'g'ri chiziqli tekis o'zgaruvchan harakati

Moddiy nuqta deb xisoblanishi mumkin bo'lgan jism tezligining harakat davomida faqat miqdori (qiymati) o'zgarib, yo'nalishi esa uzgarmasdan qolsa, bunday harakat traektoriyasi to'g'ri chiziqdan iborat bo'ladi va uni to'g'ri chiziqli harakat deb ataladi. Agar harakat davomida $a = \text{const}$ va u musbat ishorali bo'lsa, tezlik va tezlanish yo'nalishi bir xil bo'ladi 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 xolda, 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 vaqtidagi 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:

$$d\varphi = \frac{v dt}{r}$$

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

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

Aylana buylab 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 vaqtidagi qiymatini

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

kurinishda 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 erga vertikal bo'ylab erkin tushayotgan jismning harakati hisoblanadi. Tushayotgan jismning tezlinishi bir qarashda sodda faktdek tuyulmaydi. Og'ir jismlar engil 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 9soddalashtirilgan) 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 qohoz 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 vaqtni o'zdia qo'yib yuborsangiz (1-3-rasm), og'irroq jism erga avvalroq etib 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 so'rib olingan kamerada qush pati yoki gorizontol tutib turilgan bir varaq qog'oz kabi engil jismlar ham og'ir jismlar bilan bir xil tezlanish bilan tushadilar (rasm). Galileyning zamonida vakuumda bunday narsani namoyish qilish mumkin bo'lmaganigi uchun ham uning xizmatlarini yanada buyuklashtiradi. Galileyni nafaqat uning tlmiy 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 ko'pincha "zamonaviy fanning otasi" deb atashadi. Tushayotgan jismlarning harakatini tushuntirishga Galileyning qo'shgan hissasini quyidagicha umumlashtirish mumkin. Erning muayyan joyida, havoning qarshiligi bo'lmaganda barcha jismlar bir xil o'zgarmas tezlanish bilan tushadilar. Bu tezlanish, og'irlik kuchi sababli yuzaga keladi va erkin tushish tezlanishi deb ataladi hamda g bilan belgilanadi. Uning qiymati taxminan

$g = 9,8 \text{ m/s}^2$ ga teng. Amalda g geografik kenglikka (bu erning aylanishi bilan bog'liq), hamda dengiz sathidan balandlikka qarab bir muncha o'zgaradai (jadval №1). Biroq bu o'zgarishlar shu darajada kichikki, ko'p hollarda biz ularni hisobga olmaymiz. Ko'p hollarda havoning qarshiligi u qadar katta ta'sir ko'rsatmaydi va ko'pincha biz uni hisobga olmaymiz. Biroq, tushayotgan jism bosib o'tadigan masofa juda katta bo'lsa, havoning qarshiligi hatto og'ir jismlarga hams sezg'ilarli ta'sir ko'rsatadi. Erkin tushayotgan jismlar bilan ish ko'rganda (2.9) tenglamadan a ni g bilan almashtirib foydalanish mumkin. Bundan tashqari jism vertikal bo'ylab harakatlanayotganligi sababli x ni y bilan, x_0 ni esa y_0 bilan almashtirish kerak (agar biror boshqa qiymati keltirilmagan bo'lsa $y_0 = 0$). y ning yo'nalishini erkin tanlash mumkin, ya'ni uning yuqoriga yoki past tomonga yo'nalishini musbat deb qabul qilish mumkin, biroq masalani echish davomida tanlangan yo'nalishni o'zgarmas saqlash kerak.

Ballistik harakat

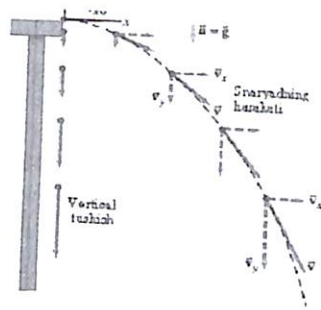
Ballistik harakat – bu gorizontga burchak ostida otilgan jismning harakatidir. Sodlda bo'lishi uchun jismlarning er sirti yaqinidagi harakatini qarab chiqamiz. Beysbol to'pining harakati, o'qning uchishi, hamda sportchining yuqoriga sakrashi bunga misol bo'ladi. (1-5-rasm) Ko'pincha havoning qarshiligi jiddiy ahamiyatga ega bo'lsa ham, ko'p hollarda uning ta'sirini hisobga olmaslik mumkin, biz ham quyida shunday yo'l tutamiz. Bu erda 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 gorizontol 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{G}_0 boshlang'ich tezlikka ega. (Agar jismni fazoga gorizontol chizig'idan yuqoriga otilsa, u holda θ_0 burchak musbat, pastga otilsa – manfiy bo'ladi). To'g'ri chizikli 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,

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

Koordinatalar sistemasining boshini jism o'z harakatini boshlaydigan nuqtada tanlab olamiz (masalan, beysbol to'pi otayotgan odamning qo'lidan 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{G}_0 quyidagicha proektsiyalarga ega bo'ladi:



1-6-rasm. Gorizontaal ottilgan 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:

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

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

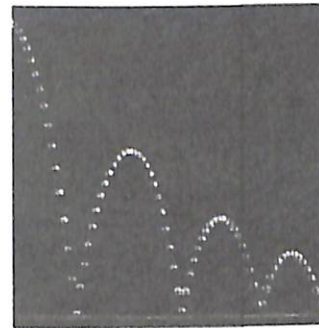
$$g_y^2 = g_{y0}^2 - 2g_y \quad (1.23)$$

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 otish nuqtasi erga 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 gorizontaal yo'nalgan, ya'ni $g_0 = 0$ bo'lganda qiziq xususiy holi kuzatiladi. Stol chetidan dumalab tushgan koptokning, gorizontaal tutib ottilgan qurol stolidan uchib chiqqan o'qning harakati bunga misol bo'ladi. bu holda $g_{y0} = 0$ bo'lganligi sababli

$g_y = -gt$ 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), gorizontaal ottilgan jism erga boshlang'ich tezliksiz vertikal tushayotgan jism bilan bir vaqtda tushar ekan.

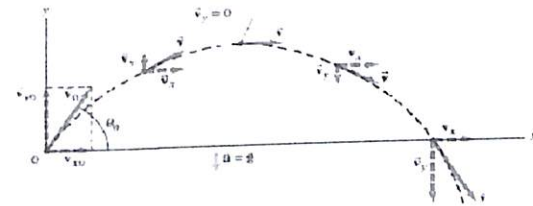


(a)



(b)

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



1-8-rasm. Gorizontaal burchak Θ_0 ostida boshlang'ich g_0 tezlik bilan ottilib 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 vector 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.

DINAMIKA ASOSLARI

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, o'g'irlik, og'irlik kuchi, ishqalanish kuchi, elastiklik kuchi, Guk qonuni, deformatsiya, Yung moduli, elektromagnitik va gravitatsiya kuchlari, mexanik kuchlanish, bikrlık koef-fitsenti, absolyut va nisbiy uzayishlar

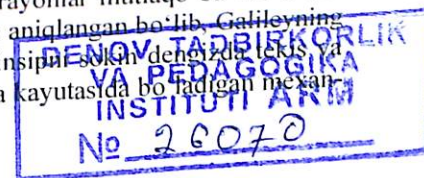
1. Dinamika – jismlarning harakatini va harakatni vujudga keltirgan sabablar (kuch)ni e'tiborga olib, birgalikda o'rganuvchi mexanikaning bo'limidir. Dinamika so'zi grekcha «dinamis» so'zidan olingan bo'lib, kuch degan ma'noni bildiradi.

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, Galileyning nisbiylik prinsipi deb ataladi. Galiley bu prinsipni solish dengizdagi kema va to'g'ri chiziqli harakat qilib borayotgan kema kayutasida bo'ladigan mexanik jarayonlar misolida tushuntirgan.



XX asr boshlariga kelib, faqat mexanik jarayonlarga emas, balki is-siqlik, 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 Eynshteyn nisbiylik prinsipi deb nomlanadi:

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

N'yuton 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

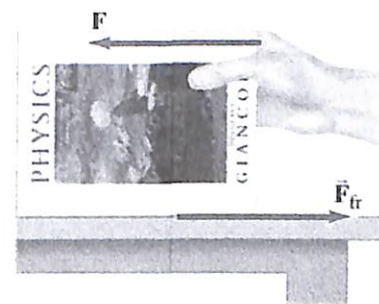
Shu paytgacha biz harakatni tezlik va tezlanish asosida o'rgangan edik. Endi quyidagi savollar bilan shug'ullanamiz. Nima uchun jismlar aynan shunday harakatlanadilar, boshqacha emas. Jism tezlanish olishi va tormozlanishining sababi nima. Nima uchun jism aylana bo'ylab harakatlanadi. Har bir holda jismga 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'zidagi 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

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

uchun 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'sirsiz vaziyatni o'zgartiradi.. Shunday qilib, havo yuqqa qattam 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 chiziq 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

Nyutonning harakat tahlil o'zining mashhur "harakatning uch qonunlari.umumlashgan" 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 holatinisaqlaydi, jism harakati davomida doimiy tezlik bilan to'g'ri chiziqli harakat qiladi. Natijaviy kuch bir jismga tatbiq qilingan bo'lsa, qanday bo'ladi? Nyuton jismning 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 gorizontol 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 proportionall. Lekin jadallashtirish, shuningdek ob'ekt 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 $1N = 1kg \cdot (m/c^2)$.

Nyutonning birinchi qonuni ta'kidlaydiki, na'tijaviy kuch jismga ta'sir qilmasa, hamma kuchlar bir-birini kompensatsiyalaydi va jism o'zining tinch holatinisaqlaydi, jism harakati davomida doimiy tezlik bilan to'g'ri chiziqli harakat qiladi. Tashqi kuch bir jismga tatbiq qilingan bo'lsa, qanday bo'ladi? Nyuton jismning 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'rsatdiki, 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 gorizontol 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 kata 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 ittariladi 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 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.



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

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

Massa jismning inertliginigina emas, balki gravitasion (tortishish) va «energiya tutuvchanligini» bo'lib, og'irlik demakdir. Jismning massasi kichik tezliklarda doimo o'zgarib qolmaydi. 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 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 jihatidan 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'zgarib qolmay deb qaraladi, ammo tabiat va texnika-kada 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 N'yutonning 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'zgarib qolmay bo'lgani uchun:

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

Hosil bo'lgan tenglama (2.5) tenglamaga ekvivalent bo'lishiga qarabmasdan, 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'zgarib qolmay kuch holi uchun impulsning o'zgarish qonunini ifodalaydi. O'zgarib qolmay kuch ta'sirida jism impulsining o'zgarishi shu kuch

impulsiga tengdir. Impulsning o'zgarishi $d\vec{p}$ 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'zgarib qolmay 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 oralig'larga bo'lish kerakki, har bir bunday vaqt oralig'ida ta'sir qiluvchi kuchni o'zgarib qolmay 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:

$$\begin{aligned} F_1 dt_1 &= dp_0 \\ F_2 dt_2 &= dp_1 \\ F_3 dt_3 &= dp_2 \end{aligned} \quad (2.13)$$

$$\dots \dots \dots$$

$$F_n dt_n = dp_{n-1}$$

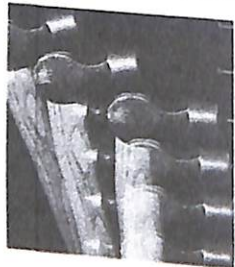
Bu tenglamalarni qo'shib, quyidagini hosil qilamiz:

$$\sum_{i=1}^n F_i dt_i = dp_n \quad (2.14)$$

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 tomonlamayuzaga 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'sirlashadi**¹.

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

Agar stol chetiga qarshi bosganingizda Nyutonning uchinchi qonun amal qiladi. Dalil sifatida, Qo'lga qarashlozim. Qo'lingni ning 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 erda uning skater va muz orasida juda kam ishqalanish, shuning bir kuch uning ustiga qo'llaniladigan bo'lsa, u bemaolol 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 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 jismlarning faqat bir-biriga o'zaro ta'sirining o'zi ikkala jismlarni 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 rel'si 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:

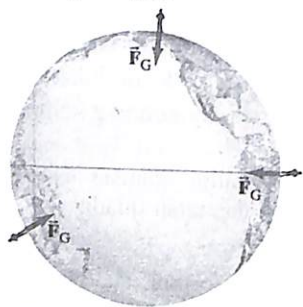
- 1) kuchning qanday kattalikda ekanligini;
- 2) kuchning qanday yo'nalishda ta'sir etishini;
- 3) kuch jismning qaysi nuqtasiga qo'yilishini;
- 4) kuchning tabiatini bilish kerak bo'ladi.

Nyutonning butun olam tortishish qonuni

Uchta harakat qonunini yoritishdan tashqari, Isaak Nyuton shuningdek planetalarning va o'ying harakatini ko'rib chiqqan. Hususan u Oyni Yer atrofidagi deyarli aylanna harakat qilishi uchun uni ushlab turuvchi kuch

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

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 hulosaga 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.



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 hulosaga 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:

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

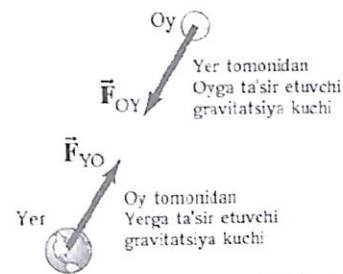
Oy Yerdan 60 Yer radiusiga uzoq, shuning uchun unga Yer sirtiga yaqin niqtadagiga nisbatan $60^2=3600$ marta kichikroq gravitatsiya kuchi ta'sir etadi¹.

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 huddi 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:

$$F_G \sim m_1 m_2 / r^2 \quad (2.17)$$

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



2.4 – 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 $\vec{F}_{OY} = -\vec{F}_{YO}$.

Bunda m_Y va m_O 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 sayyoralar 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 tariflashimiz 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 chiziq bo'ylab ta'sir etadi.**

Gravitatsion kuchning qiymati quyidagicha yoziladi

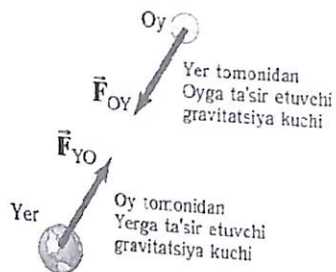
$$F = G \frac{m_1 \cdot m_2}{r^2} \quad (2.18)$$

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 elon qilganidan 100 yilcha keyin o'lish uchun u 5-18-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'lchashi 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'indiko'pincha, Nyuton o'zi o'ylab topgan integral hisob yoramida amalga oshiriladi. Jismlarning tortishishi ularning orasidagi masofaga nisbatan kichik bo'lganda (Yer – Quyosh sistemasi

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

kabi). ularni moddiy nuqtalar deb qarash natijaga kichik hatolik beradi. Nyuton tashqaridan zarraga 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 beradi¹.

Og'irlik kuchi

Galiley ta'kidladiki, hamma jismlar Yer yuzasiga yaqin balandlikda bir xil tezlanish g bilan tushadi. Bu tezlanishni yuzaga keltiradigan kush 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 ta'sir etuvchi og'irlik kuchini quyidagicha yozish mumkin:

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



Bu kuch yo'nalishi pastga Erning markaziga tomon bo'ladi XBS birliklari, $g = 9,80 \text{ m/s}^2$ shunday

Yerdagi bir 1,00-kg massa og'irligi (1,00 kg) x (9,80 m/s²) = 9,80 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 Nyutonning 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 ($g_{ekv} = 9,78 \text{ m/s}^2$, $g_{quth} = 9,83 \text{ m/s}^2$). 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 sirlari 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. N'yutonning 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.

ENERGIYA VA MEXANIK ISH

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'zgarmas va 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.

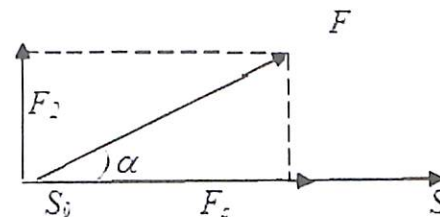
$$A = F \cdot s \quad (3.1)$$

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_1 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-pasm

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

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.

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

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 – Joule (J)

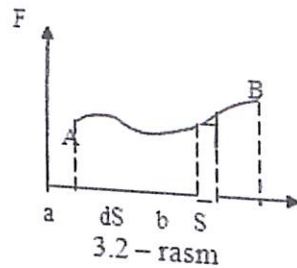
$$1 \text{ J} = 1 \text{ N} \cdot 1 \text{ m}, \quad 1 \text{ J} = 1 \cdot 10^7 \text{ erg.}$$

2. Jismni chekli masofaga koʻchirishda bajarilgan ish jismga taʼsir etuvchi kuchning tabiatiga bogʻliq. 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:

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



$$\cos \alpha = 1 \text{ boʻlsa,}$$

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

Quvvatning oʻlchov birliklari:

$$\text{SI: } \text{Vatt (Vt)}; \quad 1 \text{ Vt} = 1 \text{ J} / 1 \text{ s.}$$

Sistemadan tashqari oʻlchov birliklari ham bor:

$$1 \text{ GVt (gektovatt)} = 100 \text{ Vt}$$

$$1 \text{ kVt (kilovatt)} = 1000 \text{ Vt}$$

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

Foydali ishning bajarilgan toʻliq ishga boʻlgan 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 asoslanib predmetning ilgarilanma harakatni oʻrgandik. Ushbu taxlil jarayonida kuch xarakatni belgilovchi birlik sifatida markaziy rol oʻynaydi. Bu bobda biz predmetni ilgarilanma xarakatni energiya va moment birliklar orqali oʻrganamiz. Energiya va momentning ahamiyati shundaki ular saqlanib qoluvchi tushunchadir. Yaʼni umumiy holatlarda ular doimiylikni saqlab qola-



di. 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 koʻplab predmetlarni bir tizim sifatida taxlil etish imkonini berishi bilan muhim, chunki tizim predmetlarni alohida kuch oʻlchovlarni hisoblash murakkab yoki ilojsizdir. Ushbu qonunlarni koʻpgina hodisalarga nisbatan qoʻllash mumkin. Ular hattoki Nyuton qonunlari ilojsiz boʻlgan atom va subatom dunyosida ham ish beradi¹.

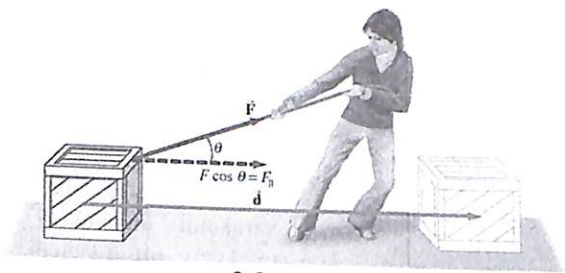
Bu bob juda muhim hisoblangan energiya va ish tushunchalarga bagʻishlangan ushbu 2 ta oʻlchov birligi skalyar kattalik va shuning uchun ham oʻz yoʻnalishlari yoʻq. Bu holat ular bilan ishlash tezlanish va kuchga

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

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 qoʻl keladi¹.

Lekin energiyaning oʻzini koʻrishdan oldin, doimo kuch talab qiladigan ish oʻzi nimani namoyon etadi. Kundalik hayotda ish soʻzi turli maʼnolarda ishlatiladi. Fizikada esa ish soʻzi aniq maʼnoni anglatadi. Yaʼni kuch nimaga qodir? Jumladan, ish doimiy kuch bilan jismni vaziyatini oʻzgartirganda bu kuchning kattaligi va harakat yoʻnalishini koʻrsatadi buni quyidagi formula orqali yozishimiz mumkin.

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



3-3-rasm

Bu vaziyatda ish nolga teng boʻladi, ish koʻchishga perpendikulyardir. F -doimiy kuch, d -zarrachalarning koʻchishi, θ -kuch yoʻnalishi bilan koʻchish orasidagi burchak. Kuch va koʻchishning yoʻnalishi bir tomonlama boʻlganda yaʼni $\cos \theta = 1$ $W = Fd$ boʻladi.

Misol uchun: yuklangan telejkani 30 N kuch bilan gorizontol holatda itarsak va telejka 50 m masofaga koʻchsa, $(30\text{N}) \cdot (50\text{m}) = 1500 \text{ N}\cdot\text{m}$ ish bajariladi. XBS da ish $\text{N}\cdot\text{m}$ da oʻlchanadi. Ishning oʻlchov birligi $\text{J} = \text{N}\cdot\text{m}$. Masalan, mahsuloti bor ogʻir sumkani qoʻlga koʻtarib, harakatlanmasangiz ishbajarilmaydi. Siz charchashingiz mumkin, chunki muskullar energiya ajratadi. Lekin sumka tinch holatda boʻladi (koʻchish 0 ga teng) $W = 0$. Sumkani mahsuloti bilan 3-3-rasmdagidek polga nisbatan gorizontol holatda siz ishbajarmaysiz. Yukni doimiy tezlikda koʻchirish uchun hech qanday kuch talab qilinmaydi. Ogʻirligiga teng va yuqoriga yoʻnalgan kuch bilan taʼsir qilish

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

mumkin. Lekin bu kuch sumkaning gorizontol koʻchishiga perpendikulyardir. Shu sababli ish bajarilmaydi¹:

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

Aravachani oʻziga nisbatan itarayotgan bolani kuzatamiz. Aravacha yer sirtiga nisbatan d masofaga koʻchadi, bunda ish bajariladi. Agar bola 20N kuch bilan 30° burchak ostida telejkani itarsa va telejka 100m masofaga koʻchsa bajarilgan ish quyidagiga teng boʻladi: $20(\text{N}) \cdot 100(\text{m}) \cdot 0,866 = 1700 \text{ J}$. Ish F kuch bilan yerga nisbatan 0° burchak ostida $F \cos \theta$ ga teng boʻladi.

Kinetik energiya va ish energiya qonuni

Energiya haqidagi taʼlimot fanlar ichida eng muhimlaridan biri. Biz energiyaning bir soʻz bilan keng taʼriflay olmaymiz. Har bir muayyan turdagi energiyaga har bir shaxs oddiy taʼrif berish kerak. Biz bu bobda kinetik va baʼzi turdagi potensial energiyaga taʼrif beramiz. Biz oxirgi boblarda boshqa turdagi energiya shuningdek issiqlik va elektr energiyalarni tekshiramiz. Hal qiluvchi shakli shundaki hamma turdagi energiyaning umumiy energiya sifatida qabul qilish mumkin. Xuddi shunga oʻxshash jarayonlardan oldin bu energiyaning qiymati oʻzgarmaydi. Biz energiyaning ananaviy "ishlash qobiliyati" ni aniqlashimiz mumkin. Bu oddiy aniqlanish yoʻlini har doim ham tadbiiq qilib boʻlmaydi. Lekin biz muhokama qilayotgan bu bobimiz mexanik energiyaga talluqli. Biz muhokama qilib kinetik energiya energiyaning asosiy turlaridan biri ekanligini aniqladik.

Harakatlanayotgan obyekt oʻzi borib urilgan obyektga nisbatan maʼlum ish bajaradi. Uchib ketayotgan zambarak oʻqi oʻzi borib urilib, qulayotgan gʻisht devorga nisbatan ish bajaradi. Yogʻochga mix qoqayotgan bolgʻa ham mixga nisbatan maʼlum ish bajaradi. Har qaysi holatda ham harakatlanayotgan obyekt oʻzi 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" maʼnosini bildiradi. Kinetik energiyaning miqdorini aniqlash uchun boshlangʻich tezligi v_1 boʻlgan va toʻgʻri chiziq boʻylab harakatlanayotgan oddiy m massali qattiq jismni olaylik. Uni v_2 tezlikga chiqarish uchun doimiy tashqi kuch F_{net} uning qoʻzgalish harakatiga parallel ravishda sarflanadi. Bu holatda obektga nisbatan bajarilgan tashqi ish $W_{\text{net}} = F_{\text{net}} d$. Biz Nyutonning 2- qonunini qoʻllaymiz. $F_{\text{net}} = ma$, va $v_2^2 = v_1^2 + 2ad$ tenglikni

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

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

ko'rinishida yozamiz. v_1 = boshlangich tezlik va v_2 = oxirgi tezlik. Ushbu tenglikni $F_{net} = ma$ da a ning o'rniga qo'yib bajarilgan ishini aniqlaymiz.

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

yoki

$$W_{net} = 1/2(mv_2^2) - 1/2(mv_1^2) \quad (3-12)$$

miqdorini ob'jektning 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'zgariganda ham (3-13) formulani quyidagicha yozish mumkin:

$$W_{net} = k_{E2} - k_{E1} \quad (3-14)$$

Potensial energiya

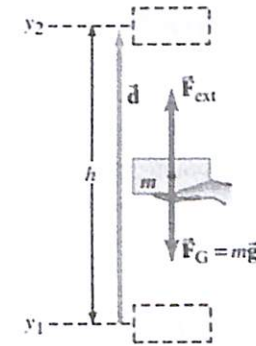
Biz hozirgina ob'jekt harakati tufayli energiyaga ega bo'lishi haqida gapirdik, ushbu energiya kinetik energiya deb nomlanadi. Ammo kinetik energiyadan tashqari potensial energiya ham mavjud. U ob'jektning holati yoki konfiguratsiyasiga tashqi kuch orqali ta'sir ko'rsatadi. Potensial energiya turli xillarga 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 ishini ko'rsatadi.

Keling yer yuzining oldida joylashgan ob'jektning potensial energiyasi formulasini topaylik. Vertial ko'tarilgan m massali ob'jekt uchun vertial yo'naltirilgan kuch jism massasiga teng, mg , aytaylik, inson qo'li bilan ta'sir ko'rsatilish kerak. Ob'jekt tezlanishsiz ko'tarilishi uchun, inson unga tashqi kuch ko'rsatishi kerak $F_{ext} = mg$. 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. $F_{ext} = mg$.

$$W_{ext} = F_{ext} d \cos \theta = mg = mg (y_2 - y_1)$$



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

Gravitatsiya jism y_1 holatidan y_2 holatiga o'tguncha ham ta'sir qiladi va quyidagi ishni 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, ob'jektни 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 ishni bajaradi. Bu degani, m massali jismni h balandlikga 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:

$$W_{ext} = mg (y_2 - y_1)$$

$$W_{ext} = PE_2 - PE_1 = \Delta PE_G \quad (3-18)$$

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

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

$$W_G = -mg(y_2 - y_1) \quad W_G = -(PE_2 - PE_1) = -\Delta PE_G \quad (3-19)$$

$$-W_G = \Delta PE_G$$

Gravitatsion potensial energiya ma'lum bir darajaga ko'tarilgan vertikal balandlikga bog'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 bog'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 bajarilgan ish tanlangan yo'lga emas, balki faqat balandlikga bog'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 mg 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'riflash bo'ladi. Umumiy holda ma'lum bir kuch bilan bog'liq potensial energiyaning o'zgarishi, obyekt bir joydan ikkinchi joyga ko'chganidagi bajarilgan ishning teskarisiga teng. Shuningdek, potensial energiyadagi o'zgarishni obyektning bir nuqtadan

ikkinchi nuqtaga tezlantirish 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 x ga to'g'ri proporsional:

$$F_{ext} = kx$$

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

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

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

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

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'zgarishsiz 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:

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

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, yadroviy energiya, issiqlik energiyasi va ovqat va yonilg'ida uchraydigan kimyoviy energiya uchraydi. Energiyaning bu turlari molekulalar yoki atom darajasida potensial yoki kinetik energiya hisoblanadi. Misol uchun, atom

teoriyasiga ko'ra, kinetik energiya tez harakatlanayotgan molekular energiyasi-obyektini isitsak, uning tarkibidagi molekularlar tezroq harakatlana boshlaydi. Boshqa tomondan, ovqat va benzin kabi yonilg'ida energiyani potensial energiya deb hisoblasak bo'ldi, buning sababi elektr kuchi ta'sirida molekularlar orasidagi atomlarning joylashish tartibidir (kimyoviy bog'lanish). Kimyoviy bog'lanishlardagi energiya kimyoviy reaksiyalar orqali yechiladi. Bu jarayonni, siqilgan prujina qo'yib yuborilganida bajaragan 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 obyektidan ikkinchi obyektga o'tkazishni ham kiritadi. Prujinadagi 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 turbine parraklari yordamida tezroq elektr energiyaga aylantirilishi mumkin, bu haqida keyinroq suhbat qilamiz. Kamondagi potensial energiya o'qdagi kinetik energiyaga o'zgaradi (rasm. 6-25).

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

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

amal qilishi eksperimental izlanishlarga asoslangan ishqalanish kuchi kabi konservativ bo'lmagan kuchlar bilan bog'liq. Shunday bo'lsada Nyutonning qonunini atoming submikroskopik olamiga nazar tashlashimizni talab etadi, saqlanish qonunini 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 $d\vec{S}$ ga ko'chirishdagi bajargan ishi:

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

Kuchni ko'chirish 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:

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

$$\text{Bundan} \quad F_S = -\frac{dE_n}{dS} \quad (3.18)$$

$$\text{yoki} \quad F_S = -\frac{\partial E_n}{\partial S} \quad (3.19)$$

$\left(\frac{\partial}{\partial S}\right)$ belgisi \vec{S} yo'nalish bo'yicha olinayotgan xususiy hosilani ifodalaydi. E_n 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 $grad E_n$ deb belgilanadi va potensial energiyaning gradienti deb o'qiladi. U holda

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

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 energiyaning teskari ishora bilan olingan gradientiga teng. Bu, biror yo'nalishda jism ko'chirilganda uning potensial energiyaning 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 maso-fadagi 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?

IMPUL'S. IMPUL'SNING SAQLANISH QONUNI

Mavzu rejası

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 bajarган 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.

Bizga ma'lumki, konservativ kuchlar maydonidagi jism konservativ kuch ta'sirida elementar $d\vec{r}$ ga ko'chganda bajarilgan ish, ya'ni konservativ kuchlarning bajarган 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

$$dE_k = dE_n, \quad (4.4)$$

ni hosil qilamiz.

 - 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

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

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 dissipatsiyasi (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 ta'dbiq etib, quyidagini yozishimiz mumkin:

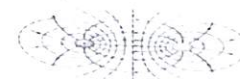
$$\frac{d\vec{P}_i}{dt} = \vec{f}_i + \vec{F}_i, \quad (4.7)$$

bunda R_i - i -tartibli jismni impulsi, \vec{f}_i va \vec{F}_i shu jismga ta'sir etuvchi

ichki va tashqi kuchlar.

(4.7) ni sistemadagi barcha jismlar uchun yozamiz:

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



$$\dots \dots \dots$$

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

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,

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

Demak, sistemaning to'la impulsi vaqt o'tishi bilan o'zgar olmaydi. Bu impulsning saqlanish qonunidir. Impulsning saqlanish qonuniga asoslangan ko'plab hodisalarni misol keltirish mumkin: masalan, miltiq - o'q, raketalarning 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 erda 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

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

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

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

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

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

\vec{u} ning yo'nalishi \vec{v} ning yo'nalishiga qarama-qarshi bo'lsa,

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

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

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

topiladi:

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

bu erda $m_f = m_0 - m_{yo}$ foydali yuk deyiladi (m_{yo} - ishlatilgan yoqilg'ining massasi). (4.14) tenglik Siol'kovskiy formulasi deyiladi. (4.14) dan raketaga muayyan tezlik berish uchun zarur bo'lgan yoqilg'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,

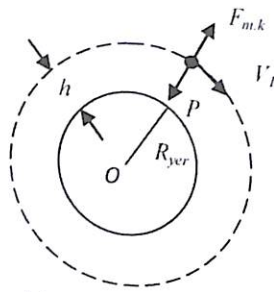
jismning Yer atrofida radiusi Yer radiusidan kam farq qiladigan aylana (orbita) bo'ylab harakatlanishi uchun zarur bo'lgan tezlikka aytiladi (6.1 – rasm).

$$F_{mk} = P \text{ yoki } \frac{m g_1^2}{R_{yer}} = mg \quad (4.15)$$

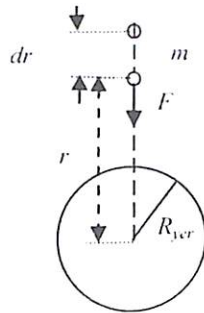
$$g_1 = \sqrt{g R_{yer}} = \sqrt{9,8 \cdot 6,4 \cdot 10^5} \frac{m}{s} \approx 7,9 \cdot 10^3 \frac{m}{s} \approx 8 \frac{km}{s} \quad (4.16)$$

Bunday tezlik bilan o'z mehvori (orbitasi) bo'ylab harakatlanib turgan jism Erga tushib ketmaydi, ammo Erning 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).

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

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

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

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

$$g_2 = \sqrt{2g R_{yer}} \approx 11,2 \frac{KM}{c} \quad (4.18)$$

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 tezligi 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

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

$p=mv$. 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 $\text{kg}\cdot\text{m/s}$. 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 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.

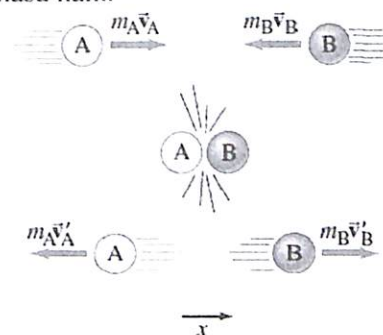
Nyuton ikkinchi qonunining (4-20) tenglamasi, uning o'xshash $\sum \vec{F} = m \cdot \vec{a}$ ko'rinishiga qaraganda ko'proq umumiy bayon qiladi, chunki u massaning o'zgarishi mumkinlik holatini o'zichiga oladi. Massadagi o'zgarish aniq bir vaziyatda sodir bo'ladi, yongan yoqilg'ini chiqarish natijasida 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: $\vec{m}_A \vec{v}'_A$ va $\vec{m}_B \vec{v}'_B$. 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 impulsiga 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 vectori saqlanadi: u doimiy o'zgarimas 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:

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

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

Biz bu ikki tengliklarni birgalikda 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

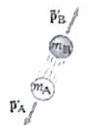
$\vec{p}'_A + \vec{p}'_B = \vec{p}_A + \vec{p}_B$ ni ifodalaydi. Bu 4-3 tenglik. Umumiy impuls saqlandi.



To'qnashuvdan oldin



To'qnashuv vaqtida



To'qnashuvdan keyin

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 oli-

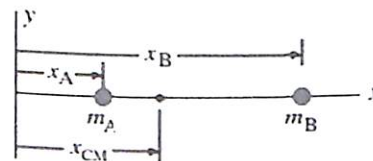
nadi: billiard sharlari ishqalanishi, tennis koptogiga gravitatsiya tasiri va boshqalar.

Miltiq kattaroq massaga ega bo'lganligi sababli, uning tezligi o'qnikiga qaraganda ancha kichik bo'ladi. Minus ishorasi miltiqning tezligini (va impulsini), X o'qida o'qnikiga qarama-qarshi yo'nalishda ekanligini ifodalaydi².

Massa markazi (MM)

Shu vaqtgacha alohida moddiy nuqtaning harakatini ko'rib chiqdik. Jism (yani chiziqli o'lchamga ega bo'gan) 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



jismlar guruhi) shunday nuqtaga ega bo'ladi, o'sha natijaviy kuch tasirida modiy nuqta traektoriyasi bo'ylab harakatlangan bo'lardi. Bu nuqta massa markazi deb nomlanadi. Jisimning yoki

jisimlar sistemasi umumiy harakatini ular MM.larining ilgariylanma harakati yig'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 korib 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 kabidir (bu gori-

²Douglas C. Giancoli. "PHYSICS". PRINCIPLES WITH APPLICATIONS. Pearson, 2014. 171-173. 176 - betlar.

zontal 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:

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

bu yerda, $M = m_A + m_B$ sistemaning umumiy massasi. Massa markazi m_A va m_B qismlarini 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 chiziq bo'ylab ikkidan ko'p jism qismlari 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 degan tushunchalar kiradi.

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

a) sistemaning massasi deb, sistemaga taalluqli alohida moddiy nuqtalar massalarini yig'indisi m_c 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:

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

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: $\vec{a}_c = \frac{d\vec{V}_c}{dt} = 0. \quad (4.25)$

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

8. Inersiya markazi tushunchasi, sistema harakatini tavsiflashda ancha qulayliklarga egadir.

$$\vec{F}_i = m_i \frac{d\vec{v}_i}{dt} \quad (4.26)$$

Ko'rinib turibdiki, bu formula shaklan bitta moddiy nuqtaning tashqi \vec{F}_i kuch ta'sirida qilayotgan $\vec{F}_i = m \frac{d\vec{g}}{dt}$ 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 tasvirlovchi geometrik nuqta bo'lib, ba'zi hollarda jismdan tashqarida ham bo'lishi mumkin.

Nazorat uchun savollar

1. Konservativ va nokonservativ kuchlar qanday va ularning bajarilgan 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.

AYLANMA HARAKAT DINAMIKASI

Mavzu rejası

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 dinamikasining asosiy tenglamasi.
7. Aylanuvchi jismning kinetik energiyasi va bajarilgan ishi.

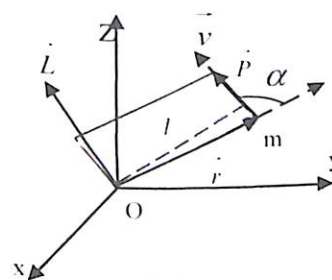
Tayanch so'z va iboralar

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

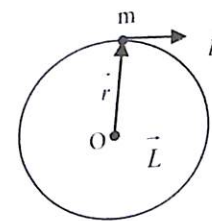
1. Impuls momentining saqlanish qonuni bilan tanishishdan oldin bu qonunni xarakterlovchi ba'zi tushunchalar va kattaliklar bilan tanishamiz. Biror inersial sanoq sistemasiga nisbatan harakatlanayotgan jismning tezligi \vec{g} , impulsi \vec{P} va radius-vektori \vec{r} bo'lsin (5.1-rasm).

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 yo'nalishi \vec{r} va \vec{P} vektorlar yotgan tekislikka doimo tik bo'ladi. Yo'nalishi parma qoidasi asosida aniqlanadi. Agar parma dastasini \vec{r} vektordan \vec{P} vektorga eng qisqa yo'l orqali o'tishdagi yo'nalish bo'yicha buralsam, parma uchining ilgariylanma harakati yo'nalishi \vec{L} vektorning yo'nalishi bilan mos keladi. Impulsning son qiymati r va P orqali chizilgan parallelogramm yuzasiga teng bo'ladi, ya'ni

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

l — moddiy nuqta impulsining O nuqtaga nisbatan elkasi.
 L ning o'lchov birligi SI: $\text{kg} \cdot \text{m}^2/\text{s}$; SGS: $\text{g} \cdot \text{sm}^2/\text{s}$.

Moddiy nuqta radiusi r bo'lgan aylana bo'ylab o'zgarmas tezlik bilan harakatlanayotgan bo'lsa (5.2 — rasm), uning aylana markaziga nisbatan impuls momentining son qiymati:

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

O nuqta orqali o'tuvchi ixtiyoriy Z o'qqa \vec{L} ning proeksiyasi moddiy nuqtaning shu o'qqa nisbatan impuls momenti deyiladi:

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

O'qqa nisbatan impuls momenti skalyar kattalik bo'lib, 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 ta'sirini xarakterlash uchun kuch momenti tushunchasi kiritilgan. Berilgan O nuqtaga nisbatan kuch momenti deb, radius-vektorni kuch vektoriga vektor ko'paytmasiga aytiladi, ya'ni

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

Kuch momentining son qiymati:

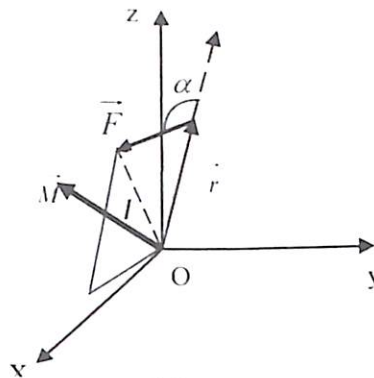
$$M = rF \sin \alpha \quad (5.7)$$

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

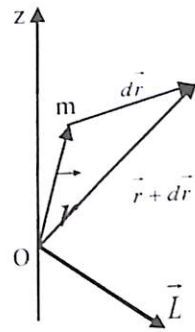
M ning o'lchov birligi SI: $N \cdot m$, SGS: $\text{din} \cdot \text{sm}$.

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

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



5.3 — rasm.



5.4 — rasm.

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

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

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

Demak,

$$\frac{d\vec{L}}{dt} = \vec{M} \quad (5.10)$$

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

$\frac{d\vec{L}}{dt} = \vec{M}$ ifoda $\frac{d\vec{P}}{dt} = \vec{F}$ 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

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

L_z va M_z lar \vec{L} va \vec{M} vektorlarning mos ravishda Z o'qqa tushirilgan proektsiyalaridir. 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

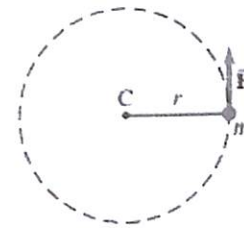
Jism aylanishining burchak tezlanishi α va aylantirish uchun ta'sir qiladigan kuch momenti τ ga proporsionaldir

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

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. $\sum mr^2$ ning son qiymati aylantiruvchi momentning bir qismi bo'lib inersiya 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 hisoblaymiz.

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

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

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 $\sum mr^2 = m_1 r_1^2 + m_2 r_2^2 + m_3 r_3^2 + \dots$ munosabat o'rinli.

Bu yig'indi jism inersiya moment (yoki aylanish inersiyasi) I ni beradi¹.

$$I = \sum mr^2 = m_1 r_1^2 + m_2 r_2^2 + \dots \quad (5-14)$$

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

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

³ Douglas C. Giancoli. "PHYSICS". PRINCIPLES WITH APPLICATIONS. Pearson. 2014. 208, 209, 210, 212, 213, 215 – betlar.

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

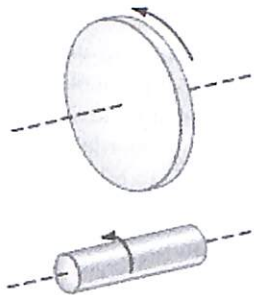
Bu Nyutonning 2 – qonuni ekvivalentidir.

U qattiq jismning oʻrnatilgan oʻq atrofida aylanish kuchini saqlaydi.

[shuningdek jism tezlanishi oʻzgaruvchan boʻlganda, bundan tashqari I va α lar massa markazidan hisoblaganda va DS aylanish oʻqi oʻzgarmaganda, taʼsir kuchi oʻzgarmaydi. Qiyalikdan dumalab tushayotgan shar bunga misol]

Biz koʻrayotgan inertsia moment I jisimiy aylanmainertsiyasi oʻlchovi boʻlib, aylanma harakatda asosiy roʻl oʻynaydi. (5-14) ifodada aylana inertsia bir jinsli jism massasiga bogʻliqligi koʻrsatilgan. Masalan, massalari teng boʻlgan katta diametrlil silindrning aylanuvchi momenti kichik diametrlil silindrnikidan katta (8-18 rasm).

5-6-rasm massalari teng boʻlgan katta diametrlil silindrning moment, kichik diametrlil silindrnikidan katta. Qachonki jism massasi aylanish oʻqidan uzoqroqda joylashgan boʻlsa, aylantiruvchi moment katta boʻladi. Aylanma harakatda jism massa markazi massaga bogʻliq boʻlmagan holda joylashadi.



(5-6- rasm)

Massasi M boʻlgan jismlarning inersiya momentlari 5-1-jadval.

Jism	Aylanish oʻqi		Inersiya momenti
a) Ingichka aylana radiusi R	Markazda joylashgan		MR^2
b) qalinligi ω radiusi R boʻlgan aylana	Diametr markazida joylashgan		$\frac{1}{2}MR^2 + \frac{1}{12}M\omega^2$

5-1-jadval davomi

c) Radius R boʻlgan 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 boʻlgan sterjen	Sterjen oxirida		$\frac{1}{3}Ml^2$
h) Toʻgʻri toʻrtburchakli plastinka uzunligi R qalinligi ω	Markazda		$\frac{1}{12}M(l^2 + \omega^2)$

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

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

(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'rinni. 5-1-jadvalda barcha jismlarning tashqi radiusi R ga teng (d)shaklda ichki radius mavjud).

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

$$I = \sum \tau / a$$

6. Yuqorida keltirilgan ifodaga inersiya momentini qo'ysak va $\Delta \vec{F}_i \cdot \vec{r}_i = \Delta M_i$ 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 xisoblanadi. Oldinga intiluvchi (ilgarilama) kinetik energiya bilan o'xshashlik orqali biz $\frac{1}{2}mv^2$, I jism harakatsizligining impulsi va ω 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:

$$KE = \sum (\frac{1}{2}mv^2) = \sum (\frac{1}{2}mr^2\omega^2) = \frac{1}{2}(\sum mr^2)\omega^2. \text{ Biz } \frac{1}{2} \text{ va}$$

ω^2 agar qat'iy jismda zarralar bir xil bo'lgan xolda. $\sum mr^2 = I$ bo'lganda, xarakatsiz xolatda, qat'iy aylanayotgan jism kinetik energiyasi.

Harakatsiz

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

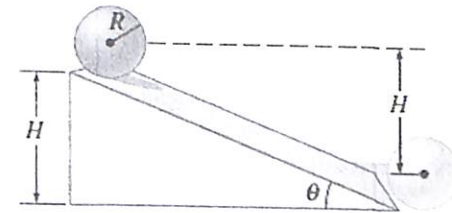
ekanligini ko'rishimiz mumkin.

Energiyaning boshqa turlari bilan kabi miqdorlar joulida.

Jism markaziy massasi (CM) ilgarilama xarakatlangan xolatda, u ilgarilama 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:

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

v_{CM} massa markazining chiziqli tezligi, I_{CM} o'q bo'ylan markaziy massaning inersiya 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. (yetarlicha o'zgar-mas ishqalanish tahmin qilamiz, demak sirg'alish kuzatilmaydi: biz qisqacha o'zgar-mas sirg'alish kuzatilmashligini 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.

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.

DEFORMATSIYA TURLARI VA GUK QONUNI

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 absolt noelastik urilish, tiklanish koeffitsiyenti, impuls va energiyaning saqlanish qonunlari, nisbiy harakat tezligi, markaziy va nomarkaziy urilishlar.

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'yusak:

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

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:

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

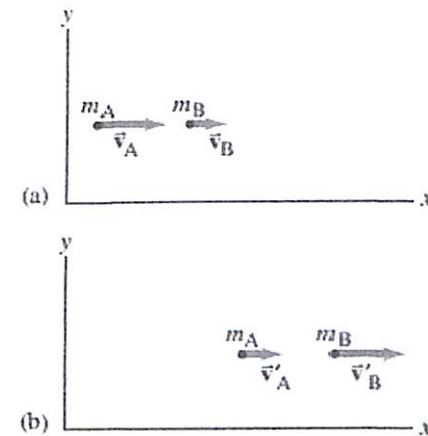
k – berilgan sterjen uchun o'zgarmas kattalik.

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

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

Biz bu tenglamani

$$v_A - v_B = v'_B - v'_A \text{ yoki}$$

$$v_A - v_B = -(v'_A - v'_B) \quad (6.9)$$

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 kattalikka 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.

Ularini 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 etiborimizni 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 energiya 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

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

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

$$v_A - v_B = v'_B - v'_A \text{ Bu ikki tenglikni qo'shamiz va}$$

$$v'_B = v_A \text{ ga ega bo'lamiz.}$$

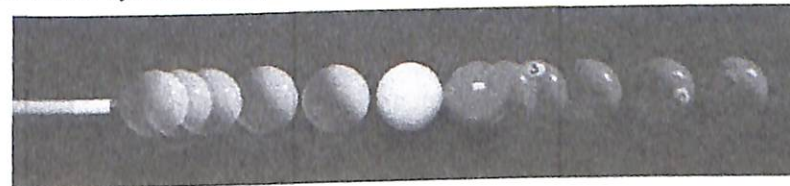
so'ngra ikki tenglamani $v'_A = v_B$ ga ega bo'lish uchun ayiramiz.

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 sharning 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.

vagonlar birlashib qolishi, bu butunlay noelstik to'qnashuvdir. To'qnashuvdan keyingi umumiy kinetik energiyani dastlabki umumiy energiyadan ayirgan holda, biz qancha energiya boshqa turga 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 kinetik 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 turga 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.

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.

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

TEBRANMA HARAKAT. GARMONIK TEBRANISHLAR

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, amplituda-vektor usuli, bir tomonga va bir-biriga tik tebranishlarni qo'shish, tepkili tebranish, Lissajy shakllari, erkin va majburiy tebranishlar, avtotebranishlar.

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

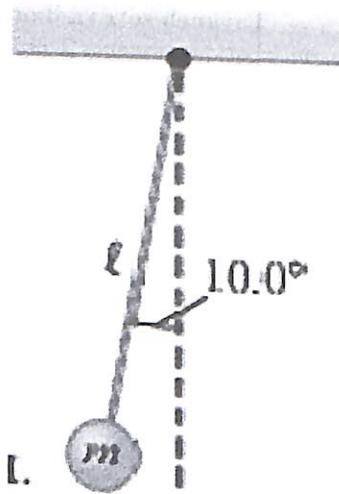
Tebranish yoki tebranma harakat deb, jismlarning muvozanat vaziyati atrofida to'g'ri chiziq yoki yoy bo'ylab goh bir tomonga, goh ikkinchi tomonga siljigandagi harakatiga aytiladi. Tebranishlarning takrorlanishi ya'ni ularning davriyligi tebranishlarning eng asosiy alomatidir. Tebranishlar erkin va majburiy 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.

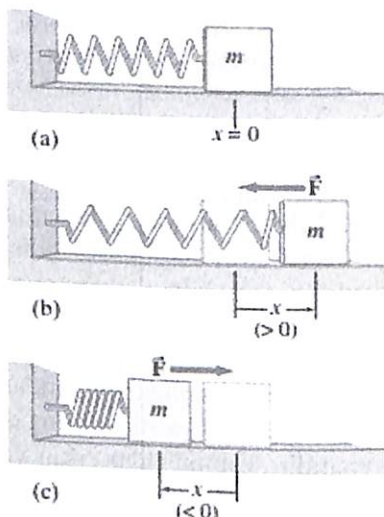
2. Fizikaviy kattaliklarning vaqt o'tishi bilan sinus va kosinus qonuniga muvofiq davriy o'zgarishlariga garmonik tebranishlar deyiladi. Aksinchasiga esa nogarmonik tebranishlar deb ataladi. Garmonik tebranishlar tebranma harakatlar ichida eng muhimi bo'lishi bilan birga eng oddiysi hamdir.

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.

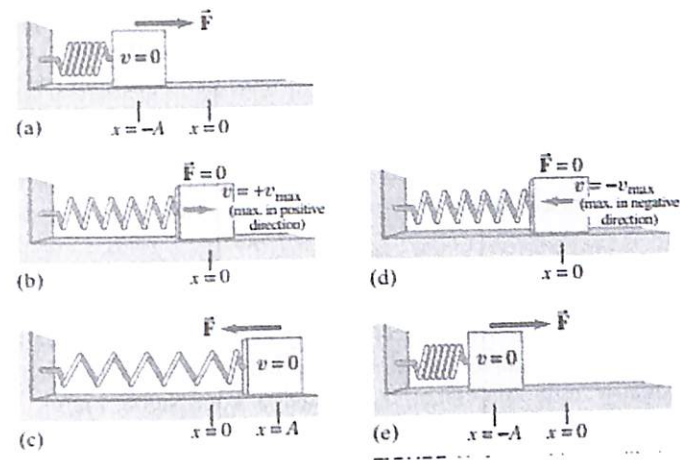


7-1-rasm



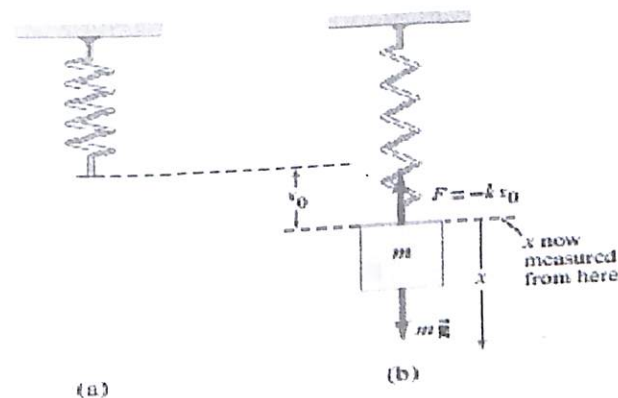
7-2-rasm

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 hisobga olmagan xolda va u prujina gorizontaal 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 otkazmaydi 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 krsatadi, 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 koefitsienti kichik bolsagina. Prujinaning qattqlik koefitsienti bu k (N/m) dir.

Prujina x uzunlikga chozlishi uchun tashqi kuch prujina uchidagi jismga eng kamida $F_{ext} = +kx$ (prujinaga tasir otkazayotgan tashqi kuch) (7.2)

kuch bilan tasir otkazishi kerak, k ning qiymati qanchali darajada kotta bo'lsa, prujinaning chozilishi uchun shunchalik kop kuch talab etiladi. Prujina qancha katta bo'lsa uning qattqligi k shuncha kop 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. Quyidagi berilgan tenglamani yechib biz g ni qiymatini belgilab olamiz - $g = ((2\pi F)^2 = (2\pi)^2 (0.8190^{-1})^2 (0.3710m) = 9.824m/S^2$

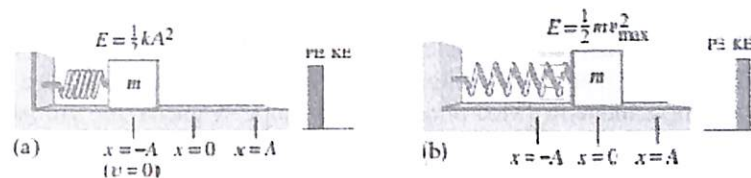
Oddiy garmonik harakat energiyasi

Oldingi misollarda korib chiqilgan, oddiy prujina chozilishi yoki siqilishi xolatini energetic tomondan ifodalab berish judayam qulay. Chunki prujina oz muvozanat xolatidan chiqarilgan bolsa u oz ichida potencial energiyaga ega bolib turadi.

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

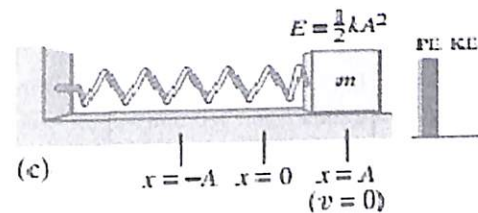
va jami energiya bu kinetik xamda potencial energiyalar summasidir.

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

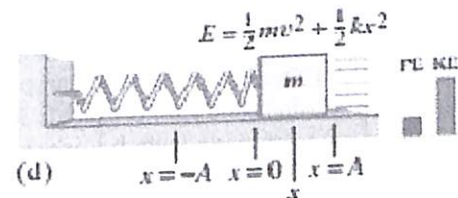


7-5-rasm. Prujina tebrangani tufayli energiya potentsialdan kinetikka almashadi va aksincha. \oint bu muvozanat xolatidan chiqargan tezlik hisoblanadi

Ishqalanish arziyas bo'lsa SGT sodir bo'lishi mumkin. Umumiy mexanik energiya E prujina xar bir xolatida oz energetic qiymatlariga ega bolib turadi. Energiya uzluksiz qayta-qayta kinetik energiyadan potentsial energiyaga o'zgarib turadi va bu xol har bir sikl takrorlana veradi (7-5-rasm).



Bu ekstremal qismlarda (prujina xarakat yonalishini ozgartirgan nuqtalar) toliq mexanik energiya amplituda kvadratiga teng boladi. muvozanat xolatida esa toliq mexanik energiya Kinetik energiyaga teng boladi.



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

Amplituda ikki kara oshishi. Nima uchun sodir bo'ladi? (A) tizimi, energetika, (b) turilishi massasi maksimal tezligi, (C) massasi maksimal tezlashtirish? 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?" Ikn 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 oshirishini 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: $a=F/x$.

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

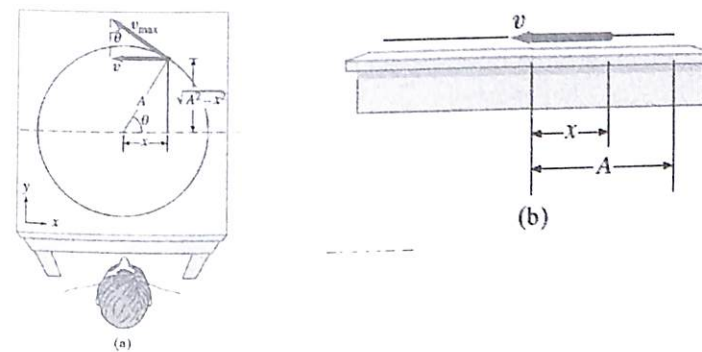
⁶Douglas C. Giancoli. "PHYSICS". PRINCIPLES WITH APPLICATIONS. Pearson, 2014. 293,294,298-300 – betlar.

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

$$\text{yozishimiz mumkin: } f = \frac{1}{T} = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{k}{m}} \quad (7-3b)$$

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 narsav 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'zgarimas 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{G}_{\max} tezlikning 11-7a-rasmda \mathcal{G} 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 proeksiyasi sodda garmonik tebranyotgan 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 ehamiz:

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

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 proeksiyasi

$$x = A \cos \Theta$$

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,

$$x = A \cos \omega t.$$

(7-4a)

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

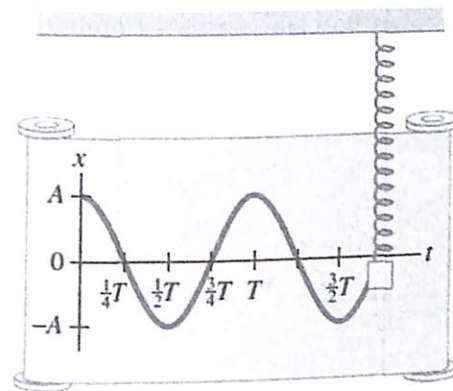
$$x = A \cos(2\pi f t) \quad (7-4b)$$

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 birlashtirib 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 ossilyator holatining vaqtga bog'liqlik funksiyasi

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

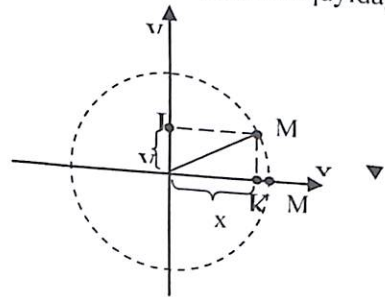
¹Douglas C. Giancoli. "PHYSICS". PRINCIPLES WITH APPLICATIONS. Pearson, 2014. 293, 294, 298-300 - betlar.

Sinusoidal harakat

7-4a tenglamada $x = A \cos \omega t$ qonun bilan tebranayotgan obyekt tebranma harakat tinch holatdan $\mathcal{G} = 0$ boshlanishini va uning maksimal 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 qonuniylari va karakteristiklari bilan moddiy nuqtaning aylana bo'ylab tekis harakati misolida tanishish oson va tushunarlidir. M - moddiy nuqta A - radi-usli aylana bo'ylab soat strekasi harakati yo'nalishiga 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:



7.7 - rasm.

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

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

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

ekanligidan

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

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

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.

ν -siljish, A -amplituda, ω -siklik (doiraviy) chastota; T -tebranish davri, ν -tebranish chastotasi, φ -tebranish fazasi, φ_0 -boshlang'ich faza.

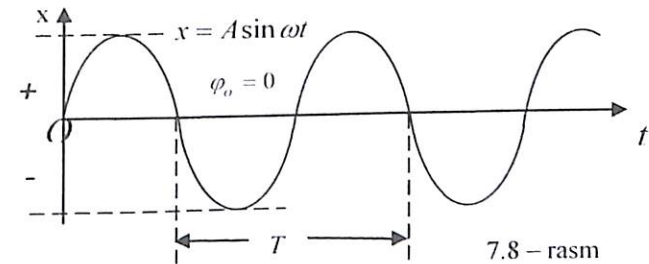
Tebranishi kuzatilayotgan jismning muayyan paytdagi siljishi va uning harakat yo'nalishi ya'ni tebranuvchi jismni (sistemani) holatini, tebranish fazasi to'liq belgilaydi, bu fazaning fizik ma'nosidir. Haqiqatdan ham, masalan

$$\varphi = \omega t + \varphi_0 = \frac{\pi}{6} \text{ bo'lsa, } x = \frac{A}{2} \text{ ga.}$$

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

shunga o'xshash bo'ladi.

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



7.8 - 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 O 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 O 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'qidagi 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:

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

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 karakterlovchi kattaliklarni (siljish, amplituda, davr, chastota, faza) izohlang.
5. Fazaning fizik ma'nosini tushuntiring.
6. Amplituda-vektor usulining mohiyatini tushuntiring.

PRUJINALI VA MATEMATIK MAYATNIKLAR.

TO'LQINLAR.

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'lqin jarayoni.
8. Yassi va sferik to'lqinlar va ularning tenglamalari.
9. To'lqin 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, avtoteburanishlar

To'lqin, mur, sferik va yassi to'lqinlar, to'lqin fronti, to'lqin uzunligi, to'lqin davri, to'lqin tezligi, to'lqin tenglamasi, fazaviy va gruppaviy tezlik.

Mayatnik deb, og'irlik markazidan o'tmagan o'qqa nisbatan muvozanat vaziyati atrofida tebranma harakat qila oladigan (qattiq)jislarga 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).

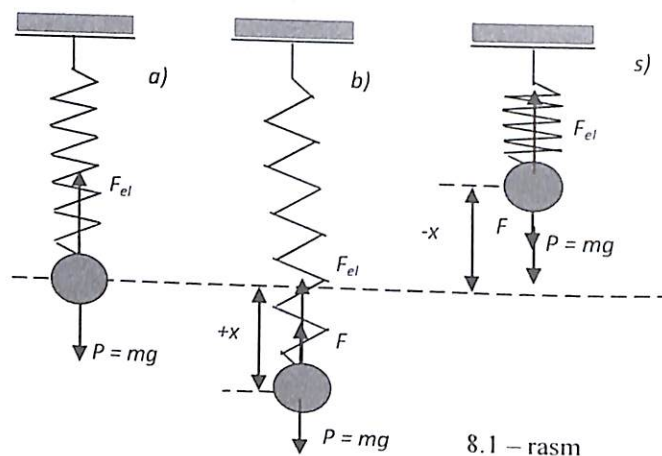
Massasi m bo'lgan moddiy nuqta F natijaviy kuch ta'sirida a tezlantirish bilan garmonik tebranish qiladi. N'yutonning II qonuniga asosan:

$$F = ma \text{ ga teng, shuning uchun: } ma = -kx. \quad (8.1)$$

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

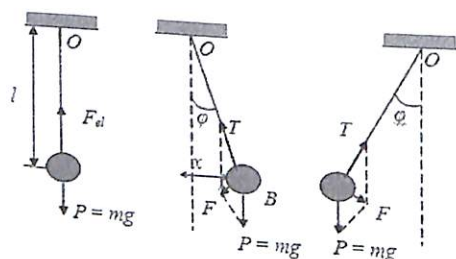
Mayatnikning sharchasiga ikkita kuch ta'sir qiladi: og'irlik kuchi $P=mg$ va ipning taranglik T kuchi. Muvozanat vaziyatda $P=T$ bo'ladi. Lekin, mayatnik biror kichik φ burchakka ($\varphi \approx 5^\circ \div 7^\circ$), og'ganda P va T bir to'g'ri chiziqda yotmaydi. U holda natijaviy F kuch $\vec{F}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

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

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 gorizontal 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.

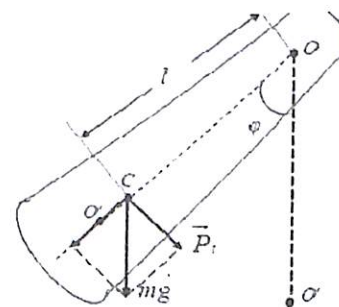
Manfiy ishora \vec{P}_t kuchning chetlanishga ($\varphi \approx \sin \varphi$) ga qarama - qarshi yo'nalgan ekanligini bildiradi. \vec{P}_t ta'sirida, mayatnikni muvozanat vaziyatiga qaytaruvchi

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

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 elkasi.

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



8.3 - rasm

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

Ma'lumki, bu tenglamaning echimi $\varphi = A \sin(\omega t + \varphi_0)$ 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 keltiril-

gan uzunligi bo'lib, 10.4- rasmda ko'rsatilgan O va O' nuqtalar orasidagi uzunlikka teng. θ' 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'siridagi 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:

$$F_k = -r \dot{x} = -r \frac{dx}{dt} \quad (8.12)$$

r - qarshilik koeffitsenti.

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 koeffitsenti:

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

$x = A_0 e^{-\beta t} \cos(\omega_c t + \varphi_0)$, yoki $x = A_0 e^{-\beta t} \sin(\omega_c t + \varphi_0)$ ko'rinishda bo'ladi.

Bu yerda ω_c - 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_c - ortadi (chastota kamayadi).

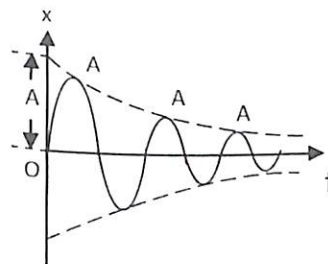
Agar $\beta=0$ bo'lsa,

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

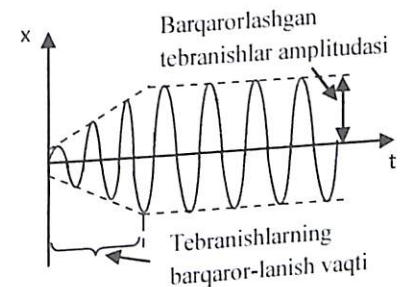
(8.17) ifodadan so'nuvchi tebranishlarning amplitudasini quyidagiga teng ekanligi ko'rinib turibdi:

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

Demak, vaqt o'tishi bilan siljish (8.19) formula asosida va amplituda (8.20) ifoda asosida eksponensial kamayishi ko'rinib turibdi. Bu bog'lanishning grafigi 8.1-rasmda keltirilgan.



8.4 - rasm



8.5- rasm

So'nuvchi tebranish qilayotgan moddiy nuqtaning ketma-ket amplitudalarining qiymatlari

$A_0; A_1=A_0e^{-\beta T_1}; A_2=A_0e^{-\beta T_2} \dots A_n=A_0e^{-\beta T_n}$ qatorni tashkil qiladi. Umuman, so'nuvchi 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 moduli-ga so'nishning logarifmik koeffitsenti 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 so'nishini xarakterlash uchun ishlatiladi.

Ifoda
$$\frac{A_0}{A} = e^{\frac{t}{T}\delta} = e^{\frac{\tau}{T}\delta} = e^{N e^{\delta}} \quad (8.23)$$

Majburiy tebranishlar (so'ngmas) katta amaliy ahamiyatga egadir. Tashqi davriy ravishda o'zgarib turadigan kuchlar ta'sirida vujudga keladigan tebranishlarga majburiy tebranishlar deyiladi. Ichki yonuv dvigateli porshenlarining harakati, tikuv mashinasi ignasining harakati va shunga o'xshash tebranishlar majburiy tebranishlarga misol bo'ladi. Tashqi davriy ravishda o'zgaruvchi kuchga, majbur etuvchi kuch deyiladi. Bu kuchning bajaragan ishi, tebranuvchi sistemaning, muhit qarshiligini yengishga sarflagan energiya kamayuvini to'ldirishga sarflanadi.

Tebranayotgan jismga qo'yilgan bo'lib, doimo muvozanat vaziyati tomon yo'nalgan, muvozanat vaziyatda nolga teng bo'lgan 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

$$m \frac{d^2 x}{dt^2} = -\kappa x - r \frac{dx}{dt} + F_m \quad \text{yo-}$$

$$\text{ki } m \frac{d^2 x}{dt^2} + \kappa x + r \frac{dx}{dt} = F_0 \cos \omega_m t$$

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 $x_1(t) = A_0 e^{-\beta t} \cos(\omega_0 t + \varphi_0)$ 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 amplitudasi keskin ortib ketish hodisasiga rezonans deb ataladi. Bu paytdagi chastotaga rezonans chastotasi deyiladi. Rezonans chastotasini aniqlash uchun (8.63) ifodani maxraji 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:

$$\omega_M = \omega_{pe3} = \sqrt{\omega_0^2 - 2\beta^2} \quad (8.32)$$

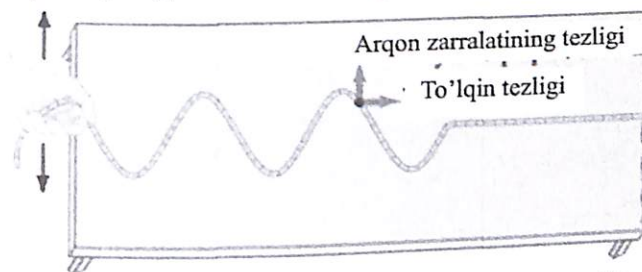
(8.32) dan $\beta \approx 0$ bo'lganda $\omega_{pe3} = \omega_0$ bo'lib, $A \rightarrow \infty$ ya'ni rezonans hodisasi ro'y berishligi kelib chiqadi. Bu paytdagi amplitudani rezonans A_{rez} amplitudasi deyiladi va natijaviy amplitude quyidagiga teng bo'ladi:

$$A_{pe3} = \frac{F_0}{2m\beta\sqrt{\omega_0^2 - \beta^2}} \quad (8.33)$$

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.

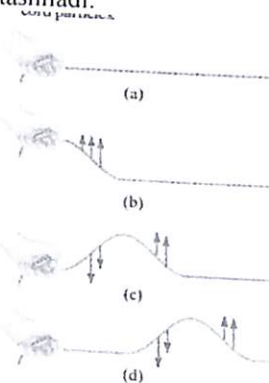


8-6-rasm. Arqonda yoki torda to'lqinning tarqalishi. To'lqin arqon bo'ylab tarqaladi. Arqonning zarralari esa muvozanat vaziyati atrofida tebranadilar.

Siz qirg'oqqa kelib urilayotgan to'lqinlarni kuzatganingizda "To'lqinlar suvni qirg'oq tomonga orlib 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.

Shurning 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). Shurning bir uchini yuqoriga tortganimizda, shurning oxirgi qismi qo'shni qismlar bilan tutash bo'lganligi sababli, ularga ham yuqoriga ta'sir qiluvchi kuch uzatiladi, va ular ham yuqoriga harakatlana boshlaydi. harakatlanadi. 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 shurni siltayotgan qo'l unga energiya beradi va bu energiya shurning boshqa uchiga ham uzatilishi mumkin. To'lqin harakatning barcha turlarida energiya tashiladi.

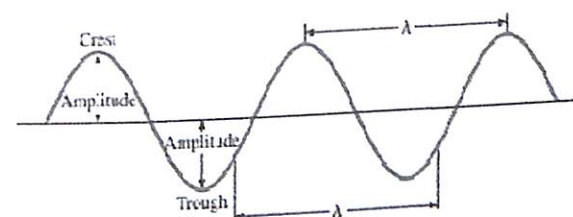


8-7-rasm. To'lqin impulslari arqonning bir uchini qo'l bilan yuqoriga va pastga siltash orqali yuzaga keltiriladi. Arqon zarralarining tezligi strelkalar bilan ko'rsatilgan.

To'lqin qanday hosil qilinishi va uning tarqalishi nimaning hisobiga yuz berishini qarab chiqamiz. Dastlab alohida (yakkalangan) to'lqin "vsplesk" ni yoki impulsni qarab chiqamiz. Shu nurda yakkalangan to'lqin impulsini Shu bilan bir paytda shurning uchini tutib turgan qo'l dastlabki holatga pastga tushadi va shurning 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 shurning 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 impulslarini eshitadi.

Paydo bo'lishi 8-6-rasmda keltirilgan uzluksiz yoki davriy to'lqinning manbai uzluksiz ta'sir qiluvchi tebrantiruvchi kuch o'zgarishi hisoblanadi, va shunday qilib, tebranishlar to'lqin manbai hisoblanadi. 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'lqin manbai bo'lishi mumkin. Vibratsiyalovchi kamerton yoki nog'oraning "terisi" havoda tovush to'lqinlarini yuzaga keltiradi; quyida biz tebranuvchi elektr zaryadlari yorug'lik to'lqinlarini yuzaga keltirishini ko'ramiz. Umuman, har qanday tebranuvchi buyum to'lqinlarni yuzaga keltiradi.

Shunday qilib, har qanday to'lqinning manbai tebranish bo'lib, u manbadan to'lqin ko'rinishida tarqaladi. Agar manba garmonik tebranib, sinusoidal harakatlansa, u holda to'lqin ham absolyut elastik muhitda, ham sinusoidal harakatlansa, u holda to'lqin ham absolyut elastik muhitda, ham vaqtda sinusoida shakliga ega bo'ladi. (1) Fazoda: agar to'lqin harakatini vaqtning biror momentida oniy fotosurati olinsa, u holda to'lqin harakatini vaqtning biror bir joyda uzoq vaqt davomida qaralsa (masalan, kemalar bog'lab qo'yiladigan doy (pirs)da ikkita yonma-yon joylashgan 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'lqinni xarakterlovchi kattaliklar.

8-8-rasmda davriy sinusoidal to'lqinni xarakterlash uchun foydalaniladigan asosiy parametrlar ko'rsatilgan. To'lqin harakatining yuqori nuqtalari o'rkachi, quyisi esa - cho'kishi deb ataladi. Amplituda - bu nolinch 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'lqin uzunligi λ (grekcha yozma lambda) deyiladi. To'lqin uzunligi ham to'lqinning istalgan ikkita ketma-ket bir xil balandlikdagi nuqtasi orasidagi masofaga teng. Chastota f -

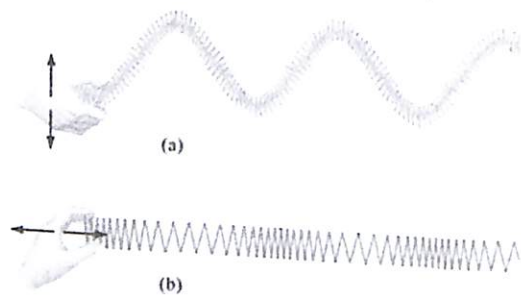
bu birlik vaqt ichida berilgan nuqtadan o'tadigan o'rkachlar soni yoki to'liq tebranishlar soni. Davr T , tabiiyki, $1/f$ ga, ya'ni ikkita ketma-ket nuqtalar orasidagi masofaga teng.

To'liq tezligi ϑ deb to'liqning o'rkachi ko'chadigan tezlikka aytiladi. (to'liq tezligini muhit zarralarining tezligi bilan almashtirib yubormaslik lozim. Masalan, 8-7-rasmda arqon bo'ylab tarqaluvchi to'liqning tezligi arqon bo'ylab yo'nalgan, shu bilan bir vaqtda zarralarning tezligi esa unga perpendikulyar yo'nalgan.) T vaqt ichida to'liqning o'rkachi to'liq uzunligi λ ga teng masofani bosib o'tishi sababli, to'liq uzunligi quyidagicha aniqlanadi: $\vartheta = \lambda/T$. Bundan $1/T$ ekanligi sababli,

$$\vartheta = \lambda f \quad (8-34)$$

Aytaylik, masalan, to'liq uzunligi 5 m ga, chastotasi esa 3 Gs ga teng. Bunda berilgan nuqta orqali bir-biridan 5 m ga ortda qoladigan uchta to'liq o'rkachi o'tadi; birinchi o'rkach (yoki boshqa ixtiyoriy nuqta) 1 sekundda 15 metrga ko'chadi. Demak, to'liqning tezligi 15 m/s ga teng.

To'liq tiplari va ularning tarqalishi. Ko'ndalang va bo'ylama to'liqlar

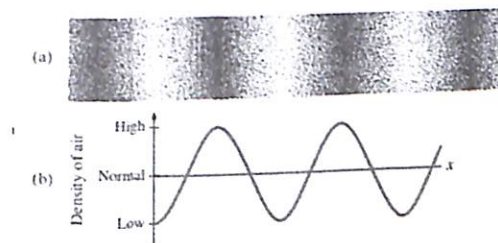


8-9-rasm. (a) Ko'ndalang to'liq;
(b) Bo'ylama to'liq

Biz to'liqlar katta masofalarga tarqalishi mumkinligini, muhitning zarralari esa faqatgina fazoning cheklangan sohasida tebranishi mumkinligini aytib o'tgan edik. To'liq arqon bo'ylab, aytaylik, chap tomonga harakatlanganda arqonning qismlari yuqoriga va pastga, ya'ni to'liqning perpendikulyar (ya'ni ko'ndalang) yo'nalishda harakatlanadi. Bunday to'liq ko'ndalang to'liq deb ataladi. To'liqning boshqa tipi, bo'ylama to'liq ham mavjud. Bo'ylama to'liqda muhitning zarralari to'liq tarqalishi yo'nalishida tebranadi. Yumshoq cho'zilgan

prujinani 8-9-rasmda ko'rsatilgandek siqib yoki cho'zib oson kuzatish mumkin. Prujina bo'ylab sisiqlish va cho'zilish sohalari ko'chadi. Siqilish sohalari – bu prujinaning cho'lg'amlari bir-biriga yaqinlashadigan, cho'zilish sohalari esa – ular bir-biridan uzoqlashadigan sohadir.

Xuddi ko'ndalang to'liqlardagi kabi, muhitning bo'ylama to'liq tarqalayotgan har bir qismi juda kichik qamrovli tebranishlarni yuzaga keltiradi. Lekin shu bilan birga to'liqning o'zi juda uzoq masofalarga tarqalishi mumkin. Bo'ylama to'liq ham to'liq uzunligi, chastota va tezlik kabi tushunchalar qo'llaniladi. To'liq uzunligi – bu ikkita qo'shni siqilish (cho'zilish) sohasi orasidagi masofa, chastota esa – bu berilgan nuqta orqali vaqt birligi ichida o'tadigan siqilishlar soni. To'liq tezligi – bu siqilish (cho'zilish) sohasining harakat tezligi; u to'liq uzunligining chastotaga ko'paytmasiga teng, $\vartheta = \lambda f$.



8-10-rasm. (a) havoda bo'ylama to'liqlarning tarqalishi, (b) vaqtning berilgan momentida grafik tasvirlanishi.

Bo'ylama to'liqni havo molekullari (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'liqning tezligi u tarqalayotgan muhitning xossalari bog'liq. Tarang tortilgan arqonda yoki torda ko'ndalang to'liqning 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'liq tezligi:

$$\vartheta = \sqrt{\frac{F_T}{\mu}} \quad [\text{arqonda ko'ndalang to'liqlar}] \quad (8-35)$$

Bu formula sifat jihatidan Nyuton mexanikasining ma'nosini anglatadi. Ya'ni biz taranglik kuchi kasning 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'lqin shuncha sekin tarqalishini ko'rishimiz mumkin.

Bo'ylama to'lqinning tezligi

Bo'ylama to'lqinning tezligi ham arqonda tarqalayotgan ko'ndalang to'lqin tezligiga o'xshash, ya'ni

$$g = \sqrt{\frac{\text{elastiklik kuchi}}{\text{inersiya}}}$$

To'lqin uzun qattiq sterjenda pastga tomon tarqalganda zarralarning tezligi

$$g = \sqrt{\frac{E}{\rho}}, \text{ [uzun arqonda tarqalayotgan bo'ylama to'lqin]} \quad (8-36a)$$

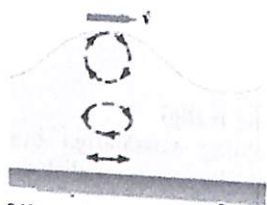
bu erda E - materialning elastiklik modlui (9-5-paragraf), va ρ - uning zichligi.

Suyuqlik yoki gazda tarqalayotgan bo'ylama to'lqin uchun

$$g = \sqrt{\frac{B}{\rho}} \quad (8-36 b)$$

bu erda B - ajratib olingan qismning hajmi (9-5 kesma) va ρ - uning zichligi¹.

Boshqa to'lqinlar



8.10-rasm. Uncha katta bo'lmagan suv to'lqini, ko'ndalang va bo'ylama to'lqinning birgalikda tarqalishiga misol bo'ladi.



8.11-rasm. Suv to'lqinining 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'lqinlar deb ataluvchi ko'ndalang to'lqinlar, ham P- to'lqinlar debataluvchi bo'ylama to'lqinlar tarqaladi. Qattiq jismda ham ko'ndalang, ham bo'ylama to'lqinlar mavjud bo'lishi mumkin, chunki atomlar o'z muvozanat vaziyatiga nisbatan ixtiyoriy yo'nalishda tebranishlari mumkin. Biroq ssyuqlik yoki gazlarda faqatgina bo'ylama to'lqinlar 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 qatnida diametral yo'nalishda faqat bo'ylama to'lqinlar tarqalishi, ko'ndalang to'lqinlar hech qachon qayd etilmasligi aniqlangan. Buni faqatgina Erda suyuq (eritilgan) yadro mavjudligi bilan tushuntirish mumkin. Yana *sirt to'lqinlari* deb ataluvchi uchinchi tur to'lqinlar mavjud, ular ikki muhit chegarasida tarqaladi. Suvdagi to'lqinlar - ikki muxit, ya'ni suv bilan havo chegarasida tarqaluvchi sirt to'lqinlariga misol bo'la oladi. Agar to'lqin 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'lqinlardan (elliptik harakat) iborat bo'ladi, tubida esa ko'pincha bo'ylama to'lqin kuzatiladi. Er qimirlashida er qobig'ida sirt to'lqinlari ham yuzaga keladi, asosan aynan ularning ta'sirida er qimirlashidagi vayronagarchiliklar sodir etiladi¹.

To'g'ri chiziq bo'ylab tarqaladigan to'lqinlar (masalan, tarang tortilgan arqon bo'ylab tarqalatgan ko'ndalang to'lqinlar yoki suyuqlik (gaz) bilan to'ldirilgan qattiq sterjen yoki truba bo'ylab tarqaladigan bo'ylama to'lqinlar) *chiziqli yoki bir o'lchamli to'lqinlar* deb ataladi. Suv sirtidagi kabi sirt to'lqinlari (8-11-rasm) ikki o'lchamli to'lqinlar hisoblanadi. Vanihoyat, manbadan barcha yo'nalishlarda tarqaladigan to'lqinlar (masalan, ovoz kuchaytirgichdan chiqadigan tovush, yoki er qimirlashida yuzaga keladigan Er qatlamlaridagi to'lqinlar) uch o'lchamli to'lqinlar hisoblanadi.

To'lqinlar orqali tashiladigan energiya

To'lqinlar bir joydan boshqa joyga energiya tashi ydilar. To'lqinlar muhitda tarqalaganda energiya bir zarradan boshqa zarraga tebranishlar energiyasi ko'rinishida uzatiladi. f chastotali sinusoidal to'lqinda zarralar

¹ Douglas C. Giancoli. "PHYSICS". PRINCIPLES WITH APPLICATIONS. Pearson.2014. 305-308. 309-313 - betlar.

¹ Douglas C. Giancoli. "PHYSICS". PRINCIPLES WITH APPLICATIONS. Pearson.2014. 305-308. 309-313 - betlar.

garmonik tebranadilar, chunki har bir zarra $E = \frac{1}{2}kA^2$ energiyaga ega bo'ladi, bu erda A – ko'ndalang yoki bo'ylama to'lqindagi tebranishlar amplitudasi.

$$I = \frac{\text{energiya / vaqt}}{\text{yuza}} = \frac{\text{quvvat}}{\text{yuza}}$$

Intensivlikning xalqaro birliklar tizimidagi birligi vatt taqsim kvadrat metr (W/m^2). Energiya to'lqin amplitudasining kvadratiga proporsional ekanligi sababli intensivlik:

$$I \propto A^2 \quad (11-15)$$

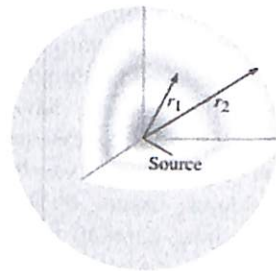
Agar to'lqin manbadan hamma tomonga bir xilda tarqalsa, u holda bu uch o'lchamli to'lqin hisoblanadi. Masalan, ochiq havoda to'lqinning tarqalishi, seysmik to'lqinlar va yorug'lik to'lqini. Agar muhit izotrop (hamma yo'nalishlarda bir xil) bo'lsa, to'lqin sferik to'lqin bo'ladi (8-12-rasm). To'lqin tarqalganda energiya tashiydi va tobora ko'proq yuzani egallay boshlaydi, chunki r radiusli sfera sirtining yuzasi $4\pi r^2$ ga teng. Shunday qilib sferik to'lqin intensivligi quyidagiga teng:

$$I = \frac{\text{quvvat}}{\text{yuza}} = \frac{P}{4\pi r^2}$$

Agar manbadan chiqadigan P quvvat o'zgarmas bo'lsa, u holda intensivlik manbagacha masofaning kvadratiga teskari proporsional tarzda kamayadi:

$$I \propto \frac{1}{r^2} \quad [\text{sferik to'lqin}] \quad (8-37b)$$

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



8-12-rasm. Manbadan tashqariga tarqalayotgan uch o'lchamli sferik to'lqin. r_1 va r_2 radiusli ikkita to'lqin o'rkachi (yoki siqilishi) ko'rsatilgan.

$$[sferik to'lqin] \quad (8-37a)$$

$$\frac{I_2}{I_1} = \frac{r_1^2}{r_2^2} \quad [\text{sferik to'lqin}] \quad (8-37c)$$

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'lqin 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.

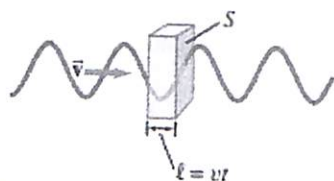
Bir o'lchamli to'lqinda bir oz boshqacharoq (masalan, tarang tortilgan arqonda tarqaladigan ko'ndalang to'lqin yoki bir jinsli metall sterjenda tarqaladigan bo'ylama to'lqin). Bu erda A yuza o'zgarmaydi, va shuning uchun D_m amplituda ham o'zgarmaydi; shunday qilib masofa ortishi bilan to'lqin amplitudasi 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'lqinda amplituda va intensivlik manbadan uzoqlashgan sari kamayib boradi. Mos ravishda uch o'lchamli to'lqin uchun ham amplitudaning kamayishi yuqorida topilganidan ko'proq bo'ladi.

Amplituda va chastota orasidagi bog'lanish

Chastotasi f bo'lgan sinusoidal to'lqinni olish uchun zarralar garmonik tebranadi va to'lqin 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: $k = 4\pi^2 m f^2$, bu erda m - muhit zarralarining (yoki kichik hajmning) massasi.

¹ Douglas C. Giancoli. "PHYSICS". PRINCIPLES WITH APPLICATIONS. Pearson.2014. 305-308. 309-313 – betlar.



8-13-rasm. ϑ 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 $l = \vartheta t$, bu erda ϑ - to'lqin tarqalish tezligi. U holda $m = \rho V = \rho Sl = \rho S \vartheta t$ va

$$E = 2\pi^2 \rho S \vartheta t f^2 A^2 \quad (8-38 a)$$

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

$$\bar{P} = \frac{E}{t} = 2\pi^2 \rho S \vartheta t f^2 A^2 \quad (8-38b)$$

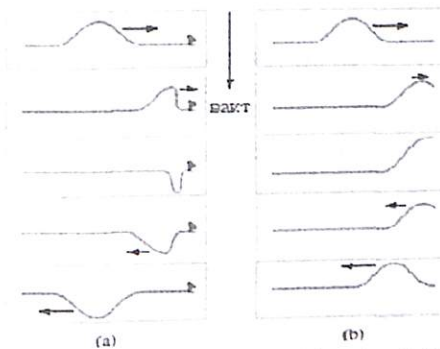
Vanihyot, to'lqin intensivligi I deb energiya oqimiga perpendikulyar bo'lgan birlik yuzadan o'tadigan o'rtacha quvvatga aytiladi:

$$I = \frac{\bar{P}}{S} = 2\pi^2 \rho \vartheta t f^2 A^2 \quad (8-39)$$

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 ortishi pastga yo'nalgan.)

- (a) arqonning oxiri mustahkamlangan.
- (b) arqonning oxiri erkin harakatlanadi.

11-33-rasmida 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-rasmida ko'rsatilgandek arqon orqali tarqaladigan, og'ir va engil chaqnashdan iborat impulsni qarab chiqamiz. To'lqin impulsi ikki muhit chegarasiga etib borganida impulsning bir qismi rasmda ko'rsatilgandek qaytadi, bir qismi esa ikkinchi muhitga o'tadi. Arqonning ikkinchi chaqnashidagi energiyani kam qismi uzatiladi. (ikkinchi chaqnash devorga yoki qattiq tayanchga yetib borganida 8-14a-rasmida

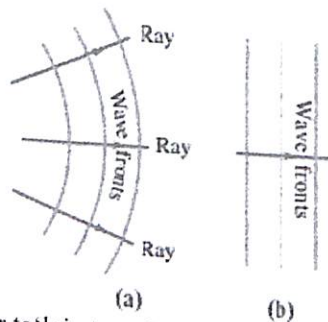
¹ Douglas C. Giancoli, "PHYSICS". PRINCIPLES WITH APPLICATIONS. Pearson.2014. 305-308. 309-313 - betlar.

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 ($\lambda = g/f$).

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.

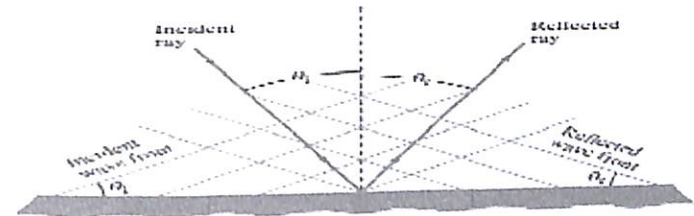


8-15-rasm. To'lqin impulsi arqon bo'ylab o'ng tomonga siljiganda arqon qalinroq va og'irroq bo'lib qoladi va (a) to'lqinning bir qismi qaytadi, (b) bir qismi o'tadi.



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.

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.



8-17-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 ishor-asini «-» bo'lishi nimani anglatadi?
7. So'nuvchi va so'nmas tebranishlar deb qanday tebranishlarga ay-tiladi 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

MOLEKULYAR FIZIKA VA TERMODINAMIKA

Molekulyar fizika fizikaning bir bo'limi bo'lib, moddaning tuzilishi va hossalari molekulyar - kinetik tasavvurlarga asoslanib o'rganadi. Bu tasavvurlarga asosan qattiq, suyuq yoki gaz holatidagi har qanday modda juda mayda zarrachalardan - molekulalardan iborat. Bu zarralar tartibsiz harakatdadir. Ularning intensivligi temperaturaga bog'liqdir. Jism zarralarining to'htovsiz harakatdaligini Broun tajribalar asosida ko'rsatdi.

Molekulyar - kinetik nazariyaning maqsadi jismlarning bevosita tajribada kuzatiladigan hossalari (R , T va $h.k.$) molekulalar ta'sirini umumiy natijasi sifatida talqin qilishdan iborat. Bunda, bu nazariya ayrim molekulalarning harakati bilan emas, balki zarralarning juda katta to'plami harakatini harakterlaydigan faqat o'rtacha miqdorlar bilangina ish ko'rib, statistik metoddan foydalanadi. Molekulyar - kinetik nazariyadan farqli ravishda termodinamika jismlarning va tabiat hodisalarining makroskopik hossalari ularning mikroskopik tuzilishiga e'tibor bermay o'rganadi. Termodinamika molekula va atom tushunchalaridan foydalanmay va jarayonlarni mikroskopik nuqtai nazardan tekshirmay turib ham bu jarayonlarning borishi to'g'risida qator hulosalar chiharishga muvofiq bo'ldi. Termodinamikada juda ko'p tajribalardan olingan faktlarni umumiy lashtirish or'ali topilgan bir nechta qonunlar asos qilib olingan. Shuning uchun ham termodinamika hulosalari juda umumiy harakterga ega. Modda holatining o'zgarishlarini tekshirish turli hil nuqtai nazardan yondashib termodinamika bilan molekulyar - kinetik nazariya bir - birini to'ldiradi.

Modda holati haqida tushuncha

Mavzu rejasi

1. Molekulyar-kinetik nazariya va uning asosiy qoidalari.
2. Molekula. Molekulalarning massasi va o'lchamlari.
3. Ideal gaz qonunlari. (Boyl-Mariot, Gey-Lyussak, Sharl, Dalton, Mendelev-Klapeyron, Avogadro qonunlari).
4. 5. Gazlar molekulyar-kinetik nazariyasining asosiy tenglamasi.
5. Termodinamikaning asosiy tushunchalari.
6. Qaytar va qaytmas jarayonlar.
7. 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, Mendelev-Klapeyron tenglamalari, molekulyar kinetik nazariyaning asosiy tenglamasi, Bolsman doimiysi.

Tekshirilayotgan jismlar to'plamini biz jismlar sistemasi yoki sodagina qilib sistema deb ataymiz. Masalan, suyuqlik va u bilan muvozanatdagi bug'. Hususiy holda bitta jism ham sistemani tashkil qiladi.

Har qanday sistema parametrlari bilan farq qiluvchi holatlarda bo'lishi mumkin. Sistemaning holatini harakterlovchi bunday fizik kattaliklar holat parametrlari deb ataladi. Sistemaning muvozanat holati deb shunday holatga aytiladiki, bu holatda sistemaning barcha parametrlari tayin bir qiymatlarga ega bo'ladi. Bu qiymatlar tashqi sharoit o'zgarmasa istalgancha vaqt davomida o'zgarmasdan qoladi.

Agar koordinata o'qlarga qandaydir ikki parametr qiymatlari qo'yilib chiqilsa, u holda sistemaning istalgan muvozanat holatini o'sha grafikda 1 ta nuqta bilan tasvirlash mumkin. Muvozanatsiz holatni bunday tasvirlab bo'lmaydi, chunki muvozanatsiz holatda hech bo'lmaganda holat parametrlarida bittasi tayinli bir qiymatga ega bo'lmaydi.

Sistemaning bir muvozanat holatidan ikkinchi muvozanat holatiga o'tishi jarayon deyiladi. Muvozanat holatlarning uzluksiz ketma-ketligidan iborat bo'lgan jarayon muvozanatli jarayon deyiladi. Juda sekin o'tadigan jarayongina (porshenni sekin siqish) muvozanatli jarayon bo'ladi, shuning uchun muvozanatli jarayon abstrakciyadir.

Muvozanatli jarayonni grafikda tegishli egri chiziq bilan tasvirlash mumkin. Muvozanatsiz jarayonlarni grafikda shartli ravishda punktir egri chiziq bilan tasvirlaymiz. Muvozanat holat va muvozanatli jarayon tushunchalari termodinamikada katta rol o'ynaydi. Termodinamikaning barcha miqdoriy hulosalarini faqat muvozanatli jarayonlargagina qo'llash mumkin.

Temperatura haqida. Jismlarni hajmi, elektr harshiligi va shu kabi qator hossalari temperaturaga bog'liq. Temperaturani miqdoriy aniqlashda bu hossalarning har biridan foydalanish mumkin. Temperaturani o'lchash uchun tanlab olingan jismni (termometrik jism) eriyotgan muz bilan issiqlik muvozanati holatiga keltiramiz, jismning bu holatdagi temperaturasini 0 gradus deb olamiz va jismning temperaturasini o'lchash uchun biz qo'llamoqchi bo'lgan hossasi termostatik parametr orqali miqdoriy jihatdan harakterlaymiz. Bunday belgi sifatida jismning hajmi tanlab olingan va uning 0° dagi qiymati V_0 ga teng deb faraz qilamiz. So'ngra o'sha jismning o'zini atmosfera bosimi ostida qaynayotgan suv bilan issiqlik muvozanati holatiga keltiramiz, bu holatda uning temperaturasi 100° ga teng deb olamiz

va unga mos keladigan V_{100} hajmi aniqlaymiz. Bu tanlab olingan temperatura belgisi (bu misolda hajm) temperatura o'zgarishi bilan chiziqli o'zgaradi deb hisoblab, termometrik jismning hajmi V bo'lgan holatda uning temperaturasi quyidagiga teng bo'ladi deb yozish mumkin.

$$t = \frac{V - V_0}{V_0 \alpha}$$

bu erda hajm o'zgarishining termik koeffitsienti jismning temperaturadagi hajmi

Shu tariqa topilgan temperatura shkalasi ma'lumki, Selsiy shkalasi deb ataladi. Temperaturani o'lchash uchun hajm emas, balki biror boshqa belgi olinganda ham (1) ga o'hshash munosabatni yozish mumkin. Temperaturani aytib o'tilgan usul bilan darajalab olib, undan temperaturani o'lchash uchun foydalanish mumkin. Buning uchun termometrni temperaturasi o'lchanayotgan jism bilan issiqlik muvozanati holatiga keltirish kerak.

Tabiatda har hil bo'lgan termometrik jismlardan (simob, spirt) yoki turli hil temperatura belgilaridan (hajm, elektr harshilik) foydalanuvchi termometrlarni taqqoslaganda ularning ko'rsatishlari darajalash tufayli 0^0 da va 100^0 da bir hil bo'lib, boshqa temperaturalarda farq qiladi. Bundan shunday hulosa chiqadiki, temperaturalar shkalasini bir qiymatini aniqlash uchun darajalash usulidan tashhari, yana termometrik jism va temperatura belgisini qanday tanlash haqida hali kelishib olish kerak. Shuni aytib o'tish kerakki, termometrik jismning hossalariga bog'liq bo'lmagan shkala termodynamikaning II qonuniga asosan aniqlanadi. Bu shkala temperaturalarini absolyut shkalasi deb ataladi.

Gazlarning elementar kinetik nazariyasining asosiy tenglamasi

Molekulyar - kinetik nazariya modda holatining eng sodda holi bo'lgan gaz holatini talqin qilishda katta yutuqlarga erishdi. Bu nazariya soddalashtiruvchi bir qator farazlar kiritilgan sharoitdagi o'zining eng elementar ko'rinishida ham gaz holatining asosiy hossalarini va gazlarda bo'ladigan hodisalarni sifat jihatidan emas, balki miqdor jihatidan ham izohlab bera oladi.

Biz yechmoqchi bo'lgan birinchi masala gazning idish devorlariga beradigan bosimini hisoblash masalasidir. Bu masalaning yechilishi absolyut temperaturaning fizik tabiatini echib beradi. Masalani echish uchun: gazlarning eng sodda molekulyar kinetik modelidan foydalanamiz. U quyidagichadir:

1. Gaz molekullari olisdan bir - birga ta'sir ko'rsatmaydi va ular tartibsiz haotik harakatda.

2. Gaz molekulasining o'lchami juda kichik, shuning uchun gaz molekullarining hususiy hajmi u egallangan idish hajmidan juda kichik.

Bu modeldan gazning har bir molekulasi hamma vaqt erkin harakatda va ba'zan boshqa molekullar bilan yoki idish devorlari bilan elastik ravishda to'qnashib turadi. Bu model biz bilamizki, ideal gaz modelidir. Yana shuni e'tiborga olamizki gaz molekullari tartibsiz haotik harakatda bo'lganidan ular barcha yo'nalishlar bo'yicha bir hil ehtimollik bilan harakat qiladilar. Bunday fikrga kelishimizga yana bir sabab, gaz idish devorlariga hamma joyda bir hil bosim ko'rsatadi. Agar bordiyu molekullarning biror yo'nalish bo'yicha harakati ustunlik qilganda edi gaz devorining shu yo'nalishi tomonida yotgan qismiga ko'proq bosim ko'rsatar edi.

Molekulaning tezligi juda hilma-hil bo'lishi mumkin. Ular to'qnashganda, massalari bir hil bo'lgan ikkita shar o'zaro elastik to'qnashgani kabi, tezliklari o'zgaradi. Birining tezligi o'shsa, boshqasini kamayadi. Chunki to'qnashguncha bo'lgan umumiy kinetik energiya, to'qnashgandan keyingi umumiy kinetik energiyaga teng bo'lishi kerak. O'yilgan masalani echishni soddalashtirish uchun molekullar harakatining karakteriga alo'ador bo'lgan ba'zi soddalashtiruvchi farazlarni kiritamiz.

1. Molekullar faqat o'zaro perpendikulyar bo'lgan uchta yo'nalishda harakatlanadi. Agar gazda N dona molekula bo'lsa, har bir yo'nalishda ta molekula ishtirok etadi. Agar yo'nalishning harama - harshi tomonini hisobga olsak, har bir yo'nalish bo'yicha molekullarning $1/6$ qismi harakat qiladi deb hisoblaymiz.

2. Hamma molekullarning tezligi deb hisoblaymiz. 1- soddalashtirish ohirgi natijaga ta'sir etmaydi. Buni ko'rsatish mumkin.

Idish devoriga kelib urilganda molekula devoriga kuch impuls beradi, bu impulsning son qiymati, molekula impulsining o'zgarishiga teng.

Devor sirtining har bir elementini ko'p miqdordagi molekullar doimiy ravishda bombardimon qilib turadi. Buning natijasida element vaqt ichida normal bo'yicha yo'nalgan yig'indi impuls oladi. Mehanikadan ma'lumki

$$\frac{\Delta k}{\Delta t} \Delta S \text{ ga ta'sir qiluvchi kuchga } f / \Delta S = p \text{ esa bosimga tendir.}$$

Bu elementar tushunchalardan foydalanib idish devoriga urilayotgan molekullarning o'sha idish devoriga beradigan bosimini hisoblasak, quyidagi ifodani hosil qilamiz.

$$p = \frac{1}{3} nmv^2 \quad (1)$$

Gaz molekulasining ilgarilanma harakati kinetik energiyasini hisobga olib (1) dan

$$p = \frac{2}{3} n \bar{E} \quad (2)$$

ga ega bo'lamiz. Bir atomli ideal gaz molekulasi ilgarilanma harakatining o'rtacha kinetik energiyasi uchun shunday ifoda mavjud:

$$\bar{E} = \frac{2}{3} kT \quad (3)$$

bu erda k - Bolsman doimiysi

$$k = 1.38 \cdot 10^{-23} \frac{\text{Ж}}{\text{град}}$$

Shuni qiziqki, \bar{E} faqat temperaturaga bog'liq bo'lib, molekulning massasiga bog'liq emas. (3) dan ko'rinadiki, temperaturaning absolyut shkalasi (Bolsman shkalasi) bevosita fizik ma'noga ega bo'lib qoladi. Absolyut 0 temperaturada molekulaning ilgarilanma harakati butunlay to'htab qoladi

$$T = 0^{\circ}K, \bar{E} = 0$$

Lekin bu temperaturada molekula va atomlar ichidagi harakat to'htamaydi.

Agar tekshirilayotgan gaz bir turli emas, balki har hil gaz aralashmasi bo'lsa

$$p = p_1 + p_2 + \dots + p_i \quad (4)$$

p_1, p_2, p_3 va hokazo bosimlar aralashma tarkibiy qimlarini parsial bosimlar deyiladi. (4) Dalton qonunining ifodasidir. Ideal gazlarda parsial bosimlarning yig'indisi butun gaz aralashmasining bosimiga tengdir.

Ideal gaz qonunlari

Gazning hajmi uni bosimiga hamda uning haroratiga bog'liq. Shuning uchun gazning bosimi, hajmi, harorati va modda miqdorini bir biriga o'zaro bog'liqligini aniqlovchi tenglamani **holat tenglamasi** deyiladi. Ideal gaz qonunlari holat tenglamasining xususiy holi bo'lib holat parametrdan biri o'zgarmas bo'lganda qolgan ikkitasi orasidagi bog'lanishni ifodalaydi. Aytib o'tish kerakki, gaz qonunlari zichligi katta bo'lmagan gazlar uchun o'rinli bo'lib, ular tajriba yo'li bilan topilgan. Berilgan gaz miqdori uchun harorat o'zgarmas bo'lganda, gaz hajmi uning bosimga teskari proporsional bo'lishi eksperimental usulda aniqlangan. Ya'ni, $V=1/P$.

Bu erda, P - absolyut bosim. Masalan, agar gaz bosimi 2 marta ortsa uning hajmi ikki marta kamayadi. Buni birinchi bo'lib ingliz olimi Robert Boyl (1627-1691) o'zining tajribalariga asoslanib kashf qildi. P ning V ga bog'lanish grafisini 2- rasmda ko'rsatilgan. Boyl qonuni quyidagicha yozilishi ham mumkin: $PV=\text{constant}$ ($T=\text{constant}$)

Fransuz olimi Jak Sharl (1746-1823) hajm o'zgarmas bo'lganda, 3- rasmda ko'rsatilganidek, harorat ortishi bilan hajm chiziqli ortishini kashf etdi. Shunga qaramay, hamma gazlar past haroratlarda suyuq holatga keladi, natijada, grafik suyuqlashish nuqtasidan pastda kengaymaydi. Shuningdek, grafikda to'g'ri chiziq dan iborat va juda kichik haroratda esa o'qni taxminan $-273^{\circ}C$ da kesib o'tgan punktir chiziq bilan ko'rsatilgan.

Bunday to'g'ri chiziqli $-273^{\circ}C$ boshlang'ich hajmli teskari grafikni har qanday gaz uchun chizish mumkin. Bu gaz soviganda u boshlang'ich hajmga ega deb tushuniladi va juda ham past haroratda $-273^{\circ}C$ esa manfiy hajmga ega bo'lib u xech qanday ma'noga ega emas. Aytish kerakki, $-273^{\circ}C$ bu eng past harorat bo'lishi mumkin; keyinchalik qilingan tajribalar bu haqiqat ekanligini ko'rsatdi. Bu harorat absolyut nol harorat deyiladi. Bu qiymat $-273.15^{\circ}C$ ekanligi aniqlangan.

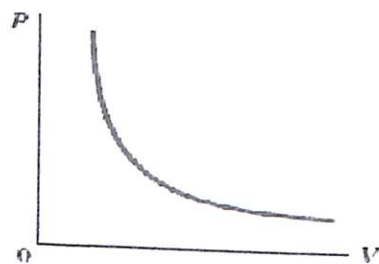
Absolyut nol temperatura Kelvin shkalasi asosini tashkil qiladi va ilmiy ishlarda juda keng ishlatiladi. Bu shkala bo'yicha graduslar darajadagi belgisiz yoziladi yoki oddiygina kelvin (K) deb belgilanadi. Bu shkaladagi intervallar Selsiy shkalasidagi interval kabidir, lekin (0 K) nol bu shkalada absolyut nol deb tanlanadi. Shunday qilib, suvning muzlash nuqtasi ($0^{\circ}C$) $273^{\circ}K$, 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:

$$T(K) = t(C) + 273.15$$

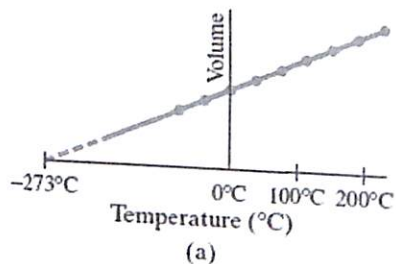
Uchinchi gaz qonuni, Gey-Lyussak qonunidir, Djozef Gey-Lyussak (1778-1850) tasdiqlaganidek, o'zgarmas bosimda, muayyan gaz hajmi uning absolyut haroratga to'g'ri proporsionaldir:

$$V \sim T \quad (P \text{ o'zgarmas})$$

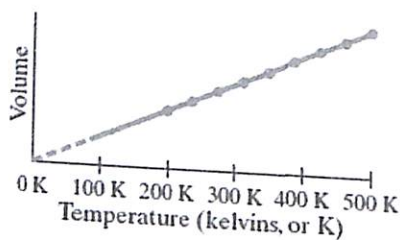
Boyl, Sharl va Gey-Lyussak qonunlari bugungi kunda ishlatiladigan terminlar (aniqroq, chuqur, keng ko'lamlil qonun)dek o'rinli emas. Ular faqatgina, zichligi va bosimi katta bo'lmaganda va suyuqlashgan (kondensatsiya) holatga yaqin bo'lmagandagina aniq o'rinli bo'ladi. Qonun terminini ishlatilishi esa an'anaga aylangan.



1-rasm



(a)



(b)

Boyl, 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 bosim, hajm, harorat va modda miqdori bir tenglama bilan bog'langan:

$$PV \sim T.$$

Bu tenglama P , V va T larning biri o'zgarsa, qolganlari ham o'zgarishini ko'rsatadi. Bu tenglama Boyl, Sharl va Gey-Lyussak qonunlariga o'hshab P , V yoki T lar o'zgarmas holda qoldirilishi mumkin.

Va nihoyatda, gazni tashkil qilgan modda miqdorini hisobga olishimiz kerak. Masalan, havo shariga juda ko'p havo xaydalgan bo'lsa, shar shunchalik kengayib kattalashadi (2-rasm). Darhaqiqat, tajribalar o'zgarmas bosim va haroratda yopiq sistemaning hajmi massaga proporsional ravishda ortishini ko'rsatadi. Buni quyidagicha yozamiz:

$$PV \sim nT$$

Bu ifodaga proporsionallik koeffitsientini kiritib uni tenglama ko'rinishiga keltiramiz. Tajribalar shuni ko'rsatadiki, bu konstanta turli gazlarga turlicha qiymatlarni qabul qiladi. Shunga qaramay, massaning o'rniga mollar sonini (n) ishlatsak, proporsionallik koeffitsienti hamma gazlar uchun bir xil bo'ladi va u modda miqdoriga bog'liq.

"Mol" – bu modda miqdorining SI dagi birligidir. Bir mol (qisqacha mol) modda miqdorida jimsni tashkil qiluvchi 6.02×10^{23} ta ob'ekt (atom, molekula yoki ionlar va boshqalar)lar bor. Bu son, **Avagadro soni** deyiladi.

1 mol modda miqdorining ekvivalenti, massaning grammlardagi qiymati molyar massaga tengdir. Masalan: CO_2 ning 1 molining massasi $(12 + (2 \times 16)) = 44$ gr. chunki, uglerodning atom massasi 12 va kislorodniki 16. Umuman olganda, sof moddaning mollar soni n , grammlardagi massasini molyar massaga nisbatiga teng, Endi biz yuqoridagi tenglamani aytilganlarni e'tiborga olib, quyidagicha yozamiz:

$$PV = nRT \quad (1^1)$$

Bu erdagi n -modda miqdorini bildiradi, R -proporsionallik koeffitsienti hisoblanadi. R - universal gaz doimiysi deyiladi, chunki bu qiymat tajribalar orqali aniqlanib, barcha gazlar uchun bir xil. R ning qiymati quyidagicha:

$$R = 8,314 \text{ J/mol K}$$

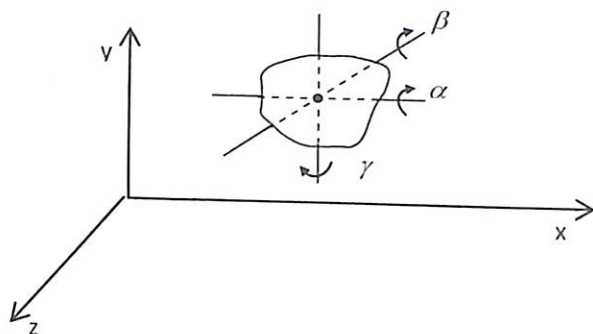
1 tenglama ideal gaz yoki ideal gazning holat tenglamasi deyiladi. Shuni aytish kerakki gaz qonunlari bu ifodaning xususiy ko'rinishlaridir.

Ideal gazning ichki energiyasi va issiqlik sig'imi

Molekulalarning harakat kinetik energiyasi, umuman aytganda ularning ilgarilanma harakat kinetik energiyalaridagina iborat emas. U molekularining aylanish va tebranish kinetik energiyalarining yig'indisidan iborat bo'lishi ham mumkin. Molekulalarning barcha tur harakatlariga to'g'ri keladigan energiyani hisoblash uchun erkinlik darajasi degan tushunchani kiritish kerak bo'ladi. Jismning fazodagi vaziyatini aniqlash uchun zarur bo'lgan erkli koordinatalarning soniga jismning jismning erkinlik darajasi deyiladi. Masalan, moddiy nuqtaning erkinlik darajasi 3 ga teng.

Gazning har bir molekulasini ma'lum erkinlik darajasiga ega bo'lib, uning ilgarilanma harakatiga 3 ta erkinlik darajasi to'g'ri keladi. Gazlar molekulyar - kinetik nazariyasining asosida molekular harakatining butunlay tartibsizligi to'g'risidagi faraz yotadi: molekularning harakatidagi bunday tartibsizlik faqat ilgarilanma harakatdagina emas, balki barcha tur hara-

katlariga (aylanma, tebranma) ham hosdir. harakat turlarining barchasi teng qiymatlidir. Shu sababli molekulalar har bir erkinlik darajasiga o'rtacha bir miqdorda energiya to'g'ri keladi, deyish tabiiydir. Bu holat energiyaning erkinlik darajalari bo'yicha birday (tekis) taqsimlanishi qonuni nomi bilan yuritiladi.



3-rasm

Bunday bitta erkinlik darajasi

($i = 1$) ga to'g'ri kelgan o'rtacha energiya

$$\bar{E} = \frac{1}{2} kT \quad (5)$$

bo'ladi. Gaz molekulasining erkinlik darajasi

$$i = n_{\text{ил}} + n_{\text{ай}} + n_{\text{теб}} \quad (6)$$

ga teng.

Tebranma harakatda ham kinetik ham potentsial energiya bo'ladi.

Shuning uchun $i_{\text{теб}} = 2n_{\text{теб}}$

1 atomli molekula $i = 3$

2 atomli molekula (qattiq bog'lam) $i = 5$ tebranish yo'q.

3 atomli molekula (elastik bog'lam) $i = 7$ tebranish bor.

3 va undan ortiq? (qattiq bog'lam) $i = 6$ tebranish yo'q.

Ideal gaz molekulalari bir - biri bilan o'zaro ta'sirlashmaydilar. Shu sababli bunday gazning ichki energiyasi ayrim molekulalar energiyalarining

yig'indisiga teng bo'ladi. Biz 1 kilomol gaz uchun ichki energiyani shunday yozamiz:

$$U_{\text{км}} = \frac{i}{2} RT \quad (7)$$

U holda ixtiyoriy massali gaz uchun ichki energiya quyidagicha bog'langan:

$$U = \frac{m}{M} \frac{i}{2} RT \quad (8)$$

Ichki energiya bilan issiqlik sig'imi bog'langan.

Biror jismning issiqlik sig'imi deb shu jismning temperaturasini bir gradus Kelvinga oshirish uchun kerak bo'ladigan issiqlik miqdoriga aytiladi. Birligi J/K.

Modda massasi birligining issiqlik sig'imi solishtirma issiqlik sig'imi deyiladi. Gazlarda issiqlik sig'imini aniqlaganda isitish sharoitiga qaraladi. Agar isitish vaqtida gaz hajmi o'zgarmasa bunday issiqlik sig'imi o'zgarmas hajmdagi issiqlik sig'imi C_V deyiladi. Agar isitish vaqtida bosim o'zgarmasa o'zgarmas bosimdagi issiqlik sig'imi C_p deyiladi.

Bir kilomol gazning issiqlik sig'imi C_V quyidagiga teng:

$$C_V = \frac{dU}{dt} \quad (9)$$

Demak

$$C_V = \frac{i}{2} R \quad (10)$$

O'zgarmas bosimdagi issiqlik sig'imi C_p quyidagicha aniqlanadi:

$$C_p = C_V + R \quad (11)$$

yoki

$$C_p = \frac{i+2}{2} R \quad (12)$$

Bundan

$$\gamma = \frac{C_p}{C_V} = \frac{i+2}{i}$$

kelib chiqadi. Issiqlik sig'imini nazariyasining tajriba bilan mos tushmaydigan tomonlari kvant nazariyasi asosida tushuntiriladi.

Gaz molekularinig tezliklar bo'yicha taqsimoti

Gaz molekularinig tezligi son jihatidan va yo'nalish bo'yicha, ularning bir - biri bilan to'qnashuvi natijasida, doimo o'zgarib turadi. Tezlikning barcha yo'nalishlari teng ehtimolli bo'lgani uchun, molekular har bir yo'nalish bo'yicha teng taqsimlanadi; har qanday orientirlangan fazoviy burchak ichida har bir paytda o'rta hisobda bir hil sondagi molekularning harakat yo'nalishi yotadi. Tezliklarning son qiymatiga kelsak tezlikning 0 dan ∞ bo'lgan qiymatlari bir hil ehtimollik bilan uchramaydi. Chunki to'qnashuvlarda molekularning tezligi tasodifiy ravishda o'zgaradi. Agar hamma molekular bitta molekula bilan to'qnashib, unga energiya bersalar ham, bu molekularning tezligi chekli qiymatga ega bo'ladi. Bu jarayon ehtimolli kichikdir.

Gaz molekulari xaotik harakat qiladi, boshqacha aytganda ba'zi molekularning tezligi o'rtacha tezlikdan kamroq, boshqalariniki esa ko'proq. 1859 yilda Jeyms Klerk Maksvell (1831-1879) N ta molekulan iborat gaz tezliklarining eng ehtimolli taqsimoti formulasini keltirib chiqardi. Biz bu erda tegishli isbotini keltirmasdan, faqatgina natijani yozamiz:

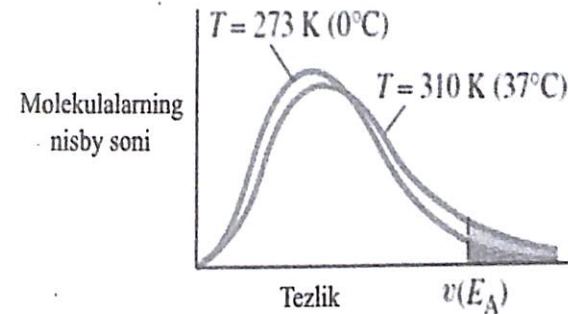
$$f(g) = 4\pi N \left(\frac{m}{2\pi kT}\right)^{3/2} g^2 \exp\left(-\frac{1}{2} \frac{m g^2}{kT}\right)$$

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 molekularning 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. 16-rasmda ikki xil temperatura uchun tezliklar taqsimoti keltirilgan. Temperatura ortishi bilan $g_{o'r.kv}$ kattalik ortishi sababli yuqoriroq temperaturalarda taqsimot egri chizig'i o'ng tomonga siljiydi.

16-rasmdan ko'plab kimyoviy reaksiyalar (jonli hujayralardagi reaksiyalarning ham) tezliklarining ortishini tushuntirish mumkin. Ko'pchilik kimyoviy reaksiyalar suyuq eritmalarda yuz beradi, suyuqlik molekulari esa Maksvell taqsimotiga yaqin tezliklar taqsimotiga ega. Agar ikkita molekularning kinetik energiyasi etarlicha katta bo'lsa va to'qnashganda ularning biror qismi bir-biriga singib kirsalar, ular kimyoviy reaksiyaga kirishishi mumkin. Buning uchun zarur bo'lgan minimal energiya E_A aktivatsiya energiyasi deyiladi. 16-rasmda biror konkret

reaksiya uchun molekularning E_A kinetik energiyaga mos keluvchi tezliklari ko'rsatilgan.



4-rasm.

Taqsimot funksiyasining maksimum qiymatiga mos keluvchi tezlikning ehtimoli ravshanki eng katta bo'ladi. U eng katta ehtimolli tezlik deyiladi.

$$v_{max} = \sqrt{\frac{2kT}{m}} \quad (13)$$

Maksvell taqsimot funksiyasidan foydalanib, molekulyar fizikada muhim rol o'ynaydigan kattaliklar: o'rtacha arifmetik tezlik \bar{v} o'rtacha kvadratik tezlik $\sqrt{\bar{v}^2}$ ni topish mumkin:

$$\bar{v} = \sqrt{\frac{8kT}{\pi m}} \quad (14)$$

$$\sqrt{\bar{v}^2} = \sqrt{\frac{3kT}{m}} \quad (15)$$

Endi gaz tashqi maydonda masalan, og'irlik kuchi maydonida bo'lsin. Bu holda gazning bosimi hamma yerda har hil bo'ladi. Bu holni L. Bolsman o'rgangan va gaz molekularining og'irlik kuchi maydonida taqsimlanishi uchun shunday formula chiqargan

$$n = n_0 e^{-\frac{U_p}{kT}} \quad (16)$$

Bu yerda: U_p —potensial energiya

n_0 — potensial energiya nol bo'lgan nuqtadaga molekullarning zichligi.

Bu formula Bolsman formulasi deyiladi va u gazning zichligi potensial energiya bilan o'zgarishini ko'rsatadi. Gaz bosimi molekullar zichligidan kT o'zgarimas kattalik bilan farq qiladi:

$$p = nkT \quad (17)$$

Shuning uchun (16) formulani shunday yozish mumkin:

$$p = p_0 e^{-\frac{U_p}{kT}} \quad (18)$$

Bundan h balandlikda molekulaning potentsial energiyasi

$$U_p = mgh \quad (19)$$

bo'ladi. Shu sababi (18) ni quyidagicha ifodalash mumkin:

$$p = p_0 e^{-\frac{mgh}{kT}} \quad (20)$$

Termodinamikaning birinchi qonuni

Jismning ichki energiyasi deb undagi zarrachalarning harakat va o'zaro ta'sir energiyasini hamda jism ichida issiqlik muvozanatini ta'minlovchi nurlanish energiyasini tushunamiz. Termodinamika usuliga asosan jism bir holatdan ikkinchi holatga o'tganida ichki energiyasining o'zgarishi jismni bir holatdan ikkinchi holatga o'tkazish uchun berilishi zarur bulgan issiqlik va sarflanishi zarur bo'lgan ish yig'indisi bilan o'lchanadi.

Termodinamikaning birinchi qonuni shunday deydi: sistemaga berilgan issiqushk miqdori sistemaning ichki energiyasini o'zgarishiga va sistemaning tashqi jismlar ustida ish bajarishga sarflaydi.

$$Q = U_1 + U_2 + A \quad (21)$$

Q - sistemaga berilgan issiqlik miqdori,

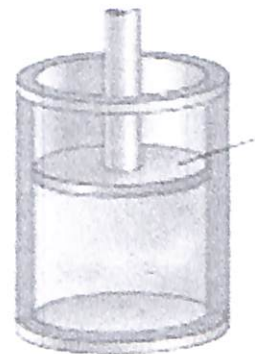
U_1 va U_2 —sistema ichki energiyasining oldigi va keyingi qiymatlari,

A — sistemaning tashqi jismlar ustida bajargan ishi.

Q va A algebraik kattaliklar va ular holat funksiyalari emas. (21) dan kurinadiki Q ning birligi ish yoki energiya birligidan kelib chiqali. SI siste-

masida issiqlik miqdorining o'lchovi - Joule $I = 4.18 \text{J/kal}$ kattalik issiqlikning mexanik ekvivalenti deb ataladi.

Dastlab biz juda ham oddiy tizimni tanlaymiz: 6-rasmda tasvirlangan harakatlanuvchi porshen bilan siqilayotgan ideal gazning holatini qarab chiqamiz.

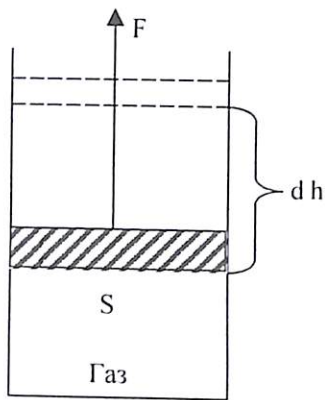


5-rasm.

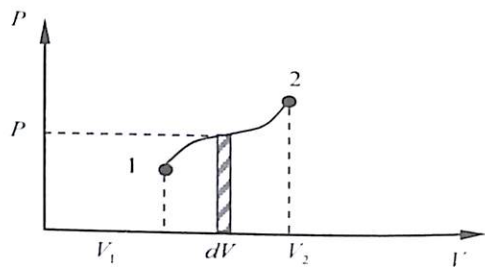
Dastlab biz ideallashtirilgan jarayon ya'ni o'zgarimas haroratda olib borilayotgan tajribada gazga berilayotgan issiqlik va bajarilgan ish orasidagi bog'lanishini qarab chiqamiz ko'rib chiqamiz. Ushbu jarayon izotermik jarayon deb ataladi.

Issiqlik o'tkazuvchanlik jarayonida bir sistemadan ikkinchi sistemaga uzatilgan energiyani issiqlik energiyasi deb ataladi. Issiqlik energiyasi 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 Er 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 ko'rish mumkin. Juda osonlik bilan sirpana oladigan porshenli silindrlilik idish ichidagi gazga issiqlik miqdori berilsa, uning harorati ko'tarila boshlaydi va gazni tashkil etuvchi har bir molekulaning ilgari ilanna 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 (6-rasm).



6-rasm



7-rasm

Bajarilayotgan ish porshening potentsial 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.

$$dA = Fdh = pSdh = pdV \quad (22)$$

bunda dV - porshenni dh balandlikka kutarilishi natijasida gaz hajmining o'zgarishi, gaz hajmining kengayayotgan holi 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 7-rasmda shtrixlangan yuzaga teng. Sistemaning 1 holatdan 2 holatga o'tishidagi bajarilgan to'la ish 1-2 chizig'i ostidagi yuzaga teng, ya'ni

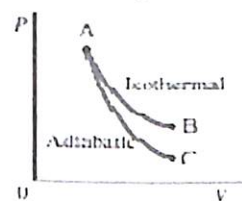
$$A = \int_{V_1}^{V_2} pdV \quad (23)$$

bo'ladi. Shuningdek gazning belgilangan qiymatida uning harorati o'zgarmas bo'lganda $PV = \text{const}$ bo'ladi. Bosim P va hajm V orasidagi bog'lanishning PV diagrammadagi grafigi izotermik jarayon uchun 9-rasmdagi AB egri chiziq bo'ladi. Chiziqdagi har bir nuqtasi, misol uchun A nuqta gazning berilgan momentdagi holatini ifodalaydi. Pastroq haroratda boshqa izotermik jarayon 9-rasmdagi $A'B'$ egri chiziq orqali ifodalanadi.

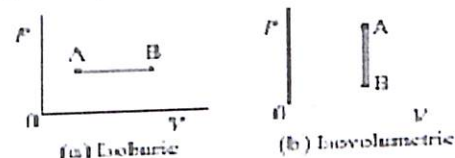
(Bunda $PV = nRT = \text{const}$ bo'lganda 10-rasmda tasvirlangan grafiklar izotermik jarayonni ifodalaydi).

Harorat izotermik jarayonda o'zgarishi uchun ichki energiyaning o'zgarishi nolga teng bo'ladi. Shu sababli Termodinamikaning I-qonuniga asosan barcha issiqlik ish bajarishga sarf bo'ladi.

Adiabatik jarayon ($Q=0$). Adiabatik jarayonda sistema tashqi muhit bilan hech qanday issiqlik almashmaydi. Ichki yonuv mashinasida gazlarning jadallik bilan kengayishi deyarli adiabatik jarayon desa bo'ladi. Ideal gazning adiabatik kengayishi 10-rasmdagi AC egri chiziq orqali ifodalanadi. Bu jarayonda Sistema tashqi kuchlarga qarshi bajaradigan ishi ichki energiya hisobiga bo'ladi (10-rasmda AC).



8-rasm.

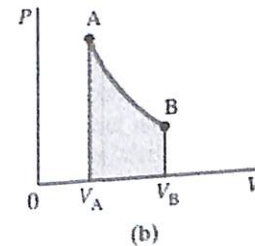
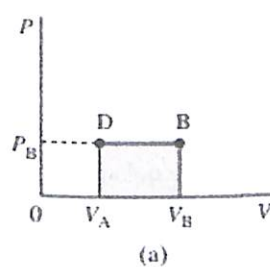


9-rasm.

Izobarik jarayonda sistemaga berilgan issiqlik miqdori

$$Q = \Delta U + P(V_B - V_A)$$

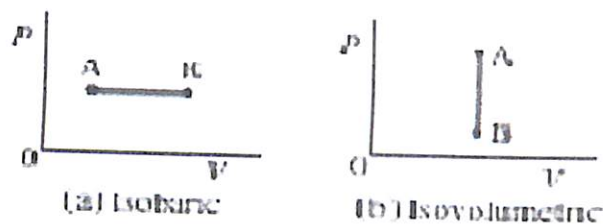
formula orqali ifodalanadi.



10-rasm

Izoxorik jarayonda gazning hajmi o'zgarmaydi. (10 - rasm)

Shu sababli ($A=0$) unga berilgan issiqlik miqdori faqat ichki energiyaning o'zgarishiga sarflanadi



11-rasm

Agar $p = \text{const}$ bo'lsa u holda hajm V_1 dan V_2 ga o'zgarganda gazning bajargan ishi $A_{1,2}$

$$A_{1,2} = p(V_2 - V_1) \quad (24)$$

Termodinamikaning birinchi qonuni bu jarayon uchun quyidagicha bo'ladi:

$$dQ = dU + pdV \quad (25)$$

Issiqlik mashinalari. Termodinamikaning II-qonuni

Termodinamikada muvozanatli va qaytuvchan jarayonlar katta rol o'ynaydi. Shu sababli bunday jarayonlar bilan tanishamiz. Agar 1 holatdan 2 holatga utgan sistema uchun 2 holatdan 1 holatga shunday o'tish jarayoni mavjud bo'lsaki, bunda sistema birinchi jarayonning barcha holatlari orqali teskari tartibda o'tib dastlabki holatiga qaytsa va bunda sistemada ham, atrof muhitda ham hech qanday o'zgarish bo'lmasa sistemaning bunday o'tish jarayoni qaytar jarayon buladi.

Aks holda o'tish jarayoni qaytmas jarayon bo'lib qoladi. Umuman, tabiatda qaytar jarayonlar yo'q. Real jarayonlarning hammasi qaytmas buladi. qaytar jarayon - bu ideallashtirilgan tushunchadir. Masalan, matematik mayatnikning ishqalishsiz tebranadi deb faraz etsak, bu qaytar jarayonga misol bula oladi. har qanday muvozanatli jarayon qaytuvchan bo'ladi. Misol uchun gaz 1 holatdan 2 holatga o'tishi uchun uni kengaytirsak, so'ng uni yana siqib 1 holatga qaytarsak, va uni P, V grafigida tasvirlasak, yopik egri chizikni olamiz. Bunday jarayonni aylana jarayon ya'ni sikl deyiladi. Sikllar to'g'ri va teskari bo'ladi. To'g'ri siklda kengayish va siqish jarayonlari orasidagi issiqlik miqdorining ayirmasi hisobiga gaz tashqi kuchlarga harshi

ish bajaradi. Bunday siklda ishlaydigan mashinalar issiqlik mashinasi deyiladi va ular uchun foydali ishi koeffitsienti η shunday bo'ladi:

$$\eta = \frac{A}{Q_1} = \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1}$$

bu erda gazga kengayishda berilgan issiqlik miqdori, siqilishda gaz bergan issiqlik miqdori.

Aks holdagi jarayonni teskari sikl deyiladi. Teskari siklda ishlaydigan mashinalari sovutkich mashinalari deyiladi.

Biz ko'rgan jarayonlar termodinamikaning II qonuni bilan tavsiflanadi. Termodinamikaning II qonuni ta'rifini har hil olimlar turlicha berganlar, lekin ularning fizik ma'nosi bir hildir. Bu qonun ta'rifi:

Birdan bar natajasi issiqlikning batamom. ishga aylantirishdan iborat bo'lgan jarayonni amalga oshirib bo'lmaydi. Bu qonunni yana shunday ta'riflari bor:

- 1) Klauzius: Issiqlik o'z - o'zidan sovuq jismdan issiq jisimga tekindan o'tavermaydi.
- 2) Tomson (Kelvin): Biror jisimni issiqligini bu jisimni sovutishdan boshqa hech qanday ta'sir ko'rsatmasdan ishga aylantirib bo'lmaydi.
- 3) Ostval'd: Ikkinchi jins abadiy dvigatelni amalga oshirib bo'lmaydi, ya'ni issiqlikni to'la ishga aylantiradigan mashinani qurib bo'lmaydi.
- 4) Bol'seman: Tabiat ehtimoli kam bo'lgan holatdan ehtimoli ko'proq bo'lgan holatga o'tishga intiladi.

Termodinamikaning I va II qonunlari empirik qonunlardir. Termodinamikaning II qonuni faqat ma'lum chegaragacha to'g'ri bo'ladi. Termodinamikaning asoschilaridan biri Sa'di Karno foydali ish koeffitsienti eng katta bo'lgan siklni taklif etgan. Bu sikl Karno sikli deyiladi va ikki izoterma va ikki adiabatadan iborat bo'lgan qaytuvchi aylana jarayondir.

Uning foydali ish koeffitsienti quyidagi formula yordamida topiladi:

$$\eta = \frac{T_1 - T_2}{T_1}$$

T_1 -isitgichning temperaturasi, T_2 - sovutgichning temperaturasi.

Bu ifoda gazlar bosimi yuqori bo'lmasa va temperatura etarlicha yuqori bo'lganda o'rinli. Ammo bosim ortsa va temperatura kamaysa, real gazlar uchun (26) tenglamadan ancha chetlanishlar kuzatiladi. Buning sababi shuki (26) tenglama chiharilganda 2 faktor hisobga olinmagan.

1) Molekulalar o'z o'Ichamlariga ega; 2) Molekulalararo ta'sir kuchlari mavjud. Van - der - Vaals bu ikki faktorni hisobga olib real gazlar uchun holat tenglamasini chihardi. Bu tenglama Van - der - Vaals tenglamasi deyiladi va quyidagi ko'rinishga ega:

$$\left(p + \frac{a}{V_0^2}\right)(V_0 - b) = RT \quad (27)$$

Bu erda a, b - Van - der - Vaals tuzatmalari deb ataladi va ular tajribada topiladi.

Van - der - Vaals tenglamasi V_0 ga nisbatan uchinchi darajali alnebraik tenglamadir. Bu tenglama asosida P, V grafiklarni hosil qilish mumkin. Ularni Van - der - Vaals izotermalari deyiladi.

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 effektni real gaz ichki energiyasi nuqtai nazaridan taxlil 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.



(28)

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. (28) formulaga binoan W_{11} ohsa 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_{II} oshadi, bu esa T oshganini bildir (gaz isiydi).

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?

ELEKTR

Kimyoviy energiyaning elektr energiyasiga aylantiruvchi qurilmalardan foydalanib bo'lingan atrof-muhitga ko'rsatadigan salbiy ta'sirni kamaytirgan holda yo'q qilish masalasi hali ohirigacha hal qilinmagan.

Suv energiyasidan foydalanib elektr energiyasini ishlab chiqarish ancha arzon tushsada GES larning atrof-muhitga ko'rsatadigan salbiy ta'siri yo'q emas.

Turli hil aloqa qurilmalarining inson salomatligiga salbiy ta'siri hali oxirigacha o'rganilmagan.

Issiqlik elektr stansiyalarida elektr energiyasi ishlab chiqishda unga yaqin joylardagi atmosferaning ifloslanishiga, bu esa o'z navbatida insonlarning salomatligiga salbiy ta'sir ko'rsatadi.

Elektrostatika. Elektr zaryadi. Zaryadning saqlanish qonuni. Kulon qonuni.

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.

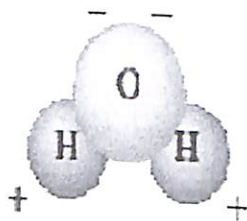
O'tgan asrdagina elektr zaryadi mavjud bo'lishining sababi atomlarning o'zlarida yashiringanligi ma'lum bo'ldi. Keyingi bo'limlarda biz atom tuzilishi va u haqdagi tasavvurlarning rivojlanishi haqida batafsilroq to'xtalamiz, bu erda elektr zaryadining tabiatini tushunishga yordam beradigan asosiy g'oyalar 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

¹Douglas C. Giancoli. "PHYSICS". PRINCIPLES WITH APPLICATIONS. Pearson, 2014, 445-449 – bet.

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 holda neytral bo'lishiga 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 molekulari tomonidan zaif tutib turiladigan elektronlar bilan neytrallashadi. Havo quruq bo'lganda statik elektr ta'siri ayniqsa sezilarli: havo taribida suv molekulari kamroq va zaryad u qadar tez oqib o'tmaydi. Yomg'irli nam ob-havoda buyum o'z zaryadini uzoq vaqt tutib tura olmaydi.



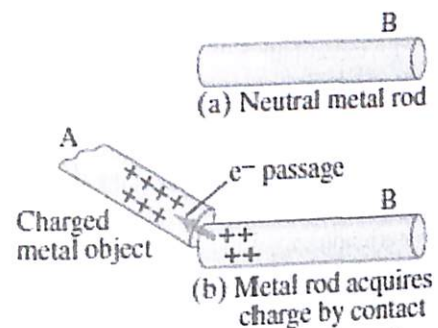
13-1-rasm. Suv molekulasining diagrammasi. Uni "polyar" molekula deb ataladi, chunki unda zaryadlarning bo'linishi yuz beradi.

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

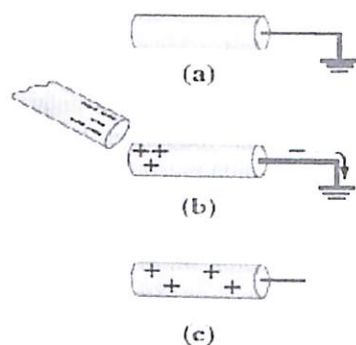
sababli u musbat zaryadga ega bo'ladi. Bu jarayon elektr o'tkazuvchanlik hisobiga elektrlanish deb ataladi.

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 induksiyalanadi (yoki to'planadi) deyiladi. Hech qanday yangi zaryadlar paydo bo'lmasligi 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 uchlarida 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.

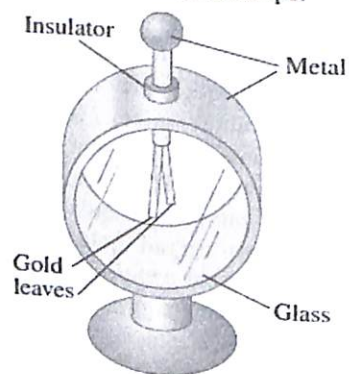
O'lchamlari juda katta bo'lganligi sababli er elektronlarni beradi va oladi; u zaryad rezervuari kabi amal qiladi. Agar metall sterdenga manfiy zaryadlangan buyumni juda yaqinlashtirsak, u holda metallning erkin elektronlari itarishishadi va ko'pi o'tkazgich bo'ylab erga o'tib ketadi (13-3-b-rasm). Metall 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.



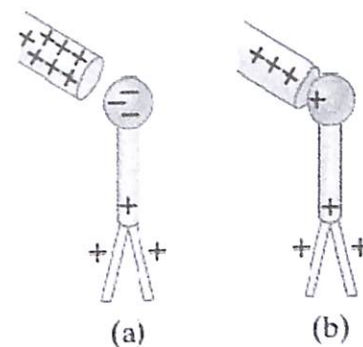
13-3-rasm. Yerga ulangan obyektida induksiyalangan zaryad.

Elektr zaryadini aniqlash uchun *elektroskopdan* (yoki sodda *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 Electroscop.



13.4-rasm. Elektroskop

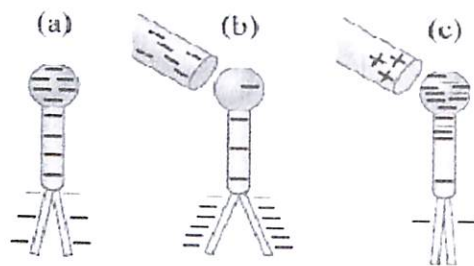


13-5-rasm. Elektroskopga a – induksiya hisobiga va b – o'tkazuvchanlik hisobiga zaryad berish.

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.

¹Douglas C. Giancoli. "PHYSICS". PRINCIPLES WITH APPLICATIONS. Pearson. 2014. 445-449 – bet.



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 qaerda hosil bo'ladi? Bu savolga javob berish uchun atomning tuzilishini ko'rib chiqaylik. Atomning markazida *proton* va *neytron*lardan 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:

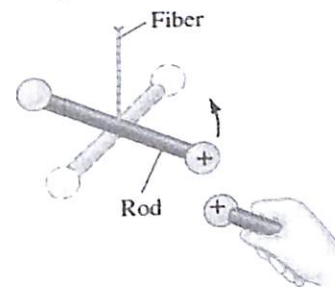
$$\sum_{i=1}^n q_i = \text{const.} \quad (1)$$

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 aniqlangan.



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 sabbali 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

¹ Douglas C. Giancoli. "PHYSICS". PRINCIPLES WITH APPLICATIONS. Pearson. 2014. 445-449 - bet.

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'zgartirib ular orasida ta'sir 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'lmiagshah 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 ifodalaniadi, bunda uning birligi *kulon* (Kl) hisoblanandi. 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:

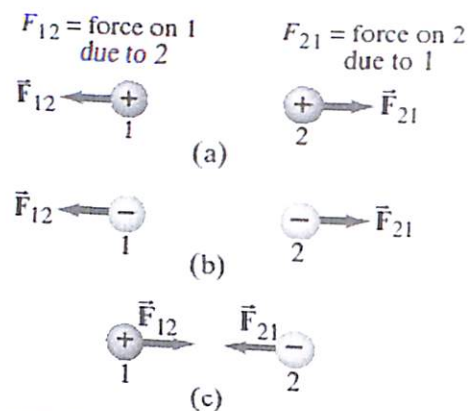
Har qanday izolyasiyalangan (tashqi jismlar bilan elektr zaryad almashinmaydigan) sistemada elektr zaryadlarning algebraik yig'indisi o'zgarmaydi:

$$\sum q_i = \text{const}.$$

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 mKl 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: $F = Gm_1 m_2 / r^2$, 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 kattaligini 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, \vec{r}_{12} - birinchi nuqtaviy zaryadga ikkinchi nuqtaviy zaryadga o'tkazilgan radius-vektor, \vec{r}_{21} esa aksincha, ikkinchi nuqtaviy zaryadga birinchi nuqtaviy zaryadga o'tkazilgan radius-vektor. $\vec{r}_{12} = -\vec{r}_{21}$ bo'lganligi uchun $F_{12} = -F_{21}$.

Bir xil ishorali zaryadlar itarishishadi (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 oimiyning 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 chiziq'larga aytiladi.
8. Hisoblash formulasini tushuntirib bering.

ELEKTR MAYDONI. ELEKTR MAYDON KUCHLANGANLIK VEKTORI. GAUSS TEOREMASI VA UNING TADBIQI

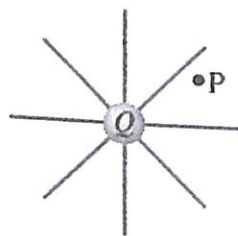
Mavzu rejasi

1. Elektr maydon kuch chiziqlari (kuchlanganlik vektorining) oqimi.
2. Gauss teoremasi va uning tadbiqu.
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.

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.



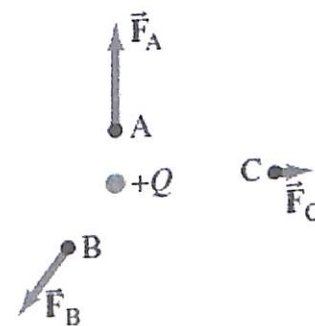
14-1-rasm. Ixtiyoriy zaryad atrofida yuzaga keladigan elektr maydoni.

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'lanadi. Sinov zaryadi deganda biz xususiy maydoni tadqiq qilinayotgan maydonni yuzaga keltiruvchi boshqa zaryadllarning 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'lanadi.



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 ($k = \frac{1}{4\pi\epsilon_0}$) $E = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{Q}{r^2}$

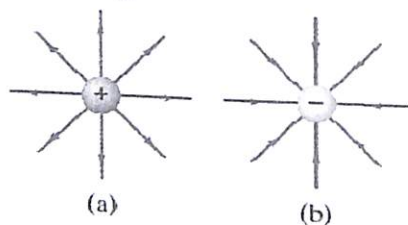
(birlik nuqtaviy zaryad) (14-2b)

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.

Elektr maydoni vektor kattalik bo'lganligi sababli uni 14-3-rasmda ko'rsatilgandek, turli nuqtalarda strelkalar bilan tasvirlash mumkin. E_a ,

E_b 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_b 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

¹Douglas 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:

$$E = \text{const} \quad (\text{yaqin joylashgan parallel plastinkalar orasida}) \quad (14-3)$$

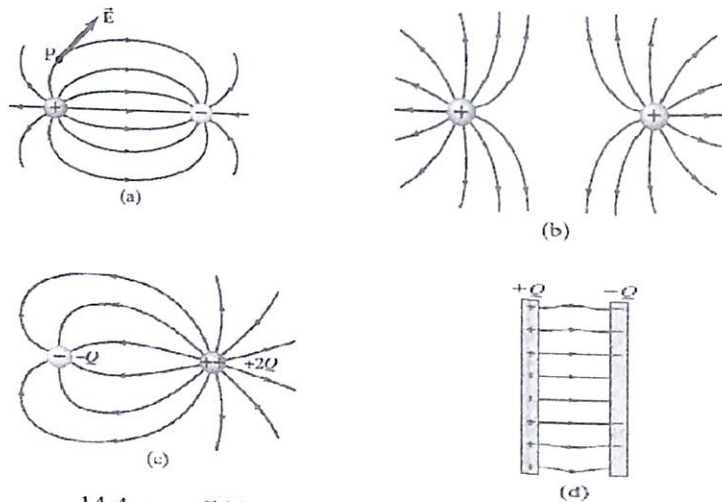
Chekkalariga yaqin joyda bunday emasligiga qaramasdan (kuch chiziqlari egiladi), ko'pincha, ayniqsa plastinkalar orasidagi masofa ularning o'lchamlaridan kichik bo'lgan hollarda buni hisobga olmasa ham bo'ladi. Shunday qilib, kuch chiziqlari quyidagi xossalarga ega:

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 maydonning kuch chizig'i – bu maydonga kiritilgan kichik sinov zaryadi harakatlanishi mumkin bo'lgan traektoriyadir. Kuch chiziqlari hech qachon kesishmaydi.



14-4-rasm. Ikkita turli ishorali (a), ikkita bir xil ishorali (b) zaryadlarning va qarama-qarshi zaryadlangan parallel plastinkalarning (s) elektr maydonining kuch chiziqlari.

¹ Douglas C. Giancoli. "PHYSICS". PRINCIPLES WITH APPLICATIONS. Pearson.2014. 453-454,457-458,463-464 – betlar.

Vakuumdagi 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 chiqadi, 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 prinsipi) 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,

$$\vec{E} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \sum \frac{q_i}{r_i^2} \vec{r}_i, \quad (14.3') \text{ bu erda } \vec{r}_i - q_i \text{ zaryaddan maydonning}$$

ko'rilayotgan nuqtasiga o'tkazilgan radius-vektor. Shu sababli vakuumdagi elektrostatik maydon uchun (14.5) tenglamani

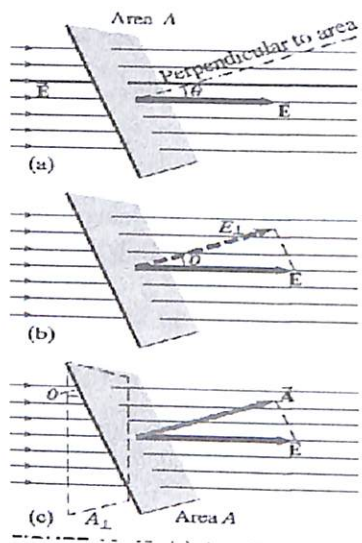
$$\vec{E}_i = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \sum_{i=1}^n \frac{q_i}{r_i^2} \vec{r}_i \quad (14.6)$$

ko'rinishda qayta yozish mumkin.

Agar sistemaning zaryadlari fazoda uzluksiz taqsimlangan bo'lsa, superpozitsiya prinsipiga muvofiq shu sistemaning vakuumdagi maydon kuchlanganligi

$$\vec{E}_i = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \int (Q) \frac{dQ}{r^2} \quad (14.7)$$

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 sirtini 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:

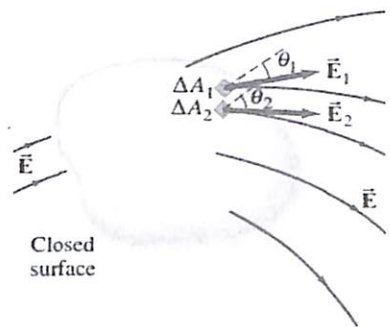
$$\Phi_E = E_1 \Delta A_1 \cos \Theta_1 + E_2 \Delta A_2 \cos \Theta_2 + \dots = \sum E \Delta A \cos \Theta = \sum E_{\perp} \Delta A$$

bu erda $E_{\perp} = E \cos \Theta$ elementga maydon kuchlanganligi. $\Delta A_i \rightarrow 0$ chegarada butun sirt bo'ylab integralga o'tadi va tenglik aniqlanadi:

$$\Phi_E = \sum E_{\perp} \Delta A \sim Q_{encl}$$

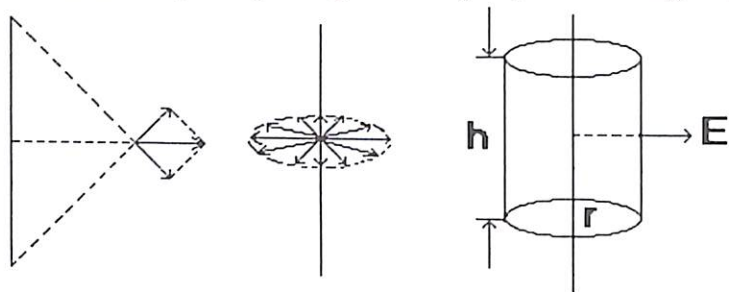
Proporsionallik koeffitsienti Kulon qonunidagi $1/\epsilon_0$ mos keladi va biz quyidagiga ega bo'lamiz: $\sum E_{\perp} \Delta A = \frac{Q_{encl}}{\epsilon_0}$

bu erda summa (\sum) biror yopiq sirtini qamrab oladi va Q_{encl} - shu yopiq sirtidagi 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

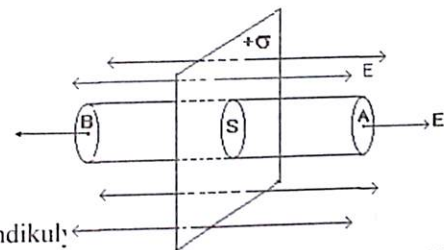
14.7-rasmdan ko'rinib turibdiki, E simga perpendikulyar. Simni silindrik yuza bilan o'raymiz. ρ -chiziqli zichlik (bir metr uzunlikdagi zaryad miqdori). Gauss teoremasiga asosan:

$$\Phi = \frac{1}{\epsilon_0} \sum_i^n q_i = \frac{\rho h}{\epsilon_0} \quad (14.10)$$

Bu erda $\sum_i^n q_i = \rho h$ -silindr ichidagi zaryad. Boshqachasiga

$$\Phi = ES = E \cdot 2\pi r h, \text{ yoki, } \frac{\rho h}{\epsilon_0} = E \cdot 2\pi r h, \text{ bundan } E = \frac{\rho}{2\pi \epsilon_0 r} \quad (14.11)$$

Zaryadlangan cheksiz tekislikning maydon kuchlanganligi. Bu misolda xam E yuzaga perpendikulyardir. A nuqtadagi E kuchlanganlikni topamiz.



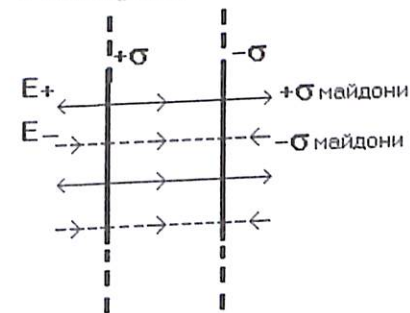
Yuzaga perpendikul... Yuzga silindrni teng ikkiga bo'ladi. Gauss teoremasiga asosan sinner yuzadan o'tayotgan oqim

$$N = \frac{1}{\epsilon_0} \sum_i^n q_i = \frac{\delta S}{\epsilon_0} \quad (14.12) \text{ ga teng.}$$

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 bo'lgan masofaga bog'liq emas.

Zaryadlangan ikki prallel cheksiz tekislik o'rtasidagi maydon kuchlanganligi.



14.9-rasm

$$|\sigma^+| = |\sigma^-| \text{ bo'lgani uchun } E_+ = E_- = \frac{\sigma}{2\epsilon_0} \quad (14.14) \text{ tekisliklar}$$

$$\text{o'rtasida } E = E_+ + E_- \text{ va } E = \frac{\sigma}{\epsilon_0} \quad (14.15) \text{ bo'ladi.}$$

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, $ye_1 = \frac{qq_0}{4\pi\epsilon_0\epsilon r_1}$ va

$ye_2 = \frac{qq_0}{4\pi\epsilon_0\epsilon r_2}$ aniqlanadi. Demak, o'zaro ta'sir potensial energiyasi

$ye = \frac{qq_0}{4\pi\epsilon_0\epsilon r}$. Elektrostatik **maydon potentsiali** φ esa, sinovchi q_0 zar-

yadning elektrostatik maydon ixtiyoriy nuqtasidagi potensial energiyasi ye ning shu zaryad miqdoriga nisbati bilan aniqlanadigan fizik kattalikka aytiladi, ya'ni:

$$\varphi = \frac{E}{q} = \frac{q}{4\pi\epsilon_0\epsilon r}. \quad (6.2)$$

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 kilgan 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 potensiallar farqi yoki **kuchlanish** deyiladi. XBS da kuchlanish IV 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 chiziq 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?

**ELEKTROSTATIK MAYDON KUCHLARINING
BAJARGAN ISHI. ELEKTR MAYDON POTENSIALI.
ELEKTR MAYDON KUCHLANGANLIGI VA
POTENSIAL ORASIDAGI BOG'LANISH.**

Mavzu rejasi.

1. Elektr maydonda zaryadli zarrachani ko'chirishda bajarilgan ish.
2. Elektr maydon potensial energiyasi va potentsiali.
3. Potentsiallar farqi (ayirmasi) va kuchlanish.
4. Elektr maydon kuchlanganligi va potentsiallar farqi orasidagi bog'lanish ifodasi.
5. Turli zaryadlangan jismlarning ekvipotensial sirtlari.

Tayanch so'z va iboralar: Zaryad, ish, maydon, energiya, potentsial, Volt, kuchlanganlik, potentsial maydon, elektr maydon kuchlanganligi, gradient, kuch chiziqlari, ekvipotensial 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 bajarilgan 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:

$$dA = f \cdot dl \cdot \cos \alpha \quad (15.1)$$

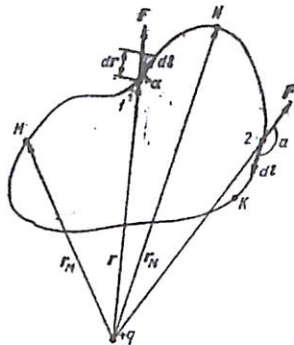
Bu ifoda F- q zaryad tufayli vujudga kelgan elektr maydonda q' zaryadga ta'sir etuvchi

kuch, uning miqdori $\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{qq'}{r^2}$ ga teng. α esa F kuch bilan elementar

ko'chirish dl orasidagi burchak. Shuning uchun $dl \cdot \cos \alpha = dr$ 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 potentsial maydon deb atagan edik. Potentsial maydon berk kontur bo'yicha q' zaryadni ko'chirishda bajarilgan 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 bajarilgan 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 $E \cdot \cos \alpha = E_L$ (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- potentsial 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 potentsial 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 potenciallarining 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:

$$\varphi = W_p / q' \quad (15.9)$$

Demak, elektr maydon biror nuqtasining potentsiali deganda shu nuqtaga olib kirilgan birlik musbat zaryadning potensial energiyasi tushuniladi.

asosida nuqtaviy zaryadni potentsiali quydagicha aniqlanadi:

$$\varphi = W_p / q' = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q}{r} \quad (15.10)$$

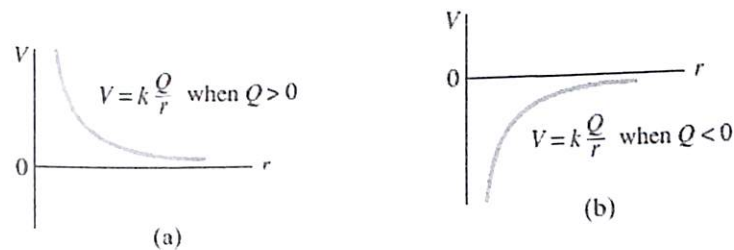
Agar elektr maydon zaryadlar sistemasi tufayli vujudga kelayotgan bo'lsa, natijaviy maydon biror nuqtasining potentsiali sistemaga kiruvchi alohida zaryadlar tufayli vujudga kelgan maydonlarning tekshirilayotgan nuqtadagi potenciallarining algebrik yeg'indisiga teng bo'ladi:

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 potentsalidir, uni ba'zida birlik nuqtaviy zaryad Q ning absolyut potentsiali 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 nolga kamayadi. (17-9-a-rasm). Manfiy zaryad atrofida potensial noldan kichik (manfiy) va masofa ortishi bilan nolga ortib boradi. (15-2b-rasm). Ba'zan (15-11) formulani Kulon potentsiali 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 potentsalini 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 chiziq shu zaryaddan potensial tekshirilayotgan nuqtagacha masofa.

(15.13) ifoda turli shakildagi va turli o'lchamli zaryadlangan jismlar elektr maydonlarining potenciallarini hisoblashga yordam beradi. Jumladan, bir-biridan l masofada joylashgan miqdorlari teng lekin qarama qarshi ishorali zaryadlar ($|q_+| = |q_-| = q$) sistemasi (elektr depol)li potentsial:

$$\varphi = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \left(\frac{1}{r_+} + \frac{1}{r_-} \right) \quad (15.14)$$

bo'ladi, bunda $r+$ va $r-$ - mos ravishda musbat va manfiy zaryadlardan tekshirilayotgan nuqttagacha 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.

$W_p = q \cdot \varphi$ ekanligidan foydalansak, q zaryadni M nuqtadan N nuqtaga ko'chirishda bajarilgan ish:

$$A_{MN} = W_{pM} - W_{pN} = q \cdot (\varphi_M - \varphi_N)$$

ifoda bilan aniqlanadi. Xuddi shu q zaryadni M nuqtadan cheksizlikka ko'chirishda bajarilgan ish esa:

$$A_\infty = q \cdot \varphi_M \quad (15.16)$$

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 (joul) 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 quyidagicha ta'rif berish mumkin:

1 volt – elektr maydonning shunday ikki nuqtasining potentsiallarining farqi, 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 molekularning 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:

$$1 eV = 1,6022 \times 10^{-19} \approx 1,60 \times 10^{-19} J$$

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 molekular 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.

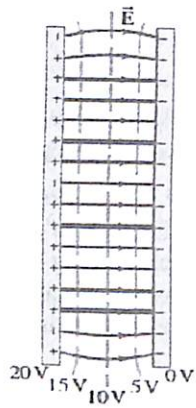
Ekvi potentsial sirtlar. Elektr maydonning potentsiali va kuchlanganligi orasidagi bog'lanish

Elektr potentsialni **ekvipotentsial chiziqlari** yoki uch o'lchamda – **ekvipotentsial sirtlari**ni 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'lganda 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.

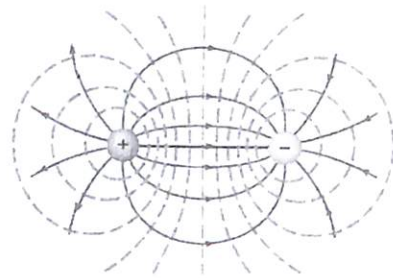
Elektr maydon kuch chiziqlari ekvipotentsial sirtga perpendikulyar ekanligi agar kuch chiziqlarining joylashishi ma'lum bo'lsa, ekvipotentsial sirtlarni chizishga yordam beradi. 15-2-rasmda potentsiallar farqi 20 V no tashkil qiladigan parallel plastinkalar orasidagi maydon uchun bir necha ekvipotentsial chiziqlar (shtrix chiziqlar) chizilgan. Bu chiziqlar rasmni kitob sahifasi yuzasiga perpendikulyar tarzda kesib o'tadigan ekvipotentsial sirtlarga tegishli. Manfiy plastinkaning potentsiali shartli ravishda nolinch deb qabul qilingan, har bir ekvipotentsial chiziqning tegishli potentsiali

¹Douglas C. Giancoli. "PHYSICS". PRINCIPLES WITH APPLICATIONS. Pearson. 2014. 478, 479, 482 – betlar.

ko'rsatilgan. 15-3-rasmida 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 perpendikulyar (yaxlit qizil chiziqlar)



15-3-rasm. Ikkita qarama-qarshi zaryadlangan zarra atrofida ekvipotensial chiziqlar (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 sirdagi 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'rinlaridan tashkil topgan sirt *ekvipotensial sirt* deyiladi (<<ekvi >> lotincha so'z bo'lib <<teng >> degan ma'noni bildiradi). Demak, ekvipotensial sirt nuqtalari uchun

$$\varphi = \text{const.}$$

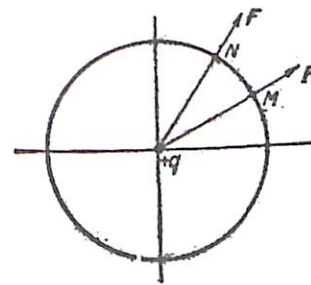
Masalan, nuqtaviy zaryad uchun ekvipotensial sirtlar markazlari zaryadga joylashgan sferik sirtlardan iboratdir. Elektr maydonni ekvipotensial sirtlar yordamida grafik usulida (15-4-rasm) tasvirlash mumkin. q' zaryadni ekvipotensial sirtning M nuqtasidan N nuqtasiga ko'chirishgacha bo'lgan ish quydagicha aniqlanai:

$$A_{MN} = q'(\varphi_M - \varphi_N) \quad (15.17)$$

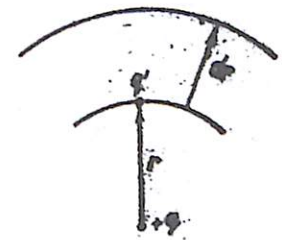
Tekshirilayotgan xususiy holda M va N nuqtalariga 1 ekvipotensial sirt ustida joylashganligi uchun bu nuqtalarning potensiallari o'zaro teng bo'ladi, ya'ni $\varphi_M = \varphi_N$. Shuning uchun:

$$A_{MN} = 0$$

q' zaryad tuvayli vujudga kelgan maydon q' zaryadning MN yo'l bo'yicha ko'chirishda 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 sirtidan 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 kuchlari tasirida radius bo'ylab ko'chirib dr ga uzoqlashtirishda bajarilgan ish Fdr gat eng bo'ladi. Bu ish q' zaryadning potensial energiyasini dW_p ish qadar kamaytiradi, chunki markazdan uzoqlashilgan sari, potensial energiya kamayib boradi. Boshqacha aytganda Fdr ish q' zaryad potensial 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 potensialidir. 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 potensial yo'nalishida potensialning o'zgarish tezligini ifodalovchi va *potensial 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 potensial orasida bog'lanishni quyidagicha ifodalay olamiz:

$$E = -\text{grad}\varphi \quad (15.21)$$

Demak elektr maydon kuchlanganligi - potensial gradientining manfiy ishora bilan olinganligidir. Manfiy ishora E vector potensial eng tez ortib boradigan tomonga teskari yo'nalganligini ko'rsatadi.

(15.20) ifodadan elektr maydon kuchlanganligini o'lchov birligi kelib chiqadi:

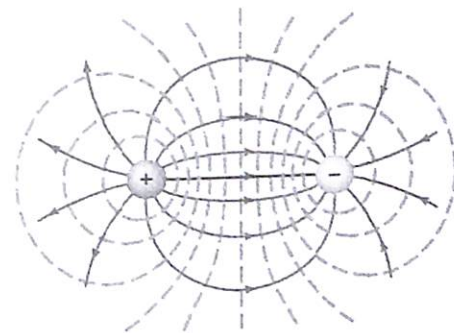
$$[E] = \frac{V}{m}$$

1 volt taqsim metr kuchlanganlik chizigi bo'ylab bir biridan 1 metr uzoqlikda joylashgan nuqtaning potensiallar farqi 1 V bo'lgan bir jinsli elektr kuchlanganligidir. Bunday maydonga kiritilgan 1 C zaryadga bir nyuton kuch ta'sir etadi. Xaqiqatdan:

$$1 \text{ V/m} = 1 \frac{J}{C} * \frac{1}{m} = 1 \frac{N}{C}$$

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 atrofidagi ekvipotensial chiziqlar (shtrix) va elektr maydon kuch chiziqlari (ya'ni chiziqlar).

Ixtiyoriy P nuqtada dipol yuzaga keltiradigan elektr potensialni hisoblaymiz (15-7-rasm). Potensial U har bir zaryad yuzaga keltiradigan potensiallar summasini ifodalaydi:

$$U = \frac{kQ}{r} + \frac{k(-Q)}{r + \Delta r} = kQ \left(\frac{1}{r} - \frac{1}{r + \Delta r} \right) = kQ \frac{\Delta r}{r(r + \Delta r)}$$

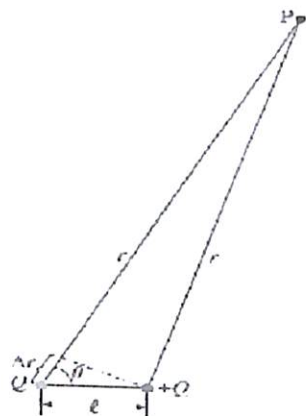
bu erda r - P nuqtadan musbat zaryadgacha, $r + \Delta r$ - manfiy zaryadgacha bo'lgan masofa. Agar dipolgacha bo'lgan masofa zaryadlar orasidagi masofadan ancha katta bo'lgan nuqtalarni ($r \gg l$) qaraydigan bo'lsak, ifoda ancha soddalashadi. 15-7-rasmdan ko'rinib turibdiki, bu holda $\Delta r = l \cos \Theta$; 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 potensial 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, potensial 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 ataladilar.

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.

15-1-jadval

Ba'zi molekullarning 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?

¹Douglas C. Giancoli. "PHYSICS". PRINCIPLES WITH APPLICATIONS. Pearson.2014. 478.479.482 – betlar.

ELEKTR MAYDONDA O'TKAZGICHLAR VA DIELEKTRIKLAR. ELEKTR SIG'IMI VA ELEKTR MAYDON ENERGIYASI

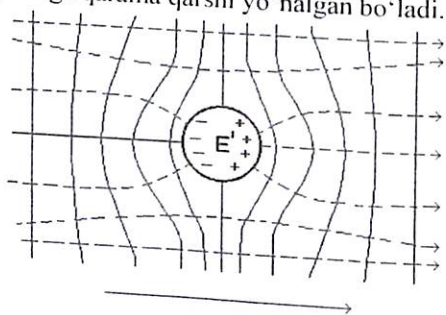
Mavzu rejasi.

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 hodisa elektrostatik induksiya deb ataladi. Zaryadlarning harakati tufayli xosil bo'lgan ichki maydon tashqi maydonga qarama qarshi yo'nalgan bo'ladi.



16.1-rasm

Harakat esa ichki maydon tashqi maydonga tenglashguncha davom etadi. Natijada tashqi elektr maydonga kiritilgan o'tkazgich ichida elektr maydoni bo'lmaydi. Bundan tashqari o'tkazgich yuzasidagi nuqtalarda potensial bir xil bo'ladi va kuch chiziqlari yuzaga perpendikulyar bo'ladi (16.1-rasm).

Bundan tashqari elektr maydon ichi bo'sh sharda ham nol bo'ladi. Bu hodisaga elektrostatik ximoya asoslangan:

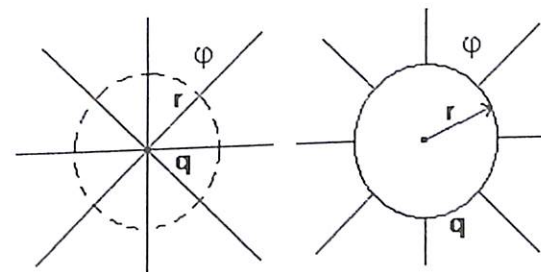
Agar bir priborni tashqi maydondan ximoya qilish kerak bo'lsa, uni metal setka ichiga qo'yiladi.

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 potentsiali 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.

$$\phi = \frac{q}{C} = \frac{q}{4\pi\epsilon_0 r}; \text{ bu erdan}$$

$$C = 4\pi\epsilon_0 r \quad (16.2)$$

$$\text{va } \epsilon_0 = \frac{C}{4\pi r} = \left[\frac{\Phi}{.M} \right]$$

(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 teng⁷:

$$W = Q \frac{U_f}{2}$$

Shunday qilib, kondensatorda to'plangan energiya

$$PE = \text{energiya} = \frac{1}{2} QU$$

bu erda U - plastinkalar orasidagi potensiallar 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 qaerdadir 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 potensiallar 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

⁷ Douglas C. Giancoli. "PHYSICS". PRINCIPLES WITH APPLICATIONS. Pearson. 2014. 485.486.538 - betlar.

¹ Douglas C. Giancoli. "PHYSICS". PRINCIPLES WITH APPLICATIONS. Pearson. 2014. 485.486.538 - betlar.

parallel kondensatorning sig'imi $C = \epsilon_0 A/d$ ga tengligini beradi. U holda

$$PE = \frac{1}{2}CU^2 = \frac{1}{2}\left(\frac{\epsilon_0 A}{d}\right)(E^2 d^2) = \frac{1}{2}\epsilon_0 E^2 Ad$$

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:

$$\text{energiya zichligi} = \frac{PE}{\text{hajm}} = \frac{1}{2}\epsilon_0 E^2 \quad (16-8).$$

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 mumkin.

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 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'rinlidir:

$$\varphi_1 - \varphi_2 = Ed = \frac{\sigma}{\epsilon_0 \epsilon} d; \quad (16.10)$$

$$\left(E = \frac{\sigma}{\epsilon_0 \epsilon}\right) C = \frac{q\epsilon_0 \epsilon}{\sigma d} = \frac{\sigma S \epsilon_0 \epsilon}{\sigma d} = \frac{\epsilon_0 \epsilon S}{d} \quad (16.11)$$

Dielektriklar

Ko'pchilik kondensatorlarda plastinkalar orasiga izolyasiyalovchi material (dielektrik), masalan qog'oz yoki plastmassa plyonka kiritilgan

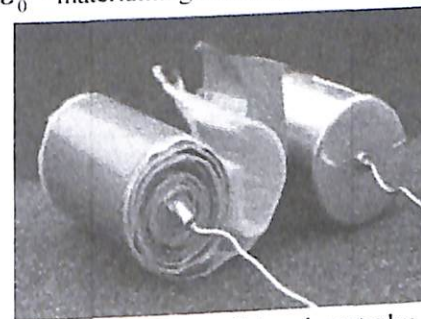
(16-3-rasm). Bu bilan bir necha maqsadga erishiladi. Birinchidan, dielektriklar elektr teshilishiga havoga nisbatan yaxshiroq qarshilik ko'rsatadi, va kondensatorga qoplamlar orasidagi tirqish orqali zaryad yo'qotishsiz kattaroq kuchlanish berish mumkin. Ikkinchidan, dielektrik qoplam mavjud bo'lganida 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

$$C = K\epsilon_0 \frac{A}{d} \quad (16-12)$$

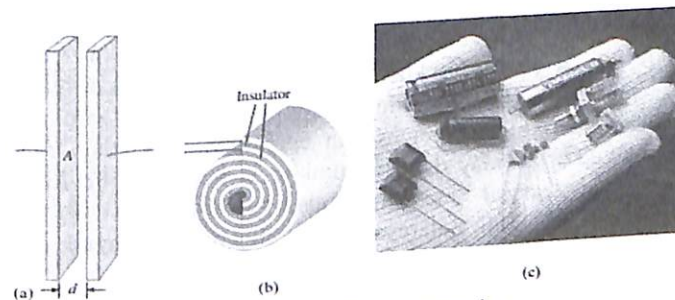
Buni quyidagicha yozishimiz mumkin:

$$C = \epsilon \frac{A}{d}$$

bu erda $\epsilon = K\epsilon_0$ - materialning dielektrik sindiruvchanligi deb ataladi.



16-3-rasm. Silindrik kondensatorlar



16-4-rasm. Kondensatorlar

¹Douglas C. Giancoli. "PHYSICS". PRINCIPLES WITH APPLICATIONS. Pearson. 2014. 485.486.538 - betlar.

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 yaap plastinkalari o'zaro o'tkazgich bilan ulangan, ular bir xil potensialga ega; o'ng tomondagi rlastinkalar 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

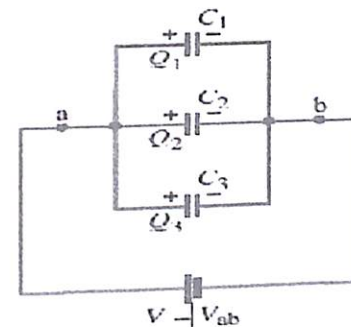
$$Q = Q_1 + Q_2 + Q_3 = C_1U + C_2U + C_3U$$

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.

Kondensatorlar 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 kondensatorida 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 kondensatoridagi kuchlanishlar yig'indisiga teng:

$$U = U_1 + U_2 + U_3$$

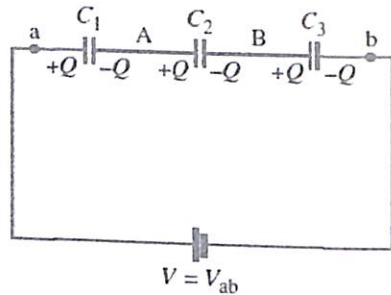
Biz shuningdek $Q = C_1 U_1$, $Q = C_2 U_2$, $Q = C_3 U_3$ bo'lgani uchun, oxirgi tenglikka U_1, U_2, U_3 ni qo'yib quyidagini olamiz:

$$\frac{Q}{C} = \frac{Q}{C_1} + \frac{Q}{C_2} + \frac{Q}{C_3}$$

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 (polyarizatsiyalanadi). 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 molekullardan tuzilgan bo'lsa, u xolda polyarizatsiya molekullarning burilishi tufayli yuz beradi.

1. Nopolyar molekullardan 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 xolda $P = \alpha E$

2. Polyar molekullardan tuzilgan dielektrik polyarizatsiyasi. Ba'zi molekullar 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 molekullar haotik harakatda bo'ladi, bu esa molekullarning dipol momentlari har xil yo'nalishda bo'lishiga olib keladi (rasm). Shuning uchun dielektrik polyarizatsiyalanmagan bo'ladi. Endi bu dielektrikni elektr maydoniga olib kirsak, polyar molekullar maydon yo'nalishiga qarab burila boshlaydi, natijada u polyarizatsiyalanib qoladi. Elektr maydon o'chirilsa, polyarizatsiya ham yo'qoladi, chunki polyar molekullar 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 polyarizatsiya orentatsion polyarizatsiya deb ataladi. Lekin shunday dielektriklar bor-ki, ularda polyarizatsiya elektr maydon o'chirilgandan so'ng ham saqlanadi. Bunday dielektriklar segnetoelektriklar deb ataladi. Segnetoelektriklarda kichik hajmli sohalar bo'lib, ularda dipol momentli molekullar bir xil yo'nalishda "o'z-o'zidan" terilib qoladi. Bu mikroskopik hajmlardagi molekullar elektr maydon ta'sirida hammasi birgalikda buriladilar. Shuning uchun elektr maydon o'chirilganda oddiy haotik harakat molekullarning 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 polyarizatsiyasi uning ichidagi maydonning kamayishiga olib keladi. Kondensator ichiga joylashtirilgan dielektrikni ko'rib chiqamiz. Kondensatorning maydonini E_0 , polyarizatsiya 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 dielektrik singdiruvchanlik deb ataladi:

$$\varepsilon = \frac{E_0}{E} \quad (16.16)$$

Bu parametr dielektrikning tashqi elektr maydoni ta'sirida polyarizatsiyalanish 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 dielektrlarda - $2.5 \div 8$, polyar suyuqliklarda - $10 \div 81$ atrofida bo'ladi. Segnetoelektrlarda $\varepsilon = 10^3$ 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:

$$F = \frac{q_1 q_2}{4\pi\varepsilon_0 \varepsilon r^2} \quad (16.18)$$

$$E = \frac{q}{4\pi\varepsilon_0 \varepsilon r^2} \quad (16.19)$$

$$\varphi = \frac{Q}{4\pi\varepsilon_0 \varepsilon r} \quad (16.20)$$

$$\text{va } N = \frac{1}{\varepsilon_0 \varepsilon} \sum_i^n q_i \quad (16.21)$$

Vakuum uchun bu formulalarda $\varepsilon = 1$ 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 kiritsak. Faraz qilamiz-ki, vakuumda bir jinsli elektr maydoni E_0 bor deb. Endi vakuumni bir-biriga parallel bo'lgan va dielektrik singdiruvchanliklari $\varepsilon_1, \varepsilon_2, \dots, \varepsilon_n$ 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:

$$\varepsilon_1 E_1 = \varepsilon_2 E_2 = \dots = E_0 = \text{const} \quad (16.22)$$

Bu tenglamani ε_0 ga ko'paytiramiz:

$$\varepsilon_0 \varepsilon_1 E_1 = \varepsilon_0 \varepsilon_2 E_2 = \dots = \varepsilon_0 E_0 = \text{const} \quad (16.23)$$

Yangi ifoda kiritamiz:

$$\varepsilon_0 \varepsilon \vec{E} = \vec{D} \quad (16.24)$$

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 dielektrlarda 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 qutublanadi?
13. Dielektrik singdiruvchanlikning fizik ma'nosi qanday?
14. Elektr indksiyasi vektori nima?

O'ZGARMAS ELEKTR TOKI . OM QONUNI. TARMOQLANGAN ELEKTR ZANJIRLAR.

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.

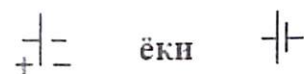
Tayanch so'z va iboralar:

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 deganda zaryadlangan zarralarning tartibli harakati tushuniladi. «Tok» so'zining o'zbek tiliga aynan tarjimasini «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.

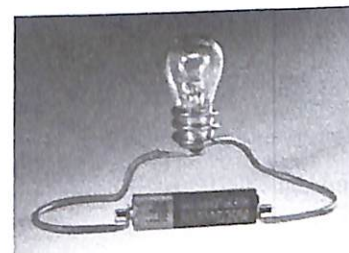
O'tkazgichlardagi elektr tokni *utkazuvchanlik toki* deb ataladi. Lekin elektr tokni bunday tor ma'noda tushunish qerak emas. Masalan, biror zaryadlangan jism fazoning bir nuqtasidan ikkinchi nuqtasiga ko'chirilayotgan bo'lsin. Bu jism bilan birgalikda undagi zaryad ham fazoning bir nuqtasidan ikkinchi 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.

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:

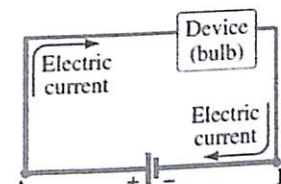


(batareya simvollarini)

Uzun chiziq – musbat klemmaga, kaltasi – manfiy klemmaga mos keladi. Bunday zanjir bo'ylab zaryad batareyaning bir klemmasidan boshqasiga o'tishi mumkin: elektr zaryadining bunday oqimi elektr toki deyiladi.



(a)



(b)

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 sekunlarda o'lchanadi; bu birlik fransuz fizigi Andre Amper (1775-1836) sharafiga Amper qisqacha A) deb ataladi. $1A = 1C/s$. Tok ko'pincha milliamperealarda ($1mA = 10^{-3} A$) va mikroamperealarda ($1\mu A = 10^{-6} A$) o'lchanadi.

Zaryad tashuvchilarning harakat yo'naliyiga perpendikulyar bo'lgan birlik yuzga mos keluvchi tok kuchiga *tok zichligi* deb ataladi:

$$j = \frac{I}{S}$$

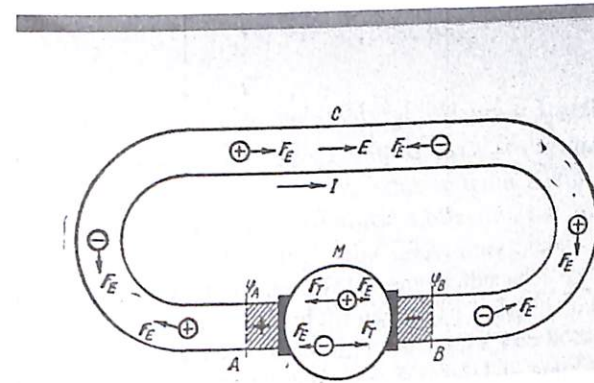
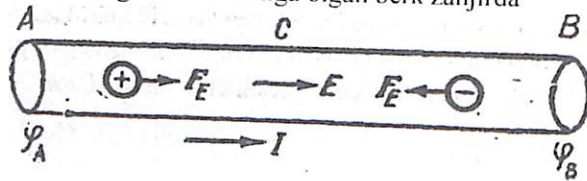
Tok zichligi musbat tok tashuvchilarning tartibli harakati yo'nalishidagi vektor kattalik bo'lib, uning miqdori tok yo'nalishiga perpendikulyar bo'lgan birlik yuz orqali bir-, lik vaqtda oqib o'tuvchi zaryad miqdori bilan xarakterlanadi. Agar tok ikkala ishorali zaryadlarning tartibli harakati tufayli vujudga kelayotgan bo'lsa, tok zichligining ifodasini quyidagi ko'rinishda 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 (ya'ni birlik hajmdagi soni), u^+, u^- esa ularning tartibli harakatidagi o'rtacha tezliklari.

SI da tok kuchining o'lchov birligi – amper (A) bo'lib, u asosiy birlik sifatida qabul qilingan. Bu birlik to'g'risida toklarning o'zaro ta'siri bilan tanishganda to'xtalamiz. Tok zichligi birligi – amper taqsim metr kvadrat (A/m^2) bo'lib, o'kuchi 1 A bo'lgan elektr tok o'tkazgichning 1 m^2 ko'ndalang kesimi bo'yicha tekis taqsimlangan holdagi tok zichligini ifodalaydi... Elektr tok zichligining o'lchamligi – $L^{-2} \cdot I$

Biror o'tkazgichning (4.1-rasm) A uchida ortiqcha musbat zaryad, V uchida esa ortiqcha manfiy zaryad mavjud bo'lsa, bu o'tkazgich bo'ylab uning potentsiali yuqoriroq (φ_A) qismidan potentsiali pastroq (φ_B) qismi tomon yo'nalgan elektr maydon vujudga keladi. Bu maydon kuchlari ta'sirida musbat zaryadlar A dan V ga qarab, manfiy zaryadlar esa V dan A ga qarab tartibli harakatga keladi, ya'ni o'tkazgich bo'ylab elektr tok o'tadi. Natijada qaramaqarshi ishorali zaryadlarniyag birlashuvi va o'tkazgich barcha nuqtalari potentsiallarining tenglashuvi sodir bo'ladi. Bu esa o'tkazgichda elektr maydonning yo'qolishiga va elektr tokning to'xtashiga sabab bo'ladi. O'tkazgichda uzluksiz ravishda elektr tok mavjud bo'lishi uchun bu o'tkazgichni o'z 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 doimiy 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 xarakterga 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 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. Am- mo 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, ish bajargan bo'lsa, u holda

$$\frac{A_i}{q} = \varepsilon \quad (17.4)$$

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.

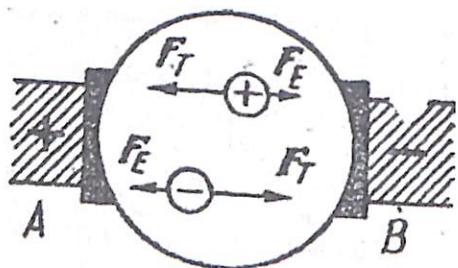
Demak, SI da EYUK birligi qilib volt (V) qabul qilinadi: 1 V —shunday tok manbaining elektr yurituvchi kuchi (EYUK) ki, bu manbani o'z ichiga olgan berk zanjir bo'ylab 1 Kl zaryadni ko'chirishda 1 J ish bajariladi. q zaryadga ta'sir etayotgan G'_T tashqi kuchni $G'_T = qE_T$ ko'rinishda ifodalash mumkin. Bunda E_T bilan tashqi kuchlar maydonining kuchlanganligi belgilandi. U holda q zaryadni berk zanjir bo'ylab ko'chirishda tashqi kuchlar bajarilgan ish

$$A_i = \int F_T dl = q \int E_T dl$$

bo'ladi. Shuning uchun (18.4) ifodaga asoslanib

$$\varepsilon = \frac{A_i}{q} = \int E_T dl \quad (17.6)$$

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 oracida potensiallar farqi vujudga keladi. A va V

nuqtalar orasidagi potensiallar 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 manbaining qutblaridagi potensiallar 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 potensiallarining farqi tushunilar edi. Zanjirning VMA qismidagi kuchlanishning tushishi yoki oddiygina kuchlanish ((IAB) deganda Kulon (elektr) kuchlari va tashqi kuchlar, ya'ni

$F_T + F_T = q(E + E_T)$ ta'sirida birlik musbat zaryadni zanjir bo'ylab A nuqtadan V nuqtaga ko'chirishda bajarilishi lozim bo'ladigan ish bilan xarakterlanuvchi fizik kattalik tushuniladi:

$$U_{AB} = \frac{A_{AB}}{q} = \frac{1}{q} \left(\int_A^B F_E dl + \int_A^B F_T dl \right) = \int_A^B E dl + \int_A^B E_T dl.$$

Kulon kuchlari ta'sirida birlik musbat zaryadni A dan V gacha ko'chirishda bajariladigan ish A va V nuqtalar potensiallarining 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 manbaining elektr yurituvchi kuchi ε_{AB} teng. Shuning uchun

$$U_{AB} = (\varphi_A - \varphi_B) + \varepsilon_{AB}$$

Demak, zanjirning tekshirilayotgan qismidi EYUK ta'sir etmaydigan xususiy holda (ya'ni $\varepsilon_{AB} = 0$ bo'lganda)

$$U_{AB} = \varphi_A - \varphi_B$$

bo'ladi. Kuchlanish ham, xuddi EYUK kabi, potensialning 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 kuchlaniuga to'g'ri proporsional:

$$I = U/R$$

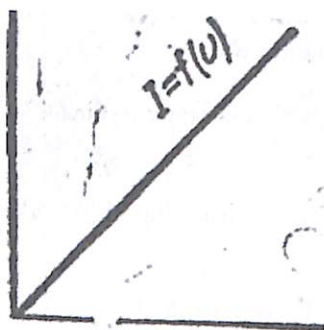
Tok kuchining kuchlanishga bog'liqlik $I = f(U)$ grafigi metall o'tkazgichlar uchun (4.4-rasm) koordinata boshidan o'tuvchi to'g'ri chiziqdan iborat bo'lar ekan. Bu to'g'ri chiziqning U o'qi bilan hosil qilgan burchagi (4.9) ifodadagi R ga bog'liq. R — o'tkazgichning elektr qarshiligi. u zaryadlarning 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 qarshilikka 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.

Solishtirma qarshilik va temperatura koeffitsienti (20^0 S da)

Modda	Solishtirma qarshilik, $\rho(Om m)$	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)	$(3-60) \times 10^2$	- 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 qarshilik 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 stasionar holda bunday bo'lmaydi).

18-3a-rasmdagi har bir rezistordagi potentsiallar 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 potentsiallar farqi (yoki potentsiallar 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 potentsiallar tushuvi yig'indisiga teng, yoki

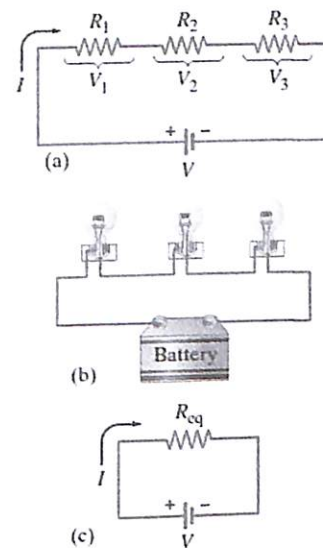
$$U = U_1 + U_2 + U_3 = IR_1 + IR_2 + IR_3 \quad (\text{ketma-ket ulash}) \quad (17.12)$$

O'shanday tok o'tadigan ekvivalent rezistor R_{eq} (18-3c-rasm) uchun

$$U = IR_{eq}$$

17-12-tenglamadan foydalanib, $U = I(R_1 + R_2 + R_3)$, quyidagini olamiz:

$$R_{eq} = R_1 + R_2 + R_3 \quad (\text{ketma-ket ulash}) \quad (17-13)$$



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.

¹ Douglas C. Giancoli. "PHYSICS". PRINCIPLES WITH APPLICATIONS. Pearson. 2014. 504, 508, 509, 528, 536, 546 – betlar.

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:

$$I = I_1 + I_2 + I_3$$

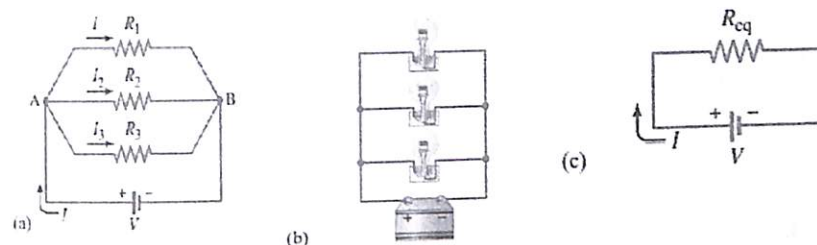
$$\frac{U}{R_{eq}} = \frac{U}{R_1} + \frac{U}{R_2} + \frac{U}{R_3}$$

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:

$$\frac{U_{AB}}{R_{um}} = \frac{(\varphi_A - \varphi_B) + \varepsilon_{AB}}{R + r}$$



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 asboblari

O'lchashlar fizikaning fundamental qismi bo'lib, uning ahamiyatiga ortiqcha baho berish mumkin emas. O'lchov asboblari olingan natijalar xatolarsiz bo'lmaydi va ko'pincha tahlil qilinadi. Biz shuningdek ularning ta'sir kuchlarini o'lchashga urinib ko'ramiz. Ampermetr tok kuchini, voltmeter potentsiallar farqini (kuchlanishni) o'lchashga xizmat qiladi. Bu

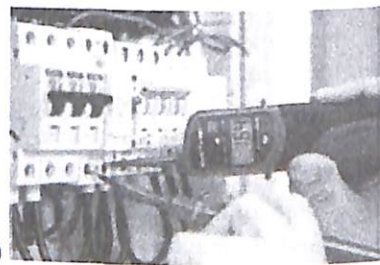
asboblarning asosiy qismini galvanometr tashkil qilib, uning ishlash prinsipini tok o'tayotgan o'tkazgichga maynit maydonining ta'sir kuchi tashkil qiladi. Biz kundalik hayotimizda duch keladigan ko'pgina o'lchov asboblari ampermetr yoki voltmeter sxemasida ulangan galvanometrlardir. Galvanometrdan bevosita 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 mA shkalali galvanometr 1 mA dan 50 mA gacha tokni o'lchay oladi. Kattaroq tokni o'lchash uchun galvanometrqa 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" so'zining sinonimi). Shuntlovchi qarshilik, yoki shunchaki shunt R bilan, galvanometrning harakatlanuvchi g'altagi (ramkasining) qarshiligi r bilan belgilangan. R ning qiymati berilgan tok kuchida galvanometrning strelkasi butun shkalaga og'ishi uchun tanlab olinadi¹.



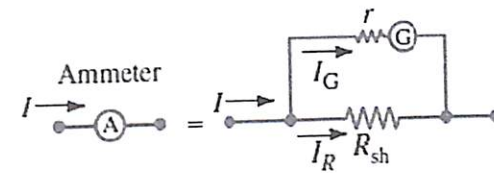
(a)

17-5-rasm.



(b)

¹Douglas C. Giancoli. "PHYSICS". PRINCIPLES WITH APPLICATIONS. Pearson. 2014. 504, 508, 509, 528, 536, 546 – betlar.

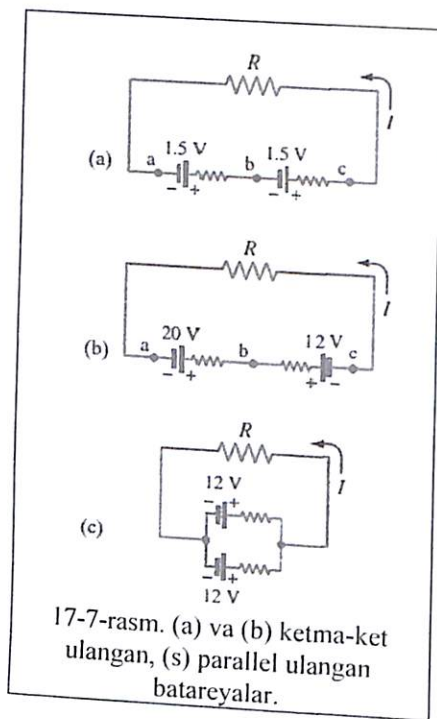


17-6-rasm.

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 yig'indisiga teng. Masalan, cho'ntak 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 yo'nalishda ulangan bo'lsa, 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 $20 V - 12 V = 8 V$ 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.

¹ Douglas C. Giancoli. "PHYSICS". PRINCIPLES WITH APPLICATIONS. Pearson. 2014. 504, 508, 509, 528, 536, 546 – betlar.



17-7-rasm. (a) va (b) ketma-ket ulangan, (s) parallel ulangan batareyalar.

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:

$$jdS = \frac{dS}{\rho dl} Edl \quad (17.15)$$

Agar j va E vektorlarning yo'nalishlari bir xil ekanligini hisobga olsak, $j = E/\rho$ (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 * soat) va kilovattsoat (kVt.soat) deb nomlangan birliklaridan keng foydalaniladi:

$$1 \text{ Vt} \cdot \text{soat} = 3,6 \cdot 10^3 \text{ J};$$

$$1 \text{ kVt} \cdot \text{soat} = 3,6 \cdot 10^6 \text{ J}.$$

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 I 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, 4.7rasmda ifodalangan elementar silindrda dt vaqtda ajralib chiqadigan issiqlik miqdorini topaylik:

$$dQ = dQ = RI^2 dt = \frac{\rho dl}{dS} (jdS)^2 dt = \rho j^2 dl * dS * dT$$

Agar $dl * dS = dV$ — silindrchaning hajmi ekanligini hisobga olsak, $dQ = \rho j^2 dV dt$. (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 qo'llaniladi.

Elektr zanjirining kamida uchta o'tkazgich 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 yig'indisi nolga teng yoki tugunga keluvchi toklarning arifmetik yig'indisi tugundan ketuvchi toklarning arifmetik yig'indisiga teng bo'ladi.*

4.8 rasmdagi elektr tugun uchun Kirxgofning birinchi qoidasi quyidagi ko'rinishda yoziladi:

$$\sum I_i = I_1 + I_2 + I_3 - I_4 - I_5 = 0 \quad (17.25)$$

yoki

$$I_1 + I_2 + I_3 = I_4 + I_5$$

Kirxgofning ikkinchi qoidasini analitik ko'rinishini keltirib chiqarish uchun biror murakkab tarmoqlangan elektr vanjirdan ixtiyoriy $ABCD A$ berk konturni ajratib olaylik (4.9-rasm). Bu konturni ixtiyoriy yo'nalishda aylanganda qo'shni tugunlar orasidagi zanjir qismlari uchun Om_k qonunini qo'llaymiz. Bunda quyidagi shartlarga — rioya qilish kerak:

1. zanjirning har bir qismining qarshiligi (R) deganda shu qiemdagi barcha tauuqi qarshiliklar va tok manbalari ichki qarshiliklarining yig'indisi tushuniladi;

2. zanjirning ayrim qismlaridagi tokning yo'nalishi konturni aylanish yo'nalishi bilan mos tushea, bunday tokni musbat, aks holda manfiy deb hisoblanadi;

3. zanjir^agi tok manbalarining manfiy qutbidan musbat qutbi trmon yurish konturni aylanish yo'nalishi bilan mos tushea, maqbaning EYUK musbat ishora bilan, aks holda manfiy ishora bilan olinadi.

Shunday qilib,

$$AB \text{ qismi uchun } I_1 R_1 = \varphi_A - \varphi_B + \varepsilon_1$$

$$BC \text{ qismi uchun } I_2 R_2 = \varphi_B - \varphi_C + \varepsilon_2$$

$$CD \text{ qismi uchun } I_3 R_3 = \varphi_C - \varphi_D + \varepsilon_3$$

$$DA \text{ qismi uchun } I_4 R_4 = \varphi_D - \varphi_A + \varepsilon_4$$

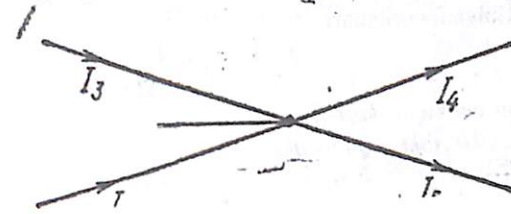
Bu tenglamalarni qo'shsak,

$$I_1 R_1 + I_2 R_2 - I_3 R_3 - I_4 R_4 = \varepsilon_1 + \varepsilon_2 - \varepsilon_3 - \varepsilon_4 \quad (17.26)$$

yoki I va ε lar algebraik kattaliklar ekanligini hisobga olib, (17.26) ni quyidagi ko'rinishda yoza olamiz:

$$\sum I_i R_i = \sum \varepsilon_i$$

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 bir kismi uchun Om qonuni qanday ifodalanadi?
3. Berk zanjir uchun Om qonuni qanday ifodalanadi?
4. Elektr yurituvchi kuch deb nimaga aytiladi?
5. Kirxgofning birinchi va ikkinchi qonunlarini tushuntirib bering.
6. Joul-Lens qonuni nimani bildiradi?
7. Qanday zaryadlar elektr tokini vujudga kelishida asosiy rol uynaydi?
8. Elektr qarshilik qanday kattaliklarga bo'liq?
9. E.YU.K. vat ok kuchi, qarshilik birliklari qanday aniqlanadi?

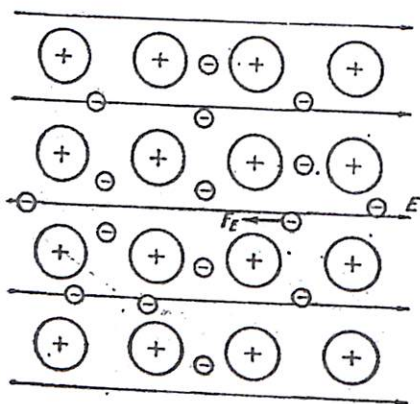
TURLI MUHITLARDA ELEKTR TOKI

Mavzu rejasi.

1. Metallar klassik elektron nazariyasida Om qonunini tushuntirilishi.
2. Metallar klassik elektron nazariyasining kamchiliklari
3. Elektronning metalldan chiqish ishi
4. Kontakt hodisalari
5. Termoelektrik hodisalar
6. Volta va Galvani tajribalari

Tayanch so'z va iboralar

Termoelektron emissiya, katod, anod, volt amper karakteriskasi, 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 (1900y), X.Lorents mazkur nazariyani takomillastirib 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 xaotik harakati ideal gazni eslatadi. Shuning uchun ham erkin elektronlarni "**elektron gaz**" deb faraz qilib, ularga bir atomli ideal gaz molekulari uchun o'rinli bo'lgan tushunchalarni va formulalarni qo'llash mumkin. Erkin elektronlar ideal gaz molekularidan 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 ($T \sim 300K$) metalldagi 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 xaotik 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 molekularining" elektr maydonga qarama - qarshi yo'nalishdagi tartibli harakati vujudga keladi, ya'ni metall o'tkazgichda elekt toki 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 ($u_{o'n} \sim 10^{-3} m/c$) issiqlik harakat o'rtacha tezligiga qaraganda nihoyatda kichik: $v_{o'n}/u_{o'n} \approx 10^8$ 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 $c=3 \cdot 10^8 m/s$ 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,

$$a = \frac{F}{m} = \frac{e}{m} E \quad (90)$$

tezlanish oladi. Erkin elektron kristall panjaraning tugunida joylashgan ionlar bilan ketma - ket to'qnashishi orasida o'tgan vaqtni τ bilan 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 lar orasida quyidagi munosabat o'rinli:

$$\tau = \frac{l}{v} \quad (91)$$

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. Navbatdagi to'qnashish oldidan elektronning tartibli harakat tezligi maksimal qiymatga erishadi, ya'ni

$$u_{\max} = a\tau = \frac{el}{m\vartheta} E \quad (92)$$

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

$$u_{\text{ypr}} = \frac{0 + u_{\max}}{2} = \frac{el}{2m\vartheta} E \quad (93)$$

qiymat kelib chiqadi. Ikkinchi tomondan o'tkazgich orqali o'tayotgan tok zichligining qiymati uchun quyidagi munosabat o'rinli:

$$j = enu_{\text{ypr}} \quad (94)$$

bu ifodada e - elektronning zaryadi, n - metall o'tkazgichning birlik hajmdagi erkin elektronlar soni. (94) dagi u_{ypr} o'rniga uning (93) ifodadagi qiymatini qo'ysak,

$$\sigma = \frac{e^2 nl}{2m\vartheta} E \quad (95)$$

Om qonuning differensial ko'rinishini hosil qilamiz. Bu munosabatdagi

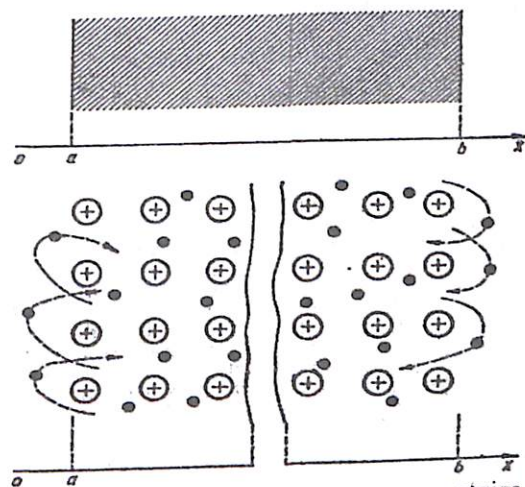
$$\tau = \frac{e^2 nl}{2m\vartheta} \quad (96)$$

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



40-rasm.

perpendikulyar qilib OX o'qini 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 engib metall tashqarisiga chiqishi uchun elektron bajarishi lozim bo'lgan ishning miqdoriga teng kattalikni elektronning metalldan chiqish ishi (A_{ch}) deb ataladi.

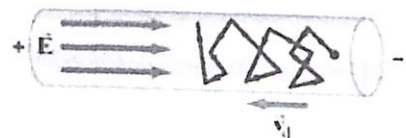
Chiqish ishi, odatda, elektron – volt (eV) larda o'lchanadi:

$$1\text{eV} = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{Kl} \cdot 1\text{V} = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{J}.$$

Metallarda elektronning chiqish ishi metalning kimyoviy tabiatiga metall sirtining tozaligiga bog'liq.

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. (41-rasm) da ko'rsatilgan.



41-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:

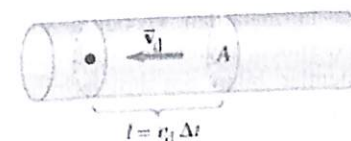
$$J = \frac{Q}{t}; \quad j = \frac{J}{S} = \frac{Q}{ST}; \quad J = jS$$

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 sinash 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. (42-rasm.)

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 kuchini tezlik orqali ifodalaymiz.



42-rasm.

42-rasmga qarang. Ma'lumki birlik vaqtda bosib o'tilgan yo'l. Demak biz uzunlikni yoza olamiz:

$$l = v \cdot \Delta t$$

Ma'lumki: $J = \vec{j}S$

Undan tashqari Δt vaqtda $V=S l$ hajmdagi barcha elektronlar simning S yuzasidan o'tadi. Demak:

$$\Delta Q = (n \cdot V)e = (nSV\Delta t)e$$

Zaryad oqib o'tadi. U xolda tok kuchi:

$$J = \frac{\Delta Q}{\Delta t} = \frac{nSV\Delta te}{\Delta t} = nSve$$

$$J = nSve \quad (97)$$

bo'ladi.

O'ta'otkazuvchanlik. 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.

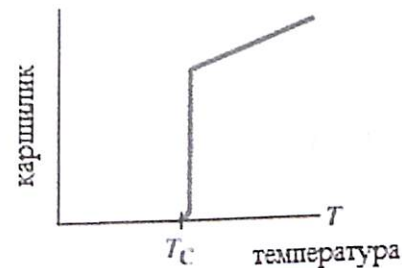
Absolyut shkala bo'yicha hisoblaganda $1^0 - 7^0 K$ dagi juda past temperaturalarda ba'zi metallar va qotishmalarning qarshiligi keskin kamayadi va deyarli yo'q darajada kichrayibqoladi. Bu hodisa birinchi marta golland fizigi Kammerling-Ones tomonidan 1911 yilda ochilgan bo'lib, o'ta o'tkazuvchanlik 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'gkuzuvchanlik xossasiga ega ekanligi aniqlangan.

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'tkazuvchanligi juda kichik ($\chi = 10 \cdot 10^{-10} Om^{-1}sm^{-1}$) bo'lgan jismlar, masalan, selen, mis (I) oksid (Cu_2O), ko'pchilik minerallar, kislorod va oltingugurtning noorganik birikmalari, metallarning ba'zi qotishmalari, ba'zi organik bo'yoqlar va boshqalar ham bor, bu jismlar yarim o'tkazgichlar deb ataladi. Yarim o'tkazgichlarning o'tkazuvchanligi metallarnikidan ancha kichik bo'ladi. Ularda χ ning temperaturaga bog'liqligi boshqacha bo'ladi:

$$\chi = \chi_0 e^{\frac{b}{T}}$$

Mana shu qonunga muvofiq o'tkazuvchanlik temperatura ortishi bilan o'sa boradi. Bunda T - absolyut temperatura, b turli yarimo'tkazgichlar uchun turlicha bo'lgan doimiy.



43-rasm.

Yarim o'tkazgichlarda elektr tokini elektronlar va kavaklarning tartibli harakati hosil qiladi.

Sof yarim o'tkazgichlarda (masalan, kremniy va germaniy) elektr tokini teng miqdordagi elektronlar va kavaklarning tartibli harakati hosil qiladi. Temperatura ortishi bilan atomlar orasidagi elektron bog'lar uzila boshlaydi. Shu sababli temperatura ortishi bilan yarim o'tkazgichlarning elektr qarshiligi kamaya boradi.

n - tur yarim o'tkazgichlarda (donor aralashmali yarim o'tkazgichlarda) elektr tokini asosan elektronlarning tartibli harakati hosil qiladi. p -tur yarim o'tkazgichlarda (akseptor aralashmali yarim o'tkazgichlarda) elektr tokini asosan kavaklarning tartibli harakati hosil qiladi.

Elektr toki ionlarning tartibli harakati tufayli yuzaga keladigan suyuqliklar elektrolitlar deb ataladi. Bunday suyuqliklarga misol qilib, tuzlar, kislotalar va ishqorlarning suvdagi eritmalarini ko'rsatish mumkin.

Elektrolitlardan elektr toki o'tganda tokning kimyoviy ta'siri ham kuzatiladi. Bunda elektroliz deb ataluvchi hodisa kuzatiladi. Elektrolitlardan elektr toki o'tganda elektrodlarda modda (erigan modda tarkibiy qismlarining) ajralib chiqish hodisasiga elektroliz deb ataladi.

Faradeyning birinchi qonuniga ko'ra elektroliz paytida elektrodlardan ajralib chiqadigan modda massasi elektrolitdan o'tgan zaryad miqdoriga proporsional.

Faradeyning ikkinchi qonuniga ko'ra elementning elektrokimyoviy ekvivalenti uning kimyoviy ekvivalentiga proporsional.

Gazlardan elektr toki o'tishiga razryad deyiladi. Razryadning ikki turi mavjud: nomustaqil va mustaqil. Gazlar odatdagi sharoitlarda o'zidan elektr tokini o'tkazmaydi. Bunga sabab gazlarda zaryad tashuvchilar (zarrachalar) yo'q. Agar gazda tashqi ta'sir yo'li bilan zaryadlangan zarrachalar (ionlar, elektronlar) hosil qilib turilsa, gazdan tok o'ta boshlaydi. Bunday yo'l bilan hosil qilinadigan razryad nomustaqil razryad deyiladi.

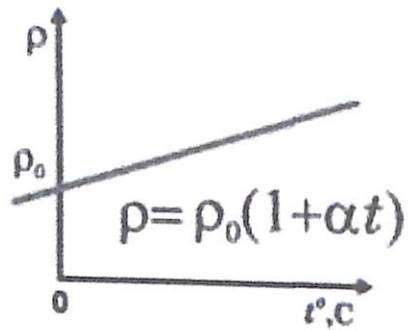
Elektrodlar orasidagi maydon kuchlanganligining ma'lum bir qiymatida gazda mustaqil (tashqi ta'sirsiz) razryad yuzaga keladi. Gazning holatiga va razryadning yuzaga kelish shart sharoitlariga qarab, gazlarda yuzaga keladigan mustaqil razryad to'rt turga bo'linadi: miltillagan razryad, uchqun razryad, toj razryad va yoy razryad.

Mustaqil razryad vaqtida quyidagi shart bajarilishi kerak:

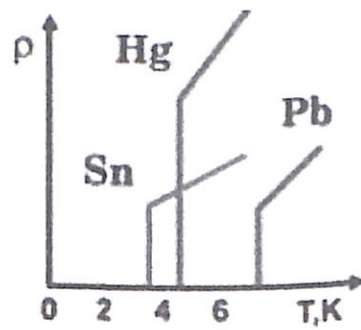
Birinchidan elektronlarning erkin yugurish yo'lida elektr maydonda olgan energiyasi neytral molekullarni(atomlarni) ionlash uchun etarli bo'lishi;

Ikkinchidan musbat ionlar katodga kelib urilganda katoddan elektronlarni urib chiqarishi uchun etarli bo'lgan energiyaga ega bo'lishi kerak.

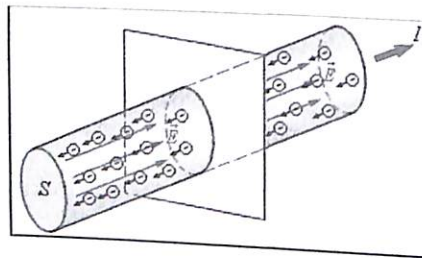
Vakuumdagi elektr tokini termoelektronlarning tartibli harakati hosil qiladi. Vakuumdagi elektr tokining faqat magnit ta'siri kuzatiladi.



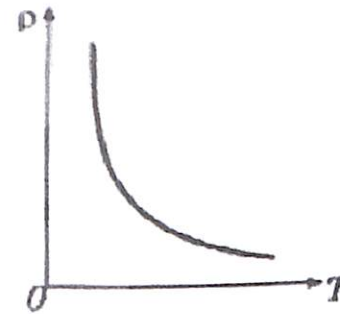
44-rasm.



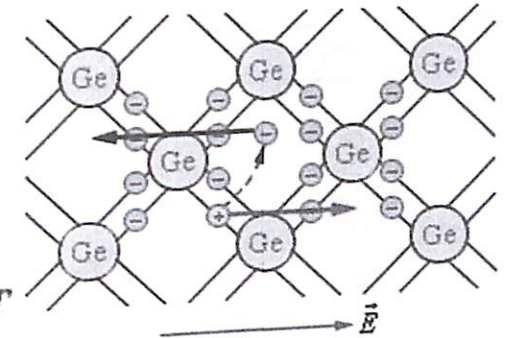
45-rasm.



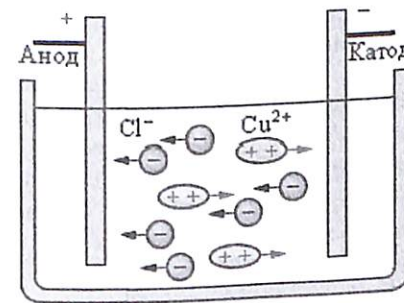
46-rasm.



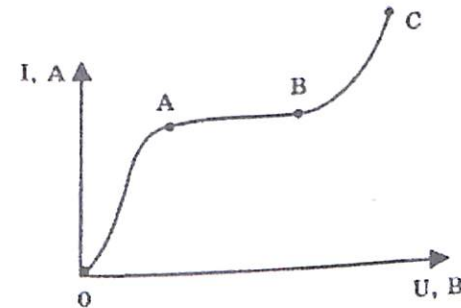
47-rasm.



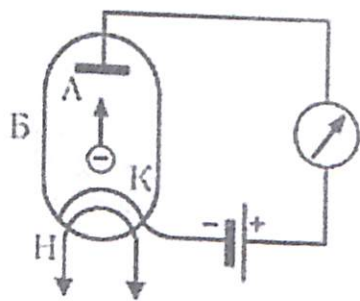
48-rasm.



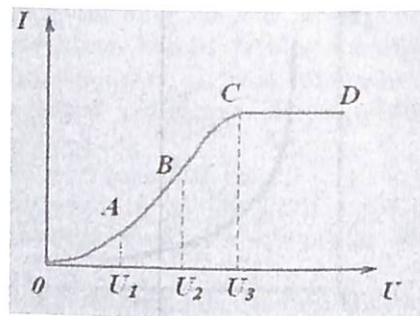
49-rasm.



50-rasm.



51-rasm.



52-rasm.

Ishlab chiqarishning real sektorida qo'llanishi:

Hozirda turli muhitlarda elektr toki o'tishi bilan bog'liq bo'lgan hodisalar va qonuniyatlar asosida ishlaydigan elektron qurilmalar mavjud bo'lib, elektrotehnika va turmushda ulardan keng foydalaniladi. Masalan gazlardagi razryad hodisalarini asosida yorug'lik lampalari yaratilgan. Bundan tashqari yoy razryad foydalanib, elektr payvandlash ishlari amalga oshiriladi. Elektroliz hodisasidan foydalanib, tez zanglaydigan metalli sirti oksidlanmaydigan metallar bilan qoplanadi, elektroliz yo'li bilan ba'zi metallar tozalanadi. Yarim o'tkazgichlar asosida ishlovchi elektron qurilmalarsiz (diod, triod, mikroshema va h.k.) radiotekhnika va elektrotehnika hozirgi darajada bo'lmagan bo'lardi.

Nazorat savollari

1. Metallarda elektr tokini tashuvchilar.
2. O'ta o'tkazuvchanlik.
3. Yarim o'tkazgichlarda elektr tokini tashuvchilar.
4. Elektrolitlar va gazlarda elektr tokini tashuvchilar.
5. Turli muhitlarda elektr hodisasidan amalda foydalanish.

OPTIKA, ATOM VA YADRO FIZIKASI

Hozirgi mavjud energiya (ko'mir, neft, gaz) zaxiralari ma'lum bir vaqt o'tgandan keyin, deyarli tugaydi. Quyosh energiyasini issiqlik yoki elektr energiyasiga aylantirib beradigan qurilmalar yordamida olinadigan energiya miqdori esa insoniyat ehtiyojlarini to'liq qondira olmaydi. Shu sababli biz hohlaymizmi-yo'qmi atom energiyasidan foydalanishimizga to'g'ri keladi. Bu vaqtni kutib o'tirmasdan hozirdan boshlab yuzaga kelishi mumkin bo'lgan ekologik muammolarni hal qilishning optimal yechimlarini topishga harakat qilishimiz kerak.

Yorug'likning tabiati. Yorug'likning dispersiyasi, interferensiyasi va qutublanishi

Yorug'likning tabiati. Optika grekcha "opticos" - ko'raman, degan so'zdan olingan bo'lib, fizikaning bu bo'limida yorug'likning tabiati, yorug'lik hodisalaridagi qonuniyatlar va yorug'lik bilan moddalarning o'zaro ta'siriga doir jarayonlar o'rganiladi.

Jismga tushayotgan yorug'lik nuri unda turli hil o'zgarishlarni vujudga keltiradi. Masalan: jismni issishi, bo'yalgan jismlar ranglarini o'zgarishi, kimyoviy reaksiyalarni vujudga kelishi va hakazo. Bularni hammasi yorug'likni energiy tashishini ko'rsatadi. Fazoda energiyani yo hara- yorug'likni energiy tashishini ko'rsatadi. Fazoda energiyani yo hara- kattanayotgan jismlar, yo muhitda tarqalayotgan to'lqinlar ko'chirishi mumkin bo'lgani tufayli yorug'lik nurlanishi yo mayda zarralar oqimi, yo biror muhitdagi to'lqin jarayonidan iborat bo'lishi mumkin.

XVII asr ohirida, deyarli birvaqtda, yorug'likning ikkita, go'yo bir- birini inkor etuvchi nazariyalari vujudga keldi. Nyuton nazariyasiga ko'ra, yorug'lik nurlanuvchi jismdan to'g'ri chizisli traektoriyalar bo'yicha tarqal- uvchi yorug'lik zarralari (korpuskulalar) oqimidan iborat.

Nyutonning zamondoshi Gyuygens yorug'likning to'lqin nazari- yasini o'rtaga tashladi. Bu nazariyaga asosan Yorug'lik olam efrida (ya'ni elastic muhitda) tarqaluvchi elastic to'lqin deb qaraladi. 1864 yilda J.Maksvell tamonidan yaratilgan yorug'likning elektromagnit nazariyasiga ko'ra yorug'lik nuri to'lqin uzunligi $4 \cdot 10^{-7}$ m dan $7,6 \cdot 10^{-7}$ m gacha bo'lgan elektromagnit to'lqinlardan iborat. Elektromagnit to'lqinlar nazariyasi yorug'lik interferensiyasi, yorug'lik difraksiyasi, yorug'likni qutblanishi, yorug'lik dispersiyasi kabi hodisalarni tushuntirib berdi.

XIX asr ohiri va XX asr boshida kashf qilingan eksperimental faktlar (fotoeffekt, Kompton effekti, nur chiqarish va yutish) elektro- magnit nazariya asosida juda qiyin tushuntirildi. Bu hodisalarni

tushuntirish uchun yorug'lik nurlanishi aloxida porsiyalardan iborat deb qarash zaruriyati tug'ildi.

Demak yorug'likning tabiati ikkiyoqama bo'lib, unda ham to'liqin hossalari, ham zarralarga hos xususiyatlar mujassamlangan ekan. XX asr boshlarida M.Plank, A.Eynshteyn, N.Bor, de-Broyl kabi fiziklarning mehnati bilan yaratilgan yorug'likning kvant nazariyasi yorug'likning tabiati ikki yoqlama harakterda ekanligini tushuntirib berdi.

Keyinchalik ma'lum bo'ldiki, ikkiyoqlama korpuskulyar-to'liqin xususiyat tabiat faqat yorug'likgagina ya'ni elektromagnit to'liqinga emas balki praton, neytron va boshsa elementar zarralarga xam hos ekan.

Fotometrik kattaliklar. Optikaning yorug'lik manbalarining xarakteristikasilari, yorug'lik nurlanishi bilan energiyaning ko'chishi va sirtlarning yoritilganligini o'rganadigan qismi fotometriya deyiladi.

Xar qanday yorug'lik nurlanishi yorug'lik energiyasi bilan xarakterlanadi. Yorug'lik energiyasi yorug'lik oqimi, ravshanlik, yorqinlik yorug'lik kuchi va yoritilganlik deb ataluvchi fizik kattaliklar bilan xarakterlanadi.

Yorug'lik oqimi: yorug'lik manbaining nurlanish oqimi deb, vaqt birligi ichida hamma yunalishda nurlanayotgan yorug'lik energiyasiga miqdor jixatdan teng bo'lgan fizik kattalikka aytiladi, ya'ni

$$\Phi = \frac{W}{t}$$

W-yorug'lik energiyasi

Biror sirtga tushayotgan nurlanish oqimi shu sirtning S yuziga uning fazodagi va vaziyatiga va nurlanish manbaigacha bo'lgan masofaga bog'liq.

Yorug'lik kuchi: Manbaining yorug'lik kuchi deb bir birlik fazoviy burchak ostida chiqayotgan yorug'lik oqimiga miqdor jihatdan teng bo'lgan fizik kattalikka aytiladi

$$I = \frac{\Phi}{\Omega}$$

Ω -fazoviy burchak

SI tizimida yorug'lik kuchining birligi kandelaga (lotincha sham demakdir).

Yorug'lik oqimining SI tizimidagi o'lchov birligi

$$[\Phi] = [I] \cdot [\Omega] = 1 \text{ kd} \cdot 1 \text{ ctp} = 1 \text{ lyumen}$$

Bir lyumen deb, yorug'lik kuchi bir kandelaga teng bo'lgan nuqtaviy yorug'lik manbaidan bir steradian fazoviy burchak ostida nurlanadigan yorug'lik oqimiga aytiladi.

Yorug'lik manbaining ravshanligi R deb, manba ko'rinma sirtining yuza birligiga perpendkulyar yo'nalishda chiqayotgan yorug'lik kuchiga miqdor jixatdan teng bo'lgan fizik kattalikka aytiladi

$$R = \frac{I}{S}$$

Yoritilayotgan sirtning bir birlik yuzaga mos kelgan yorug'lik oqimiga miqdor jihatdan teng bo'lgan fizik kattalikka yoritilganli deyiladi.

$$E = \frac{\Phi}{S}$$

Birligi lyuks. bir lyuks deb, har bir kvadratmetriga bir lyumen yorug'lik oqimi tekis tushgan sirtning yoritilganligiga aytiladi. Nuqtaviy yorug'lik manbai hosil qilayotgan sirtning yoritilganligi yorug'lik kuchi birga va manbaidan sirtgacha bo'lgan masofaga bog'liq bo'ladi. Agar nuqtaviy yorug'lik manbai sferaning markazida bo'lsa, bu sferaning $S = 4\pi R^2$ yuziga teng bo'lgan ichki sirtning yoritilganligi/

$$E_0 = \frac{\Phi}{S} = \frac{4\pi I}{4\pi r^2} = \frac{I}{r^2}$$

Bu yoritilganlikning birinchi qonunini matematik ifodasi bo'lib, unga asosan sirtning yoritilganligi manbaining yorug'lik kuchiga to'g'ri proporsional bo'lib manbaidan yoritilayotgan sirtgacha bo'lgan masofaning kvadratiga teskari proporsionaldir.

Yoritish tehnikasida o'qish, chizish, tikish va xakoza ishlar uchun korxonaning ma'lum bir tekisligi yoki ma'lum bir joyida yoritilganlik qanday bo'lishi, kerak masala juda muximdir.

Mexnat muhofazasi inspeksiyasining yo'l - yo'riqlarida korxonaning kerakli yoritilganligi Lyukslar hisobida aniqlab beriladi.

Yorug'lik to'liqlarini monohromatikligi va kogerentligi. Bir hil to'liqin uzunlikka ega bo'lgan (bir hil chastotali) ya'ni bir hil rangdagi yorug'lik nuri monohromatik nur deyiladi.

Tebranish chastotalari bir hil bo'lib, fazalar ayirmasi o'zgarmas bo'lgan yorug'lik to'liqlar kogerent to'liqlar deyiladi. Har hil atom boshqa atomlarga bog'liq bo'lmagan holda kogerent nurlanishi qaradi. Alohida atomning nurlanish chiqarish vaqti 10^{-8} sekund chamasi davom etadi. To'liqlar tizmasining uzunligi L yorug'lik to'liqlarning tezligi c ni atomning nurlanish vaqti $\tau = 10^{-8}$ c ga ko'paytmasiga teng.

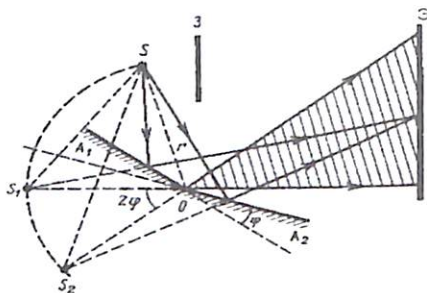
$$L = c \cdot \tau = 3 \cdot 10^8 \text{ m/s} \cdot 10^{-8} \text{ c} = 3 \text{ m}$$

L ni kogerentlik masofasi, atomning nur chiqarib turish vaqti t esa kogerentlik vaqti deyiladi. Kogerent manbalarni hosil qilishning ko'p tarqalgan ikki usuli mavjud

Frenel ko'zgulari. 1.

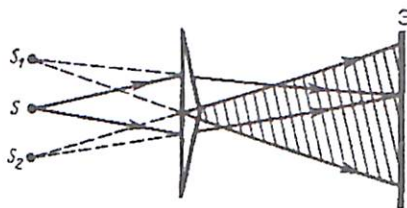
Bir-biriga

yondashgan ikkita yassi OM va ON ko'zgular shunday joylashganki, ularning qaytaruvchi sirtlari 180° ga yaqin burchak hosil qiladi. Shuning uchun α burchak juda kichikdir



1-rasm.

$$s_2^2 - s_1^2 = 2xd,$$



2-rasm.

Yorug'lik interferensiyasi. Yorug'lik murakkab hodisadir: ba'zi hollarda u o'zini elektromagnit to'liqin kabi tutadi, boshqa hollarda esa, mahsus zarralar(fotonlar) oqimi kabi tutadi. Dastlab yorug'likning to'liqin tabiati bilan bog'liq bo'lgan hodisalarni ko'rib chiqamiz.

Ma'lumki elektromagnit to'liqinda to'liqin tarqalishiga perpendikulyar yo'nalishida ikki vektor- elektrmaydon kuchlanganligi (E) va magnet maydon kuchlanganligi vektorlari (H) tebranadi. Tajribalar ko'rsatadiki, yorug'likning fizialogik foto kimyoviy, foto elektrik va boshqa tasirlarini elektr vektorning tebranishlari vujudga keltiradi. Shuning uchun yorug'lik vektori haqida gapirganimizda asosan elektrmaydon kuchlanganligi vektorini ko'zda tutamiz. Yorug'lik vektori amplitudasi modulini A harfi bilan belgilaymiz. Bir hil chastotali ikkita to'liqin qo'shilganda fazoning biror nuqtasida bir hil yo'nalgan

$$x_1 = A_1 \cos(\omega t + \alpha_1)$$

$$x_2 = A_2 \cos(\omega t + \alpha_2)$$

Tebranishlarni uyg'otyapti, deb faraz qilaylik berilgan nuqtadagi natijaviy tebranish amplitudasi quyidagi formuladan topiladi

$$A^2 = A_1^2 + A_2^2 + 2A_1 A_2 \cos(\alpha_2 - \alpha_1)$$

To'liqinlar kogerent bo'lmaganda $\alpha_2 - \alpha_1$ uzluksiz ravishda o'zgaradi va har qanday qiymatni bir hil ehtimol bilan qabul qila oladi. Shu sababli $\cos(\alpha_2 - \alpha_1)$ ning vaqt bo'yicha o'rtacha qiymati nolga teng. Bu holda

$$A^2 = A_1^2 + A_2^2$$

Yorug'lik intensivligi I (ya'ni to'liqinining tarqalish yo'nalishiga perpendikulyar maydonchani yuza birligi orqali o'tadigan vaqt bo'yicha o'rtacha yorug'lik oqimi) yorug'lik to'liqini amplitudasining kvadratiga proporsional $I \sim A^2$ bo'lgani uchun kogerent bo'lmagan to'liqinlar ustma-ust tushgandagi intensivligi har bir to'liqin alohida hosil qiladigan intensivliklarni yig'indisiga teng bo'ladi, degan hulosaga kelamiz.

$$I = I_1 + I_2$$

to'liqinlar kogerent bo'lganda $\cos(\alpha_2 - \alpha_1)$ ning qiymat vaqt o'tishi bilan o'zgararmaydi, lekin fazoning har bir nuqtasida o'z qiymati bo'ladi, ya'ni

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos(\alpha_2 - \alpha_1)$$

fazoning qaysi nuqtalari uchun $\cos(\alpha_2 - \alpha_1) > 0$ bo'lsa I o'sha joylarda $I_1 + I_2$ dan va qaysi nuqtalarida $\cos(\alpha_2 - \alpha_1) < 0$ bo'lsa, I o'sha joylarda $I_1 + I_2$ dan kichik bo'ladi. Shunday qilib monohoramatik kogerent yorug'lik to'liqlari ustma-ust tushganda yorug'lik oqimining fazoda qayta taqsimlanishi ro'y beradi, natijada fazoning ba'zi joylarida intensivlikning maksimumlari (yorug' soha) boshqa joylarda -minimumlari (qorong'u soha) vujudga keladi. Bu hodisa Yorug'lik interferensiyasi deb ataladi. $I_1 = I_2$ bo'lganda to'liqinlar interferensiyasi ayniqsa yaqqol ro'yobga chiqadi

Ikki nurdan kuzatiladigan interferension manzara.

Yorug'likning tabiiy manbalari nokogerent bo'ladi. Bir manbadan chiqayotgan to'liqinni ikki qismga ajratib (yorug'likning qaytishi yoki sinishi yordamida), yorug'likning kogerent to'liqlarini hosil qilish mumkin. Agar bu ikki to'liqinni harhil optikaviy yo'llarni bosib o'tishga majbur qilsak, so'ng ularni bir-biriga ustma-ust tushirsak, interferensiya kuzatiladi.

Agar qo'shiluvchi to'liqlarning yo'llar farqi toq yarim to'liqin uzunligiga karrali bo'lsa, bunday nuqtalarda interferension maksimum kuzatiladi.

Agar qo'shiluvchi to'liqlarning yo'llar farqi toq to'liqin uzunligiga karrali bo'lsa, bunday nuqtalarda interferension minimum kuzatiladi

Yorug'lik difraksiyasi. Gyuygens prinsipi. Yorug'lik to'liqlarining to'siqlarni aylanib o'tib geometrik soya sohasiga burilish hodisasi yorug'lik difraksiyasi deyiladi. To'liqin uzunligi to'siq o'lchami bilan o'lehdovdosh kattaliklar bo'lganda, ya'ni $\lambda \approx d$ da kuchli difraksiya kuzatiladi.

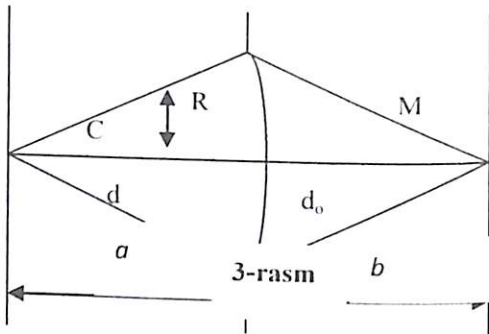
To'liqlar difraksiyasi hodisasi Gyuygens prinsipi yordamida tushuntirilishi mumkin. Gyuygens prinsipiga binoan to'liqlar etib borgan har bir nuqta ikkilamchi to'liqlar manbai bo'lib hizmat qiladi, bu to'liqlarning o'rab olgan egri chiziq keyingi momentdagi to'liqlar frontining vaziyatini beradi. Frenel Gyuygens prinsipini ikkilamchi to'liqlar interferensiyasi haqidagi tushuncha bilan to'ldirdi.

Difraksiya hodisasi ikki hil bo'ladi. Agar Yorug'lik manbai va kuzatish nuqtasi P nuqtaga boruvchi nurlar deyarli parallel dastani hosil qilsa, Fraungofer difraksiyasi yoki parallel nurlardagi difraksiya kuzatiladi. Aks holda Frenel difraksiyasi kuzatiladi

Doiraviy teshikdan hosil bo'ladigan Frenel difraksiyasi. Sferik Yorug'lik to'liqining yo'liga R radiusli doiraviy teshigi bo'lgan shaffofmas to'siq qo'yamiz.

Ekranni shunday joylashtiramizki, C yorug'lik manбайдan tushirilgan perpendikulyar teshikning markaziga to'g'ri kelsin.

Teshikning R radiusi d va d₀ uzunliklardan juda kichik bo'lganda, d ni C manбайдan to'siqqacha bo'lgan masofaga teng deb, d₀ ni esa to'siqdan ekrangacha bo'lgan masofaga teng deb hisoblash mumkin. Agar d va d₀ masofalar



$$r_0 = \sqrt{ab \cdot \frac{m\lambda}{a+b}}$$

shartni qanoatlantirsa, teshik P nuqta uchun aniqlangan Frenel zonalaridan to'ppa-to'g'ri birinchi m tasini ochiq qoldiradi. Ochiq Frenel zonalarining soni

$$m = \frac{r_0^2}{\lambda} \left(\frac{1}{a} + \frac{1}{b} \right)$$

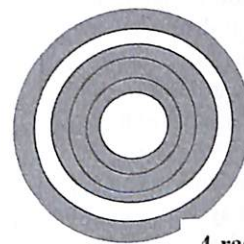
M nuqtadagi tebranish amplitudasi

$$A = A_1 - A_2 + A_3 - A_4 + \dots + A_m$$

Frenel zonalarining soni - juft yoki toq son ochiq bo'lishiga harab, M nuqtaning o'zida intevsvlik maksimumga yoki minimumga erishadi. Misol

uchun bu son 3 ga teng bo'lsin. U holda difraksiyon manzaraning markazida intevsvlikning maksimumi hosil bo'ladi (4-rasm).

Demak doiraviy teshikdan hosil bo'ladigan difraksiyon manzara navbatma-navbat joylashgan yorug' va qoramtir konzentrik aylanalardan iborat bo'ladi. Manzaraning markazida yorug' (m-toq son), qora (m-juft) dog' bo'ladi.

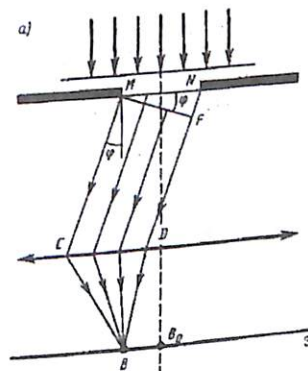


4-rasm

Tirqishdan hosil bo'ladigan Fraungofer difraksiyasi.

Kengligi a ga teng bo'lgan tirqishga parallel nurlar dastasi tushayotgan bo'lsin. Tirqish uzunligi l >> a. Tirqish orasiga nurlarni bosh fokal tekislikda to'plovchi linza o'rnatilgan. Tirqishga etib keluvchi to'liqlar frontining har bir nuqtasi barcha tomonga tarqaluvchi tebranishlarning manbaidir. Dastlabki yo'nalishdan φ burchakka burilib ketuvchi nurlar linzaning fokal tekisligidagi ekranning B nuqtasiga yiqiladi. B nuqtadagi interferensiyaning kattaligi MCB va NDB nurlar orasidagi Δ optik yo'l farqiga va Yorug'lik to'liqining uzunligi λ ga bog'liq MF/MN = sin φ NF = Δ MN = a u holda Δ = asin φ to'liqlar sirtning ochiq qismini bir hil kenglikdagi 2k ta zonaga ajratish mumkin.

Agar zonalar soni juft bo'lsa, asin φ = ±2κ(λ/2) κ=0,1,2,3 bo'lib difraksiya minimumlari kuzatiladi (qorong'i soxa). Agar zonalar soni toq bo'lsa asin φ = ±(2κ+1)λ/2κ=0,1,2,3.....difraksiya maksimumlari kuzatiladi (yorug'soha)



5-rasm.

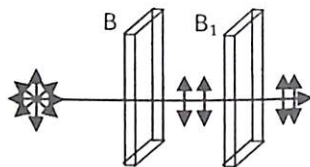
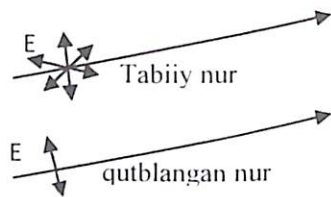
Yorug'likni qutblanishi. Polyarizator va analizator. Malyus qonuni.

Yorug'likning qutblanish hodisasi yorug'lik nurini ko'ndalang elektromagnit to'lqin ekanligini tasdiqlaydi. Tabiiy yorug'lik nurida uni tarqalish yo'nalishiga perpendikulyar bo'lgan barcha yo'nalishlarda yorug'lik vektorining (elektr maydon-kuchlanganligi vektori-E) tebranishlari sodir bo'ladi va bu tebranishlarning birontasi ham boshqa tebranishlar oldida afzallikka ega bo'lmaydi.

Agar yorug'lik vektorining tebranishlari faqat bitta tekislikda yuz berayotgan bo'lsa, bunday yorug'likni yassi (yoki to'g'ri chizili) qutblangan deb yuritiladi. Yorug'lik vektori tebranayotgan tekislikni tebranish tekisligi deb ataladi.

Yassi qutblangan yorug'likni tabiiy yorug'likdan polyarizatorlar (qutblagichlar) deb ataluvchi asboblar yordamida olish mumkin.

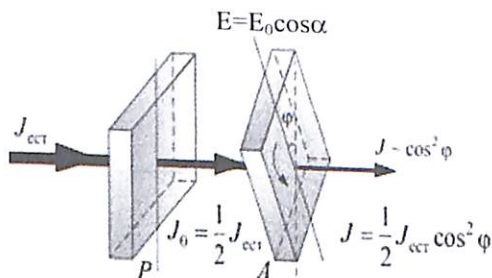
Turmalin plastinkasi B₁ yorug'lik nurini qutblaydi va polyarizator bo'lib hizmat qiladi. Ikkinchi B₁ turmalin plastinkasi unga qutblangan nur tushayotganini aniqlashga imkon beradi



7-rasm

To'lqinning qutblangan yoki qutblanmaganligini aniqlash uchun mo'ljallangan bu B₁ asbob analizator deyiladi. Polyarizatorlarga yorug'lik vektorining amplitudasi E₀ bo'lgan nur tushayotgan bo'lsin.

To'lqinning qutblangan yoki qutblanmaganligini aniqlash uchun mo'ljallangan bu B₁ asbob analizator deyiladi. Polyarizatorlarga yorug'lik vektorining amplitudasi E₀ bo'lgan nur tushayotgan bo'lsin



Yorug'lik intensivliklarining nisbati amplitudalar kvadratlari nisbatlariga proporsional bo'lgani uchun

$$\frac{I}{I_0} = \frac{E^2}{E_0^2} = \cos^2 \alpha \quad \text{yoki} \quad I = I_0 \cos^2 \alpha$$

Bu Malyus qonunining matematik ifodasi bo'lib bu qonunga asosan analizatoridan o'tgan Yorug'lik intensivligi polyarizatoridan o'tgan Yorug'lik intensivligini analizator va polyarizator bosh tekisliklari orasidagi burchak kosinusini kvadratiga ko'paytmasiga teng.

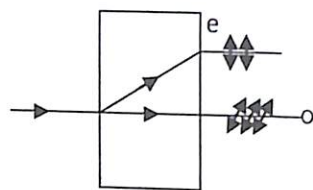
Yorug'likning qaytishda va sinishda qutblanishi. Bryuster qonuni. Agar Yorug'lik nurining ikkita dielektrikni ajratib turuvchi chegaraga (masalan, shisha plastinka sirtiga) tushish burchagi nolga teng bo'lmasa, qaytgan va singan nurlar qisman qutblangan bo'ladi. Qaytgan nurda tushish tekisligiga perpendikulyar tebranishlar ko'proq bo'ladi, singan nurda esa tushish tekisligiga parallel tebranishlar ko'proq bo'ladi. Yorug'likning tushish burchagining tangensi dielektrikning absolyut sindirish ko'rsatkichiga teng bo'lsa qaytgan nur to'liq qutblanadi.

$$\operatorname{tg} i_B = n$$

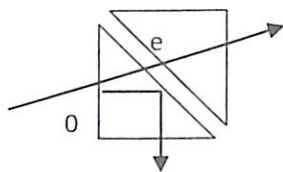
Bu munosabat Bryuster qonuni nomi bilan yuritiladi i_B burchak Bryuster burchagi yoki to'la qutblanish burchagi deb ataladi. Yorug'lik Bryuster burchagi ostida tushganda qaytgan va singan nurlar o'zaro perpendikulyar bo'ladi

Ikkilanma nur sindirishdagi qutblanish. Yorug'lik nuri ba'zi kristallardan o'tganda ikkita nurga ajraladi. Bu ikkilanma nur sindirish deb nom olgan hodisa island shpati (Ca CO₃- kalsiy karbonat tuzi) uchun 1670 yilda Daniyalik fizik Erazm Bartolomin tomonida kuzatilgan edi. Ikkilanma nur sindirish vaqtida nurlardan biri odatdagi sinish qonuniga bo'ysinadi va tushuvchi nur hamda normal bilan bir tekislikda yotadi. Bu nur (normal) oddiy nur deb ataladi va O bilan belgilanadi. (- rasm)

Nurlarning ikkinchisi g'ayrioddiy nur deb ataldi uni e harfi bilan belgilanadi va u uchun sindirish ko'rsatkichi tushish burchagining o'zgarishi bilan o'zgaradi. Hatto yorug'lik normal bo'yicha tushganda ham g'ayrioddiy nur, umuman qaytganda, dastlabki yo'lidan oqadi. Nikol prizmasi deb ataladigan polyarizator juda keng tarqalgan. (-rasm). U island shpati prizmalarini Kanada balzami bilan yopishtiriladi.



9-rasm.



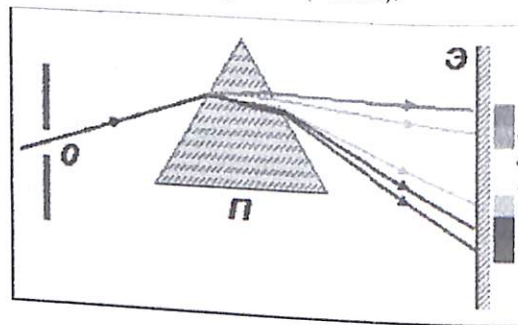
10-rasm.

Oddiy nur to'la ichki qaytishga uchraydi, g'ayrioddiy nur esa bemaol o'tib ketadi.

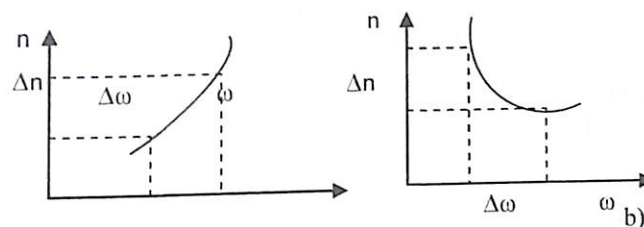
Yorug'lik disperiyasi. Normal va anomal disperiya. Moddaning absolyut sindirish ko'rsatkichini yorug'lik to'liqining chastotasi (ω) yoki uzunligiga (λ) bog'liqligi tufayli yuzaga keluvchi hodisalarga yorug'lik disperiyasi deb ataladi. Bu bog'liqlik $n=f(\omega)$ yoki $n=f(\lambda)$ funksiyalar bilan ifodalanadi.

I. Nyuton 1672 yilda birinchi bo'lib yorug'lik disperiya sini eksperimental tekshirdi. Tajribada prizma orqali o'tgan oq yorug'lik nuri to'liqin uzunligiga bog'liq ravishda qizildan binafshagacha rangdagi yorug'liklarga ajralgan, ya'ni nurlanish spektrini hosil qilgan. (9- rasm)

Biror chastota intervali $\Delta\omega$ da sindirish ko'rsatkichi Δn ning o'zgarishini harakterlovchi $\Delta n/\Delta\omega$ kattalik modda disperiyasi o'lchovi deb ataladi. Chastota ortishi bilan moddaning sindirish ko'rsatkichi ortib borsa, ya'ni $\Delta n/\Delta\omega > 0$, bo'lsa, normal disperiya deyiladi. (10- rasm). Agar chastota ortishi bilan moddaning sindirish ko'rsatkichi kamaysa, ya'ni $\Delta n/\Delta\omega < 0$ bo'lsa, anomal disperiya deyiladi. (- rasm).



11-rasm.



12-rasm.

Disperiya hodisasini tushuntirish uchun yorug'likni elektromagnit to'liqin deb, modda tuzilishini esa elektron nazariya asosida tasavvur qilish etarli. Maksvell nazariyasiga asosan elektromagnit to'liqinning tarqalish tezligi

$$g = \frac{c}{\sqrt{\epsilon\mu}}$$

$$n = \frac{c}{g} = \sqrt{\epsilon\mu}$$

Agar moddaning birlik hajmdagi atomlari soni N bo'lsa, u holda elektron nazariyaga ko'ra sindirish ko'rsatkichi quyidagiga teng bo'ladi:

$$n = \sqrt{1 + \frac{N \frac{e^2}{m}}{\epsilon_0 (\omega_0^2 - \omega^2)}}$$

Bu formula asosida n ning qiymatlarini ω ga bog'liligi shuni ko'rsatdiki muxitning sindirish ko'rsatkichi n to'liqin chastotasiga monand ravishda ortib boradi.

Yorug'lik biror moddadan o'tganda unda yutiladi. Tajriba ko'rsatadiki, yorug'lik intensivligining dl masofada o'zgarishi

$$\Delta I = \chi dl$$

χ - yutilish koeffisienti bo'lib, yutuvchi modda hususiyatiga bog'liqdir. «-» ishora intensivlik kamayishni ko'rsatadi. Yorug'likning yutuvchi qatlamga kirish paytdagi intensivligi I_0 ga teng bo'lsa moddaning l qalinlikdagi qatlamidan o'tgan Yorug'likning I intensivligini quyidagi formula bilan aniqlanadi:

$$I = I_0 e^{-\chi l}$$

Bu Buger qonuni deb ataladi. Bu qonunga asosan yorug'lik intensivligi yutuvchi moddada eksponensial qonun bo'yicha kamayadi.

Yorug'likning sochilishi. Reley qonuni. Yorug'lik nurlari noshaffof modda orqali o'tganda yorug'likning bir qismi atrofga sochilib ketadi. Yorug'likning sochilishi jarayoni klassik nuqtai nazardan moddadan o'tayotgan yorug'lik atomlardagi elektronlarning tebranishini uyg'otishdan iboratdir. Tebranayotgan elektronlar hamma yo'nalish bo'ylab tarqalayotgan ikkilamchi to'lqinlarning manbai bo'lib holadi. Yorug'likning sochilishi asosan bir jinsli bo'lmagan muxitda yuzaga keladi. Optikaviy bir jinslimasliklari aniq ifodalangan muxit loyqa muxit deb yuritiladi. Ularga: 1) Tutun, ya'ni gazlardagi muallaq holda yurgan mayda zarralar; 2) Tuman gazlarda muallaq holda turgan suyuqlikning mayda tomchilari; 3) Suyuqlikda muallaq suzib yuruvchi qattiq zaralardan hosil bo'lgan suspenziyalar; 4) Sadaf, sopol, sutdek oppoq shisha kabi qattiq jismlar kiradi.

Agar bir jinslimasliklari o'lchovi yorug'lik to'lqin uzunligidan kichik ($\sim 0,1 \lambda$ atrofida) bo'lsa sochilgan yorug'lik intensivligi I yorug'lik to'lqin uzunligining to'rtinchi darajasiga teskari proporsional, ya'ni

$$I \approx \omega^{-4} \approx \frac{1}{\lambda^4}$$

Bu bog'lanish Reley qonuni nomi bilan yuritiladi. Ba'zan loyqa muhit deb atalishi mumkin bo'lmagan suyuqlik va gazlar ham yorug'likni ma'lum bir darajada sochadilar. Molekular sababchi bulgan yorug'likning bu tur sochilish molekulyar sochilish deb ataladi. Osmonning havo rang tusda ko'rinishi molekulyar sochilish bilan tushuntiriladi.

Atmosferadagi uzluksiz ravishda yuz berib turuvchi tartibsiz molekulyar harakatlar natijasida vujudga keluvchi havoning quyuvlanish va siyraklanish joylari quyoshdan kelayotgan yorug'likni sochib beradi. Bunda $I \sim 1/\lambda$ qonunga asosan havo rang va ko'k nurlar sari va qizil rangdagi nurlarga nisbatan kuchliroq sochilib osmonni havo rang qilib ko'rsatadi. Quyosh gorizontdan pastda turganda, undan bevosita tarqalayotgan nurlar katta qalinlikdagi sochuvchi muhitdan o'tishi natijasida uzun to'lqinlar bilan boyiydi. Shu sababli osmon erta tongda qizgish rangga bo'yalgan bo'lib ko'rinadi.

Doppler effekti. To'lqin manbai va kuzatuvchining o'zaro yaqinlashish yoki uzoqlashish vaqtida qayd qilinadigan to'lqin chastotasi (uzunligi)ning o'zgarishi Doppler effekti deb ataladi.

$$v = v_0 \cdot \sqrt{1 - \frac{g_0}{c}} / \sqrt{1 + \frac{g_0}{c}}$$

Manba va kuzatuvchining bir-biriga nisbatan harakatlanish tezligi g_0 Yorug'likning vakuumdagi tezligi c dan ancha kichik ($g_0 \ll c$) bo'lganda ifoda taqriban quyidagi shaklda yoziladi:

$$v = v_0 \left(1 - \frac{g_0}{c} \right)$$

Doppler effektidan zarralar, samoviy jismlar harakatini o'rganishda hamda harakatlanuvchi ob'ektlar uzoqligini radiolakasion o'lchashlarda keng foydalaniladi.

Vavilov-Cherenkov nurlanish. P.A.Cherenkov S.I.Vavilov xabarligi ostida ishlab, 1934 yilda radiyning γ -nurlari ta'sirida suyuqliklarning aloxida tur nurlanishiga ega bo'lishini topdi. Vavilov, bu tur nurlanishning manbai γ nurlar vujudga keltirayotgan katta tezlikdagi elektronlar deb to'g'ri faraz qildi. Vavilov-Cherenkov effekti deb atalgan bu hodisani 1937 yilda I.E.Tamm va I.M.Franklar nazariy tushuntirib berdilar.

Zaryadlangan zarraning tezligi $v > c/n$ bo'lgan holda zarra hatto tekis harakat qilganda ham o'zidan elektromagnit to'lqinlar chiharadi. Vavilov-Cherenkov nurlanishida esa to'lqinlar ko'p bo'ladi. Shuning uchun bu nurlanish havorang bo'lib ko'rinadi.

Vavilov-Cherenkov effekti elektronlar, mezonlar va protonlarning suyuqlik va qattiq muxitdagi harakatlarida kuzatiladi.

Cherenkov schetchigi deb ataluvchi asboblarda katta tezlik bilan harakatlanayotgan zarralar yuzaga keltirgan Yorug'lik fotoko'paytirgich yordamida tok impulsiga aylantiriladi.

Issiqlik nurlanishi. Nurlanishning eng ko'p tarqalgani jismlarni qizdirish orqali vujudga keltiriladigan nurlanishdir. Nurlanishning bu turi issiqlik (yoki temperaturaviy) nurlanish deb ataladi.

Issiqlik nurlanishning oqimi deganda birlik vaqtda shu yuza orqali o'tayotgan nurlanish energiyasi tushuniladi.

$$\Phi = \frac{dW}{dt}$$

Nurlanish oqimi (Φ) biror yassi parallel plastinka qaytadi (Φ_q), qisman jismdan yutiladi (F_{yu}), qolgan qismi esa jismdan o'tadi (F_o), ya'ni

$$\Phi = \Phi_q + \Phi_{yu} + \Phi_o$$

buni Φ_{yu} ga bo'lsak

$$\frac{\Phi_k}{\Phi} + \frac{\Phi_{yu}}{\Phi} + \frac{\Phi_o}{\Phi} = 1$$

$$\frac{\Phi_k}{\Phi} = \rho_{\lambda T}$$

- jismni nur qaytarish qobiliyati bo'lib jism harorati va jismga tushayotgan to'lqin uzunligiga bog'liq.

Jismni nur qaytarish qobiliyati bo'lib jism harorati va jismga tushayotgan to'lqin uzunligiga bog'liq.

$$\frac{\Phi_w}{\Phi} = a_{\lambda T}$$

- jismning nur yutish qobiliyati bo'lib, u ham T va λ ga bog'liq

$$\frac{\Phi_y}{\Phi} = D$$

- jismning nur o'tkazish qobiliyati. Nisbatan qalinroq bo'lgan ko'pgina qattiq jismlar uchun $D=0$.

Agar $\rho_{\lambda,T}=1$ va $a_{\lambda,T}=0$ bo'lsa, jismga tushayotgan nur to'la qaytariladi. Bunday jism ayusolyut oq jism deyiladi. Agar $\rho_{\lambda,T}=0$ va $a_{\lambda,T}=1$ bo'lsa, jismga tushayotgan nur to'la yutiladi. Bunday jism absolyut qora jism deb ataladi.

Kirhgof qonuni. Nurlanayotgan jismning birlik sirtidan hamma yo'nalish bo'ylab chiqarayotgan energiya oqimi jismning energiyaviy yorituvchanligi deb (R) ataladi. ω intervalining kichik qiymatida dR oqim

$d\omega$ ga proporcional bo'ladi.

$$dR_\omega = r_\omega d\omega$$

r_ω - jismning nur chiqarish qobiliyati deb ataladi.

Chiqarish qobiliyatini bilgan holda energiyaviy yorituvchanlikni hisoblash mumkin:

$$R_\omega = \int_0^\infty dR_\omega = \int_0^\infty r_\omega d\omega$$

Jismlarning nur chiqarish qobiliyati qancha katta bo'lsa, uning yutish qobiliyati ham shuncha katta bo'ladi. Bundan quydagi munosabat kelib chiqadi:

$$\left(\frac{r_{\omega T}}{a_{\omega T}} \right)_1 = \left(\frac{r_{\omega T}}{a_{\omega T}} \right)_2 = \left(\frac{r_{\omega T}}{a_{\omega T}} \right)_3$$

Kirhgof aniqlagan qonunga ko'ra chiqarish va yutish qobiliyatining o'zaro nisbati jismlarning tabiatiga bog'liq bo'lmay, hamma jismlar uchun chastota (to'lqin uzunligi) hamda haroratning birday (universal) funkciyasi hisoblanadi.

$$\frac{r_{\omega T}}{a_{\omega T}} = f(\omega, T)$$

Absolyut qora jism uchun ta'rifga ko'ra $a_{\omega,T}$ formuladan

$$r_{\omega T} = f(\omega, T)$$

Demak Kirhgofning $f(\omega, T)$ universal funkciyasi absolyut qora jismning nur chiqarish qobiliyatining o'zginasidir.

Reley-Jins formulasi. Reley va Jins energiyaning erkinlik darajasi bo'yicha teng taqsimlanishi haqidagi klassik-statistik teorema asosan $f(\omega, T)$ funkciyani aniqlashga urinib ko'rdilar. Ular har bir elektromagnit tebranishiga o'rta hisobda kT

$$\left(\frac{1}{2} kT \right)$$

energiyaning 2 ta yarmi, ya'ni uning bitta yarmi to'lqinning elektr energiyasiga va ikkinchisi esa magnit energiyasiga to'g'ri keladi deb faraz qildilar va $f(\omega, T)$ uchun

$$f(\omega, T) = \frac{\omega^2}{4\pi^2 c^2} kT$$

ekanligini aniqladilar. Bu ifoda Reley-Jins formulasi deb ataladi. Reley-Jins formulasi faqat katta to'lqin uzunliklari uchun gina tajriba natijalari bilan mos keladi, kichik to'lqin uzunliklari uchun esa tajriba natijalaridan keskin farq qiladi.

Stefan-Bolsman qonuni. Avstriyalik fizik I. Stefan 1879 yili eksperimental natijalarni analiz qilib, istalgan jismning energiyaviy yorituvchanligi absolyut qaroratning to'rtinchi darajasiga proporcional degan hulosaga keladi. Avstriyalik fizik L. Bolsman 1884 yili termodinamik mulohazalarga asoslanib absolyut qora jismning energiyaviy yorituvchanligi uchun quyidagi ifodani nazariy yo'l bilan topdi:

$$R = \int_0^\infty f(\omega, T) d\omega = \sigma T^4$$

Shunday qilib, Stefaning qora bo'lmagan jismlar uchun qilgan hulosasi (u absolyut oq jismlar bilan eksperiment), faqat absolyut qora jismlar uchunгина o'rinli bo'lib chiqdi.

Absolyut qora jismning energiyaviy yorituvchanligi bilan absolyut harorat orasidagi munosabat Stefan-Bolsman qonuni deb ataladi, σ - Stefan-Bolsman doimiysi, uning tajribaviy qiymati

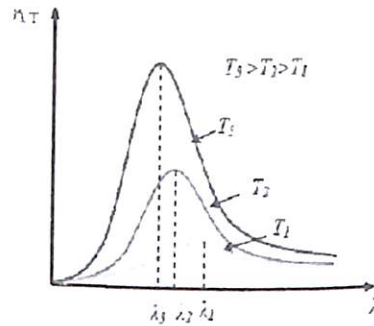
$$\sigma = 5,7 \cdot 10^{-8} \frac{B\tau}{m^2 K^4}$$

Vin qonuni. Nemis fizigi V. Vin 1893 yilda termodinamika va elektromagnit nazariyadan ham foydalanib, $f(\lambda, T)$ funksiyaning maksimumiga mos kelgan λ_m to'liq uzunligi uchun λ_m siljish qonuni deb ataluvchi quyidagi

$$T \cdot \lambda_m = b$$

munosabatni hosil qildi ($b=2,898 \cdot 10^3$ m K). Bu qonunga asosan absolyut qora

jism spektridagi maksimum nurlanishga mos kelgan to'liq uzunlikning absolyut haroratga ko'payitmasi o'zgarmas kattalikdir. Demak yorug'lik manbaining spektridagi qaysi to'liq uzunlikka eng ko'p energiya to'g'ri kelishini tajriba yordamida belgilab manbaining haroratini (1) ifodadan aniqlash mumkin.



13- rasm.

Plank formulasi. 1900 yilda nemis fizigi Maks Plank $f(\omega, T)$ funksiyaning tajriba natijalariga aniq mos keluvchi ko'rinishini topishga muvaffaq bo'ldi. Buning uchun u klassik tasavvurlarga mutloq o'zid bo'lgan farazni ilgari surdi, ya'ni, elektromagnit nurlanish alohida ϵ energiya porsiyasi (kvant) shaklida tarqaladi deb faraz qilishga majbur bo'ldi. Kvant energiyasi nurlanish chastotasiga proporsional:

$$\epsilon = h\nu$$

$$h = 6,62 \cdot 10^{-34} \text{ J}\cdot\text{s}$$

yoki

$$\epsilon = \hbar\omega$$

$$h = \frac{h}{2\pi}$$

h - proporsionallik koeffitsienti yoki Plank doimiysi deyiladi. hisoblashlarning ko'rsatishicha ω chastotali nurlanish energiyasining o'rtacha qiymati.

$$\bar{\epsilon} = \frac{\hbar\omega}{e^{\hbar kT}}$$

$$e^{\frac{\hbar\omega}{kT}} \approx 1 + \frac{\hbar\omega}{kT}$$

$\omega \rightarrow 0$, bo'lsa $\epsilon = kT$, chunki

(2)

ya'ni, agar energiya uzluksiz qiymatlar qatorini qabul qila olganda, edi uning o'rtacha qiymati kT ga teng bo'lar edi.

Reley- Jins formulasi kT ni (2) ifoda bilan almashtirib Plank topgan formulani hosil qilamiz..

$$f(\omega, T) = \frac{\hbar\omega^3}{4\pi^2 c^2} \cdot \frac{1}{e^{\frac{\hbar\omega}{kT}} - 1}$$

bu formula chastotaning 0 dan ∞ gacha bo'lgan hamma intervalda tajriba natijalariga aniq mos keladi.

Optikaviy pirometriya. Nurlanayotgan jismning haroratini uning nur sochish harakteriga qarab yuqorida ko'rib o'tilgan nurlanish qonunlarining (Plank, Reley-Jins, Stefan-Bolsman) biriga asoslanib aniqlash usullari optik pirometriya usullari deb atalgan. Pirometrlar uchta asosiy gruppaga bo'linadi:

1. Radiosion pirometrlar.
2. Ravshanlik pirometrlari.
3. Rangli pirometrlar.

Quyoshning nurlanish spektrida (nurlanishning Er atmosferasidan o'tish oldida) olingan maksimumi $\lambda_m = 0,4$ mkm to'liq uzunligiga to'g'ri keladi. Buni $T\lambda_m = b$ ga qo'ssak, quyoshning rangli temperaturasining qiymati uchun

$$T_{\text{quv}} = \frac{b}{\lambda_m} = \frac{2,9 \cdot 10^3}{0,47} \approx 6000^0 \text{ K}$$

Quyoshning radiacion temperaturasi taxminan 5800 K atrofida bo'ladi. rangli va radiacion temperaturalarning oralaridagi farning kamligi Quyosh sirtining o'z hususiyati bilan absolyut qora jismga yainligidan dalolat beradi.

Yorug'likning kvant hossalari. Fotoeffekt. Yorug'likning bosimi

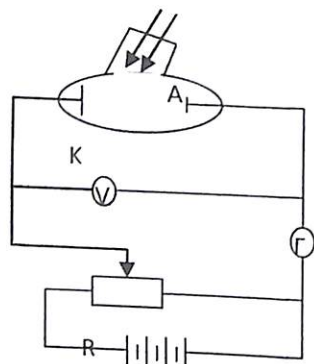
Fotoeffekt va uning qonunlari. Moddadan yorug'lik ta'sirida elektronlarning uchi chiqish hodisasiga fotoeffekt deyiladi. Bu hodisani 1887 yilda G.Gerc ochgan. 1888-1889 yillarda Moskva universitetining professori A.G. Stoletov fotoeffektni atroflicha o'rganib, quyidagi qonuniyatlarni aniqladi:

Yorug'lik ta'sirida ajralib chiqqan zaryadlar manfiy ishoraga ega bo'ladi.

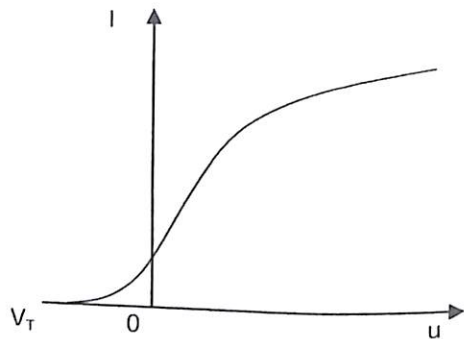
1. Ultrabinafsha nurlar eng ko'p ta'sir ko'rsatadi.
2. Jismdan chiqqan zaryad miqdori unga yutilgan yorug'lik energiyasiga proporsional.

Fotoeffekt natijasida chiqarilgan elektronlar elektr maydon ta'sirida A anod tomon harakatlanadi. Natijada zanjirda fototok vujudga keladi. Fototokning elektrodlar orasidagi U kuchlanishga bog'liqligini ko'rsatuvchi egri chiziq volt-amper harakteristika deyiladi. Uncha katta bo'lmagan kuchlanishlarda fototok to'yinishga erishadi. Fotoeffektning quyidagi 4 ta qonuni uning hususiyatlarini to'la harakterlaydi.

1. Fotokatodga tushayotgan Yorug'likning spektral tarkibi o'zgarmas bo'lsa, fototokning to'yinish qiymati yorug'lik oqimiga to'g'ri proporsional.



a)



b)

14-rasm.

2. Fotokatoddan ajralib chiqayotgan fotoelektronlar boshlang'ich tezliklarning maksimal qiymati to'liq uzunligiga bog'liq ravishda o'zgaradi.

Yorug'lik ta'sirida fotokatoddan chiqayotgan elektronlarning maksimal tezliklari quyidagi munosabatdan topiladi.

$$\frac{1}{2} m g_{\max}^2 = eV_T$$

bunda, m-elektron massasi, e-elektron zaryadi, V_T - tokni nolga aylantiradigan potentsiallar ayirmasi.

3. Xar bir fotokatod uchun biror «qizil chegara» mavjud bo'lib undan kattaroq to'liq uzunlikli Yorug'lik ta'sirida fotoeffekt vujudga kelmaydi, fotokatod materialining kimyoviy tabiatiga va sirtning xolatiga bog'liq

$$\lambda_k = \frac{C}{\nu_k}$$

4. Yorug'likning fotokatodga tushishi bilan fotoelektronlarning xosil bo'lishi orasida sezilardi vaqt o'tmaydi.

Fotoeffekt uchun Eynshteyn tenglamasi. Fotoeffektning faqat birinchi qonunini to'liq nazariya asosida tushuntirish mumkin. Lekin ikkinchi va uchinchi qonunlarni to'liq nazariya tushuntirishga o'zlik qiladi. Xaqiqatdan ham to'liq nazariyaga asosan, fotokatodga tushayotgan yorug'likning intensivligi ortgan sari ajralib chiqayotgan fotoelektronlarning energiyalari ham ortishi lozim edi. Tajribalarning ko'rsatishicha, fotoelektronlarning energiyasi yorug'lik intensivligiga mutlaqo bog'liq emas.

Fotoeffekt uchun Eynshteyn tenglamasi. 1905 yilda A. Eynshteyn agar M. Plank tahmin qilganidek yorug'lik $h\nu$ kvant (porsiya) tarzida chiqarilgani kabi huddi o'shanday porsiyalar bilan yutiladi deb qaralsa fotoeffektni hamma qonunlarini oson tushuntirish mumkin deb ko'rsatdi. Bu g'oyaga asosan metall sirtiga tushayotgan yorug'lik oqimini yorug'lik kvantlari (ya'ni fotonlar) oqimi deb tasavvur qilinadi.

Eynshteyn fotoeffektga energiyani saqlanish qonunini qo'lladi. Foton bilan elektronning ta'sirlashuv jarayonida fotonning $h\nu$ energiyasi elektronga o'tadi. Demak, ta'sirlashuvga qadar yorug'lik kvanti tarzida namoyon bo'layotgan energiya ta'sirlashuvdan so'ng elektronning energiyasiga aylanadi. Agar bu energiya etarlicha katta, ya'ni $h\nu > A_v$ bo'lsa ($A_v = e\phi$ - elektronlarni metalldan chiqish ishi, ϕ - chiqish potentsiali), metalldan elektron ajralib chiqadi. Energiyani qolgan qismi esa metalldan tashqariga chiqib olgan elektron (ya'ni fotoelektron) ning maksimal kinetik energiyasi sifatida namoyon bo'ladi.

$$h\nu = A_v + \frac{m g_{\max}^2}{2}$$

Bu ifoda fotoeffekt uchun Eyshteyn tenglamasi deb ataladi.

Bu ifodaga ko'ra fotoeffektning qizil chegarasi $h\nu_q = A_1$ dan topiladi. Bu orqali topilgan ν_q tajriba ma'lumotlari bilan to'liq mos tushadi.

Kompton effekti. Yorug'likning foton tabiati Kompton effekti deb atalgan hodisada yorqin namoyon bo'ladi. 1923 yilda A.Kompton rentgen nurlarining turli moddalarda sochilishini o'rganib, sochilgan nurlar tarkibida birlamchi to'lqin uzunligi λ_0 bilan bir qatorda, undan katta λ_1 to'lqin uzunlikka ega bo'lgan nurlarning ham borligini sezgan. Tajribalarda tushayotgan va sochilgan nurlar to'lqin uzunliklarining farqi $\Delta\lambda = \lambda_1 - \lambda_0$ birlamchi to'lqin uzunlik λ_0 ga ham, sochuvchi modda tabiatiga ham bog'liq bo'lmay sochilish burchagiga bog'liq bo'lib quyidagi qonuniyatga bo'ysinishi aniqlandi.

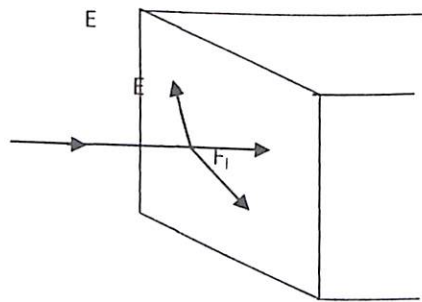
$$\Delta\lambda = \frac{2h}{m_0c} \sin^2 \frac{\theta}{2}$$

Bu formulada $K = \frac{h}{m_0c}$ - Kompton to'lqin uzunligi deyiladi va

elektron uchun $K=2,425 \cdot 10^{-10}$ sm, proton uchun $K=1,32 \cdot 10^{-13}$ sm.

Yorug'lik bosimi

Lebedev tajribasi. Maksvell nazariyasiga asosan, jism sirtiga tushayotgan xar qanday elektromagnit to'lqin shu jismga bosim beradi. Yassi yorug'lik to'lqini metall sirtiga normal ravishda tushayotgan bo'lsin



Yorug'likning elektr maydoni ta'sirida metall sirtiga yaqin joylashgan elektron maydonga teskari yo'nalishda harakatga kela boshlaydi. Huddi shu momentda Yorug'lik to'lqinining magnit maydoni tomonidan harakatlanayotgan elektronga Lorenc kuchi (F_1) ta'sir qiladi. Bu kuch metall sirtiga perpendikulyar ravishda uning ichiga arab yo'nalgan.

Yoritilayotgan metall sirtining birlik yuziga ta'sir etadigan Lorenc kuchlarining yiqindisi yorug'lik bosimini xarakterlaydi.

$$P = w(1 + \rho) \quad (1)$$

ga tengligini ko'rsatadi. Bunda w-sirtga tushayotgan yorug'lik dastasi energiyasining xajmiy zichligi, r-sirtning yorug'lik qaytarish koeffitsienti.

Yorug'lik bosimini birinchi bo'lib 1900 yilda P.N. Lebedev tajribada aniqladi

Bu tajriba quyidagicha. Osongina buriladigan parrakning qanotlaridan biri qoraytirilgan, ikkinchisi esa yaltiroq qilib yasalgan. Tajribalarda yorug'likning yaltiroq qanotga beradigan bosimi (P_{ya}) qoraytirilgan qanotga beradigan bosimi (P_q) dan ikki marta katta bo'lib chiqdi. Bu natija Maksvellning nazariy hulosasiga mos keladi, ma'lumki ideal yaltiroq sirt uchun $\rho = 1$ shuning uchun

$$(1) \text{ asosan } P_a = w(1 + \rho) = 2w$$

$$(2)$$

Yorug'likni to'la yutuvchi qoraytirilgan sirt uchun $\rho = 0$

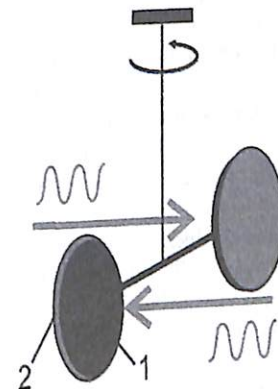
$$P_q = w(1 + \rho) = w \quad (3)$$

Yorug'likning bosimining P.N. Lebedev tajribasida aniqlangan qiymati (1) formula asosida hisoblangan qiymatiga yaqin bo'lib chiqdi

ATOM TUZILISHI

Atom spektridagi qonuniyatlar. Ma'lumki, atom (yunoncha bo'linmas zarra) - kimyoviy elementning barcha hususiyatlarini o'zida saqlagan eng kichik zarradir. Molekula esa muayyan moddaning hamma kimyoviy hos-salariga ega bo'lgan eng kichik bo'lagidir. Atom chiqargan spektr chizig'lardan iborat bo'ladi. Shu munosabat bilan atomlar chiqargan spektr chizig'li spektr deb nomlangan

$$\omega = R \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2} \right)$$



Bu formula bo'yicha hisoblash mumkinligini ko'rsatadi. Bunda $R=2,07 \cdot 10^{16}$ rad/s bo'lib Ridberg doimiysi deyiladi. Vodorod atomi spektridagi hamma chiziqlar chastotalarini quyidagi umumlashgan Balmer formulasi bilan ifodalasa bo'ladi.

$$\omega = R \left(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2} \right)$$

m ning qiymati esa Layman seriyasi uchun 1. Balmer seriyasi uchun 2. Pashen seriyasi uchun 3. Breket seriyasi uchun 4. Pfund seriyasi uchun 5 ga teng. Yakkalangan atom chiqarayotgan spektr harakterini tushuntirish uchun nurlanayotgan atomdagi elektron garmonik tebranma harakat qiladi va demak, muvozanat holat atrofida

$f = -kr$ ko'rinishdagi kvazielastik kuch bilan tutib turiladi deb faraz qilish lozim edi (r-elektronni muvozanat holatdan chetlanishi).

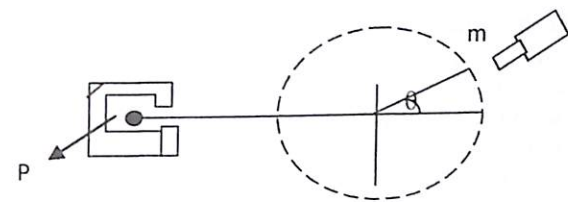
Atom tuzilishi. 1903 yilda Tomson atomning shunday bir modelini taklif qildiki, unga asosan atom musbat elektron bilan bir tekis to'ldirilgan sferadan iborat bo'lib, ichida elektron joylashgan bo'ladi, sferaning yig'indi musbat zaryadi elektron zaryadiga teng bo'lib, atom bir butun holatda neytraldir.

Keyingi o'tkazilgan tajribalar bu modelning yaroqsiz ekanligini ko'rsatadi. hozirgi vaqtda bu model faqat atomlar tuzilishi haqidagi tasavvurlarning taraqqiyoti zanjiridagi bo'laklardan biri sifatida tarixiy ahamiyatga ega.

Atom tuzilishi haqida aniq tasavvur beruvchi birinchi tajriba 1911 yilda ingliz fizigi E.Rezerford tomonidan amalga oshirildi.

Etarlicha katta kinetik energiyali massiv zarralar bilan biror modda atomlarini bombardimon qilinsa, energiya hisobiga ular atom bag'riga kirib, uni parchalashi mumkinligidan Rezerford atom tuzilishini aniqlashda foydalanadi. U atomlarni α - zarralar bilan bombardimon qilish kerak degan hulosaga keldi.

Tajriba quyidagicha amalga oshirildi. Qo'rg'oshin parchasidagi kavak ichiga P radioaktiv modda kiritilgan bo'lib, undan chiqqan α -zarralar yupqa metal folgadan o'tishida boshlang'ich harakat yo'nalishidan turli θ burchakka og'gan. Sochilgan α -zarralar sulfid surtilgan E ekranga borib urilib hosil bo'lgan yorug'lik chaqnashlari m mikroskop orqali kuzatiladi. Mikroskop bilan ekranni sochuvchi zar (folga) markazidan o'tuvchi o'q atrofida aylantirish va istalgan θ burchak ostida o'rnatish mumkin bo'ladi.



15-rasm.

Ma'lum miqdordagi α - zarralar juda katta (deyarli 180° ga teng bo'lgan) burchaklarga jg'gan. Rezerford olingan natijalar asosida 1911 yilda atomning yadro modelini taklif qildi.

Rezerford tasavvuri bo'yicha atom markazida Ze musbat zaryadli, o'lchami $10^{-14} - 10^{-15}$ m dan oshmaydigan, og'ir yadro joylashgan va yadro atrofida katta tezlikda aylanuvchi Z dona elektronlar sistemasidan iborat. Atomning deyarli hamma massasi yadroda mujassamlangan. Rezarford bu tasavvurlarga asoslanib, α - zarralarning sochilishi nazariyasini ishlab chiqdi va sochilgan zarralarning θ burchak qiymatlari bo'yicha taqsimlanish formulasini topdi.

$$\frac{dN_0}{N} = nd \left(\frac{Ze^2}{m_\alpha g^2} \right) \frac{d\Omega}{\sin^4 \frac{\theta}{2}}$$

d - zarning qalinligi, n-birlik hajmdagi, atomlar soni, θ - α -zarraning boshlang'ich tezligi, m_α - α -zarra massasi, $d\Omega$ -

fazoviy burchak, $\frac{dN}{N_0}$ - sochilgan α - zarralar nisbiy soni. Demak α - zar-

ralarning sochilishi bo'yicha o'tkazilgan tajribalarning natijasi Rezerford taklif etgan atomning yadro modeli foydasiga hal bo'ldi. Lekin yadro modeli klassik mehanika va elektrodinamika qonunlariga zid bo'lib chiqdi. Chunki yadro atrofida tezlanish bilan harakat qilayotgan elektron o'zidan elektromagnit nurlanish chiqaradi. Nurlanish jarayoni energiya sarflash yo'li bilan sodir bo'ladi va oqibatda elektron yadroga qulab tushadi

Bor postulatlari. Atomning yadro modeli klassik mehanika va elektrodinamika bilan birgalikda atomning turgun ekanligini ham atom spektrining harakterini ham tushuntirib bera olmadi.

Yuz bergan bu ahvoldan qutilish yo'lini 1913 yilda Daniyalik fizik Nils Bor quyidagi ikki postulat yordamida atomni yadro modelini tushuntirib berdi:

Klassik mehanika nuqtai nazardan mumkin bo'lgan cheksiz ko'p elektron orbitalaridan faqat ba'zi kvant shartlarni qanoatlantiruvchi diskret orbitalargina mavjud bo'la qoladi. Bu orbitalardan birida turgan elektron, u tezlanish bilan qarakat qilishiga qaramay, elektromagnit to'lqinlar (yorug'lik) chiqarmaydi.

Elektron bir turg'un (statsionar) holatdan ikkinchi bir turg'un holatga o'tganda, nurlanish $h\nu$ ga teng yorug'lik energiyasini kvanti shaklida yutildi yoki chiqariladi. Yorug'lik kvantining kattaligi o'sha elektronning kvant sakrashi yuz bergan turg'un holatlarga tegishli energiyalarning ayirmasiga teng bo'ladi, ya'ni

$$h\nu = E_n - E_m$$

$$\nu = \frac{E_n}{h} - \frac{E_m}{h}$$

nurlanish chastotasi ν ga teng bo'ladi.

Bor elektronning mumkin bo'lgan hamma orbitalardan faqat impuls momenti Plank doimiysi h ni 2π ga bo'linganiga karrali bo'lganlarigina mavjud bo'la oladi degan farazni ilgari surdi.

$$m_e v r = nh \quad (n=1,2,3,\dots)$$

bunda n -bosh kvant son. Atom yadrosi maydonida haraktlanayotgan Z zaryadli elektronni qarab chiqaylik. $Z=1$ da bunday sistema vodorod atomiga tegishli bo'lib, Z ning boshqa qiymatlarida esa vodorodsimon ionga, ya'ni bitta elektronidan boshqa hamma elektroni tashqariga chiqarilgan Z tartib nomerli atomga tegishli bo'ladi. Nyutonning ikkinchi qonuniga asosan m_e elektron massasining \mathcal{G}^2/r markazga intilma tezlanishga bo'lgan ko'paytmasi Kulon kuchiga tenglashishi lozim

$$m_e \frac{\mathcal{G}^2}{r} = \frac{Ze^2}{r^2} \quad (2)$$

(2) dan \mathcal{G} ni yo'qotib

$$r_n = \frac{\hbar^2}{m_e Ze^2} \cdot n^2 \quad (3)$$

Demak atomdagi elektron orbitalarining radiusi faqat qator diskret qiymatlarni qabul qiladi Vodorod atomining birinchi orbitasi ($Z=1, n=1$) uchun

$$r_1 = \frac{\hbar}{m_e Ze^2} = 0,529 A^\circ \quad (4)$$

Atomning ichki energiyasi elektronning kinetik energiyasi (yadro harakatsiz) va elektronning yadro bilan o'zaro ta'sir energiya (potensial energiya) larining yig'indisidan iborat

$$E = \frac{m_e \mathcal{G}^2}{2} - \frac{Ze^2}{r} \quad (5)$$

(2) dan

$$\frac{m_e \mathcal{G}^2}{2} = \frac{Ze^2}{2r}$$

demak,

$$E = \frac{Ze^2}{2r} - \frac{Ze^2}{r} = -\frac{Ze^2}{2r} \quad (6)$$

E ning (3) dan olinadigan qiymatini nazarda tutib, atomning ichki energiyasining yo'l qo'yilgan qiymatlariga ega bo'lamiz

$$E_n = -\frac{m_e e^4 Z^2}{2\hbar^2 n^2} \quad (7)$$

Vodorod atomi n holatdan m holatga o'tganda

$$h\omega = -\frac{m_e e^4}{2\hbar^2} \left(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad \text{kvant chiqariladi. Chiqarilgan}$$

$$\text{yorug'lik chastotasi } \omega = \frac{m_e e^4}{2\hbar^3} \left(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2} \right) \text{ ga teng bo'ladi.}$$

Shunday qilib, Balmerning umumlashgan formulasiga keldik. Ridberg

$$\text{doimiysi uchun } R = \frac{m_e e^4}{2\hbar^3} \text{ hosil bo'ladi. } m_e, e, \hbar \text{ larni}$$

qiymatlarini qo'ysak Ridberg doimiysining eksperimental aniqlangan qiymati ($R=2,07 \cdot 10^{16}$ rad/s) chiqadi.

Bor nazariyasi nemis olimi A. Zommerfeld tomonidan mukammallashtirilgan. Bu nazariyada Bor orbitalari aylana emas, balki ellips shakliga ega ekanligi ko'rsatiladi. Bu esa Bor nazariyasi masalasini ko'p atomlar masalasiga aylantirishga imkon berdi.

Atom yadrosining tarkibi va asosiy tafsifi. 1932 yilda rus fizigi D.D.Ivanenko va nemis fizigi V.Geyzenberg bir-birlaridan mustail ravishda atom yadrosi ikki hil elementar zarra proton va neytronlardan tashkil topgan degan fikrga keldilar. Bu zarralar nuklonlar deb ataladi. Proton musbat zaryadlangan zarra bo'lib uning zaryadi elektron zaryadiga teng: $q_p = q_e = 1,6 \cdot 10^{-19}$ Kl, massasi esa $m_p = 1,67 \cdot 10^{-27}$ kg.

Yadro tarkibida protondan tashqari zaryadsiz ($q_n=0$) neytron (n) mavjud bo'lib uning massasi proton massasiga deyarli teng. Yadrodagi nuklonlar ya'ni proton va neytronlar yig'indisi $A=Z+N$ bilan belgilanib, yadro massasining soni deyiladi. Z- yadrodagi protonlar, N- yadrodagi neytronlar soni.

Z- Mendeleevning elementar davriy sistemasidagi himiyaviy elementning tartib nomeri bo'lib u yadro zaryadini aniqlaydi.

Tajribalarda yadroning shakli sferaga yaqinligi va bu sferaning radiusi yadro massaning sonini 1/3 darajasiga proporsional ekanligi aniqlangan. Yadro moddasining zichligini esa taqribiy ravishda quyidagicha aniqlash mumkin.

$$\rho_n = \frac{m_n}{V_n} = \frac{A \cdot 1,66 \cdot 10^{-27} \text{ kg}}{\frac{4}{3} \pi R_n^3} = 1,8 \cdot 10^{17} \frac{\text{kg}}{\text{m}^3}$$

Demak yadro moddasining zichligi yadro tarkibidagi nuklonlar soniga bog'liq emas. Uning qiymati shu qadar kattaki, yadroviiy modda zichligidek zichlikka ega bo'lgan jismdan yasalgan, radiusi 200 metr chamasidagi sharning massasi Yerning massasiga teng bo'ladi.

Tartib nomeri bir hil, massa soni har hil bo'lgan elementning yadrolarini izo-toplar deyiladi: ${}_1\text{H}^1$; ${}_1\text{H}^2$; ${}_1\text{H}^3$; ${}_8\text{O}^{16}$; ${}_8\text{O}^{17}$; ${}_8\text{O}^{18}$.

Yadroning m_n massasi uning tarkibiga kiruvchi hamma zarralar massalarining yig'indisidan hamisha kichik. Chunki nuklonlar birikib yadro hosil qilganda nuklonlarning o'zaro bog'lanish energiyasiga teng energiya ajralib chiqadi.

Yadroning bog'lanish energiyasi E yadro tarkibidagi nuklonlarni ajratish va uning bir-biri bilan deyarli ta'sir qilishmaydigan masofaga uzoqlashtirish uchun bajarish zarur bo'lgan ishga teng.

$$E = c^2 \left\{ \left[Zm_p + Nm_n \right] - m_n \right\}$$

Radioaktivlik. α , β , γ yemirilish

Radioaktivlikni birinchi marta 1896 yilda Fransuz olimi Bekker kuzatgan. Uran va uning birikmalari o'z-o'zidan chiqargan nurlar jismlardan o'tgan, fatoplastinkaga ta'sir qilgan, havoni ionlashtirgan. Keyinchalik radioaktivlikni Per Kyuri va Mariya Kyuri Skladovskayalar har tomonlama tekshirdilar.

Beqaror himiyaviy element izotoplarining elementar zarralar yoki yadrolar chiqarib o'z-o'zidan boshqa element izotopiga aylanishi radioaktivlik deyiladi. Bunday aylanishlar:

1) α - yemirilish; 2) β - yemirilish; 3) protonli radioaktivlik va 4) og'ir yadrolarning spontan ravishda bo'linishi jarayonlarida sodir bo'ladi. Tabiiy sharoitlardagi izotoplarda bo'ladigan radioaktivlik tabiiy radioaktivlik deyiladi. Yadro reaksiyalari vositasida olinadigan izotoplarning radioaktivligi sun'iy radioaktivlik deyiladi. Sun'iy va tabiiy radioaktivlik orasida farq yo'q. Radioaktiv emirilish qonuni: $N = N_0 e^{-\lambda t}$ formula bilan ifodalanadi.

bunda N_0 - boshlang'ich paytdagi emirilmagan atomlar soni, N- biror t paytdagi emirilmagan atomlar soni, λ - radioaktiv moddaga harakterli bo'lgan konstanta, u emirilish doimiysi deyiladi.

Boshlang'ich paytdagi atomlar miqdorining yarmi emirilishiga ketadigan vaqt moddaning yarim emirilish davri (T) deyiladi va quyidagi shartdan aniqlanadi:

$$\frac{1}{2} N_0 = N_0 e^{-\lambda T} \quad N = \frac{N_0}{2}$$

Bundan

$$T = \frac{\ln 2}{\lambda} = \frac{0,693}{\lambda}$$

hozirgi vaqtda ma'lum bo'lgan radioaktiv moddalarning yarim emirilish davri $3 \cdot 10^{-7}$ sekundan tortib $5 \cdot 10^{15}$ yilgacha boradi.

Radioaktiv emirilish natijasida hosil bo'lgan yadrolar radioaktiv bo'lishi mumkin.

Radioaktiv modda uch hil nurlanish manbaidir. Ulardan biri magnit maydoni ta'sirida musbat zaryadi zarralar oqimining oqish yo'nalishida og'adi, ular α -nurlar deb ataladi.

β^- -nurlar deb atalgan ikkinchi nurlanish avvalgiga teskari yo'nalishda, ya'ni manfiy zaryadli zarralar oqimi og'adigan yo'nalishda og'adi.

β^- yemirilish uch hil bo'ladi.

β^- yemirilish bunda yadrodan elektron chiqadi.

β^+ yemirilishda yadrodan pozitron ajralib chiqadi.

Elektron yutish. $-\beta$ yemirilishda yadrodagi bitta neytron

$n \rightarrow p + \bar{\nu}$ sxema bo'yicha protonga aylanadi. $p \rightarrow n + e^+ + \nu$. ν - neytrino.

$\bar{\nu}$ - antineytrino.

Nihoyat magnit maydon ta'siriga berilmaydigan uchinchi nurlanish γ -nurlar deb ataladi. γ -nurlar to'lqin uzunligi juda qisqa (10^{-3} A dan 1A gacha) bo'lgan elektromagnit nurlanish ekanligi aniqlangan. Emirilayotgan yadrodan α -zarralar (ya'ni ${}^4_2\text{He}$ yadrolar) juda katta (10^9 sm/sek) tezlik bilan uchib chiqadi.

Yadroviy nurlarni qayd qilish usullari. Radioaktiv emirilish paytida chiqariladigan har hil radioaktiv nurlar (α va β^- -zarralar, γ -nurlar)ning o'lchamlari ta'hminan juda kichik ya'ni 10^{-10} - 10^{-15} m bo'lganligi uchun ularni mikroskoplar yoki boshqa oddiy usullar bilan qayd qilish mumkin emas. Radioaktiv nurlarni qayd qilishning har hil usullari ishlab chiqilgan.

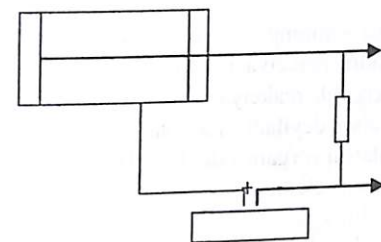
1. Fotoemulsiya usuli. 80%-li kumush bromidi krsitalchalari (o'lchamlari 10^{-6} m) bo'lgan fotoemulsiyasi fotoplastinkadan zaryadli zarralar o'tgan joydagi kumush kristalchalari qorayadi. Ya'ni fotoplastinkada radioaktiv nurlarning harakat traektoriyalari - treklari hosil bo'ladi. Treklar-ni esa oddiy mikroskoplarda kuzatiladi. Treklarning o'lchamlarini, zichligini aniqlab radioaktiv zarralarning massasini, energiyasini aniqlash mumkin.

1. Vilson kamerasi. Bu usul to'yingan suv yoki spirt bug'i bilan to'ldirilgan shisha kamerada radioaktiv zarralarning qoldirgan izni ya'ni trekining fotosuratini olishga asoslangan. Suratga olingan trek uzunligini, zichligini, uning magnit maydonidagi egrilik radiusini aniqlab zarraning zaryad ishorasini, massasini, energiyasini va tezligini topish mumkin.

3. Geyger-Myuller schyotchigi.

Schyotchik tuzilish bo'yicha ichki tomonidan yupqa metall qoplamli shisha trubkadan iborat. Metall qatlam katod sifatida ishlatiladi. Trubkaning o'rtasidan

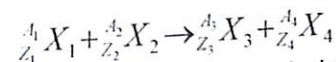
Anod sifatida ingichka metal sim o'tkazilgan. Shisha trubka argon gaz bilan to'ldiriladi. Anod va katod kuchli elektr maydoni (kuchlanishi 900-1000 V) hosil qilinib, trubka ichiga tushgan radioaktiv zarralar katoddan elektron-



16-pasm.

larni urib chiqarishi natijasida argon gazining musbat ionlari hosil bo'ladi. Elektronlarning va musbat zaryadli ionlarning tartibli harakati natijasida elektr toki hosil bo'ladi. Elektr tokini o'lchab schyotchikka tushgan β^- -zarralar va γ -kvantlarning sonini aniqlash mumkin.

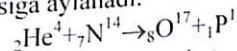
Yadroviy reaksiyalar va saqlanish qonunlari. Ikki yadro yoki yadro bilan zarra bir-biriga 10-15 m masofagacha yaqinlashganda yadroviy kuchlarning ta'siri tufayli o'zaro intensiv ta'sirlashadi, natijada yadroviy o'zgarishlar vujudga keladi. Bu yadroviy reaksiya bo'lib u quyidagicha yoziladi:



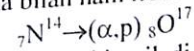
Yadro reaksiyalar paytida energiyaning saqlanish qonuni, massa sonining saqlanish qonuni va zaryadning saqlanish qonuni o'rinli bo'ladi.

$$A_1 + A_2 = A_3 + A_4 \quad Z_1 + Z_2 = Z_3 + Z_4$$

Birinci yadro reaksiyasini E.Rezerfod 1919 yilda α -zarralar bilan azot ${}^{14}_7\text{N}$ atomini bombardimon qilib hosil qildi. Azot yadrosi o'zidan proton chiqarib kislorod yadrosiga aylanadi.



${}_2\text{He}^4$ - geliy atomining yadrosi, ya'ni musbat zaryadli α -zarradir. Bu yadro reaksiya quyidagi tenglama bilan ham ifodalanadi:



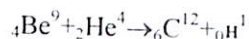
Yadro reaksiyalarida energiya chiqariladi yoki yutiladi. Ajralib chiqqan energiya miqdori reaksiyaning issiqlik effekti deyiladi. hosil bo'layotgan yadro massalari yicindisi boshlansich yadro masalalari yicin-disidan katta bo'lsa, yadro reaksiyasida energiya yutiladi va uning issiqlik effekti manfiy bo'ladi. Hamma yadro reaksiyalari zaryadning, massaning, nuklonlar sonining, energiyaning, impulsning, impuls momentining saqlanish qonunlari bajarilishi asosida sodir bo'ladi. Yuqoridagi reaksiyadan zar-yadning saqlanish qonuniga asosan:

$$2+7=8+1=9$$

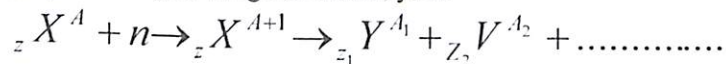
nuklonlar sonining saqlanish qonuniga asosan $4+14=17+1=18$ bo'ladi.

Yadro reaksiyasi natijasida energiya ajralib chiqsa bunday reaksiyani ekzoenergetik reaksiya, energiya yutilgan reaksiyani endoenergetik yadro reaksiyalari deyiladi. Yadrolar strukturasi, zarralarning o'zaro ta'sir mexanizmlarini o'rganishda, hamda amaliy jihatdan yadro energiyalarini olish va har hil element izotoplarini hosil qilishda yadro reaksiyalari katta ahamiyatga ega.

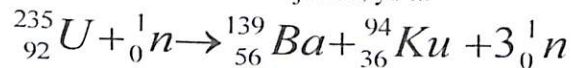
Yadroning bo'linishi. Turli hil element yadrolarini har hil zarralar bilan bombardimon qilib har hil yadro reaksiyalarni hosil qilish mumkin. α -nurlar bilan ${}^9_4\text{Be}$ -berilliy izotopini bombardimon qilib neytron hosil qilingan:



Yadrolarga ta'sir qiluvchi zarralarning energiyasi, turlariga bog'lilik ravishda yadro reaksiyalari: kichik, o'rta va yuqori energiyali reaksiyalarga bo'linadi. Yadrolarning neytronlar bilan ta'sirlashishida hosil bo'ladigan reaksiyalar kichik energiyali, α -zarralar, protonlar va γ -kvantlar ta'sirida hosil bo'lgan reaksiyalarni o'rta energiyali yadro reaksiyalari deyiladi. Yuqori energiyali yadro reaksiyalarini hosil qilib elementar zarralarning strukturasi, hususiyati o'rganiladi. E.Fermi, CH.Jolio-Kyuri, P.Savich, O.Gan, F.Shtrassman, O.Frishi, L.Maytnerlarning tajribalar va nazariy izlanishlari tufayli o'ttizinchi yillar ohirida (1938 y.) Neytronlar bilan bombardimon qilingan og'ir yadrolar (masalan uran)ni ikki qismga bo'linishi aniqlandi. Bundan tashari neytronlar, elektronlar va γ -nurlanishlarning ham vujudga kelishi kuzatildi. Bu hodisa yadro bo'linishi deb nom oldi. Neytron biror ${}_Z X^A$ yadroga kirgach yangi ${}_Z X^{A+1}$ yadro hosil bo'ladi. U esa ikki yadroga, ya'ni va yadrolarga bo'linadi, ya'ni



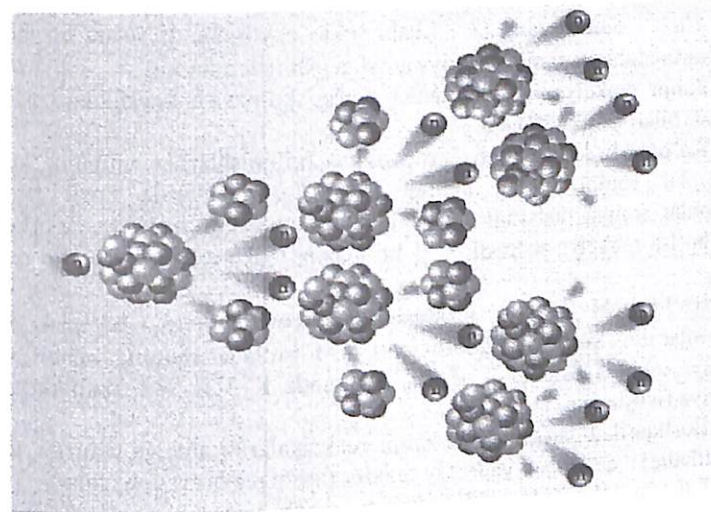
Og'ir yadrolarning bo'linishi natijasida katta energiya ajralib chiqadi. Masalan bitta uran yadrosini bo'linishi natijasida, ya'ni



yadro reaksiya tufayli 200 meV energiya ajralib chiqadi. 1g uran bo'linishi natijasida esa 800 kg ko'mirni bir paytda yonishi natijasida qancha issiqlik miqdori ajralib chiqsa shuncha issiqlik miqdori ajralib chiqadi.

Zanjir reaksiya. Reaktorlar. ${}^{235}_{92}\text{U}$ yadrosi bo'linishi tufayli ajraladigan energiyani tahminan 82-84% bo'linish parchalarining energiyasi

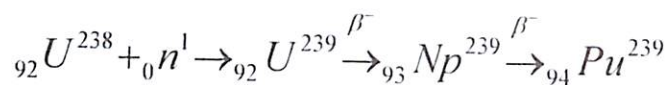
tarzida, olgan qismi esa neytronlar (2-3%) γ -nurlanish (5-6%), elektronlar (2-3%) va neytronlar (5-6%) energiyasi sifatida namoyon bo'ladi.



17-rasm.

Har bir yadro bo'linganda tahminan 200 meV ($1\text{meV}=1,6 \cdot 10^{-19}\text{J}$) energiya ajraladi. Yadro bo'linishida himiyaviy reaksiyadagidan millionlab marta ko'p energiya ajraladi. Shuning uchun og'ir yadrolarning bo'linish qodisasi kashf qilinishi bilanoq bu reaksiyada ajraladigan energiyadan foydalanish yo'llari izlana boshlandi. Bo'linish energiyasidan foydalanish imkoniyati amalga oshishi uchun shunday sharoit yaratish lozimki, bu sharoitda reaksiya bir boshlangandan so'ng o'z-o'zidan davom eta olsin, ya'ni reaksiya zanjir xarakterga ega bo'lsin, masalan, birinchi yadro bo'linganda ajralib chiqqan 2-3 neytronni har biri o'z navbatida yangi yadrolarni bo'linishiga sababchi bo'ladi. Natijada $6 \div 9$ yangi neytronlar vujudga keladi. Bu neytronlar yana boshqa yadrolarni bo'linishiga imkoniyat yaratadi va hokazo. Shu tariqa bo'linayotgan yadrolar va buning natijasida vujudga keladigan neytronlar soni nihoyat tez ortib boradi. Shu tarzda rivojlanadigan jarayon zanjir reaksiyadir. hisoblarning ko'satishicha, birinchi yadro bo'linganida keyin $7,5 \cdot 10^{-7}\text{s}$ o'tgach $10^{24} \cdot 10^{25}$ yadro (shuncha yadro tahminan 1 kg uran tarkibida bo'ladi) reaksiyada qatnashgan bo'ladi.

Demak qisqa vaqt ichida ketma-ket bo'linayotgan yadrolar soni keskin oshib boradi.



Pu^{239} ham, huddi U^{235} kabi sekin neytronlar ta'sirida bo'ladi va ulardan foydalanib zanjir reaksiya amalga oshirish mumkin.

Zanjir reaksiyaning rivojlanish tezligi ko'payish koeffitsienti K ning qiymati bilan harakterlanadi.

Ko'payish koeffitsienti biror avlod bo'linishlarida vujudga kelgan neytronlar sonini undan oldingi avlod bo'linishlarida hosil bo'lgan neytronlar soniga nisbatidir. Agar $K > 1$ bo'lsa zanjir reaksiya rivojlanadi. $K < 1$ bo'lsa reaksiya so'nadi. $K = 1$ bo'lganda reaksiya bir me'yorda davom etadi.

Bo'linuvchi modda massasining qiymati $m < m_k$ bo'lgan holda neytronlarning ko'payish koeffitsienti $K < 1$ bo'ladi, shuning uchun zanjir reaksiya amalga oshmaydi. $m > m_k$ bo'lganda $K > 1$ bo'ladi natijada zanjir reaksiya rivojlanadi.

Boshqariladigan bo'linish zanjir reaksiyalarini amalga oshirish uchun o'llaniladigan qurilmani yadroviy reaktor (atom reaktori) deb ataladi.

Fan va tehnika qo'llanilishiga qarab yadro reaktorlari quyidagi asosiy gruppalariga bo'linadi:

Ilmiy tadiot ishlari.

Yadro energetikasi.

Himiyaviy va biologik ob'ektlarni nurlantirish.

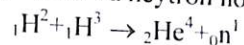
Izotoplar olish va h.k.z.

Zamonoviy reaktorlarda bo'linuvchi modda sifatida U^{235} izotop bilan boyitilgan tabiiy urandan foydalaniladi.

Zanjir reaksiya boshqarilmaydigan tarzda amalga oshishi atom bombaning portlash jarayonida sodir bo'ladi. Atom bomba portlaganda juda qisqa vaqt ichida nihoyat darajada katta energiya ajralib chiqqanligi uchun portlash zonasida issiqlik bir necha million gradusga etadi. Bunday issiqlik ta'sirida portlash zonasidagi moddalar bug'ga aylanadi. O'ta qizigan sharsimon gaz tez kengayishi natijasida juda kuchli zarb to'liqini vujudga keladi va o'z yo'lida ob'ektlarni emiradi va kuydiradi.

Termoyadroviy reaksiyalar

Hisoblashlarning ko'rsatishicha faqat og'ir yadrolarni bo'linishi tufayligina emas, balki juda engil yadrolarni biriktirish (yadrolar sintezi) usuli bilan ham yadroviy energiyadan foydalanish mumkin ekan. Masalan, deyteriy va tritiyni sintezidan α -zarra va neytron hosil bo'ladi; ya'ni



bu reaksiya energiyasi

$$Q = [m_{\text{H}_2} + m_{\text{H}_3} - (m_{\text{He}_4} + m_n)]c^2 \approx 17.6 \text{ Mev}$$

Bunda har bir nuklonga to'g'ri keladigan energiya 3,5 Mev. Ma'lumki U^{235} ning bo'linishida ajraladigan energiyaning bitta nuklonga mos keladigan energiyasi 0,85 Mev.

Yadrolar sintezi yuqori temperaturalarda sodir bo'lganligi uchun uni termoyadroviy reaksiya deb ham ataladi.

H^2 (deyteriy) va H^3 (tritiy) yadrolarining $\sim 10^7 \text{K}$ haroratda ham etarlicha intensiv birikishi kuzatiladi. Bu qadar yuqori harorat yulduzlarda, jumladan Quyoshda mavjud. Quyosh nurlanishining spektrida vodorod, geliy, uglerod, azot va kisloroddan iborat. Quyosh energiyasi uning tarkibidagi yadrolarning sintezi, ya'ni termoyadroviy reaksiyalar tufayli ajraladi.

Olimlar sun'iy ravishda termoyadroviy reaksiyani amalga oshirish usulini topdilar. Buning uchun termoyadroviy reaksiyadaqatnashishi lozim bo'lgan modda (masalan H^2 va H^3 aralashmasi) ichida atom bomba portlatilsa bas. Atom bomba portlaganda hoyat qisqa vaqt ichida harorat $\sim 10^7 \text{K}$ ga etib, deyteriy va tritiy birikadi, bunda energiya ajralib chiqishi yanada kuchliroq portlash tarzida namoyon bo'ladi.

Portlashda vodorod izotoplari qatnashganligi uchun bu qurolga vodorod bomba deyiladi. Neytron bomba deb ataluvchi qurolga esa yadroviy sintez reaksiyasi amalga oshishi uchun talab qilinadigan sharoit detonatorlik vazifasini bajaruvchi bombani portlatish yo'li bilan emas, balki boshqa usullar yordamida vujudga keltiriladi. Yadroviy sintez reaksiyasida ajralib chiqadigan energiyaning asosiy qismri ($\sim 80\%$) neytronlarning energiyasi sifatida namoyon bo'ladi. Shuning uchun neytron bomba portlaganda vujudga keladigan zarb to'liqin anchagina kuchsiz lekin nurlanish dozasi nihoyat kuchli bo'ladi. Neytronlar muhit atomlarning elektron qobiqlari bilan bivosita ta'sirlashmaydi. Lekin muhit atomlarning yadrolari bilan ta'sirlashuvi tufayli zaryadli zarrachalar, γ -kvantlar va radioaktiv yadrolar hosil bo'ladi. Shuning uchun odam organizmiga neytronlarning ta'siri tirik to'qimalarning atom va molekularining ionlashtirishdan iborat bo'ladi.

Ionlarning aktivligi o'zgacha bo'lganligi uchun sog' organizmda salbiy ta'sir ko'rsatuvchi himiyaviy birikmalar vujudga keladi. Yadroviy nurlanish, hususan neytronlar ta'sirida ba'zi murakkab molekular, birinchi navbatda ilik, so'ngra on hosil bo'lish jarayoni, ayniqsa, markaziy nerv sistemasining to'qimalari zararlanadi, ovqat hazm qilish yo'li va jinsiy a'zolarining hujayralari ham shikastlanadi.

Hozirgi paytda «Tokamal» magnit o'ramli toroidal kamera yordamida halqaro hamkorlik asosida boshqariladigan termoyadroviy reaksiyani amalga oshirish bo'yicha izlanishlar olib borilmoda.

Elementar zarralar. Elementar zarralar materiyaning eng kichik zarrachalari bo'lib ular maydonlar bilan o'zaro ta'sirlashganda o'zini mustaqil tuta oladilar. Elementar zarralarga: elektron, proton, neytron, foton, mezonlar, giperonlar, neytron va ularning ba'zilarining antizarralari kiradi.

Elementar zarralarni o'rganishdagi eng muhim qurol katta energiyaga ega bo'lgan kosmik nurlanishlar va tezlatgichlardir. Kosmik fazoni to'ldiruvchi yuqori energiyali stabil mikrozzarralarga kosmik nurlar deyiladi. Kosmik nurlar birlamchi va ikkilamchi bo'ladi. Birlamchi kosmik nurlar asosan protonlardan iborat, bo'lib ularni energiyalari (10^{10} - 10^{19})eV. Bu kosmik nurlar Er atmosferasiga etib kelib ikkilamchi kosmik nurlarni vujudga keltiradi. Odatda 20 km dan quyiroq balandliklarda kosmik nurlar, asosan ikkilamchi nurlanishdan iborat bo'ladi. Ikkilamchi nurlanish zarrachalar jalasidan iborat bo'lib bu jala 1928 yilda akademik Skobelsin tomonidan Vilson kamerasi yordamida qayd qilingan. Dirak nazariyasiga asosan jala tarkibida musbat zaryadlangan elektron-pozitron mavjudligi isbot qilindi.

Pozitron elektronga qarama-qarshi zarradir. Elementar zarralarning hozirgi zamon nazariyasiga asosan hamma elementar zarralar o'zlarining qarama-qarshi juftlariga ega, masalan, elektron-pozitron, neytrino-antineytrino, proton-antiproton, neytron-antineytron. Agar ikki juft, ya'ni elektron-pozitron o'zaro to'qnashsa, bir-birini emiradi (annigilyaciyalanadi), natijada ikkala zarraning tinchligidagi massasiga to'g'ri keluvchi energiya ajralib chiqadi.

Zamonaviy tezlatgichlarda zarralarni yuqori energiyalargacha tezlatish imkoniyati elementar zarralarni o'rganishga keng sharoitlar yaratib beradi. Antiproton va antineytronlarni kashf etilishi sinhfazotonda yuqori energiyali protonlar oqimini hosil qilish bilan bog'liq. 1932 yilda elektronning antizarrasi pozitron kuzatilgandan so'ng, barcha elementar zarralarning antizarralari ham bo'lishi lozim, degan fikr fizikada mustaqam o'rin oldi. 1955 yilda Semberlen va boshqalar amalga oshirgan tajribada antiproton qayd qilindi. Antiproton proton bilan to'nashganda annigilyaciyalanadi. 1956 yilda antineytron kashf qilindi. U nuklon bilan (ya'ni proton yoki neytron bilan) to'qnashganda annigilyaciyalanishi mumkin.

Keyinchalik (1965-1966) eng oddiy yadrolar deyteriy va tritiylarning antiyadrolari antideyteriy va antitritiylar kuzatildi. 1973 yilda antigeliy yadrosi hosil qilindi.

Elementar zarralar asosan, fotonlar leptonlar, mezonlar va barionlar gruppasiga bo'linadi.

Fotonlar-elektromagnit nurlanish kvantlari bo'lib, zaryadlangan elementar zarralar bilan o'zaro ta'sir qiladi.

Leptonlar gruppasi neytrino, elektron va myu-mezon (manfiy ion) dan iborat bo'lib ular engil zarralardir. Ular o'z-o'zlari va boshqa zarralar bilan o'zaro ta'sir qilishlari mumkin.

Mezonlar gruppasiga kirgan zarralarning (π mezon, π nol-mezon, ka-mezon, ka-nol mezon, η -mezon) massalari leptonlardan og'irroq lekin barionlarnikidan engilroq, shuning uchun ularni o'rta massali zarralar deyiladi.

Barionlar gruppasi nuklon va giperon kabi og'ir zarrachalarni birlashtiradi. Barionlar va mezonlar gruppalariga oid zarralarda kuchli o'zaro ta'sir namoyon bo'ladi. ba'zi zarralar bir va?tning o'zida bir necha o'zaro ta'sirda qatnashishi mumkin.

E. Fermi 1952 yilda π -mezonlarning protonlarda sochilishini tekshirish jarayonida rezonanslar deb ataladigan zarralarni aniqlagan. Bu tajribada π -mezonlarning sochilish ehtimolligini ularning energiyasiga bog'liqligini ifodalovchi grafikda keskin maksimumlar kuzatildi.

Hozirgi paytda olimlar ma'lum elementar zarralardan ham elementarro zarralar mavjud emasmi degan savolga javob idirmodalar. Ba'zi nazoriyotcha fiziklarning fikricha tabiatda hali kashf qilinmagan zarralar mavjudki, bu zarralardan hozircha elementar deb atalayotgan zarralar tashkil topgandir.

Hozirgi zamon fizikasining asosiy muammolari

Fizikaning eng muhim fundamental muammolaridan biri elementar zarralar sohasida materiyani o'rganishdir. Bu so'ada 1964 yilda Gell-Man tomonidan taklif etilgan gipoteza e'tiborga loyiq. Bu gipotezaga asosan barcha mezonlarni, barionlarni va rezonanslarni kvarklar deb nomlangan uch zarra va antikvarklar deb atalgan uch zarraning turli kombinatsiyalardagi bog'lanishi tarzida vujudga keltirish mumkin. Agar bu gipoteza tasdiqlansa, hozirgacha ma'lum bo'lgan elementar zarralar massalari spektrini nazariy aniqlash masalasi ham echilmagan. Kvarklar va boshqa fundamental zarralar massalarining yu'ori chegarasi bor-yo'qligi ham aniq emas. O'zaro tortishishning kvant nazariyasini yaratish sohasidagi masalalar ham echilmagan.

Astrofizika sohasida ham birqancha muammolar mavjud. Katta zichlik va bosimlarda neytron yulduz va qora teshik ichidagi materiyaning holati hozirgacha aniq emas. Kvazarlar va radio galaktikaning tabiati hamda

o'tayangi yulduzlardagi chaqnashlar va γ nurlarning sochilishi ham muammo bo'lib qolmoqda. Termoyadro reaksiyalarida Quyoshdan kelayotgan neytrinolarning qayd qilingan soni nazariya bo'yicha hisoblanganidan kamligini tushunib bo'lmaydi. O'ta yangi yulduzlardagi chaqnashlarda hosil bo'ladigan kosmik nurlar (zaryadlangan zarralar)ni tezlatish mexanizmi va pulsarlarning elektromagnit nurlanishi mexanizmlari ohirigacha aniqlanmagan. Shu bilan birga koinot evolyuciyasi muammolarini hal qilish endi boshlandi.

Yadro fizikasi sohasida ham bir qancha muammolar mavjuddir. Bular qatoriga kuchli o'zaro ta'sir nazariyasining yo'qligi hamda nazariy izlanishlar natijasida aniqlangan atom tartibi 114 dan 126 gacha bo'lgan ko'p yashamaydigan elementlarni eksperimental tasdiqlash kabi masalalar kiradi.

Hal qilinishi zarur bo'lgan masalalardan biri boshqariladigan termoyadro sintezi muammosidir. Deyteriy-tritiyning issiq plazmasi yaratish bo'yicha nazariy va eksperimental izlanishlar keng miqyosda olib borilmoqda.

Kvant elektronikasi sohasida bir nechta muammolarni hal qilish zarur. Lazerlar bilan moddalarni termoyadro qaroratigacha qizdirish kosmosda aloqani amalga oshirish shular jumlasiga kiradi. Hal qilinishi lozim bo'lgan asosiy muammolar atoriga lazer nurlar quvvatini oshirish va to'lqin uzunligini diapazonini kengaytirish hamda rentgen va γ -lazerlarni yaratish kabi masalalardir.

Qattiq jismlar fizikasi sohasidagi muammolarga, mexanik mustahkamlik, issiqlikka chidamli, elektrik, optik va magnit hossalari bo'yicha ekstremal (eng past yoki eng yuqori) hususiyatlarga ega bo'lgan materiallarni yaratish masalasi kiradi. Yuqori haroratli o'tao'tkazuvchan materiallarni hosil qilish elektr energiyasini uzoq masofalarga ortiqcha energiya sarflamasdan uzatish imkoniyatini beradi. Ishonchli va miniatyur yarimo'tkazgichli qurilmalar yaratishning yangi fizik uslublarini ishlab chiqish zarur yuqori bosimli va o'ta past harortli muhitlarni yaratish uslublari ishlab chiqilishi kerak va hakoza.

MUNDARIJA

So'z boshi	3
MEXANIKA. Moddiy nuqta kinematikasi. Egri chiziqli harakatda tezlik va tezlanish. Aylanma harakat. Burchak tezlik. Burchak tezlanish. Tangensial va normal tezlanish	4
Dinamika asoslari	17
Energiya va mexanik ish.....	31
Impul's. Impul'sning saqlanish qonuni.....	44
Aylanma harakat dinamikasi.....	57
Deformatsiya turlari va Guk qonuni	66
Tebranma harakat. Garmonik tebranishlar.....	73
Prujinali va matematik mayatniklar. To'lqinlar.....	85
MOLEKULYAR FIZIKA VA TERMODINAMIKA. Modda holati haqida tushuncha	106
Gazlarning elementar kinetik nazariyasining asosiy tenglamasi.....	108
Ideal gaz qonunlari.....	110
Gaz molekulalarinig tezliklar bo'yicha taqsimoti	116
Termodinamikaning birinchi qonuni	118
Issiqlik mashinalari. Termodinamikaning II-qonuni.....	122
Real gazlar	124
ELEKTR. Elektrostatika. Elektr zaryadi. Zaryadning saqlanish qonuni. Kulon qonuni	127
Elektr maydon kuchlanganlik vektori. Gauss teoremasi va uning tadbiqui.....	138
Elektrostatik maydon kuchlarining bajargan ishi. Elektr maydon potensiali. Elektr maydon kuchlanganligi va potensial orasidagi bog'lanish	150
Elektr maydonda o'tkazgichlar va dielektriklar. Elektr sig'imi va elektr maydon energiyasi.....	162
O'zgarmas elektr toki. Om qonuni. Tarmoqlangan elektr zanjirlar.....	174
Turli muhitlarda elektr toki.....	192
OPTIKA, ATOM VA YADRO FIZIKASI. Yorug'likning tabiati. Yorug'likning dispersiyasi, interferensiyasi va qutublanishi.....	203
Yorug'likning kvant hossalari. Fotoeffekt. Yorug'likning bosimi.....	219
ATOM TUZILISHI	223
Radioaktivlik. α , β , γ yemirilish	229
Termoyadroviy reaksiyalar	234
Hozirgi zamon fizikasining asosiy muammolari.....	237

Begmatova D.A., R.M. Abdullayev,

FIZIKA

(ekologlar uchun)

Muharrirlar: Abdukamol Abdujalilov
Texnik muharrir: Yunusali O'rinov
Badiiy muharrir: Shoimov Zuxriddin
Musahhiha: Dilfuza Beknazarova
Dizayner: Yunusali O'rinov

Nash.lits. № 2013-975f-3e5e-d1e5-
f4f3-8537-2366. 20.08.2020 y.

Terishga 24.08.2020-yilda berildi. Bosishga 05.11.2020-yilda ruxsat
etildi. Bichimi: 60x84 1/16. Ofset bosma. «Times New Roman»
garniturasida. Shartli b.t. 15. Nashr b.t. 13.95.

Adadi 100 nusxa. Buyurtma №18.

Bahosi shartnoma asosida.

«Tafakkur avlodi» nashriyoti, 100190, Toshkent shahri,
Yunusobod-9, 13-54. e-mail: tafakkur_avlodi@mail.ru

«Tafakkur avlodi» MCHJ bosmaxonasida bosildi.
Toshkent shahri, Olmazor tumani, Nodira ko'chasi, 1-uy.
Telefon: +99890 000-33-93



**«Tafakkur avlodi»
nashriyoti**

ISBN 978-9943-6690-3-1



9 789943 669031