

O'zbekiston Respublikasi Oliy va o'rta maxsus ta'lim vazirligi nomidagi
Urganch ijtimoiy-iqtisodiyot kasb hunar kalleji

UMUMTA'LIM FANLAR KAFEDRASI

M Ro'zmetova J Ernazarov R Durdiyev

UMUMIY FIZIKA

(fizika ixtisosligidan boshqa ixtisosliklar uchun
ma'ruza matnlari to'plami)

KIRISH

Fizika - asosiy tabiiy fanlarning biri bo'lib, u jonsiz tabiatning qonunlarini o'rganadi. Tabiatda sodir bo'ladigan hodisa 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. Fizikaning asosiy qonunlarini bayon etishdan avval ba'zi fizik tushunchalar bilan tanishamiz.

Fizik hodisa: Fizik hodisa yoki fizik jarayon deb berilgan jismlarda vaqt o'tishi bilan ma'lum qonuniyatlar asosida sodir bo'ladigan o'zgarishlarga aytiladi. Bu o'zgarishlar o'lchov vositasida miqdoriy baholanadilar.

Fizik tajriba: Jismlar bilan bog'liq bo'lgan o'zgarishlar kuzatish yoki laboratoriyalarda amalga oshiriladigan maxsus tajribalar orqali o'rganiladi. Tajribalarda olingan xulosalar u yoki bu fizik hodisaning, jarayonning qonuniyatlarini ochishga yordam beradi.

Fizik o'lchashlar, fizik kattaliklar: Fizikada aniq o'lchashlar asosiy rol o'ynaydi. Bu o'lchashlarda fizik kattaliklar aniqlanadi. Fizik kattaliklarga misollar sifatida kuch, tezlik, tezlanish va boshqa kattaliklarni keltirish mumkin. Fizik kattaliklar jismning xossasini yoki fizik jarayonning xarakteristikasini ifoda etadilar va ularni aniq miqdoriy tomondan o'lchash mumkin. Fizik kattaliklarni o'lchaganda ularni birlik deb qabul qilingan kattalikka nisbatan solishtirib, miqdoriy belgilanadi. Fizikadagi barcha ilmiy ishlarda fizik kattaliklarni aniq o'lchash tajribaning asosiy qismi hisoblanadi.

Fizik qonunlar: Barcha hodisalar va jarayonlar o'zaro bir-biri bilan bog'langan holda sodir bo'ladi. Kuzatish va tajriba yo'li bilan bu bog'lanishlar qonuniyatlari aniqlanadi va ulardan umumiy xarakterga ega bo'lgan qonuniyatlar fizik qonunlarni tashqil etadi. Har bir fizik hodisa tekshirilganda bu fizik qonunlar asos qilib olinadi.

1-Bo'lim
MEXANIKA
1-§. MODDIY NUQTANING HARAKATI

Jismlarning yoki bir jism qismlarining fazoda bir-biriga nisbatan siljishiga **mexanik harakat** deyiladi. Jismlarning mexanik harakatini o'rganganda ko'pincha ularning shakllari va o'lchamlarini hisobga olmasa ham bo'ladigan hollar uchraydi. Bunday sharoitlarda jismni **moddiy nuqta** deb qarash mumkin. Masalan, bir bola uyidan maktabgacha ma'lum masofa bosib o'tsa, bolaning harakatini o'rganganda uni moddiy nuqta deb qarash masalani osonlashtiradi. Lekin shu bola qo'l va oyoqlarini qimirlatib gimnastika bilan shug'ullansa, uni endi moddiy nuqta deb qarash mumkin bo'lmaydi. Xuddi shunday yerning Quyosh atrofida aylanishini o'rganganda yerni moddiy nuqta deb qarash mumkin, lekin yerni o'z o'qi atrofida sutkalik aylanishini ko'rganda Yerni moddiy nuqta deb qarash mumkin emas. Demak, moddiy nuqta deb ko'rilayotgan masalada shakli va o'lchamlarini hisobga olmaslik mumkin bo'lgan jismga aytiladi.

Jismning vaziyatini yoki harakatini har doim boshqa jismga nisbatan ko'riladi, shu sababli oxirgi jismni sanoq jismi deyiladi. Fizikada sanoq sistemasi sifatida **koordinatalar sistemasi** ishlatiladi. Masalan, o'zaro to'g'ri burchak ostida bo'lgan uch o'qli koordinata sistemasi olinadi, bu o'qlarni **x, y, z** harflari bilan belgilanadi. Bunday koordinata sistemasini fransuz olimi Dekart kiritgan. Yana boshqa koordinatalar sistemalari ham mavjud.

Moddiy nuqta harakatini shu harakatni vujudga keltirgan sababisiz o'rganadigan mexanikaning bo'limiga **kinematika** deyiladi. Kinematikada mexanik harakatlarni qarab chiqish uchun **trayektoriya, yo'l, ko'chish** kabi tushunchalardan foydalaniladi. Moddiy nuqta harakati davomida chizgan chiziqqa **trayektoriya** deyiladi. Agar trayektoriya tug'ri chiziqdan iborat bo'lsa, harakat **to'g'ri chiziqli harakat** deb ataladi. Trayektoriya egri chiziqdan iborat bo'lsa, bunday harakat **egri chiziqli harakat** bo'ladi. Trayektoriya aylanadan ham iborat bo'lishi mumkin. Bunday holda moddiy nuqta **aylana bo'ylab harakat** sodir etyapti deyish mumkin.

Moddiy nuqtaning trayektoriya bo'ylab harakati davomida bosib o'tgan masofaga **yo'l** deyiladi. Yo'l yo'nalishi bilan xarakterlanmaydi. Fizikada bunday kattaliklarni **skalyar kattaliklar** deyiladi. Yo'l — skalyar kattalik. Agar moddiy nuqta bir nuqtadan ikkinchi nuqtaga qarab harakat qilsa, shu nuqtalarni birlashtiruvchi va 1-nuqtadan 2-nuqtaga yo'nalgan to'g'ri chiziqqa **ko'chish** deyiladi.

Fizikada yo'nalish bilan xarakterlanadigan fizik kattaliklarga **vektor kattaliklar** deyiladi. Ko'chish - vektor kattalikdir.

Endi kinematikada ko'riladigan ikki asosiy fizik kattaliklar — **tezlik va tezlanish**ni ko'rib chiqamiz.

Biz hayotda tezlik deganda, vaqt birligida bosib o'tgan yo'lni tushunamiz. Agar teng vaqtlar oraliqlarida moddiy nuqta teng yo'l yursa, bunday harakatga **tekis harakat** deyiladi va harakat to'g'ri chiziqli bo'lsa, tekis harakat tezligi uchun quyidagi formulaga ega bo'lamiz.

$$v = \frac{S}{t}, \quad (1.1)$$

bunda, **S** - bosib o'tilgan yo'l, **t** – vaqt.

Odatda, fizikada **tezlik** deganda moddiy nuqtaning trayektoriya bo'ylab ko'chish tezligini va har bir momentdagi nuqtaning harakat yo'nalishini xarakterlovchi fizik kattalik tushuniladi. Shu sababli trayektoriyaning har bir nuqtasi uchun **oniy tezlik** tushunchasi kiritilgan. Oniy tezlikni topish uchun x, y koordinata o'qlari tekisligida biror harakatning trayektoriyasini quramiz va bu trayektoriyaning cheksiz kichik biror dl qismiga mos bo'lgan ds ko'chishni ajratib, unga koordinata boshidan r_1 va r_2 radius-vektorlarni o'tkazamiz. Endi ds ko'chishni shu ko'chish sodir bo'lgan dt vaqt oralig'iga bo'lib, trayektoriyaning shu nuqtasi uchun oniy tezlikni topamiz.

$$V = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta S}{\Delta t} = \frac{dS}{dt}. \quad (1.2)$$

Bu yerda, V — oniy tezlik, ds — cheksiz kichik ko'chish, dt — vaqt oralig'i. Demak, tezlik moddiy nuqtaning radius-vektoridan vaqt bo'yicha olingan hosilasiga teng ekan. Tezlik V trayektoriyaga urinma bo'ylab yo'nalgan bo'ladi. **Halqaro Birliklar Sistemasi** da tezlik birligi m/s , **SGS** sistemada sm/s . Yana tezlik amaliyotda $km/soat$ birlikda ham o'lchanadi.

Moddiy nuqtaning tezligi vaqtning funksiyasidir. Shu sababli tezlikdan vaqt bo'yicha olingan hosila **tezlanish**ni beradi:

$$W = \frac{dV}{dt} = \frac{d^2 S}{dt^2}. \quad (1.3)$$

Tezlanish ham vektor kattalikdir. Tezlanishning HBS dagi birligi m/s^2 .

Endi egri chiziqli harakatda tezlik va tezlanishni ko'ramiz. Egri chiziqli harakatda tezlik vektori ham qiymat bo'yicha, ham yo'nalish bo'yicha o'zgarib turadi. Shu sababli tezlanish harakat yo'nalishi bilan bir xil bo'lmaydi. Tezlanish W vektorini egri chiziqli harakatda ikki o'zaro perpendikulyar tashkil etuvchilarga ajratish mumkin: **tangensial** tashkil etuvchi W_t va **normal** tashkil etuvchi W_n . Tangensial tashkil etuvchi egri chiziqqa urinma bo'ylab yo'nalgan bo'ladi va quyidagiga teng bo'ladi:

$$W_t = \frac{dV}{dt}, \quad (1.4)$$

bu yerda, V — chiziqli tezlik, t — vaqt.

Tezlanishning normal tashkil etuvchisi W_n egrilik markaziga yo'nalgan bo'ladi va matematik ravishda shunday ifodalanadi:

$$W_n = \frac{V^2}{R}, \quad (1.5)$$

bunda, R — egrilik radiusi.

Agar moddiy nuqta aylana bo'ylab tekis harakat qilayotgan bo'lsa, burchak tezlik ω bilan xarakterlanadi. Burchak tezlik ω matematik ravishda shunday ifodalanadi:

$$\omega = \frac{\varphi}{t}, \quad (1.6)$$

bunda, φ - radius-vektorning burilish burchagi t - vaqt. Chiziqli tezlik V va burchak tezlik ω shunday bog'langan:

$$V = \omega R \quad . \quad (1.7)$$

Moddiy nuqtaning bir marta aylanishi uchun ketgan vaqtga **aylanish davri** deyiladi va T bilan belgilanadi. Vaqt birligidagi aylanishlar soni **aylanish chastotasi** deb ataladi va n bilan belgilanadi. Aylanish davri T va aylanish chastotasi n quyidagicha bog'langan:

$$T = \frac{1}{n} \quad . \quad (1.8)$$

Burchak tezlik ω va aylanish davri T o'zaro quyidagicha ifodalanadi:

$$\omega = \frac{2\pi}{T} \quad . \quad (1.9)$$

Moddiy nuqta aylana bo'ylab notekis harakatlansa, chiziqli tezlik bilan birga burchak tezlik ω ham o'zgaradi. Shu sababli **burchak tezlanish** β tushunchasi kiritiladi. U shunday ifodalanadi:

$$\beta = \frac{d\omega}{dt} \quad . \quad (1.10)$$

Burchak tezlik ω va burchak tezlanish β vektor kattaliklardir. Burchak tezlik ω ning yo'nalishi parma qoidasi bilan topiladi. Agar burchak tezlik ω vaqt o'tishi bilan ohsa, ω va β yo'nalishi bir xil, ω vaqt o'tishi bilan kamaysa, ω va β yo'nalishi qarama-qarshi bo'ladi.

2-§. DINAMIKANING ASOSIY QONUNLARI

Mexanikaning jismlarning harakatini shu harakatni vujudga keltirgan sabab bilan birga o'rganadigan bo'limini **dinamika** deyiladi. Dinamikaning asosini 3 ta qonun tashqil etadi. Bu qonunlarni ingliz olimi I.Nyuton aniqlagan. Shu sababli ularni **Nyuton qonunlari** deb ham ataladi.

Nyutonning birinchi qonuni tashqi ta'sirsiz harakatlanayotgan jismlarning mexanik holati haqidadir. Bu qonunni shunday bayon etish mumkin: ***tinch holatdagi yoki to'g'ri chiziqli tekis harakat qilayotgan jismga boshqa jismlar ta'sir etmasa yoki ularning ta'siri kompensatsiyalansa, bu jism o'zining tinch holatini yoki to'g'ri chiziqli tekis harakatini saqlaydi.***

Nyutonning 2-qonuni jism harakat tezligining o'zgarishini shu jismga ta'sir etayotgan tashqi sabab - kuch bilan bog'laydi. Bunda kuch jismlarning o'zaro ta'sirini xarakterlaydigan fizik kattalik sifatida qaraladi. Tajriba ko'rsatadiki, bir xil kuch bilan har xil jismlarga ta'sir etsak, ular har xil tezlanish oladi, bunga sabab ularning har xil massaga ega bo'lishidir. Shu sababli Nyutonni 2- qonunini shunday yozish mumkin:

$$F = mW, \quad (2.1)$$

bunda F - kuch, m - jism massasi, W - tezlanish.

Bu tenglamaga ko'ra kuch vektor kattalikdir, lekin massa - skalyar kattalikdir. Bu qonunda massa jismni tezlantiruvchi kuchlarga nisbatan qarshi turaolish qobiliyatini bildiradi, ya'ni inertligini ifodalaydi.

Massa birligi XBS da **kilogramm** deb ataladi. Xalqaro bitimga asosan massa birligi **kg** etaloni sifatida maxsus platina — iridiy qotishmasidan yasalgan etalon qabul kilingan, bu etalon Parijda saqlanadi. Kuch birligi **(2.1)** formula asosida aniqlanadi va **Nyuton** deb ataladi. Kuch birligi qilib shunday kuch olinadi-ki, u **1kg** massali jismga **1m/s²** tezlanish beradi, ya'ni **1N = 1kg · 1m/s²**.

Nyutonning 2-qonunini asosiy ko'rinishini ko'rib chiqamiz. Tezlanish

$$W = \frac{dV}{dt} . \quad (2.2)$$

bo'lganligi uchun, **(2.1)** formulani shunday yozish mumkin:

$$F = m \frac{dV}{dt} = \frac{d(mV)}{dt} \quad (2.3)$$

Massaning tezlikka ko'paytmasini **impuls** deb ataladi.

$$p = mV . \quad (2.4)$$

Shunga binoan, **(2.3)** ni shunday yoziladi:

$$F = \frac{dp}{dt} . \quad (2.5)$$

Bu **(2.5)** ifoda Nyutonning 2 - qonunini ifodalaydi va shunday ta'riflanadi: **impulsdan vaqt bo'yicha olingan hosila jismga ta'sir etuvchi kuchga teng.**

Nyutonning 3 - qonunini shunday bayon etish mumkin: **Agar B jism A jismga F₁ kuch bilan ta'sir etsa, A jism ham B jismga F₂ kuch bilan ta'sir etadi, bunda F₁ va F₂ kuchlar o'zaro teng va qarama-qarshi yo'nalgan.**

$$F_1 = -F_2 . \quad (2.6)$$

Bu qonunda eng muhimi shunda-ki, **F₁** va **F₂** kuchlar har xil jismlarga ta'sir etadi, ya'ni bir jismga emas.

Mexanikada jismlar harakatini ko'rganda, shunday hol ko'riladiki, bunda jismlar o'zaro ichki ta'sirlashib, tashqi jismlar bilan ta'sirlashishi ro'y bermasligi mumkin. Bunday jismlarga **yopiq sistema** deb qarab, impulslar uchun saqlanish qonunini tadbiq etsak, impulsning saqlanish qonunini bajarilishini ko'ramiz. Bu qonunning ta'rifi shunday: **yopiq sistemani tashqil etgan jismlarning impulslarining vektor yig'indisi harakatning hamma vaqtida o'zgarmas bo'ladi.** Bu qonun fizikada va texnikada juda katta rol o'ynaydi.

3-§. KUHLAR

Hozirgi zamon fizikasida 4 xil ta'sirlashuv ko'riladi. Bular:

1) gravitatsion ta'sirlashuv;

2) *elektromagnit ta'sirlashuv*;

3) *kuchli yoki yadroviy ta'sirlashuv*;

4) *kuchsiz ta'sirlashuv*. Bunday ta'sirlashuv elementar zarralarni parchalanishida ro'y beradi. Bu ta'sirlashuvlardan ikkitasi, ya'ni gravitatsion va elektromagnit ta'sirlar klassik mexanikada ko'riladigan kuchlarning vujudga kelishida asosiy rolni o'ynaydi. Klassik mexanikada asosan uch xil kuch ko'riladi. Bular:

1) *gravitatsion yoki tortishish kuchlari*;

2) *elastiklik kuchlari*;

3) *ishqalanish kuchlari*.

Bu uchta kuchdan ikkitasi — elastiklik va ishqalanish kuchlarini vujudga kelishi elektromagnit xarakterga ega. Chunki bu kuchlar moddaning molekulalarini o'zaro ta'sirlashuvi natijasida paydo bo'ladi. Bu ta'sirlashuv esa elektromagnit xarakterda bo'ladi.

Elastiklik kuchi **Guk qonuni** asosida shunday yoziladi:

$$F_{EL} = -kx, \quad (3.1)$$

bu yerda F_{EL} - elastiklik kuchi, k - proporsionallik koeffitsienti, x - deformatsiya kattaligi.

Ishqalanish kuchlarini konkret hol uchun ko'riladi. Masalan, ikki yuza o'zaro sirpansa, ishqalanish kuchi ularning holatiga va bu jismlarni qisayotgan (bosayotgan) kuchiga bog'liq bo'ladi:

$$F_{ish} = \mu F_n. \quad (3.2)$$

Bu yerda F_{ish} - ishqalanish kuchi, μ - ishqalanish koeffitsienti, F_n — siqayotgan kuchning normal tashqil etuvchisi.

Gravitatsion, ya'ni tortishish kuchlari I.Nyuton tomonidan ochilgan butun dunyo tortishish qonuni asosida aniqlanadi:

$$F = \gamma \frac{m_1 m_2}{R^2}. \quad (3.3)$$

Bu yerda F - tortishish (gravitatsion) kuchi, γ - gravitatsion doimiy, m_1, m_2 — ikki jismning massalari, R - jismlar orasidagi masofa.

Gravitatsion doimiyni tajribada birinchi marta ingliz olimi **Kavendish** 1798

yilda aniqlagan:

$$\gamma = 6.65 \cdot 10^{-11} \frac{N \cdot m^2}{kg^2}.$$

Tortishish kuchi ta'sirida barcha jismlar yerga tortiladi. Agar yer bilan bog'langan sanoq sistemasida istagan m massali jismga ta'sir qilayotgan kuchni ko'rsak, uni **og'irlik kuchi** deyiladi va u quyidagiga teng bo'ladi:

$$P = mg, \quad (3.4)$$

bu yerda g - erkin tushish tezlanishi.

Og'irlik kuchini jismning **og'irligidan** farq qilish kerak. Jismning og'irligi deb jismning tayanchga ta'sir kuchiga aytiladi va uni G bilan belgilanadi. Agar

jism yerga nisbatan tinch turgan bo'lsa, og'irlik kuchi va og'irlik o'zaro teng bo'ladi.

$$G = P = mg . \quad (3.5)$$

Agar jism yerga nisbatan W tezlanish bilan harakatlanayotgan bo'lsa, (3.5) tenglik bajarilmaydi.

4-§. KOSMIK TEZLIKLAR

Kosmik parvozlarni amalga oshirishni Rossiyada K.E.Siolkovskiy, yevropada nemis olimi G.Obert va Amerikada R.Goddard birinchi bo'lib ko'rib chikkanlar. Bu olimlarning hisoblashlariga ko'ra yerdan kosmosga uchirilgan jismlarning harakati uch xil tezlikka bog'liq, ularni kosmik tezliklar deyiladi. Birinchi kosmik tezlik

$$V_{\pi 1} = 7.93 \text{ km} / \text{c} \approx 8 \text{ km} / \text{c}$$

ga teng bo'lib, sun'iy yo'ldosh bunday tezlikka ega bo'lganda, u yer atrofida doira bo'ylab harakatlanadi. Ikkinchi kosmik tezlik

$$V_{\pi 2} = 11.2 \text{ km} / \text{c}$$

ga teng bo'lib, kosmik jism V_{K1} dan katta, ammo V_{K2} dan kichik tezlikka ega bo'lsa, uning harakati ellips bo'yicha amalga oshadi. Jism tezligi V_{K2} ga teng bo'lsa, u parabola bo'yicha harakatlanadi. Jism V_{K2} dan katta tezlik bilan harakatlanganda uning orbitasi giperboladan iborat bo'ladi. Yana **uchinchi kosmik tezlik** ham mavjud, u quyidagiga teng:

$$V_{\pi 3} = 16.7 \text{ km} / \text{c} .$$

4-§. GALILEYNING NISBIYLIK PRINSIPI. GALILEY ALMASHTIRISHLARI

Italyan olimi G.Galiley inersial sanoq sistemalariga nisbatan kuzatishlar va maxsus tajriba yo'li bilan **nisbiylik prinsipini** ishlab chikdi. Bu prinsipga ko'ra barcha mexanik hodisalar barcha inersial sanoq sistemalarda bir xilda ruy beradi. Galileyning nisbiylik prinsipini x o'k bo'yicha o'zgarmas tezlik V bilan harakatlanayotgan ikki sanoq sistemaga nisbatan ko'rsak, har bir sistemadan ikkinchi sistemaga utishda koordinatalarning almashtirilishi quyidagi formulalar bo'yicha bo'ladi:

$$\begin{aligned} X' &= X - Vt \\ Y' &= Y \\ Z' &= Z \\ t' &= t. \end{aligned}$$

Bu formulalarga **Galiley almashtirashlari** deyiladi.

5-§. NOINERSIAL CAHOQ SISTEMALARDA HARAKAT QONUNLARI. INERSIYA KUHLARI

I.Nyuton qonunlari faqat **inersial sanoq sistemalarda** to'g'ri bo'ladi. Lekin biror inersial sanoq sistemaga nisbatan tezlanish bilan harakatlanayotgan boshqa sanoq sistemasini ko'rsak, u **noinersial sanoq sistema** bo'ladi. Bunday noinersial sanoq sistemalarda harakat qonunlarini ko'rganda asosiy kuchlar bilan birga yana qo'shimcha **inersiya kuchlari** deb ataluvchi kuchlarni hisobga olinadi.

Bunday holda dinamikaning tenglamalaridan foydalansa bo'ladi, faqat noinersial sanoq sistemalarda Nyutonning II qonuni quyidagicha yoziladi.

$$m\mathbf{W} = \mathbf{F} + \mathbf{F}_i, \quad (5.1)$$

bu yerda $\mathbf{F}$ - asosiy kuch, $\mathbf{F}_i$ - inersiya kuchi.

Inersiya kuchlariga misol sifatida aylanayotgan sistemadagi **markazdan qochma kuchni** ko'rsatish mumkin. Franso'z olimi Koriolis yerni aylanishini hisobga olib, yerdagi jismlarnig harakatini ko'rib chikdi va yerda meridian bo'ylab harakatlanayotgan jismlarga qo'shimcha inersiya kuchlari ta'sir qilishini aniqladi. Bu inersiya kuchini **Koriolis kuchi** deyiladi.

6-§. ISH. ENERGIYA. QUVVAT

Kuchning jismni ko'chirishdagi ta'sirini xarakterlash uchun **ish** tushunchasi kiritiladi. Ish $\mathbf{F}$ kuchni vektor bilan xarakterlanaligan $d\mathbf{S}$ ko'chishga skalyar ko'paytmasi bilan o'lchanadi. Juda kichik $d\mathbf{S}$ ko'chish uchun

$$dA = \mathbf{F}'d\mathbf{S} = FdS\cos\alpha, \quad (6.1)$$

bu yerda α - kuch bilan ko'chish orasidagi burchak.

Ma'lum yo'lni bosilganda bajarilgan ishni topish uchun (6.1) ni butun yo'l bo'yicha integrallash kerak:

$$A = \int F\cos\alpha dS, \quad (6.2)$$

bu yerda $F\cos\alpha$ - harakatlanuvchi kuch.

Agar $\mathbf{F}$ kuch $d\mathbf{S}$ ko'chishga perpendikulyar bo'lsa, ish nolga teng bo'ladi. Agar jism to'g'ri chiziq bo'yicha doimiy kuch ta'sirida harakatlansa, ish quyidagiga teng bo'ladi:

$$A = FS\cos\alpha, \quad (6.3)$$

Burchak $\alpha = 0$ bo'lsa, ish shunday ifodalanadi:

$$A = FS. \quad (6.4)$$

Ish birligi XBS da **1Joul**. $1J = 1N \cdot 1m$.

Vaqt birligida bajarilgan ishga **quvvat** deyiladi. quvvat birligi **1 vatt**. $1Vt = 1J/1c$.

Ish tushunchasi bilan **energiya** tushunchasi juda yaqin bog'langan. Energiya jismni yoki jismlar sistemasini ish bajarish kobiliyatini xarakterlaydi. Energiya ham XBS da **Joul** birligida o'lchanadi. Mexanik energiya ikki — **potensial va kinetik** energiyalardan iborat.

Kinetik energiya jismning harakati bilan bog'langan energiyadir va u jism tezligiga bog'liq bo'ladi:

$$E_{kin} = \frac{mV^2}{2} . \quad (6.5)$$

Potensial energiya berilgan sistemadagi jismlarning o'zaro vaziyati bilan bog'langan energiyadir va shu sistema bir holatdan ikkinchi holatga utganda bajariladigan ish bilan o'lchanadi. Og'irlik kuchi maydonida yer yuzasidan h balandlikda turgan jism potensial energiyasi quyidagiga teng:

$$E_{pot} = mgh, \quad (6.6)$$

bu yerda g - erkin tushish tezlanishi, m - jism massasi.

Berk (yopiq) sistemadagi jismning to'la energiyasi uning kinetik va potensial energiyalarining yig'indisiga teng va o'zgarmas bo'ladi:

$$E = E_{kin} + E_{pot} \quad (6.7)$$

Bu ifoda **energiyaning saqlanish qonuni** deyiladi.

7-§. QATTIQ JISM HAKAKATI

Jismni ixtiyoriy harakatini ko'rganda uni ikki asosiy harakat — ilgarilanma va aylanma harakatlarning yig'indisi sifatida qarash mumkin, ya'ni umumiy ko'chish:

$$S = S_{ilg} + S_{ayl} . \quad (7.1)$$

Kattiq jismning bunday harakatini *yassi harakat* deyiladi. SHunga ko'ra qattiq jism tezligini shunday yozish mumkin:

$$V = V_{ilg} + V_{ayl} , \quad (7.2)$$

bu yerda V_{ilg} , V_{ayl} ilgarilanma va aylanma harakat tezligi. Aylanish jarayonida har xil nuqtalarda har xil bo'ladi:

$$V_{ayl} = \omega R , \quad (7.3)$$

bu yerda ω - burchak tezlik, R - nuqtaning radius-vektori. Demak, qattiq jismning murakkab harakatining tezligi shunday bo'ladi:

$$V = V_{ilg} + \omega R . \quad (7.4)$$

Qattiq jism qo'zg'almas o'q atrofida aylanganda uning harakati uchun Nyutonning 2-qonunini tadbiq etish mumkin. Buning uchun qattiq jismning aylanma harakatini xarakterlaydigan ikki fizik kattalik—**kuch momenti M** va **inersiya momenti I** kiritiladi.

Qattiq jismni aylantiruvchi kuchning momenti M deb, shu kuch F ning ko'rilayotgan nuqtasidan aylanish o'qigacha bo'lgan R masofaga ko'paytmasiga aytiladi:

$$M = FR . \quad (7.5)$$

Kuch momentining birligi $1N*m$.

Biror jismning aylanish o'qiga nisbatan **inersiya momenti** I deb, jism massasini shu o'qqacha bo'lgan masofa kvadrati ko'paytmasiga aytiladi.

$$I = mR^2. \quad (7.6)$$

Inersiya momentining birligi XBS da $1kg*m^2$

Endi **aylanma harakat dinamikasining asosiy tenglamasini** shunday yozish mumkin:

$$M = I \frac{d\omega}{dt} = I \beta, \quad (7.7)$$

bu yerda β - burchak tezlanish.

Ko'rilgan (7.7) ifoda aylanma harakat uchun Nyutonning 2-qonunini ifodalaydi. Biz uchun yangi

$$L = I\omega. \quad (7.8)$$

ifodani (7.7) ga qo'ysak,

$$M = \frac{dL}{dt}. \quad (7.9)$$

ni hosil qilamiz. Bu yerda L kattalik **impuls momenti** deb ataladi. Ko'rilgan (7.9) ifoda qattiq jismning aylanma harakatining asosiy tenglamasidir. Qattiq jism biror o'qqa nisbatan aylanganda uning kinetik energiyasi quyidagiga teng bo'ladi:

$$E_{ayl} = \frac{I\omega^2}{2} \quad (7.10)$$

Endi qattiq jismning yassi harakatidagi kinetik energiyasini shunday yozamiz:

$$E_{kin} = E_{ayl} + E_{ilg} = \frac{I\omega^2}{2} + \frac{mV^2}{2}. \quad (7.11)$$

Bu ifodaning ma'nosi shuki, qattiq jism yassi harakatining kinetik energiyasi uning ilgarlanma harakati va aylanma harakatlarining kinetik energiyalarinig yig'indisiga teng.

8-§. JISMLAR DEFORMATSIYASI

Har qanday qattiq jism tashqi kuch ta'sirida o'z shakli va o'lchamlarini o'zgartiradi. Bu hodisaga **deformatsiya** deyiladi. Deformatsiyalar **elastik** va **plastik** bo'ladi. Agar tashqi kuch ta'siri to'xtagandan so'ng, jism dastlabki shakli va o'lchamlarini qayta tiklasa, bunday deformatsiya **elastik deformatsiya** deyiladi. Tashqi kuch ta'siri to'xtagandan so'ng jismda qoldiq deformatsiya qolsa, deformatsiya plastik bo'ladi. qattiq jismlardagi barcha deformatsiyalar ikki asosiy deformatsiyaga keltirilishi mumkin. Bu deformatsiyalar **cho'zilish** (yoki siqilish) va **siljish deformatsiyalaridir**. Elastik deformatsiyani ko'ramiz.

Deformatsiyani xarakterlash uchun **kuchlanish R** kattaligi kiritiladi. Kuchlanish bo'ylama cho'zilish deformatsiyasida jismning yuza birligiga ta'sir etadigan kuchga teng.

$$P = \frac{F_n}{S}, \quad (8.1)$$

bu yerda F_n - jism yuzasiga ta'sir etayotgan kuch, S —jism yuzasi.

Bo'ylama cho'zilishda jismning deformatsiya natijasida uzaygan qismi Δl ni jismning dastlabki uzunligi l_0 ga nisbatini **nisbiy uzayish ε** deyiladi va u kuchlanish R ga proporsional bo'ladi.

$$F_{el} = -kx = aP, \quad (8.2)$$

bu yerda, a - elastiklik koeffitsienti deyiladi. Elastiklik koeffitsienti a ga teskari bo'lgan kattalik **YUng moduli** yoki

elastiklik moduli deyiladi va ye harfi bilan belgilanadi. YUng moduli ye son jihatdan birga teng bo'lgan nisbiy uzayishni hosil qilish uchun kerak bo'ladigan kuchlanishga teng. Elastiklik koeffitsienti a son jihatdan bir birlik kuchlanish ta'siridagi nisbiy uzayishga teng. Elastik deformatsiyada jism potensial energiyaga ega bo'ladi.

9-§. TEBRANISHLAR VA TO'LOQLAR. TEBRANMA HARAKAT

U yoki bu darajada takrorlanuvchanligi bilan ajralib turadigan jarayonlarga **tebranishlar** deyiladi. Takrorlanayotgan jarayonning fizik tabiatiga qarab tebranishlar mexanik, elektromexanik, elektromagnit va boshqalarga ajraladi. Biz mexanik tebranishlarni ko'ramiz. Tebranishlar **erkin** (yoki xususiy) tebranishlar, **majburiy** tebranishlar, **avtotebranishlar** va **parametrik** tebranishlarga bo'linadi.

Muvozanat holatidan chiqarilganidan so'ng, o'zicha tebranadigan sistemadagi tebranishlarga **erkin** yoki **xususiy** tebranishlar deyiladi. Masalan, matematik mayatnikning tebranishi erkin tebranishlarga misol bo'ladi.

Tebranishlar sinus yoki kosinus qonuni bo'yicha sodir bo'lsa, bunday tebranishlarga **garmonik tebranishlar** deyiladi. Garmonik tebranishlar tenglamasi shunday yoziladi:

$$X = A \cos \alpha = A \cos(\omega t + \varphi), \quad (9.1)$$

bu yerda A - amplituda, φ - tebranish fazasi, ω - doiraviy yoki siklik chastota.

Tebranish amplitudasi A deb tebranayotgan nuqtaning muvozanatdan chetga maksimal siljish kattaligiga aytiladi. **Tebranish fazasining** fizik ma'nosi shundan iboratki, u vaqtning istalgan paytidagi siljishni, ya'ni tebranayotgan sistemaning holatini belgilaydi. Fazaning 2π rad o'zgarishiga bir **davr T** ga teng vaqt oraligi mos keladi. Vaqt birligidagi tebranishlar soni n ga **chastota** deyiladi. U T davr bilan shunday bog'langan:

$$\omega = \frac{2\pi}{T}. \quad (9.2)$$

Tebranish chastotasining birligi **1 Gers. 1 Gers** chastota bir sekunddagi nuqtaning tebranishlariga teng. Garmonik tebranma harakat qilayotgan jismning **V** tezligi **(9.1)** ifodadan vaqt bo'yicha olingan hosilaga teng.

$$V = \dot{x} = -A \sin(\omega t + \varphi). \quad (9.3)$$

Agar **(9.1)** dan yana vaqt bo'yicha hosila olsak, tebranayotgan nuqtaning tezlanishini topamiz:

$$W = \ddot{x} = A \cos(\omega t + \varphi). \quad (9.4)$$

Yana **(9.1)** ifodani sinus orqali ham yozish mumkin va tebranayotgan nuqta tezligi va tezlanishi uchun **(9.2)** va **(9.3)** ga o'xshash ifodalarni hosil qilish mumkin. **Garmonik tebranma harakat**ning grafigi sinusoida yoki kosinusoidadan iborat bo'ladi.

Erkin garmonik tebranishlarning differensial tenglamasi quyidagicha bo'ladi:

$$\ddot{x} + \omega^2 x = 0. \quad (9.5)$$

Bu tenglamaning yechimi shunday ko'rinishga ega:

$$x = A \cos(\omega t + \varphi). \quad (9.6)$$

Bu tenglama yechimini kosinus orqali ham yozish mumkin.

Tebranayotgan sistema tashqaridan madad olib turmasa, vaqt o'tishi bilan so'nadi. Bunday holda so'nuvchi tebranishga ega bo'lamiz, uning differensial tenglamasi quyidagicha bo'ladi:

$$\frac{d^2 x}{dt^2} = -\frac{k}{m}x - \frac{r}{m} \frac{dx}{dt}, \quad (9.7)$$

bu yerda r — muhitning qarshilik koeffitsienti, k - kvazielastik kuch koeffitsienti, t — moddiy nuqta massasi.

Tebranayotgan sistemaga tashqi kuch davriy ravishda ta'sir etsa, **majburiy tebranishlarga** ega bo'lamiz. Bunday tebranishlarning differensial tenglamasi quyidagicha yoziladi:

$$F_0 \sin \omega_0 t - KX = -m\omega^2 X, \quad (9.8)$$

bu yerda K - elastiklik koeffitsienti, ω - sistemaning xususiy chastotasi, F_0 - majbur etuvchi kuch amplitudasi, ω_0 - majbur etuvchi kuch chastotasi.

Majburiy tebranishlar amplitudasi majbur etuvchi kuchning chastotasiga bog'liq bo'ladi. Tebranayotgan sistemaning xususiy chastotasi majbur etuvchi kuchning chastotasiga teng bo'lganda tebranishlar amplitudasi maksimal qiymatga erishadi. Bu hodisaga **rezonans** deyiladi.

Bir yo'nalishda bir xil davr bilan tebranayotgan ikki sistemaning tebranishining qo'shilishini ko'ramiz.

$$X = X_1 + X_2 = A_1 \cos(\omega t + \varphi_1) + A_2 \cos(\omega t + \varphi_2) . \quad (9.9)$$

Bunday tebranishlarni qo'shilishini grafik ravishda ko'rish mumkin. Buning uchun ikkala tebranish amplitudalarini x, u da fazalarni hisobga olib chiziladi. So'ng A_1 va A_2 larni parallelogram qoidasi bo'yicha ko'shiladi va natijaviy tebranish amplitudasi A topiladi va umumiy tebranish tenglamasi yoziladi.

Garmonik tebranma harakat qilayotgan har qanday sistema ma'lum tebranish energiyasiga ega bo'ladi. Bu energiya quyidagicha ifodalanadi:

$$W = \frac{KA^2}{2}, \quad (9.10)$$

bu yerda A - tebranish amplitudasi, K - elastiklik koeffitsienti.

Tebranayotgan sistemalarga misol sifatida **matematik** va **fizik mayatniklarni** ko'rsatish mumkin. Ularning harakat tenglamasi quyidagicha:

$$\frac{d^2 \varphi}{dt^2} + \omega^2 \varphi = 0, \quad (9.11)$$

bu yerda ω - mayatnikning burilish burchagi, ω - ikki mayatnik uchun har xil ko'rinishga ega bo'lgan kattalik. Bu tenglamaning yechimi quyidagicha:

$$\varphi = A \cos(\omega t + \omega_0). \quad (9.12)$$

Matematik mayatnik uchun tebranish davri shunday ko'rinishga ega:

$$T = 2\pi \sqrt{\frac{l}{g}}, \quad (9.13)$$

bu yerda l - matematik mayatnikning uzunligi, g - erkin tushishi tezlanishi.

Fizik mayatnik uchun tebranish davri quyidagicha bo'ladi:

$$T = 2\pi \sqrt{\frac{I}{mgL}}, \quad (9.14)$$

bu yerda I - fizik mayatnikning inersiya momenti, t – massasi, L - fizik mayatnikning osilish nuqtasi bilan massa markazi orasidagi masofa.

10-§. TO'LQINLAR

Tebranishlarning fazoda tarqalishiga **to'lqin** deb ataladi. To'lqinlar ikki xil bo'ladi: **kundalang** va **buylama to'lqinlar**. Kundalang to'lqinlarda muhitning zarralari to'lqin tarqalayotgan yo'nalishga perpendikulyar yo'nalish bo'ylab tebranadi. To'lqin uzunligi λ , to'lqin tezligi v , tebranish davri T va chastotasi n orasida quyidagi boglanish bor:

$$v = \lambda n. \quad (10.1)$$

Elastik muhitda tarqalayotgan ko'ndalang to'lqin tezligi formula bilan ifodalanadi:

$$V_e = \sqrt{\frac{G}{\rho}}, \quad (10.2)$$

bunda G -siljish moduli (ko'ngdalang elastiklik moduli), ρ - muhit zichligi.

Bo'ylama to'liqin tezligi quyidagi formula bilan ifodalanadi:

$$V_b = \sqrt{\frac{E}{\rho}}, \quad (10.3)$$

bu yerda E - YUng moduli.

2-Bo'lim MOLEKULYAR FIZIKA VA TERMODINAMIKA KIRISH

Molekulyar fizika, fizikaning bir bo'limi bo'lib, moddaning tuzilishi va xossalarini molekulyar-kinetik tasavvurga asosanib o'rganadi. Bu tasavvurga 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'xtovsiz harakatdaligini Broun tajribalar asosida kuzatdi.

Molekulyar - kinetik nazariyaning maqsadi jismlarning bevosita tajribada kuzatiladigan xossalarini (R, T va $x.k.$) molekulalar ta'sirining umumiy natijasi sifatida talqin qilishdan iborat. Bunda, bu nazariya ayrim molekulalarnig harakati bilan emas, balki zarralarning juda katta to'plami harakatini xarakterlaydigan faqat o'rtacha miqdorlar bilangina ish ko'rib, **statistik metod**dan foydalanadi. SHuning uchun ham molekulyar-kinetik nazariyadan farqli ravishda **termodinamika** jismlarning va tabiat hodisalarining makroskopik xossalarini ularning mikroskopik manzarasiga e'tibor bermay o'rganadi. Termodinamika molekula va atom tushunchalaridan foydalanmay va protsendlarni mikroskopik nuqtai nazardan tekshirmay turib ham bu protsendlarning borishi to'g'risida qator xulosalar chiqarishga imkon beradi. Termodinamikada juda ko'p tajribalardan olingan faktlarni umumiyalashtirish orqali bir nechta qonunlar asos qilib olingan. SHuning uchun ham termodinamika xulosalari juda umumiy xarakterga ega. Modda holatining o'zgarishlarini tekshirishga turli xil nuqtai nazardan yondashib termodinamika bilan molekulyar-kinetik nazariya bir-birini to'ldiradi va aslida borib birlashib ketadi.

1-§. MODDA HOLATI HAQIDA TUSHUNCHA

Tekshirilayotgan jismlar to'plamini biz **jismlar sistemasi** yoki soddagina qilib **sistema** deb ataymiz. Masalan, suyuqlik va u bilan, muvozanatdagi bug. Xususiyl holda, bitta jism ham sistemani tashqil qiladi. Har xanday sistema T, R, V parametrlari bilan farq qiluvchi holatlarda bo'lishi mumkin. Sistemaning holatini xarakterlovchi bunday fizik kattaliklarga **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 (sistemani o'rab turgan) o'zgarmasa istalgancha vaqt davomida o'zgarmasdan koladi.

Agar koordinata o'qlariga 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 parametrlaridan bittasi tayinli bir qiymatga ega bo'lmaydi.

Sistemaning 1- muvozanat holatidan 2- muvozanat holatiga o'tishi jarayondir. Muvozanat holatlarning uzluksiz ketma-ketligidan iborat bo'lgan protsess **muvozanatli jarayon** deb ataladi. Juda sekin o'tadigan protsessgina (porshenni sekin siqish) muvozanatli protsess bo'ladi, shuning uchun muvozanatli protsess abstraksiyadir.

Muvozanatli protsessni grafikda tegishli egri chiziq bilan tasvirlash mumkin. Muvozanatsiz protsesslarni grafikda shartli ravishda punktir egri chiziq bilan tasvirlaymiz. Muvozanat holat va muvozanatli protsess tushunchalari termodinamikada katta rol o'ynaydi. Termodinamikaning barcha miqdoriy xulosalarini faqat muvozanatli protsesslarga kullash mumkin.

2-§. TEMPERATURA

Jismlarning hajm, elektr qarshiligi va shu kabi qator xossalari temperaturaga bog'liq. Temperaturani miqdoriy aniqlashda bu xossalarning har biridan foydalanish mumkin. Temperaturani o'lchash uchun tanlab olingan jismni (termometrik jism) eriyotgan mo'z bilan issiqlik muvozanati holatiga keltiramiz, jismning bu holatdagi temperaturasini **0 gradus** deb olamiz va jismning temperaturasini o'lchash uchun biz qo'llamoqchi bo'lgan xossasini (temperatura belgisini) miqdoriy jihatdan xarakterlaymiz. Bunday belgi sifatida jismning hajmi tanlab olingan va uning 0° dagi qiymati V_0 ga teng deb faraz qilamiz. So'ngra usha jismning o'zini atmosfera bosimi ostida kaynayotgan suv bilan issiqlik muvozanati holatiga keltiramiz, bu holatda uning temperaturasi 100° ga teng deb olamiz va unga mos keladigan V_{100} hajmni aniqlaymiz. Bu tanlab olgan 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.

SHu tariqa topilgan temperatura shkalasi ma'lumki, **Selsiy shkalasi** deb ataladi.

Temperaturani o'lchash uchun hajm emas, balki biror boshqa belgi olinganda ham yuqoridagiga o'xshash fikrni aytish 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 xil bo'lgan termometrik jismlardan (simob, spirt) yoki turli xil temperatura belgilaridan (hajm, elektr karshilik) foydalanuvchi termometrlarni taqqoslaganda ularning ko'rsatishlari darajalash tufayli 0° da va 100° da bir xil bo'lib boshqa temperaturalarda farq qiladi. Bundan shunday xulosa chikadiki, temperaturalar shkalasini bir qiymatli aniqlash uchun darajalash usulidan tashqari, yana termometrik jism va temperatura belgisini qanday tanlash haqida hali kelishib olish kerak. Temperaturalarni empirik shkala deb ataluvchi shkalasini aniqlashda, bularning qanday tanlab olinishini keyingi mavzularda o'tamiz. SHuni aytib o'tamizki, termometrik jismning xossalari bog'liq bo'lmagan shkala termodinamikaning 2- qonuniga asosan aniqlanadi. Bu shkala temperaturalarini **absolyut shkalasi** deb ataladi.

3-§. GAZLARNING ELEMENTAR KINETIK NAZARIYASI. GAZLAR KINETIK NAZARIYASINING BOSIMGA OID TENGLAMASI

Molekulyar-kinetik nazariya modda holatining eng sodda holi bo'lgan gaz holatini talqin qilishda katta yuto'qlarga erishdi. Bu nazariya soddalashtiruvchi

bir qator farazlar kiritilgan sharoitdagi o'zining eng elementar ko'rinishida ham gaz holatining asosiy xossalarini va gazlarda bo'ladigan hodisalarni sifat jihatidan emas, balki miqdor jihatidan ham izoxlab bera oladi.

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

1. Gaz molekullari olisidan bir-biriga ta'sir ko'rsatmaydi, va ular tartibsiz xaotik harakatda bo'ladi;

2. Gaz molekulasining o'lchami juda kichik, shuning uchun gaz molekullarining xususiy hajmi idishda egallangan hajmidan juda kichik va ular shar shaklida.

Bu modeldan gazning har bir molekulasini 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 xaotik harakatda bo'lganidan ular barcha yo'nalishlar bo'yicha bir xil ehtimollik bilan harakat qiladilar. Bunday fikrga kelishimizga yana bir sabab, gaz idish devorlariga hamma joyda bir xil bosim ko'rsatadi. Agar bordi-yu, molekulaning biror yo'nalish bo'yicha harakati ustunlik qilganda unda gaz devorining shu yo'nalishi tomonida yotgan qismiga ko'proq bosim ko'rsatar edi.

Molekulaning tezligi juda xilma-xil bo'lishi mumkin. Ular to'qnashganda, massalari bir xil bo'lgan ikkita shar o'zaro elastik markaziy to'qnashgani kabi, tezliklari almashadi. Birining tezligi oshsa, boshqasini kamayadi. Chunki to'qnashguncha bo'lgan umumiy kinetik energiya, to'qnashgandan keyingi umumiy kinetik energiyaga teng bo'lishi kerak. Qo'yilgan masalani yechishni soddalashtirish uchun molekullar harakatining xarakteriga aloqador 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 $N/3$ ta molekula ishtirok etadi. Agar yo'nalishni qarama-qarshi tomonini hisobga olsak, har bir yo'nalish bo'yicha $N/6$ ta molekula harakat qiladi. Bunday farazga asosan bizni qiziqtirayotgan yo'nalishda (masalan, idish devorining mazkur dS elementiga o'tkazilgan normal bo'yab) molekullarning $1/6$ qismi harakat qiladi, deb hisoblaymiz.

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

Idish devoriga kelib urilganda molekula devoriga kuch dp impuls beradi, bu impulsning son qiymati, molekula miqdorining o'zgarishiga teng. Devor sirtining har bir dS elementini ko'p miqdordagi molekullar doimiy ravishda bombardimon qilib turadi. Buning natijasida dS element dt vaqt ichida dS ga normal bo'yicha yo'nalgan dp yig'indi impuls oladi. Mexanikadan ma'lumki,

$$F = P \cdot S. \quad (3.1)$$

S ga ta'sir etuvchi kuchga,

$$P = \frac{F}{S}, \quad (3.2)$$

esa, bosimga tengdir. Bu elementar tushunchalardan foydalanib idish devoriga urilayotgan molekulalarning usha idish devoriga beradigan bosimini hisoblasak, quyidagi ifodani hosil qilamiz.

$$R = \frac{1}{3} nmv^2, \quad (3.3)$$

Gaz molekulasiining ilgarilama harakati kinetik energiyasini hisobga olib (3.3) dan

$$P = \frac{2}{3} nE_{kin}, \quad (3.4)$$

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

$$E_{kin} = \frac{3}{2} kT, \quad (3.5)$$

bu yerda k —Bolsman doimiysi, $k = 1,38 \cdot 10^{-23} \text{ J/K}$

SHunisi qiziqki, E_{kin} faqat temperaturaga bog'liq bo'lib, molekulaning massasiga bog'liq emas. (3.5) dan ko'rinadiki, temperaturaning absolyut shkalasi (Bolsman shkalasi) bevosita fizik ma'noga ega bo'lib qoladi. Absolyut 0^0 temperaturada molekulaning ilgarilama harakati butunlay to'xtab holadi. Lekin bu temperaturada molekula va atomlar ichidagi harakat to'xtamaydi. Agar tekshirayotgan gaz bir turli emas, balki har xil gaz aralashmasi bo'lsa, R_1 , R_2 , R_3 va hokazo bu bosimlar **parsial bosimlar** deyiladi.

$$P = P_1 + P_2 + \dots + P_n. \quad (3.6)$$

(3.6) Dalton qonunining ifodasidir, ya'ni ideal gazlarda parsial bosimlarning yig'indisi butun gaz aralashmasining bosimiga tengdir.

Molekulalarning harakat kinetik energiyasi, umuman aytganda ularning ilgarilama harakat kinetik energiyalaridagina iborat emas. U molekulalarning 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 **erkinlik darajasi** deyiladi. Masalan, moddiy nuqtaning erkinlik darajasi 3 ga teng. Gazning har bir molekulasini ma'lum erkinlik darajasiga ega bo'lib, uning ilgarilama harakatiga 3 ta erkinlik darajasi to'g'ri keladi. Gazlar molekulyar-kinetik nazariyasining asosida molekulalar harakatining butunlay tartibsizligi to'g'risidagi faraz yotadi: molekulalarning harakatidagi bunday tartibsizlik faqat ilgarilama harakatdagina emas, balki barcha tur harakatlariga (aylanma, tebranma) ham xosdir. Harakat turlarining barchasi teng qiymatlidir. SHu sababli molekulalarning har bir erkinlik darajasiga o'rtacha bir xil miqdorda energiya to'g'ri keladi, deyish tabiiydir. Bu holat energiyaning erkinlik darajalari bo'yicha birday (tekis) taqsimlanishi qonuni nomi bilan yuritiladi. Bunda bitta erkinlik darajasi ($i=1$) ga to'g'ri kelgan o'rtacha energiya

$$E_{kin0} = \frac{1}{2} kT. \quad (3.7)$$

bo'ladi.

Gaz molekulasining erkinlik darajasi

$$i = i_{ayl} + i_{teb}, \quad (3.8)$$

ga teng.

Tebranma harakatda ham kinetik, ham potensial energiya bo'ladi. SHuning uchun

1 atomli molekulada $i = 3$.

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

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

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

Gaz molekularining tezligi son jihatidan va yo'nalish bo'yicha ularning bir-biri bilan to'knashuvi natijasida, doimo o'zgarib turadi. Tezlikning barcha yo'nalishlari teng ehtimolli bo'lgani uchun, molekular har bir yo'nalish bo'yicha teng taqsimlanadi; har qanday orientirlangan $d\theta$ fazoviy burchak ichida har bir paytda o'rta hisobda bir xil dN sonidagi molekularning harakat yo'nalishi yotadi. Tezliklarning son qiymatiga kelsak tezlikning 0 dan ∞ bo'lgan qiymatlari bir xil ehtimollik bilan uchramaydi. Chunki to'knashuvlarda molekularning tezligi tasodifiy ravishda o'zgaradi. Agar hamma molekular bitta molekula bilan to'qnashib unga energiya bersalar ham, bu molekulaning tezligi chekli qiymatga ega bo'ladi (∞ bo'lmaydi). Bu protsess ehtimolli kichikdir, ya'ni **o'rtacha tezlikdan** katta bo'lgan tezliklar ehtimoli kichikdir. Agar to'knashuvdagi 1 ta molekula to'xtab koladigan protsess bor desak, u protsess ehtimoli ham kichikdir, demak $v \gg 0$ bo'lganda ham, $v \gg \infty$ bo'lganda ham shunday tezlikli molekular uchrash ehtimoli 0 ga intiladi.

Aytilganlardan xulosa qilib, molekularning tezliklari asosan eng katta ehtimolli biror qiymatga yaqin bo'ladi deyish mumkin. Gaz molekularining tezliklari bo'yicha taqsimlanishini nazariy yo'l bilan Maksvell topgan bo'lib, uning ko'rinishi

$$dn = \frac{4}{\sqrt{\pi}} n v_0^2 e^{-v_0^2} dv_0, \quad (3.9)$$

(3.9) ga Maksvell taqsimot funksiyasi deyiladi (bu yerda $v_0 = \frac{v}{v_g}$ - nisbiy tezlik, v_0 - oniy tezlik, v_e – eng katta ehtimolli tezlik). Taqsimot funksiyasi gazning turiga va holat parametri T ga bog'liq ekan, lekin R va V ga bog'liq emas. Taqsimot funksiyasining maksimum qiymatiga mos keluvchi tezlikning ehtimoli ravshanki eng katta bo'ladi. Uni eng ehtimolli tezlik deyiladi.

$$v_e = \sqrt{\frac{2RT}{\mu}} \approx 1.41 \sqrt{\frac{RT}{\mu}}. \quad (3.10)$$

Maksvell taqsimot funksiyasidan foydalanib, molekulyar fizikada muhim rol o'ynaydigan kattaliklar: o'rtacha arifmetik tezlik $\langle v \rangle$, o'rtacha kvadratik tezlik v_{kv} ni topish mumkin;

$$\langle v \rangle = \sqrt{\frac{8RT}{\pi\mu}} \approx 1.60 \sqrt{\frac{RT}{\mu}}. \quad (3.11)$$

$$v_{kv} = \sqrt{\frac{3RT}{\mu}} \approx 1.73 \sqrt{\frac{RT}{\mu}}. \quad (3.12)$$

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

$$n = n_0 \exp\left(-\frac{E_p}{kT}\right). \quad (3.13)$$

bu yerda: E_p — potensial energiya, p_a — potensial energiya nol bo'lgan nuqtadagi molekulalarning zichligi.

Bu formula **Bolsman formulasi** deyiladi va u gazning zichligini potensial energiya bilan o'zgarishini ko'rsatadi. Gaz bosimi molekulalar zichligidan kT o'zgarmas kattalik bilan farq qiladi.

SHuning uchun (3.13) formulani shunday yozish mumkin:

$$p = p_0 \exp\left(-\frac{E_p}{kT}\right). \quad (3.14)$$

Erdan h balandlikda molekulaning potensial energiyasi

$$E_p = mgh. \quad (3.15)$$

bo'ladi. SHu sababli (3.14) ni quyidagicha ifodalash mumkin:

$$p = p_0 \exp\left(-\frac{mgh}{kT}\right). \quad (3.16)$$

Bu formulani **barometrik formula** deyiladi, bunda r_0 - yer sathidagi gaz bosimi.

4§. MOLEKULAERKIN YUGURISH YO'LINIG O'RTACHA UZUNLIGI

Gaz molekulalari betartib issiqlik harakati sababli bir — birlari bilan to'qnashib turadilar. Bu to'qnashishlar orasida molekulalar biror yo'lni bosadilar. SHu sababli molekulalarning **o'rtacha yugurish yo'li** tushunchasi kiritilgan. Uni $\langle \lambda \rangle$ bilan belgilanadi. Hisobga ko'ra $\langle \lambda \rangle$ quyidagiga teng:

$$\langle \lambda \rangle = \frac{1}{\sqrt{2}\pi\sigma^2 n}. \quad (4.1)$$

bu yerda σ — molekulaning effektiv diametri, p — hajm birligidagi molekulalar soni.

5-§. TERMODINAMIKA. ICHKI ENERGIYA. 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. Termodinamik usulga asosan jism bir holatdan ikkinchi holatga o'tganida ichki energiyasining o'zgarishi jismni bir holatdan ikkinchi holatga o'tkazish uchun berilishi zarur bo'lgan issiqlik va sarflanishi zarur bo'lgan ish yig'indisi bilan o'lchanadi.

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

$$\Delta Q = U_2 - U_1 + A, \quad (5.1)$$

ΔQ — sistemaga berilgan issiqlik miqdori, U_1 va U_2 - sistema ichki energiyasining oldingi va keyingi qiymatlari, A — sistemaning tashqi jismlar ustida bajargan ishi.

Q va A algebraik kattaliklar va ular holat funksiyalari emas. (5.1) dan ko'rinadiki Q ning birligi ish yoki energiya birligidan kelib chiqadi, XBS da issiqlik miqdorining o'lchovi — Joul.

Termodinamikaning 1-qonuni **izoxorik protsess** uchun:

$$\Delta Q = \Delta U, \quad (5.2)$$

ko'rinishda yoziladi. YA'ni gazga berilgan issiqlik miqdorining hammasi ichki energiyaga aylanadi.

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

$$A = P \cdot (V_2 - V_1), \quad (5.3)$$

bo'lganligi uchun termodinamikaning birinchi qonuni bu protsess uchun quyidagicha bo'ladi:

$$\Delta Q = U_2 - U_1 + P \cdot (V_2 - V_1), \quad (5.4)$$

Izotermik protsess uchun $T = \text{const}$ ekanligidan, $U_1 = U_2$ bo'ladi. Demak sistemaga berilgan issiqlik miqdori gazning kengayish ishi bajarishi uchun sarf bo'ladi:

$$\Delta Q = A = P \cdot (V_2 - V_1), \quad (5.5)$$

6-§. IDEAL GAZNING ICHKI ENERGIYASI VA ISSIQLIK SIG'IMI

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 bir mol gaz uchun ichki energiyani shunday yozamiz:

$$U = \frac{i}{2} RT . \quad (6.1)$$

U holda ixtiyoriy massali gaz uchun ichki energiya quyidagicha bo'ladi:

$$U = \frac{m}{\mu} \frac{i}{2} RT . \quad (6.2)$$

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. Birligi **1J/(K*kg)**. 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** S_v deyiladi. Agar isitish vaqtida bosim o'zgarmasa, **o'zgarmas bosimdagi issiqlik sig'imi** S_r deyiladi.

Bir mol gazning issiqlik sig'imi S_v quyidagiga teng:

$$C_v = \frac{i}{2} R . \quad (6.3)$$

Demak,

$$c_v = \frac{C_v}{M} = \frac{i}{2} \frac{R}{M} , \quad (6.4)$$

yoki

$$C_p - S_v = R, \quad (6.5)$$

kelib chiqadi.

Issiqlik sig'imining nazariyasi kvant nazariyasi asosida tushuntiriladi.

7-§. TERMODINAMIKANING 2- QONUNI

Termodinamikada muvozanatli va qaytuvchan jarayonlar katta rol o'ynaydi. SHu sababli bunday jarayonlar bilan tanishamiz. Agar 1 - holatdan 2 - holatga o'tgan sistema uchun 2 - holatdan 1 - holatga shunday o'tish jarayoni mavjud bo'lsa-ki, 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 alomati qolmasa, sistemaning bunday o'tish jarayoni **qaytar jarayon** bo'ladi. Aks holda yshbu jarayon qaytmas jarayon bo'lib qoladi. Umuman, tabiatda qaytar jarayonlar yo'q. Real jarayonlarning hammasi qaytmas bo'ladi. Qaytar jarayon — bu ideallashtirilgan tushunchadir. Masalan, matematik mayatnikning ishqalanishsiz tebranadi deb faraz etsak, bu qaytar jarayonga misol bo'la oladi. Har qanday muvozanatli jarayon qaytuvchan bo'ladi. Misol uchun gaz c_1 holatdan s_2 holatga o'tishi uchun uni kengaytirsak, so'ng uni yana siqib dastlabki holatga qaytarsak, va uni R , V grafigida tasvirlasak, yopiq egri chiziqni olamiz. Bunday jarayonni aylanma 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

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

$$\eta = \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1}, \quad (7.1)$$

bu yerda Q_1 - isitkichdan olingan va Q_2 — sovutkichga berilgan issiqlik miqdorlari.

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

Biz ko'rgan jarayonlar termodinamikaning 2-qonuni bilan tavsiflanadi. Termodinamikaning 2-qonuni ta'rifini har xil olimlar turlicha berganlar, lekin ularning fizik ma'nosi bir xildir. Bu qonun ta'rifi:

Birdan bar natijasi issiqlikning batamom ishga aylantirishdan iborat bo'lgan jarayonni amalga oshirib bo'lmaydi.

Bu qonunni yana shunday ta'riflari bor:

- 1) Klaizius: Issiqlik o'z-o'zidan sovuq jismdan issiq jismga o'tavermaydi.
- 2) Tomson (Kelvin): Biror jismni issiqligini bu jismni sovutishdan boshqa hech qanday ta'sir ko'rsatmasdan ishga aylantirib bo'lmaydi.
- 3) Ostvald: Ikkinchi jins abadiy dvigatelni amalga oshirib bo'lmaydi, ya'ni issiqlikni to'la ishga aylantiradigan mashinani qo'rib bo'lmaydi.
- 4) Bolsman: Tabiat ehtimoli kam bo'lgan holatdan ehtimoli ko'proq bo'lgan holatga o'tishga intiladi.

Termodinamikaning 1-va 2-qonunlari empirik qonunlardir. Termodinamikaning 2-qonuni faqat ma'lum chegaragacha to'g'ri bo'ladi.

Termodinamikaning asoschilaridan biri Saddi Karno **foydali ish koeffitsienti** eng katta bo'lgan siklni taklif etgan. Bu siklni Saddi **Karno sikli** deyiladi. U ikki izoterma va ikki adiabatadan iborat bo'lgan qaytuvchi aylanma jarayondir. Karno siklining foydali ish koeffitsienti:

$$\eta = \frac{T_1 - T_2}{T_1}, \quad (7.2)$$

ifoda yordamida aniqlanadi, bu yerda T_1 – isitkichning va T_2 – sovutkichning termodinamik temperaturalar.

8-§. REAL GAZLAR

Ideal gazlar uchun holat tenglamasi quyidagicha edi:

$$PV = RT. \quad (8.1)$$

Real gazlar bosimi uncha yuqori bo'lmasa va temperatura yetarli yuqori bo'lganda bu tenglama bilan tavsiflanadi. Ammo bosim ortsa va temperatura kamaysa, real gazlar uchun (8.1) tenglamadan ancha chetlanishlar kuzatiladi. Buning sababi shu-ki, (8.1) tenglama chiqarilganda ikki faktor hisobga olinmagan:

- 1) molekulalar o'z o'lchamlariga ega;
- 2) molekulalararo ta'sir kuchlari mavjud. Van-der-Vaals bu ikki faktorni hisobga olib real gazlar uchun holat tenglamasini chiqardi. Bu tenglama **Van—der—Vaals tenglamasi** deyiladi va quyidagi ko'rinishga ega:

$$(P + \frac{a}{V_m^2})(V_m - b) = RT. \quad (8.2)$$

Bu formula bir mol gaz uchun yozilgan bo'lib, istalgan m massali gaz uchun u quyidagi ko'rinishda yoziladi:

$$(P + \frac{m^2}{\mu^2} \frac{a}{V^2})(V - \frac{m}{\mu} b) = \frac{m}{\mu} RT, \quad (8.3)$$

bunda a va b lar bosim va hajm uchun bir mol hisobiga kiritilgan **Van-der-Vaals tuzatmalari**, V_m -bir mol gaz hajmi, V -istalgan massali gaz hajmi.

3-bo'lim. **ELEKTR VA MAGNETIZM.** **KIRISH**

Elektrodinamika elektr zaryadli alohida jismlar yoki zarralarni bir — biriga ta'sir ettiradigan va materiyaning maxsus turi bo'lgan **elektromagnetik maydon** xarakterining xossa va qonuniyatlari to'g'risidagi fandir. Elektrodinamikaning tinch holatidagi elektr zaryadlarini o'rganuvchi bo'limi **elektrostatika** deb ataladi.

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 qaerdan 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.

1-§. ELEKTROSTATIKA. KULON QONUNI

Elektrostatikaning asosiy qonuni zaryadlangan ikkita qo'zg'almas nuqtaviy jism yoki zarra orasidagi ta'sir qonunidir. Uni 1785 yilda Kulon tajriba orqali aniqlagan:

Ikkita nuqtaviy zaryadning o'zaro ta'sir kuchi har bir zaryad kattaligiga to'g'ri va zaryadlar o'rtasidagi masofaning kvadratiga teskari proporsionaldir. Kuchning yo'nalishi zaryadlar orqali o'tgan to'g'ri chiziq bilan ustma -ust tushadi. Vektor ko'rinishda Kulon qonuni shunday yoziladi:

$$\vec{F} = k \frac{q_1 q_2}{\epsilon r^2} \frac{\vec{r}}{r}. \quad (1.1)$$

Bu yerda k —proporsionallik koeffitsienti bo'lib, uning qiymati

XBS da $k = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} = 9 \cdot 10^9 \text{ N} \cdot \text{m}^2 / \text{Kl}^2$, bu yerda ϵ_0 — **elektr doimiysi** deb ataladi:

$$\epsilon_0 = 8.85 \cdot 10^{-12} \text{ Kl}^2 / \text{N} \cdot \text{m}^2. \quad (1.2)$$

2-§. ELEKTR MAYDON KUCHLANGANLIGI

Elektrlangan jism atrofida fazoda **elektr maydon** mavjud bo'ladi. Elektr maydon materiyaning moddadan farqli bo'lgan bir turidir. Elektr maydonga kiritilgan zaryadga shu elektr maydon tomonidan ta'sir etuvchi kuch **elektr kuchi** deb ataladi, Elektr maydonning asosiy xossalari —elektr zaryadiga bu maydonning biror kuch bilan ta'sir qilishidir. Zaryadga ko'rsatilgan ta'sirga qarab maydonning borligini, uning fazodagi taqsimoti aniqlanadi. Qo'zg'almas zaryadning elektr maydoni elektrostatik maydon deb ataladi. Elektrostatik maydonni faqat elektr zaryadlari hosil qiladi.

Maydonning tayinli bir nuqtasiga qo'yilgan zaryadga ta'sir etuvchi kuchning bu zaryadga nisbati maydonning har bir nuqtasida zaryadga bog'liq emas va maydon xarakteristikasi deb hisoblanishi mumkin. Bu xarakteristika **maydon kuchlanganligi** deyiladi:

$$\vec{E} = \frac{\vec{F}}{q_0}. \quad (2.1)$$

Maydon kuchlanganligi nuqtaviy zaryadga maydon tomonidan ta'sir qiladigan kuchning shu zaryadga nisbatiga tengdir. $\vec{E}$ vektorning yo'nalishi musbat zaryadga ta'sir etadigan kuch yo'nalishi bilan bir xil bo'lib, manfiy zaryadga ta'sir etadigan kuchga qarama- qarshidir.

Elektrostatik maydonni hosil qiluvchi q nuqtaviy zaryad bilan q_0 sinov zaryadi orasidagi Kulon ta'sir kuchini hisobga olsak, (2.1) quyidagi ko'rinishga ega bo'ladi:

$$\vec{E} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0\epsilon} \frac{q}{r^2} \frac{\vec{r}}{r}. \quad (2.2)$$

3-§. NUQTAVIY ZARYAD MAYDONINING KUCHLANGANLIGI. KUCHLANGANLIK CHIZIQLARI. ELEKTR MAYDONLARNING QO'SHILISHI

Nuqtaviy zaryad maydonining zaryaldan r masofadagi kuchlanganlik moduli:

$$\vec{E} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0\epsilon} \frac{q}{r^2}. \quad (3.1)$$

Agar $q>0$ bo'lsa, maydonning har qanday nuqtadagi kuchlanganlik vektori shu nuqtani zaryad bilan tutashtiruvchi to'g'ri chiziqda zaryaddan chiqadigan yo'nalishda bo'ladi. Agar $q<0$ bo'lsa, kuchlanganlik vektori bu nuqtani zaryad bilan tutashtiruvchi to'g'ri chiziqda zaryadga kiradigan yo'nalishda bo'ladi.

Elektr maydonning kuchlanganliklari geometrik ravishda qo'shiladi. Maydonlar **superpozitsiya prinsipining** ta'rifi: Agar har xil zaryadli zarralar fazoning ma'lum bir nuqtasida kuchlanganliklari $E_1, E_2, \dots, E_p$ bo'lgan maydonlar hosil qilsa, maydonning bu nuqtadagi natijaviy kuchlanganligi quyidagiga teng bo'ladi:

$$E = E_1 + E_2 + \dots + E_n = \sum_{I=1}^N E_I. \quad (3.2)$$

Kuchlanganligi fazoning hamma nuqtalarida bir xil bo'lgan elektr maydon bir jinsli maydon deyiladi. Elektr maydonning kuch chiziqlari yopiq emas, ular musbat zaryaddan boshlanib, manfiy zaryadda tugaydi. Elektr maydonni **kuchlanganlik chiziqlari** orqali tasvirlash mumkin. Bu chiziqlarni qisqacha qilib, E chiziqlari deyish mumkin. Kuchlanganlik chiziqlari shunday o'tkazilishi kerakki, ularning har bir nuqtasiga o'tkazilgan urinma ye vektor yo'nalishiga mos kelsin. S – yuzdan tik o'tuvchi kuch chiziqlar soni N_E elektrostatik maydon kuchlanganlik vektori oqimiga teng bo'lib, umumiy holda

$$N_E = \int_S E_n dS \quad (3.3)$$

Integral bilan aniqlanadi, bu yerda $E_n = \vec{E} \cdot \vec{n}$ vektorining $\vec{n}$ normalga proeksiyasi.

Faraz qilamiz, ichi bo'sh, radiusi r bo'lgan sharning markazida nuqtaviy zaryad joylashgan bo'lsin. YUza sfera shaklida bo'lganligi sababli (3.3) ifodaga asosan:

$$N_E = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q}{\epsilon r^2} 4\pi r^2 = \frac{q}{\epsilon_0\epsilon}. \quad (3.4)$$

ya'ni zaryaddan istalgan masofadagi chiziqlar soni bir xildir. Bunday chiziqlar zaryaddan boshqa hech qayerda boshlanmaydi va tugamaydi. Ular zaryadda boshlanib, cheksizlikka ketaveradi va aksincha.

4-§. OSTROGRADSKIY-GAUSS TEOREMASI

Kuchlanganlik vektorining biror sirt orqali utayotgan oqimi son jihatidan shu sirtni kesib utayotgan ye chiziqlar miqdoriga teng. Okimning ishorasi zaryad ishorasiga mos keladi. O'z ichiga q nuqtaviy zaryadni o'rab olgan istalgan shaklli yopik sirt uchun ye vektorining oqimi (3.4) ga teng. SHu xulosani Ostrogradskiy $q_1, q_2, \dots, q_n$ zaryadlar sistemasi uchun umumlashtirgan va natijada umumiy hol uchun

Ostrogradskiy-Gauss teoremasi kuchga ega. Bu teoremaga asosan ixtiyoriy formadagi yopiq yuzdan chiqayotgan kuchlanganlik vektorining to'la oqimi shu yuz ichidagi zaryadlarning algebraik yig'indisining absolyut dielektrik singdiruvchiga nisbatiga teng, ya'ni:

$$N_E = \frac{1}{\varepsilon_0 \varepsilon} \sum_{I=1}^N q_I. \quad (4.1)$$

5-§. ELEKTROSTATIK MAYDON KUCHLARINING ISHI

Elektrostatik maydon potensial maydon bo'lib, bu maydonda zaryadni ko'chirishda bajarilgan ish:

$$dA = F dr \cos \alpha \quad (5.1)$$

ifoda bilan yoziladi. Bunda F -Kulon kuchi, dr -elektrostatik maydonning qaralayotgan ikki nuqtasi orasidagi masofa, α –kuch vektori bilan harakat yo'nalishi orasidagi burchak. Ish tashqi kuch hisobiga bajarilganligi uchun $dA < 0$ deb olamiz. U holda

$$A = - \int_{r_1}^{r_2} F dr \cos \alpha = \frac{qq_0}{4\pi\varepsilon_0\varepsilon} \left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} \right) \quad (5.2)$$

bo'lganligi uchun (5.2) formula bajarilgan ish zaryadning maydonda bosib o'tgan yo'lga bog'liq bo'lmay, balki bu zaryadning maydondagi boshlang'ich va oxirgi holatlariga bog'liq ekanligini ko'rsatadi.

6-§. POTENSIAL. ELEKTR MAYDON KUCHLANGANLIGI BILAN POTENSIALI 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, $ye_1 = \frac{qq_0}{4\pi\varepsilon_\varepsilon r_1}$ va $ye_2 = \frac{qq_0}{4\pi\varepsilon_\varepsilon r_2}$ aniqlanadi.

Demak, o'zaro ta'sir potensial energiyasi $ye = \frac{qq_0}{4\pi\varepsilon_\varepsilon r}$. Elektrostatik **maydon potentsiali**

φ esa, sinovchi q_0 zaryadning elektrostatik maydon ixtiyoriy nuqtasidagi potensial energiyasi ye ning shu zaryad miqdoriga nisbati bilan aniqlanadigan fizik kattalikka aytiladi, ya'ni:

$$\varphi = \frac{E}{q} = \frac{q}{4\pi\varepsilon_0\varepsilon r}. \quad (6.2)$$

Potensial son jihatidan birlik musbat zaryadning maydondagi muayyan nuqtadagi potensial energiyasiga tengdir. Zaryadlar sistemasi hosil qilgan maydon

potensialli sistema tarkibiga kirgan har bir zaryadning alohida hosil kilgan maydon potensiallari algebraik yig'indisiga tengdir.

Agar bizga potensiallari 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 **1V** birligi bilan o'lchanadi.

7-§. ELEKTR MAYDONIDA O'TKAZGICHLAR

Tajriba shuni ko'rsatadiki, tabiatdagi hamma jismlar elektr o'tkazuvchanligiga qarab uch sinfga bo'linadi:

- 1) elektr tokini yaxshi o'tkazuvchi jismlar – **o'tkazgichlar**;
- 2) elektr tokini o'tkazmaydigan jismlar – **izolyatorlar** yoki **dielektriklar**;
- 3) elektr tokini sust, lekin tashqi fizik ta'sir ostida sezilarli darajada o'tkazuvchi jismlar – **yarim o'tkazgichlar**.

O'tkazgichdagi zaryad tashuvchilar juda kichik kuch ta'siri ostida harakat qila oladi. SHuning uchun zaryadlarning muvozanati quyidagi shartlar bajarilgan taqdirdagina kuzatiladi:

1. O'tkazgich ichidagi barcha nuqtalarda maydon kuchlanganligi nolga teng bo'lishi zarur, ya'ni $\varphi = 0$;
2. Maydon kuchlanganligining o'tkazgich sirti har bir nuqtasidagi yo'nalishi sirtga o'tkazilgan normalga mos bo'lishi kerak, ya'ni $\varphi = E_n$. Demak, zaryadlar muvozanatda bo'lganda o'tkazgich sirti ekvipotensial bo'ladi. Muvozanatdagi o'tkazgich ichidagi hech qanday nuqtada ortiqcha zaryadlar bo'lishi mumkin emas, barcha zaryadlar o'tkazgichning sirti bo'ylab ma'lum zichlik bilan joylashadi.

8-§. ELEKTR SIG'IM

Agar o'tkazgichga biror q zaryad berilsa, u o'tkazgich sirti bo'yicha shunday taqsimlanadiki, o'tkazgichdagi maydonning kuchlanganligi nolga teng bo'ladi. Agar q zaryadga ega bo'lgan o'tkazgichga kattaligi xuddi shunday zaryad berilsa, zaryad ham oldingi zaryad kabi taqsimlanishi kerak, aks holda u o'tkazgichda nolga teng bo'lmagan maydon paydo bo'ladi. O'tkazgichdagi zaryadning ko'payishi atrofdagi jismlar zaryadlarining qayta taqsimlanishiga olib kelmagan holdagina yuqorida aytib utiladigan shart bajarilishini eslatib utish zarurdir. SHunday qilib, boshqa jismlardan o'zok masofada joylashgan o'tkazgichda kattaliklari har xil bo'lgan zaryadlar yuqoridagiga o'xshash taqsimlanadi, ya'ni jismning istalgan ikkita nuqtasi ularni olingan zaryad zichliklarining nisbati zaryadlarning kattaligi qanday bo'lishiga qaramay doimiy bo'ladi. Potensial va zaryad o'rtasidagi proporsionallik koeffitsienti o'tkazgichning **elektr sig'imi** deyiladi. Ushbu kattalik **C** bilan belgilanadi.

Sig'im son jihatidan shunday zaryadga tengki, bu zaryad o'tkazgichga berilsa, uning potensialli bir birlikka ortadi. Agar ikki o'tkazgichga $+1$ Kl va -1 Kl zaryad berilganda, ular orasida 1 V potensiallar ayirmasi hosil bo'lsa, bu ikki o'tkazgichning elektr sig'imi bir birlikka teng bo'ladi. Bu birlik (F) **Farada** deyiladi va $1F = 1Kl/1V$ bo'ladi.

9-§. KONDENSATORLAR. KONDENSATORLARNING ELEKTR SIG'IMI

Tajribalar shuni ko'rsatadiki, agar o'tkazgichlar o'zaro yaqinlashtirilsa, ularning umumiy sig'imi keskin ortadi. Agar o'tkazgichlar orasiga dielektrik muhit kiritilsa, o'tkazgichlar sistemasining sig'imi yanada ortadi. Bu prinsip o'tkazgichlardan **kondensator** yasashda ishlatiladi.

Kondensator deb, qoplamalari deb ataladigan bir-biriga cheksiz yaqin joylashtirilgan va dielektrik muhit bilan ajratilgan o'tkazgichlar sistemasiga aytiladi.

Faraz qilaylik, ikki parallel yuzalari $S_1 = S_2 = S$ bo'lgan metall plastinka shaklidagi o'tkazgichlar nisbiy dielektrik singdiruvchanlik koeffitsienti ε bo'lgan dielektrik muhit bilan bir-biridan izolyatsiya qilingan bo'lsin. Zaryadlarning yuza zichliklari $+\sigma$ va $-\sigma$, potentsiallari φ_1 va φ_2 bo'lsin. (6.3) ifodadan

$$U = E\Delta d \quad (9.1)$$

kelib chiqadi. Ikki parallel plastinka orasidagi maydon kuchlanganligi

$$E = \frac{\sigma}{\varepsilon\varepsilon_0}; \sigma = \frac{q}{S} \quad (9.2)$$

ekanini hisobga olib, yassi kondensatorning sig'imi uchun:

$$C = \frac{\varepsilon_0\varepsilon S}{d} \quad (9.3)$$

ifodani yoza olamiz. (9.3) dan ko'rinadiki, kondensatorning elektr sig'imi S plastinkalarning yuzi S va ular orasidagi masofa d hamda elektr xossalari bog'liq.

Har qanday olingan o'tkazgich ham elektr sig'imga ega. Masalan, radiusi R bo'lgan va dielektrik singdiruvchanligi ε ga teng bo'lgan muhitda joylashgan metall sferaning elektr sig'imi:

$$C = 4\pi\varepsilon\varepsilon_0 R \quad (9.4)$$

Kondensatorlar konstruksiyalariga ko'ra yassi, silindrik, sferik formalarda bo'lib, dielektrik muhit materillariga qarab har xil: qog'ozli, slyudali, keramikali, elektrolitli va hokazo turlari mavjud. Ular radio va elektrotexnikada keng ishlatiladi. Ayniqsa hozirga zamon texnikasida mikrominiatyura (jajji) sopol (keramika) li kondensatorlar kichik o'lchamli va katta sig'imga ega bo'lganliklari uchun keng qo'llanilmoqdi.

10-§. ELEKTR MAYDON ENERGIYASI

Faraz qilaylik, o'tkazgich q zaryadga ega bo'lsin. Zaryad miqdorini dq ga oshirish uchun, ma'lum ish bajarishimiz kerak. Bu ish:

$$dA = \varphi dq. \quad (10.1)$$

$\varphi = \frac{q}{C}$ - bo'lganligi uchun:

$$dA = \frac{q}{C} dq. \quad (10.2)$$

Aksincha, dq – zaryadni shu o'tkazgichlan cheksizlikka olib borish uchun elektrostatik maydon ham ma'lum ish bajarishi kerak. Demak, o'tkazgichning zaryadi dq ga oshganda, uning potensial energiyasi ham shu miqdorga oshadi, ya'ni

$$dW = dA = \frac{q}{C} dq. \quad (10.3)$$

$$W = \int_0^q \frac{q}{C} dq = \frac{q^2}{2C}. \quad (10.4)$$

yoki $\varphi = \frac{q}{C}$ ifodani qo'llab (10.4) ifodani

$$W = \frac{1}{2} \frac{q^2}{C} = \frac{C\varphi^2}{2} = \frac{1}{2} q\varphi, \quad (10.5)$$

ko'rinishda yoza olamiz. Tabiiyki, bu formulalarda q - o'tkazgichdagi zaryad miqdori, S - o'tkazgich sig'imi.

Agar $q_1, q_2, q_3, \dots, q_n$ nuqtaviy zaryadlar sistemasi berilgan bo'lsa, bu zaryadlar sistemasi hosil qilgan energiyasi:

$$W = \frac{1}{2} \sum_{n=1}^{n=k-1} q_n \varphi_n, \quad (10.6)$$

bunda φ_n , ($k-1$) zaryadlar tomonidan hosil qilingan maydon potentsiali.

Har qanday formaga ega bo'lgan zaryadlangan kondensatorning elektrostatik maydon energiyasi:

$$W = \frac{1}{2} \frac{q^2}{C} = \frac{C\varphi^2}{2} = \frac{1}{2} q\varphi,$$

Elektrostatik maydon energiyasining zichligi V hajm birligiga to'g'ri kelgan potensial energiya W bilan o'lchanadigan fizik kattalik bo'lib,

$$w = \frac{W}{V}; \quad (10.7)$$

XBS dagi birligi - $\frac{\text{Жоуль}}{\text{м}^3}$.

YAssi kondensatorda maydon bir jinsli bo'lgani uchun, shu kondensator ichidagi maydonning energiya zichligi,

$$w = \frac{1}{2} \varepsilon_0 \varepsilon E^2 \quad (10.8)$$

bo'ladi.

11-§. O'ZGARMAS ELEKTR TOKI

Agar o'tkazgichda elektr maydoni hosil kilinsa, u holda zaryad tashuvchilarning tartibli harakati, ya'ni musbat zaryadlarning maydon yo'nalishida, manfiy zaryadlarning esa qarama-qarshi yo'nalgan harakati vujudga keladi. Zaryadlarning tartibli harakati **elektr toki** deyiladi. Agar o'tkazgich ko'ndalang kesimidan dt vaqt ichida dq zaryad o'tsa, tok kuchi

$$i = \frac{dq}{dt}, \quad (11.1)$$

ga teng bo'ladi.

Agar har qanrday teng vaqt birligi ichida yuzadan o'tuvchi tokning yo'nalishi va miqdori o'zgarmasa, bunday tok **o'zgarmas tok** deb atalib, u

$$I = \frac{q}{t} \quad (11.2)$$

formula bilan aniqlanadi.

Musbat zaryadlarning yo'nalishi **tokning yo'nalishi** deb qabul qilingan. Elektr tokini tok zichligi vektori j orhali to'laroq xarakterlash mumkin. Bu vektor miqdor jihatidan berilgan nuqtada zaryad tashuvchilarning yo'nalishiga perpendikulyar bo'lgan dS yuzadan o'tuvchi tok kuchi di ning shu yuza kattaligi dS ga bo'linganiga teng:

$$j = \frac{di}{dS}, \quad (11.3)$$

agar tok o'zgarmas bo'lsa, uning zichligi

$$j = \frac{I}{S} = \frac{q}{St}. \quad (11.4)$$

Vaqt o'tishi bilan tok kuchi o'zgarmaydigan tok **o'zgarmas tok** deyiladi. Tok kuchini XBS dagi birligi $1A = \frac{1Kl}{1c}$. (A =Amper)

12-§. ELEKTR YURITUVCHI KUCH

Tokning muntazam oqib turishi uchun zanjirning ma'lum sohalariga yoki butun zanjirga ta'sir etuvchi tashqi kuchlar zarur ekan. Ularni ximiyaviy protsesslar, bir jinsli bo'lmagan muhitda yoki har xil turdagi ikki xil modda chegarasida zaryad tashuvchilarining diffuziyasi, o'zgaruvchan magnit maydonlari hosil qiladigan elektr maydonlari va x.k. vujudga keltirish mumkin. Tashqi kuchlarning birlik zaryad ustida bajargan ishiga teng bo'lgan kattalik zanjirdagi yoki uning bir qismidagi **elektr yurituvchi kuch** (EYUK- ε) deyiladi.

$$\varepsilon = \frac{A_{\pm}}{q} \quad (12.1)$$

bu yerda $A_{ch} = A_m + A' = q(\varphi_1 - \varphi_2) + A'$ bo'lib, manbaning qutblari ochiq (uzilgan) bo'lsa,

$$A' = 0, \quad \varepsilon = \varphi_1 - \varphi_2 = U. \quad (12.2)$$

Elektrostatik va tashqi kuchlarning birlik (+) zaryadni ko'chirishda bajargan ishiga teng bo'lgan kattalik zanjirning berilgan qismidagi kuchlanish tushuvi yoki U kuchlanish deyiladi.

13-§. OM QONUNI. O'TKAZGICHLARNING QARSHILIGI

Bir jinsli metall o'tkazgichdan o'tayotgan tok kuchi o'tkazgichdagi kuchlanish tushuvi U ga proporsional bo'ladi:

$$I = \frac{U}{R} . \quad (13.1)$$

Bir jinsli o'tkazgich deb tashqi kuch ta'sir etmaydigan o'tkazgichga aytiladi. U o'tkazgichning uchlaridagi $\varphi_1 - \varphi_2$ potentsiallar ayirmasiga teng bo'ladi. Ifodadagi R o'tkazgichning elektr qarshiligi deyiladi. Qarshilik birligi **1Om** bo'lib, u shunday o'tkazgichning qarshiligiki, bunda kuchlanish **1V** bo'lganda o'tkazgichdan **1A** tok o'tadi. Bir jinsli silindrsimon o'tkazgich uchun qarshilik

$$R = \rho \frac{l}{S} , \quad (13.2)$$

ta teng. Bu yerda: l — o'tkazgichning uzunligi, S — ko'ndalang kesim yuzasi, ρ — o'tkazgich yasalgan materialning tabiatiga bog'liq bo'lgan koeffitsent, bo'lib buni **solishtirma elektr qarshilik** deyiladi.

14-§. JOUL-LENS QONUNI

O'tkazgichdan tok o'tganda o'tkazgich qiziydi, bu jarayonda ajralib chiqqan issiqlik miqdori o'tkazgich qarshiligiga, tok kuchining kvadratiga va vaqtga proporsional ekan.

$$Q = I^2 R t$$

Q — Joullarda ifodalanadi.

Birlik vaqtda birlik hajmdan ajralib chiquvchi issiqlik miqdorini tokning solishtirma quvvati deb ataymiz. Tokning quvvati

$$N = \frac{A}{t} = IU = I^2 R = \frac{U^2}{R} , \quad (14.1)$$

formulalari bilan ifodalanib: XBS da quvvatning birligi $1\text{vatt} = 1\text{A} \cdot 1\text{V} = 1\text{Vt}$.

15-§. MAGNIT MAYDONI. TOKLARNING O'ZARO TA'SIRI

Elektr toklari bir-biri bilan o'zaro ta'sirlashadi. Tokli o'tkazgichlar orasidagi o'zaro ta'sir magnit ta'sir deyiladi. Tokli o'tkazgichlarning bir-biriga ta'sir qiladigan kuchlari **magnit kuchlar** deyiladi. Parallel o'tkazgichlarning har birining birlik uzunligiga to'g'ri keluvchi o'zaro ta'sir kuchi ulardagi I_1 va I_2 toklarga to'g'ri proporsional va ular orasidagi l masofaga teskari proporsional. Bundan

$$F = k \frac{2I_1 I_2}{r} \quad (15.1)$$

bo'lishi kerak. Bu yerda I_1 va I_2 parallel o'tkazgichlardan o'tuvchi toklar, r o'tkazgichlar orasidagi masofa, k - proporsionallik koeffitsienti. Proporsionallik koeffitsienti XBS da $k = \frac{\mu\mu_0}{4\pi}$ ga teng bo'lib, μ -muhitning nisbiy magnit singdiruvchanligi, μ_0 - magnit doimiysi bo'lib, $4\pi \cdot 10^{-7}$ Gn/m ga teng. Parallel o'tkazgichdagi toklarning o'zaro ta'siri va bu ta'sirni o'tkazgichlar shakliga, o'tkazgichlardagi toklar yo'nalishiga bog'liqligini Amper kashf qilgan.

Toklarning o'zaro ta'siri magnit maydoni deb ataluvchi maydon orqali amalga oshadi. Magnit maydoni materiyani maxsus turi hisoblanadi. Uning asosiy xossalari:

1. Magnit maydonini elektr toki hosil qiladi.
2. Magnit maydoni tokka ko'rsatadigan ta'siriga qarab payqaladi.

16-§. BIO-SAVAR-LAPLAS QONUNI

1820 yili Bio-Savar har xil shakldagi toklarning magnit maydonlarini o'rgandilar. Laplas, Bio va Savar tajribalarining natijalarini analiz qilib, istalgan tokning magnit maydonini tokning alohida elementar bo'laklari hosil qilgan maydonlarning vektor yig'indisi sifatida hisoblash mumkinligini aniqladi. Laplas uzunligi dl bo'lgan tok elementi hosil qilgan maydonning magnit maydon kuchlanganligi uchun:

$$dH = \frac{1}{4\pi} \frac{I \sin \alpha}{r^2} dl \quad (16.1)$$

ifodani hosil qilgan, bu yerda I -tok kuchi, α - $\vec{r}$ bilan $\vec{dl}$ orasidagi burchak.

Bio-Savar-Laplas qonunini yuqorida keltirilgan ko'rinishi, differensial tenglama ko'rinishidagi formasi bo'lib, faqat o'tkazgichning dl qismi uchun to'g'ridir.

O'tkazgichdan ma'lum masofada joylashgan no'qtadagi magnit maydon o'tkazgichning shakliga ham bog'liq bo'ladi. Agar o'tkazgich cheksiz uzun va to'g'ri bo'lsa, o'tkazgichdan d -masofada hosil bo'lgan magnit maydon uchun quyidagi ifoda o'rinli bo'ladi:

$$H = \frac{1}{2\pi} \frac{I}{d}. \quad (16.2)$$

Agar o'tkazgich radiusi R bo'lgan aylanadan iborat bo'lsa, shu aylananing markazidagi magnit maydon kuchlanganligi uchun

$$H = \frac{1}{2R}. \quad (16.3)$$

ifoda aniqlangan.

Agar o'tkazgich solenoid shaklida, ya'ni bir necha n o'ramli silindrik g'altakdan iborat bo'lsa, shu solenoid o'qida magnit maydon kuchlanganligi qiymati quyidagicha bo'ladi:

$$H = nI. \quad (16.4)$$

Colenoid uchun keltirilgan (16.4) ifoda solenoidning o'rta qismi uchun yoki cheksiz uzun solenoid uchun to'g'ri, chunki solenoidning chekka qismlarida magnit maydon bir jinslilikini yo'qotadi.

17-§. TO'G'RI TOK MAYDONINING MAGNIT INDUKSIYASI

Magnit maydon elektromanit maydonning xususiy ko'rinishi bo'lib, bu maydon asosan, harakatlanuvchi elektr zaryadiga yoki elektr zayadi bilan zaryadlanib harakat qilayotgan jismga va magnitlangan jismlarga ta'sir etadi. Magnit maydon kuchlanganligi N muhitning xususiyatlariga bog'liq emas.

Magnit induksiya vektori $\vec{B}$ esa magnit maydon kuchlanganligi xarakteristikasi bo'lib, moddadagi (muhitdagi) natijalovchi magnit maydonni xarakterlaydi.

Magnit induksiya vektori $\vec{B}$ bilan magnit maydon kuchlanganligi vektori $\vec{H}$ orasida quyidagicha bog'lanish mavjud:

$$\vec{B} = \mu\mu_0 \vec{H} \quad (17.1)$$

bu formulada , μ - muhitning vakuumga nisbatan magnit singdiruvchanligi. Muhitning nisbiy magnit singdiruvchanligi magnit induksiya V ni vakuumdagi magnit induksiya V_0 ga nisbatan qanday o'zgarishini ko'rsatadi, ya'ni:

$$\mu = \frac{B}{B_0} \quad (17.2)$$

(16.1) ifodadan foydalansak, parallel to'g'ri tokning magnit induksiya uchun

$$dH = \frac{\mu\mu_0}{4\pi} \frac{I \sin \alpha}{r^2} dl \quad (17.3)$$

ko'rinishdagi differensial ifodani hosil qilamiz.

18-§. AMPER QONUNI

Magnit maydon faqatgina magnit bilan o'zaro ta'sirlashibgina qolmay, tokli o'tkazgichga ham ta'sir ko'rsatadi. Masalan, tokli o'tkazgichni doimiy magnit maydonga kiritsak, bu o'tkazgichga

$$F = IBl \sin \alpha \quad (18.1)$$

kuch ta'sir etadi, bunda I - o'tkazgichdagi tok kuchi, V – doimiy magnit induksiya, α - tok yo'nalishi bilan magnit induksiya vektori $\vec{B}$ yo'nalishi orasidagi burchak. (18.1) ifoda o'tkazgich to'g'ri chiziqli va magnit maydon bir jinsli bo'lsagina to'g'ridir. Umumiy holda, ixtiyoriy formaga ega bo'lgan o'tkazgich va bir jinsli bo'lmagan magnit maydon uchun

$$dF = IBdl \sin \alpha \quad (18.2)$$

ifodani yoza olamiz, bu formula Amper Qonunini ifodalaydi. Amper tomonidan aniqlangan qonunga asosan magnit maydonida tok elementiga ta'sir etuvchi kuchning yo'nalishini topish uchun chap qo'l qoidasidan foydalaniladi. Bu qoidaga asosan, chap qo'lning kaftiga V vektor kiradigan qilib qo'ysak va uzatilgan 4 ta barmoqni tok yo'nalishi bo'yicha joylashtirsak, u holda ochilgan bosh barmoq kuchning yo'nalishini ko'rsatadi. (Albatta, shu uchala yo'nalish bir-biriga tik bo'lishi kerak). Agar tok bilan magnit induksich vektori bir-biriga perpendikulyar bo'lsa, (18.1) ifodadan XBS da:

$$[B] = \frac{[F]}{[I][l]} = \frac{1\text{ньютон}}{1\text{ампер} \cdot 1\text{метр}} = 1\text{тесла (Тл)}. \quad (18.3)$$

19-§. LORENS KUCHI

Tok o'tayotgan o'tkazgich toksiz o'tkazgichdan shu bilan farqlanadiki, unda zaryad tashuvchilarning tartibli harakati sodir bo'ladi. Harakatlanayotgan zaryadli zarraga magnit maydoni tomonidan ta'sir etadigan kuch **Lorens kuchi** deyiladi. Lorens kuchi:

$$F = qvB \sin \alpha \quad (19.1)$$

ifoda bilan aniqlanadi. Bu formulada v - zaryadning magnit maydonidagi chiziqli tezligi, α - zaryad tezligi va magnit induksiya vektorlari orasidagi burchak. Harakatlanuvchi zaryad bilan magnit maydon orrasidagi o'zaro ta'sir **G.Lorens formulasi** deyiladi. Bu formulani vektor ko'rinishda quyidagicha yozishimiz mumkin:

$$\vec{F} = q \left[\vec{v} \times \vec{B} \right] \quad (19.2)$$

Zaryadga ta'sir etuvchi magnit maydonning ta'sir kuchini o'ng parma qoidasiga asosan aniqlanadi. Agar parmaning dastasini $\vec{v}$ dan $\vec{B}$ ga qarab burasak, parmaning ilgariylanma harakat yo'nalishi, zaryadga ta'sir etuvchi kuchni aniqlaydi.

Lorens kuchi tezlikka tik yo'nalgan bo'lib, tezlik vektorining yo'nalishini o'zgartiradi va bu kuch ish bajarmaydi. Lorens kuchining bajargan ishi nolga teng, ya'ni zaryadning kinetik energiyasini o'zgartirmaydi. Agar zaryad bir vaqtning o'zida magnit va elektr maydonda harakat qilsa, natijaviy ta'sir etuvchi kuch:

$$\vec{F} = q \left[\vec{v} \times \vec{B} \right] + q \vec{E} \quad (19.3)$$

ko'rinishga ega bo'ladi.

Agar magnit maydonda harakatlanuvchi zarrachaning tezligi yo'nalishi $\vec{B}$ ga perpendikulyar bo'lsa, uning traektoriyasi aylanadan iborat, shu sababli Lorens kuchidan zaryadlangan zarachalarni tezlashtiruvchi asboblari (siklotron, fazatron, betatron va h.k.) yasashda keng foydalaniladi. Bundan tashqari Lorens kuchidan ossillograf, televizor va radiolokatsiya asboblari elektron nur trubkalarini yaratishda keng foydalaniladi.

4 - Bo'lim. OPTIKA KIRISH

Ma'lumki, jismlarga yorug'lik nuri tushganda ular ko'zga ko'rinadilar. Bu yorug'lik nurlarini yorug'lik manbalari sochadi. Qizigan metall va ko'mir, gaz alangalarini yorug'lik manbalari sifatida qarash mumkin. YOrug'lik elektr razryadlar jarayonida ham sochiladi, shuningdek ko'p moddalar yorug'lik, rentgen va boshqa nurlar ta'sirida lyuminessensiya sababli nurlanadilar.

YOrug'lik chiqarish jarayonini o'rganish shuni ko'rsatdiki, yorug'likni elementar manbalari - atomlar, molekulalar va elektronlardir. Agar atom yoki molekulaga ma'lum energiya berilsa, u uyg'ongan holatga o'tadi va bunday atom yoki molekula ma'lum chastotali yorug'lik to'lqinini chiqarish qobiliyatiga ega bo'lib qoladi. Atom yoki molekulani uyg'onish darajasiga qarab u har xil chastotali yorug'lik to'lqinini chiqaradi. SHu sababli atom va molekulaning nur sochish sohasi infraqizil, ko'zga ko'rinadigan va ultrabinafsha sohada yotadi. SHuning uchun keng ma'noda yorug'lik infraqizil, ko'zga ko'rinadigan va ultrabinafsha nurlar to'plamidir. Bu nurlanishlarning tabiatini o'rganadigan fanga **optika** deyiladi va nurlanishlar spektriga **optik spektr** deyiladi.

1-§. YORUG'LIKNING TABIATI HAQIDA TO'LQIN VA KVANT TASAVVURLAR

Optikaning rivojlanish jarayonida yorug'lik tabiati haqida ikki qarama-qarshi nazariya vujudga kelgan. Birinchi nazariyaga ko'ra, yorug'lik tabiati to'lqin xarakterga ega. Bu sohada birinchi bo'lib Robert Guk, Xristian Gyuygens, Tomas YUng, Arago, Koshi, Frenel kabi olimlar ko'plab ish qildilar. Keyinchalik ularning ishlari ingliz olimi Maksvell tomonidan ishlab chikilgan elektromagnit nazariyaga asos bo'ldi va yorug'likning elektromagnit nazariyasi yaratildi. Bu nazariyaga ko'ra yorug'lik to'lqinlari ko'ndalang to'lqinlar bo'lib, elektr vektori $\vec{E}$ va yorug'likning tarqalish tezligi s o'zaro perpendikulyardir. YOrug'likning to'lqin nazariyasi asosida yorug'lik interferensiyasi, yorug'lik difraksiyasi, yorug'likning qutblanishi bilan bog'langan barcha hodisalar to'g'ri tushuntiriladi.

YOrug'likning to'lqin nazariyasi bilan bir qatorda yorug'likning kvant nazariyasi ham rivojlandi. Bu sohada I.Nyutonning g'oyalari va ishlari katta ahamiyatga ega. I.Nyuton o'zi kuzatgan yorug'lik dispersiyasi va boshqa hodisalarni tushuntirishda yorug'lik juda kichik zarralar — korpuskulalar oqimidan iborat degan g'oya asosida tushuntirgan edi. Bu nazariya keyinchalik yanada rivojlantirildi va u asosda XX asrda yorug'likning foton yoki kvant nazariyasi yaratildi. Bu nazariyaga ko'ra yorug'lik elementar zarralar — fotonlar oqimidan iborat deb qaraldi, absolyut qopa jism qonunlari fotoeffekt, Kompton effekti shu nazariya asosida tushuntirildi. YOrug'likning foton nazariyasi kvant mexanikasi asosida vujudga keldi. SHu sababli yorug'likni foton nazariyasi yana yorug'likning kvant nazariyasi deb ham ataladi.

2-§. YORUG'LIKNING TO'LQIN XOSSALARI. YORUG'LIK INTERFERENSIYASI

Oddiy sharoitlarda fazoda bir vaqtning o'zida juda ko'plab yorug'lik to'lqinlari tarqaladi. Bu to'lqinlar har xil manbalardan chiqayotgan yoki har xil predmetlar yuzalaridan qaytayotgan va sochilayotgan bo'lishi mumkin. Kundalik hayotdagi tajribalardan bilamizki, juda ko'plab tarqalayotgan yorug'lik to'lqinlari bir-biriga xalaqit bermay fazoda tarqaladi, shu sababli biz predmetlarni ko'rganda ularni o'zini

bo'zilmagan holda ko'ramiz. YOrug'lik to'liqlarini bunday tarqalishiga sabab sho'ki, yorug'lik elektromagnit to'liqlarning muhitga ta'siri shu muhitda boshqa elektr va magnit maydonlarning borligidan qat'iy nazar ro'y beradi. Bundan har xil elektromagnit to'liqlarning elektr va magnit maydonlari bo'shlikda tarqalganda o'zlarini kuchlanganliklarini, harakat yo'nalishini va boshqa xarakteristikalarini o'zgartirmaydilar degan xulosaga kelamiz. Bu xaqikatda shunday ro'y beradi. Buni superpozitsiya prinsipi deb ataladi. Superpozitsiya prinsipi bajarilganda fazoda bir vaqtda tarqalayotgan elektromagnit to'liqlarning ye va N kuchlanganliklari o'zaro algebralik ravishda qo'shiladilar, lekin ikki yorug'lik to'liqlining tebranishlarining fazalar ayirmasi vaqt bo'yicha o'zgarmas bo'lsa, bu prinsip bajarilmaydi. Bu to'liqlarni kogerent to'liqlar deyiladi. Kogerent to'liqlar qo'shilganda fazoning bir qismida yorug'likni kuchayishi ya'ni maksimumi, boshqa qismlarida yorug'likni susayishi, ya'ni minimumi kuzatiladi. Bunday hodisaga yorug'lik to'liqlarining interferensiyasi deyiladi. YOrug'lik interferensiyasi faqat kogerent yorug'lik to'liqlari qo'shilganda ro'y beradi.

Kogerent to'liqlarni kogerent manbalar sochadi. Ammo tabiatdagi barcha yorug'lik manbalari o'zaro kogerent bo'lmaydi. SHu sababli birinchi marta yorug'lik interferensiyasini kuzatish uchun sun'iy usuldan foydalanganlar, ya'ni bir manbadan chiqayotgan yorug'likni ko'zgu, linza yordamida yoki boshqa usulda ikkiga ajratib, so'ng uchrattirganlar. Bunday usuldan Frenel, YUng, Lloyf, Bete, R. Pol kabi olimlar foydalanganlar. Misol tariqasida YUng sxemasini ko'ramiz. T.YUng bir tirqishdan tarqalayotgan yorug'lik yo'liga ikki tirqishli to'siq qo'ydi. Natijada to'siqdan so'ng yorug'lik ikki mustaqil dasta sifatida tarqaladi. Bu ikki yorug'lik bir manbadan chiqayotgan bo'lgani uchun o'zaro kogerent bo'ladi va ekranda interferensiya maksimumlari va minimumlari kuzatiladi. Agar ekranda uchrashayotgan ikki kogerent yorug'lik to'liqlarining optikaviy yo'llari farqi Δ juft sonli $\frac{\lambda}{2}$ to'liq o'zunligiga teng bo'lsa

$$\Delta = 2k \frac{\lambda}{2} = k\lambda \quad (2.1)$$

interferensiya maksimumi kuzatiladi. YOzilgan (2.1) shart interferensiya maksimumlari sharti deyiladi. Agar ekranda uchrashayotgan ikki kogerent yorug'lik to'liqlarining optikaviy yo'llari farqi Δ toq sonli $\frac{\lambda}{2}$ to'liq o'zunligiga teng bo'lsa

$$\Delta = (2k + 1) \frac{\lambda}{2} \quad (2.2)$$

interferensiya minimumlari kuzatiladi. YOzilgan (2.2) ifoda interferensiya minimumlari sharti deyiladi.

Interferensiya hodisasini hayotda biz uchratib turamiz. Masalan, suv yuzidagi yupqa yog' yoki moy qatlamlariga yorug'lik tushganda ularning tovlanishini ko'ramiz. Bu hodisaga optikada yupka plastinkalar rangi deb nom berilgan. Bunday rangli tovlanishlar sovun pufaklarida juda yupqa neft pardalarida, eski shisha yoki metallar sirtida ham kuzatiladi. Agar yupqa shaffof plyonkani yoritsak, unda ham shunday hodisani ko'ramiz. Buning sababi shundaki, yorug'lik yupqa plastinkaning ikki sirtidan qaytganda yorug'lik to'liqlari ikki kogerent dastani vujudga keltiradi. Bu dastalar o'zaro uchrashib interferensiyani beradi. Bunda hosil bo'lgan interferensiyalar manzaralar lokallangan manzaralar deyiladi. CHunki ular faqat parda sirtiga yaqin sohada kuzatiladi. Interferensiya hodisasi aniq o'lchashlarda,

fizik tajribalarda, sanoatda, texnikada va yana juda ko'p sohalarda keng qo'llaniladi. Interferensiya hodisasiga asoslanib ishlovchi maxsus optik asboblari - interferometrlar yasalgan.

3-§. YORUG'LIK DIFRAKSIYASI

YOrug'likni fazoda tarqalishini kuzatib yorug'lik to'g'ri chiziqli bo'ylab tarqaladi degan xulosaga kelamiz. Hakikatdan ham, biror teshikdan yorug'lik o'tsa, u uzun nur konusini hosil qiladi. Agar shu teshikni yana kichraytirsak, u holda yorug'lik teshikdan sfera bo'ylab tarqaluvchan bo'ladi. Bu hodisani birinchi bo'lib italyan olimi Grimaldi kuzatgan va uni yorug'lik difraktsiyasi deb atagan. Umuman, yorug'lik difraktsiyasi deb yorug'likni tor teshiklardan va to'siq chetidan o'tganda to'g'ri chiziqli tarqalishining bo'zishiga aytiladi. Gyuygens yorug'likni tarqalish jarayonini tushuntirish uchun bir prinsipni bayon etdi. Bu prinsipni ma'nosi shunday: ***yorug'lik to'lqini kelib tebratgan har bir nuqta o'z navbatida manba bo'lib elementar yorug'lik to'lqinlarini tarqatadi.*** Gyuygens prinsipini kamchiligi shundaki, elementar to'lqinlarni qo'shganda ularni fazalarini hisobga olmaydi, holbuki bu to'lqinlarning fazalari har xil bo'ladi. Bu kamchilikni Frenel to'ldirdi va elementar to'lqinlarni fazalarini hisobga oldi. Natijada Gyuygens-Frenel prinsipi vujudga keldi, uni ma'nosi shunday: ***chegaralangan yorug'lik to'lqinlari fronti tarqalganda hamma nuqtalardan chiqayotgan elementar to'lqinlar interferensiya natijasida bir-biri bilan qo'shilishib ketgan fazoning qismida qorong'ulik kuzatiladi.***

Frenel yorug'lik difraktsiyasini tushuntirish uchun o'tayotgan to'lqin frontini elementar to'lqinlar manbai bo'lgan zonalariga ajratdi va ularning biror nuqtadagi ta'sirini ko'rib chiqdi. Optikada bu zonalarini Frenel zonalarini deb ataladi. Frenel shu usul bilan yorug'likni to'g'ri chiziqli bo'ylab tarqalishini ham tushuntirdi. Difraktsion hodisalar o'z xarakteriga qarab ikki sinfga bo'linadi. Birinchi sinfga kuzatuvchi nuqta ekran (to'siq)dan ma'lum masofada joylashgan holdagi difraktsion hodisalar kiradi. Bu xil difraktsion hodisalar birinchi marta Frenel tomonidan o'rganilgan bo'lgani uchun Frenel difraktsiyasi deyiladi. Ikkinchi sinfga ekran (to'siq) kuzatuvchi nuqtadan cheksiz masofada bo'lgan hol, ya'ni parallel nurlardagi difraktsion hodisalar kiradi. Bu xil difraktsion hodisalarni birinchi marta Fraunhofer o'rgangan. SHu sababli bunday difraktsiyalarni Fraunhofer difraktsiyasi deyiladi.

Frenel difraktsiyasini doiraviy teshikdan yorug'lik o'tganda ko'ramiz. Doiraviy teshikni Frenel zonalariga bo'lamiz. Masalan, doiraviy teshikda 3 ta zona joylashgan. A nuqtada difraktsion manzarani kuzatamiz. Bunda umumiy qoida shunday: agar doiraviy teshikda juft zonalar joylashsa, A nuqtada (markazda) qorong'ulik bo'ladi. Agar doiraviy teshikda toq zonalar joylashsa, A nuqtada (markazda) yorug'lik bo'ladi. Biz ko'rayotgan holda doiraviy teshikda 3ta zona joylashgani uchun A nuqtada yorug'lik bo'ladi.

Difraktsiya hodisasiga asoslanib maxsus asboblari yasalgan. SHunday qurilmalardan birini difraktsion panjara deyiladi. Difraktsion panjara deb, bir-biridan teng masofalarda turgan ko'p tirqishlardan tuzilgan asbobga aytiladi. Difraktsion panjaradagi parallel joylashgan tirqishlardan yorug'lik o'tganda Fraunhofer difraktsiyasi kuzatiladi. Difraktsion panjaradagi bitta tirqishning eni b bo'lsa, ikki tirqish orasidagi to'siq eni a bo'lsa, ularning yig'indisiga difraktsion panjara doimiysi yoki davri d deyiladi. Tirqishlar soni N va panjara doimiysi d o'zaro shunday bog'langan:

$$d = \frac{1}{N} = a + b \quad (3.1)$$

Ikki qo'shni tirqishdan o'tgan yorug'lik to'lqinlarining o'zaro yo'l farqi

$$\Delta = d \sin \varphi \quad (3.2)$$

ga teng bo'lib, bu yerda φ - difraksiya burchagi .

Difraksion panjara uchun yorug'likning kuchayishi, ya'ni maksimum sharti quyidagicha bo'ladi:

$$\Delta = d \sin \varphi = k\lambda, \quad (k = 0, 1, 2, \dots) \quad (3.3)$$

Difraksion panjara uchun minimumlar sharti :

$$\Delta = d \sin \varphi = (2k + 1) \frac{\lambda}{2} \quad (k = 0, 1, 2, \dots) \quad (3.4)$$

(3.3) va (3.4) ifodalardagi k lar mos ravishda maksimum va minimumlar tartibi.

Difraksion panjara hosil qilgan manzarada yana qo'shimcha minimumlar va ular orasida ikkilamchi maksimumlar ham kuzatiladi.

4-§. YORUG'LIKNI QUTBLANISHI

YOrug'likning elektromagnit nazariyasiga ko'ra yorug'lik to'lqinlari ko'ndalang to'lqinlardir. SHu sababli yorug'lik to'lqinining elektr $\vec{E}$ va magnit $\vec{B}$ vektorlari nur yo'nalishiga nisbatan har xil orientatsiyada bo'lishi mumkin. Optikada bunday yorug'likni tabiiy yorug'lik deyiladi. Lekin yorug'lik to'lqinida tebranishlar yo'nalishi biror tarzda tartiblangan bo'lishi ham mumkin. Bunday yorug'likni qutblangan yorug'lik deyiladi. Agar yorug'lik vektorining tebranishlari faqat bitta tekislikda yuz berayotgan bo'lsa, bunday yorug'likni yassi yorug'lik deb ataladi. Bunda $\vec{E}$ vektor tebranadigan tekislikni tebranish tekisligi deyiladi. Unga tik bo'lgan $\vec{B}$ vektor tebranadigan tekislikka qutblanish tekisligi deyiladi. YAssi qutblangan yorug'likni tabiiy yorug'likdan qutblagich yoki polyarizatorlar deb ataluvchi asboblarda yordamida hosil kilinadi. Qutblagichga, ya'ni polyarizatorga misol qilib maxsus qirqilgan turmalin kristalini ko'rsatish mumkin. Hosil kilingan qutblangan yorug'likni analizatorlar deb ataluvchi asboblarda yordamida tekshiriladi.

Ikki qutblovchi asbobdan o'tgan yorug'lik intensivligi J , shu asboblarda tekisliklari orasidagi φ burchakning kosinusi kvadratiga proporsional bo'ladi:

$$J = J_0 \cos^2 \varphi. \quad (4.1)$$

Bu qonunni Malyus qonuni deyiladi.

Tajribalar shuni ko'rsatadiki, yorug'lik qaytganda va singanda ham qutblanar ekan. YOrug'lik qaytganda shunday α_{lim} burchak bor-ki, uning uchun

$$\operatorname{tg} \alpha_{\text{lim}} = n_{2,1} \quad (4.2)$$

bajarilsa, qaytgan yorug'lik to'la qutblangan bo'ladi. Bu ifodada $n_{2,1}$ $n_{1,2}$ ikki muhitning nisbiy sindirish ko'rsatkichi. Bu qonunni Bryuster qonuni deyiladi. To'liq qutblanish α_{lim} burchagida qaytgan va singan nurlar o'zaro to'g'ri burchak tashqil etadilar.

Bryuster qonuni elektr tokini o'tkazuvchi metallardan yorug'lik nur qaytganda bajarilmaydi. Buqonun yorug'lik dielektrlardan qaytgandagina bajariladi.

5-§. GEOMETRIK OPTIKA TUSHUNCHALARI

YOrug'lik to'liqlari tarqalganda Poyting vektori yo'nalishi bo'yicha tarqaladi. Bu yo'nalishni odatda yorug'lik nuri deb ataladi. SHu yorug'lik nuri haqidagi tushunchaga asoslanib ko'p optik hodisalarni ko'rib chiqish mumkin. Optikaning bu tushunchaga asoslangan bo'limi geometrik optika deyiladi. Geometrik optika prinsiplari asosida linzalar, ko'zgulardan to'zilgan optik asboblarda nurning yo'li matematik ravishda hisoblanadi. Misol sifatida yupqa linzada tasvirni yasash va uni fokus masofasini keltiramiz:

$$\frac{1}{a_1} + \frac{1}{a_2} = \frac{1}{F} \quad (5.1)$$

bu yerda F – fokus masofasi, a_1 va a_2 – optik markazdan buyumgacha va tasvirgacha bo'lgan masofalar.

Linzalar uchun linzaning **optik kuchi D** tushunchasi kiiritilgan. Linzaning optik kuchi (havoda)

$$D = \frac{1}{F} \quad (5.2)$$

bo'ladi. Linzani optik kuchining birligi 1 dioptriya (1 dptr) bo'lib, u fokus masofasi 1 metr bo'lgan linzaning optik kuchiga teng.

Mikroskop ikki optik asbob — ob'ektiv va okulyardan to'zilgan. Birinchi qisqa fokusli linza ob'ektiv rolini o'ynaydi, ikkinchi qisqa fokusli linza okulyar rolini o'ynaydi. Mikroskopni kattalashtirishi shunday ifodalanadi:

$$\lambda = \frac{a_0 \Delta}{f_1 f_2} \quad (5.3)$$

bu yerda Δ — ob'ektivdan tasvirgacha bo'lgan masofa, f_1 — ob'ektiv fokus masofasi, f_2 — okulyar fokus masofasi, a_0 — eng yaxshi ko'rish masofasi (25sm).

Hozirgi vaqtda juda ko'p optik asboblari yasalgan va ular ko'plab sohalarda ishlatiladi. Misol sifatida geodeziyada ishlatiladigan optik asboblarni nomlarini keltiramiz: nivelir, teodolit, fototeodolit va boshqalar.

Nivelir yordamida yer sirtidagi biror nuqta balandligini boshqa aniq nuqta yoki boshlang'ich nuqta balandligiga yoki dengiz sathiga nisbatan aniqlanadi.

6-§. YORUG'LIK OQIMI. FOTOMETRIK KATTALIKLAR

Optik diapazonga to'g'ri keladigan elektr magnit to'liqlarining ($\lambda \approx 10^{-8} \div 3.4 \cdot 10^{-3} \text{ m}$) energetik parametrlarini o'lchash bilan shug'ullanadigan optikaning bo'limiga fotometriya deyiladi. Sodaroq qilib aytganda, ko'zga ko'rinadigan yorug'lik ta'sirlarini o'lchash bilan shug'ullanadigan optikaning bo'limi

fotometriya deyiladi. Fotometriya – yorug’lik energiyasining oqimi, yorug’lik kuchi, yoritilganlik, ravshanlik, yorituvchanlik kabi fizik kattaliklar bilan ish ko’radi.

Ko’zga ko’rinadigan yorug’lik nurlari spektral tarkibigagina bog’liq bo’lmay, ko’zning yorug’lik spektriga bo’lgan sezgirligi (ko’rish funksiyasi U) ga ham bog’liq. SHu sababli ko’zning nisbiy spektral sezgirligi degan tushuncha kiritilib, bu tushuncha matematik shaklda

$$K_{\lambda} = \frac{U_{\lambda}}{U_{\lambda_{\max}}} \quad (6.1)$$

kabi yoziladi, bunda K_{λ} - ko’zning nisbiy sezgirligi, $U_{\lambda_{\max}}$ - ko’zning ma’lum to’lqin uzunligidagi nurga bo’lgan maksimal ko’rish funksiyasi. Normal ko’z uchun $\lambda = 5.55 \cdot 10^{-7} \text{ m} = 5550 \text{ nm}$ to’lqin uzunligida $K_{\lambda} = 1$.

YOrug’lik oqimi F deb biror yuzadan vaqt birligi ichida o’tuvchi yorug’lik energiyasini ko’rsatuvchi fizik kattalikka aytiladi, ya’ni :

$$\Phi = \frac{Q}{t}, \quad (6.2)$$

bunda Q – yorug’lik energiyasi, t – vaqt. YOrug’lik oqimining birligi lyumen (Lm) bo’lib, u 1 kd li yorug’likning 1 steradian fazoviy burchak bo’yicha yuborilgan oqimidir:

$$\Phi = 4\pi I = 1 \text{ kd} * 1 \text{ cmp} = 1 \text{ kd} * 4\pi = 12.57 \text{ lm}. \quad (6.3)$$

YOrug’lik kuchi I :

$$I = \frac{d\Phi}{d\Omega}. \quad (6.4)$$

YOrug’lik oqimi bir tekis tarqalgan holda

$$I = \frac{\Phi}{\Omega} \quad (6.5)$$

bo’ladi.

YOrug’lik kuchi birligi Sobiq Ittifoq metrologiya ilmiy tekshirish institutining fotometrik laboratoriyasida yasalgan yorug’lik etalonining $\frac{1}{60 \text{ cm}^2}$ yuzasidan normal yo’nalishda chiqayotgan yorug’lik kuchining $\frac{1}{60}$ qismiga teng. Bu birlikka *kandela* (*kd*) deyiladi. Bu yorug’lik kuchining yangi etaloni bo’lib, xalqaro bir shamning (eski etalonning) yorug’lik kuchi 1.005 kd ga teng.

YOritilganlik yuza birligiga perpendikulyar tushayotgan yorug’lik oqimi bilan xarakterlanadi, ya’ni

$$\varepsilon = \frac{\Phi}{S_n}. \quad (6.6)$$

YOritilganlik birligi lyuks (Lk) bo’lib, u 1m² yuzaga tekis perpendikulyar tushayotgan 1 Lm oqimga mos keladigan yoritilganlikdir:

$$1_{\text{люкс}}(Лк) = \frac{1_{\text{люмен}}(Лм)}{1_{\text{м}^2}}. \quad (6.7)$$

Ravshanlik deb, yuza birligidan yuzaga kelgan perpendikulyar yo'nalishda har bir kvadrat metridan 1 kd yorug'lik kuchi beradigan yuzaning ravshanligi olinib, ravshanlik birligi - $1 \frac{\text{кд}}{\text{м}^2}$ bo'ladi. Demak, ravshanlik

$$B = \frac{I}{S_n} = \frac{I}{S \cos \varphi}. \quad (6.8)$$

Bu yerda φ - yorug'lik nuri yo'nalishi bilan shu yorug'lik tarqatayotgan yuzaga o'tkazilgan perpendikulyar orasidagi burchak.

SHuni ta'kidlab o'tish kerakki, yorug'lik birliklarining tajribada aniqlash va uni qayta takrorlash murakkab ish bo'lib, diqqat bilan ishlashni talab qiladi. Miqdoriy yorug'lik o'lchashlari, ayniqsa, spetning turli sohalaridagi o'lchashlarr hozirga qadar ishlanib kelinmoqda va mukammallashtiritmoqda.

7-§. YORUG'LIK DISPERSIYASI

YOrug'lik dispersiyasi deb, moddaning sindirish ko'rsatkichini yorug'lik to'lqin uzunligiga bog'liqligidan yuz beradigan hodisalarga aytiladi. YOrug'lik dispersiyasini matematik ravishda shunday yozish mumkin:

$$n = f(\lambda) = \varphi(\omega) \quad (7.1)$$

Bu formulada $\omega = 2\pi\nu$ yorug'lik to'lqining chastotasi.

Agar chastota ortishi bilan absolyut sindirish ko'rsatkichi ortib borsa, bunday dispersiya normal dispersiya deyiladi, aksincha chastota ortib borishi bilan chastota kamaysa, bunday dispersiya anomal dispersiya deyiladi.

YOrug'lik dispersiyasini birinchi marta 1672 yilda ingliz olimi I.Nyuton kuzatgan. U shisha prizmadan oq yorug'lik o'tganda rangli spektr hosil bo'lishini aniqlagan. YOrug'lik dispersiyasini sindirish ko'rsatkichni aniqlaydigan har qanday usul bilan kuzatish mumkin. Masalan, prizmalardan yorug'lik o'tganda, to'la ichki qaytish hodisasi ro'y berganda va interferension asboblarda yordamida. Umumiy holda, yorug'lik dispersiyasi ro'y berganda to'lqin uzunligini kamayishi bilan sindirish ko'rsatkichi orta boradi. Bunga normal dispersiya deyiladi. Lekin shunday hollar ham kuzatiladiki, bunda to'lqin uzunligini kamayishi bilan sindirish kursatkichi ham kamayadi. Bunday dispersiyaga anomal dispersiya deyiladi. Odatda anomal dispersiya yorug'likni yutilish sohasida kuzatiladi.

Dispersiya sababli oq yorug'lik sindiruvchi muhitdan o'tganda turli to'lqin uzunlikli monoxromatik nurlarga ajraladi. Agarda bu hodisani ekranda kuzatsak, turli rangdagi yo'llar - ya'ni dispersiya spektrini yoki optik spektrni ko'ramiz. Odatda, optik spektrlar maxsus asboblarda - spektrometr va spektrograflarda hosil kilinadi. Spektrlarning tashqi ko'rinishi yorug'lik manbaining xossalari bog'liq bo'ladi.

Optik spektrlar 3 turga bo'linadilar:

1. Tutash spektrlar.
2. CHiziqli spektrlar.
3. Yo'l-yo'l spektrlar.

YOrug'lik manbai cho'g'langan qattiq va suyuq jismlar, siqilgan gazlardan iborat bo'lsa, kuzatiladigan spektr tutash spektrdan iborat bo'ladi. CHiziqli spektrlarni uyg'ongan alohida atomlar, yo'l-yo'l spektrlarni uyg'ongan alohida molekulalar chiqaradi. Optik spektrlar yordamida moddalarni analiz qilish, atom va molekulalarni

tuzilishini o'rganish va boshqa ko'p ilmiy ishlar qilish mumkin. Bu sohaga spektral analiz deyiladi. Hozirgi vaqtda yorug'lik dispersiyasini kvant mexanikasi asosida tushuntiriladi.

8-§. YORUG'LIKNING KVANT NAZARIYASI. FOTONLAR

Hozirgi vaqtda ko'p optik hodisalarni faqat yorug'likni kvant nazariyasi asosida tushuntirish mumkin. Masalan, absolyut qora jismning nurlanishi, fotoeffekt, Kompton effekti va boshqalar. YOrug'likni kvant nazariyasini yaratishda A.Eynshteynning «yorug'lik kvantlari» mavjud degan g'oyasi rol o'ynadi, shunga ko'ra yorug'likni elementar zarrachalar — fotonlar oqimidan iborat deb qaraldi. Eynshteynning gipotezasi qator tajribalarda tasdiqlandi. YOrug'lik zarralari — fotonlarning mavjudligi tajribalarda tasdiqlangandan so'ng yorug'likni foton nazariyasi yoki kvant nazariyasi vujudga keldi. Bu nazariya optika tarixida bo'lgan korpuskulyar nazariyani eslatadi. Bu yorug'likning kvant nazariyasiga ko'ra bitta foton quyidagi energiyaga ega bo'ladi :

$$W = h\nu \quad (8.1)$$

bunda $h = 6.64 \cdot 10^{-34} \text{ Жс}$ — Plank doimiysi, ν - yorug'lik chastotasi.

Foton massasi uchun shunday formula mavjud:

$$m = \frac{W}{c^2} = \frac{h\nu}{c^2} = \frac{h}{\lambda c} \quad (8.2)$$

bu yerda $s = 3 \cdot 10^8 \text{ м/с}$ — vakuumda yorug'likning tarqalish tezligi. |

Bu formula harakatdagi foton massasi uchun o'rinli. Demak, foton tinchlikdagi massaga ega emas. Foton yutilganda uning massasi va energiyasi moddaning zarralariga beriladi. Foton impulsi quyidagiga teng:

$$p = m \cdot c = \frac{h\nu}{c}. \quad (8.3)$$

Fotonning vakuumdagi tezligi $s = 3 \cdot 10^8 \text{ м/с}$. Demak, yorug'likni ham to'lqin, ham zarracha sifatida ko'rish mumkin. Optikada buni dualizm deb ataladi.

9-§. LAZERLAR

Moddadan yorug'lik o'tganda u yutiladi va sochiladi. Bu hodisalar optikada juda yaxshi o'rganilgan. Hozir bu jarayonlarga teskari bo'lgan hodisa, ya'ni moddadan yorug'lik o'tganida uning kuchayishi ham ro'y berishi aniqlandi. Bunday asboblari lazerlar deb ataladi. Ushbu jarayonni amalga oshirish mumkinligini birinchi marta 1915 yilda Eynshteyn aytgan. A.Eynshteyn (o'z-o'zidan) spontan nurlanish bilan birga induksiyalangan yoki majburiy nurlanish bo'lishi ham mumkinligi haqida bashorat qilgan. Lazerda yorug'likning kuchayishi moddadan o'tayotgan yorug'lik tomonidan induksiyalangan nurlanish ta'sirida yuz beradi. Optik lazerlar birinchi marta 1960 yilda qurilgan. Hozirgi vaqtda lazerlar juda keng chastotalar sohasida (ko'zga ko'rinadigan sohalar millimetr to'lqinlargacha) ishlab chiqilgan. Lazerlarda aktiv muhit sifatida yuzlab moddalar (gazlar - geliy va neon

aralashmasi, qattiq jismlar – yoqut va h.k.) qo'llaniladi. Agarda lazerda ishchi modda sifatida yoqut (rubin) ishlatilsa, u impuls rejimda ishlaydi va qisqa vaqtda katta quvvat beradi. Masalan, 10 sekundda 10^8 vatt energiya beradi. Bunday impulslarda energiya oqimini zichligi 1sm^2 da 10^8 vatt bo'ladi. Bunday lazerlar bilan o'ta qattiq metallarni, olmoslarni teshish mumkin. Hozir lazerlar juda ko'p sohalarda, masalan, ilmiy ishlarda, meditsinada, aloqa xizmatida, qurilishda harbiy sohada keng ishlatiladi.

5-Bo'lim **Atom va yadro fizikasi.** **KIRISH**

Hozirgi zamon atom fanining, texnikaning va energetikaning ulkan yutuqlari – atom va yadro fizikasining intensiv rivoshlanishi natijasidir. Hozirgi zamon atom va yadro fizikasi modda tuzilishi haqidagi ta'limotning negizi hisoblanadi. Bundan tashqari, nafaqat modda (gazlar, suyuqliklar va qattiq jismlar), balki materiyaning boshqa turlari ham atomistik tabiatga ega. SHuning bilan bir qatorda materiya harakati ham atomistik qonunlar bilan aniqlanadi. Aytilganlardan, materiya tuzilishi va harakati haqidagi atomistik ta'limot hozirgi zamon fizikasida hukmron ta'limotdir, degan xulosa kelib chiqadi.

Atom va yadro fizikasi mikroduyo (kvant) fizikasining boshlanishi desak ham bo'ladi. SHu tufayli atom fizikasi – atom va u bilan bog'liq hodisalar fizikasini o'rganuvchi fan ekan.

1-§. Atom tuzilishi nazariyasiga kirish

Atom tuzilishi haqidagi yangi tasavvurlar birinchi bor 1904-yilda nazariy yo'l bilan Tomson tomomidan kashf qilingan. Uning hisoblashicha atomning radiusi - 1 Angstrom tartibida ekan.

1911-yilda Rezerford α -zarrachalar bilan o'tkazilgan tajriba natijalariga asosanib, Tomson modelining noto'g'ri ekanligini isbotladi. Rezerford modeliga asosan, atom markazida musbat yadro va bu yadroning atrofida, Quyosh atrofidagi planetalar kabi, manfiy zaryadlangan elektronlar aylanadi, atomning 99 % massasi yadroda jamlangan. Bu modelni atomning planetar modeli deb atalgan. Keyinroq bu modelning ham kamchiliklari borligi aniqlangan.

Bor Rezerford modeli kamchiliklarini hisobga olib, o'zining uchta postulatlarini ta'rifladi.

1. Elektronlar yadro atrofida ma'lum statsionar orbitalarda aylanib, bu orbitalarga diskret energiyalar to'g'ri keladi;
2. Atom yoki undagi elektronlar bir statsionar m-holatdan ikkinchi n- holatga o'tganda o'zidan nur chiqaradi yoki nur yutadi. Ushbu nurning chastotasi

$$\nu = \frac{E_m - E_n}{h} \quad (1.1)$$

shartdan topiladi.

3. Orbita bo'ylab yadro atrofida harakatlanayotgan elektronning impuls momenti Plank doimiysiga karralidir:

$$M = mvr = n\hbar \quad (1.2)$$

bu yerda $n = 1, 2, 3, \dots$ – butun sonlar, $\hbar = \frac{h}{2\pi} = 1.05 \cdot 10^{-34} \text{ Ж} \cdot \text{с}$ - Plank doimiysi.

Bor o'z postulatlarini eng oddiy atom sistemasi – vodorod atomi nazariyasini yaratish uchun qo'llagan va uning asosida

$$r_0 = \frac{4\pi\epsilon_0\hbar^2}{me^2} = 5.29 \cdot 10^{-11} \text{ м} \quad (1.3)$$

kattalik – birinchi Bor orbitasining radiusi aniqlangan.

2-§. To'lqin-zarra dualizmi. Lui-de-Broyl gipotezasi. Kvant mexanikasi haqida tushuncha

1924-yilda fransuz fizigi L.V.de-Broyl yorug'lik kabi barcha mikrozarralar korpuskulyar xususiyatga ega bo'lishi bilan birgalikda, to'lqin xususiyatga ham ega bo'ladi, degan farazni ilgari surgan. Uning g'oyasiga ko'ra, yorug'lik tezligidan ancha kichik bo'lgan tezliklar bilan harakatlanadigan zarrachalar to'lqin uzunligi

$$\lambda = \frac{h}{\sqrt{2mE_{\text{кин}}}} \quad (2.1)$$

bilan aniqlanadi, agar zarra yorug'lik tezligiga yaqin tezlik bilan harakatlansa, uning to'lqin uzunligi

$$\lambda = \frac{hc}{\sqrt{T(2m_0c^2 + E_{\text{кин}})}} \quad (2.2)$$

bilan aniqlanadi.

Mikrozarralar dunyosining o'ziga xos xususiyatlaridan biri – diskret energetik sathlarning mavjudligidir. Buni faqat kvant mexanikasi tushuntirib bera oladi. Demak, mikrozarralar dunyosini va ularning harakatlarini faqatgina kvant fizikasi asosida tushuntirish mumkin ekan. Kvant mexanikasi esa kvant fizikasining matematik apparatidir.

Diskret holatlarning mavjudligini kvant mexanikasining asosiy tenglamasi – SHredinger tenglamasini yechib hosil qilish mumkin. SHredinger tenglamasining yechimi bo'lgan Ψ (psi) - to'lqin funksiya yordamida mikrozarralarning harakati haqida ma'lumotlarni olish mumkin. U mikro-dunyodagi zarralarning holat funksiyasi hisoblanib, zarralarning kvant holatlari bo'yicha taqsimotini aks ettiradi.

3-§. Elektron spini. Atom sistemasini xarakterlovchi kvant sonlari. Pauli prinsipi

Yadro atrofida orbita bo'ylab aylanayotgan elektron impuls momentiga ega bo'lib, u orbital moment ($\vec{l}$) deb yuritiladi. Uning modulini

$$|\vec{l}| = \hbar\sqrt{l(l+1)} \quad (3.1)$$

orqali topiladi. Buerdagi l kattalik orbital kvant soni bo'lib, u $l = 0, 1, 2, \dots, n-1$ (n – bosh kvant soni) qiymatlarni qabul qiladi.

Elektron orbital momentini Z o'qidagi proeksiyasi uchun

$$l_z = m\hbar \quad (3.2)$$

o'rinli bo'ladi. Bu yerdagi m magnit kvant soni deb atalib, u $m = 0; \pm 1; \pm 2; \dots; \pm l$ qiymatlarni qabul qiladi.

Energetik sathlarning ajralishini tushuntirish uchun 1925-yilda Gaudsmit va Ulenbeklar elektronlar xususiy orbital moment (spin – s)ga ega bo'lishi to'g'risidagi farazni ilgari surdilar. Keyinchalik tajribalar elektronning spini mavjudligini isbotladi. Spin

$$|s| = \hbar \sqrt{s(s+1)} \quad (3.3)$$

asosida aniqlanadi, bunda s – spin kvant soni bo'lib, elektron uchun $1/2$ ga teng.

Kvant mexanikasining qonunlaridan yana biri Pauli prinsipi hisoblanadi. Bu prinsip quyidagicha ta'riflanadi: Atomda yoki biron-bir kvant sistemada to'rtta n, l, m, s kvant sonlariga ega bo'lgan ikkita elektron bitta kvant holatida bo'lishi mumkin emas. Mendelev davriy sistemasining to'ldirilishida Pauli prinsipi asosiy rol o'ynaydi.

4-§. Atom yadrosining tarkibi

Rezerford tajribalaridan yadro atomning asosiy massasini o'zida mujassamlashtirgan musbat zaryadli zarra ekanligi aniqlandi. 1919-yilda Rezerford elektrondan keyingi elementar zarracha – protonni kashf etdi. Proton massasi elektron massasidan 1836,1 marta katta bo'lgan, elektr zaryadi elektron zaryadiga, spini esa $s = 1/2$ ga teng bo'lgan musbat zaryadli turg'un elementar zarra.

1920-yili Rezerford massasi proton massasiga teng bo'lgan neytral zarracha mavjudligini taxmin qildi va u 1932-yilda ingliz fizigi D. CHedvik tomonidan aniqlandi. Bu zarrachani neytron deb ataldi. Keyinroq atom yadrosi proton va neytronlardan tuzilgan deb, ularni birgalikda nuklonlar deb nomlandi.

YAdrodagi nuklonlar soni A yadroning massa soni bo'lib, neytronlar soni

$$N = A - Z \quad (4.1)$$

dan topiladi, bunda Z - protonlar soni.

YAdroni belgilash uchun ${}_Z X^A$ belgilash ishlatiladi.

YAdrodagi protonlar soni o'zgarmaydigan yadrolar guruhiga izotoplar deyiladi. Masalan: ${}_1H^1, {}_1H^2, {}_1H^3$.

YAdrodagi neytronlar soni o'zgarmaydigan yadrolar guruhiga izotonlar deyiladi. Masalan: ${}_1H^3, {}_2He^4, {}_3Li^7, {}_4Be^8$.

Massa soni o'zgarmasdan qoladigan yadrolar guruhiga izobarlar deyiladi. Masalan: ${}_1H^3, {}_2He^3, {}_{18}Ar^{40}, {}_{20}Ca^{40}$.

5-§. YAdroning bog'lanish va solishtirma bog'lanish energiyasi. YAdro kuchlari

YAdroning massalarini eng aniq o'lchash natijalari shuni ko'rsatadiki, yadroning tinchlikdagi massasi M uni tashkil qilgan protonlar bilan neytronlarning tinchlikdagi massalari yig'indisidan hamisha kichik bo'ladi:

$$M < Zm_p + Nm_n = Zm_p + (A - Z)m_n. \quad (5.1)$$

YAdroni alohida nuklonlarga to'liq ajratish uchun zarur bo'lgan energiya yadroning bog'lanish energiyasi deyiladi va u quyidagi ifodadan topiladi:

$$\Delta W = \Delta M c^2 \quad (5.2)$$

bunda ΔM - massa defekti deb ataladi va u

$$\Delta M = Zm_p + Nm_n - M = Zm_p + (A - Z)m_n - M \quad (5.3)$$

dan topiladi. (5.3) dan foydalanib (5.2) ni ko'rinishini

$$\Delta W = [Zm_p + (A - Z)m_n - M]c^2 \quad (5.4)$$

ga o'zgartiramiz.

Bitta nuklonga to'g'ri keluvchi yadroning bog'lanish energiyasi yadroning solishtirma bog'lanish energiyasi (ε) deyiladi.

$$\varepsilon = \frac{\Delta W}{A} \quad (5.5)$$

Nuklonlar o'rtasida ta'sir etuvchi va yadroning turg'unligini ta'minlovchi kuchlarga yadro kuchlari deyiladi. YAdro kuchlari gravitatsion va elektromagnit ta'sirlashuv kuchlaridan farqli o'laroq, o'ziga xos kuchlar bo'lib hisoblanadi.

6-§. Radioaktivlik hodisasi. Radioaktiv yemirilish turlari va zararlari

YAdroning o'z-o'zidan bir yoki bir nechta zarrachalar chiqarish hodisasi radioaktivlik deyiladi. SHunday yadrolarni radioaktiv yadro deb yuritiladi.

Radioaktiv yadrolarning o'zidan biron-bir turdagi zarralarni chiqarib, boshqa yangi yadroga aylanish jarayoni radioaktiv yemirilish deyiladi. Radioaktiv yemirilishda radioaktiv yadrolarning sonining o'zgarishi

$$N = N_0 e^{-\lambda t} \quad (6.1)$$

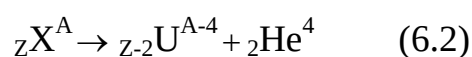
qonun bo'yicha o'zgaradi. Ushbu ifodani radioaktiv yemirilish qonuni deb yuritiladi, bunda λ – yemirilish doimiysi.

Tabiatda mavjud yadrolarning radioaktivligi tabiiy radioaktivlik deyiladi. Ba'zi hollarda radioaktiv yadrolar biron-bir turg'un yadrolarni zaralar bilan yoki yadrolar bilan bombardimon qilish natijasida hosil bo'ladi. Bunday radioaktivlikni sun'iy radioaktivlik deyiladi.

Radioaktiv moddani magnit maydoniga joylashtirilsa zarralar dastasi uch qismga α - zarrachalar, β - zarrachalar, γ -zarachalarga bo'lingan.

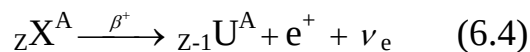
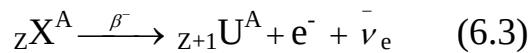
Radioaktiv yemirilishlarning 5 xili uchraydi. SHulardan ikki xilini ko'rib chiqimiz.

1. α -emirilish. Og'ir yadrolarning o'z-o'zidan α - zarrachalar chiqarish jarayoni α -yemirilish deyiladi. U



siljish qoidasiga bo'ysunadi.

2. β -emirilish. YAdrolarning o'z-o'zidan elektronlarni (β^-) yoki protonlarni (β^+) chiqarishi β -emirilish deyiladi. Ular

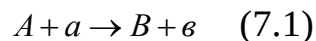


siljish qoidalariga bo'ysunadi.

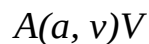
7-§. YAdro reaksiyalari

Ikki yadro yoki yadro va elementar zarrachalar bir-biriga 10^{-15} m masofaga yaqin kelganda yadro kuchlari hisobiga bir-biri bilan o'zaro intensiv ta'sirlashib, yadrolar tarkibining o'zgarish jarayoniga yadro reaksiyalari deyiladi.

YAdro reaksiyalarini umumiy shaklda



yoki



deb yozish mumkin.

YAdro reaksiyalari vaqtida

1. Elektr zaryadining saqlanish qonuni;
2. Nuklonlar sonining saqlanish qonuni;
3. Energiyaning saqlanish qonuni;
4. Impulsning saqlanish qonuni bajariladi.

YAdroning bo'linish jarayonida ajralib chiqqan neytronlardan bittasi o'z navbatida qo'shni yadroni parchalash va bu yadro ham qo'shni yadroni parchalashi mumkin bo'lgan neytronlarni chiqarishi mumkin. Natijada bo'linayotgan yadrolar soni kesin ortib ketib, o'zini-o'zi davom ettiruvchi reaksiya yuzaga keladi. Ushbu reaksiyaga zanjir yadro reaksiya deyiladi.

YAdrolarning bo'linishi boshqariladigan reaksiya amalga oshiriladigan qurilma yadro reaktori deyiladi. YAdro reaktori: yadro yoqilg'isi, neytronlarning sekinlatgichi, reaktor ishlaganda ajraladigan issiqlikni olib ketuvchi issiqlik eltuvchi (suv, suyuq natriy) va reaksiya tezligini rostlovchi qurilma.

Juda yuqori temperaturalarda yengil yadrolarning qo'shilish reaksiyasi termoyadro reaksiyasi deyiladi. Termoyadro reaksiyasi yuz berishi uchun yadrolar 10^{-15} m masofaga, ya'ni yadro kuchlari ta'sir doirasiga tushishlari shart. Termoyadro reaksiyalari sintez reaksiyalari yoki termoyadro sintezi deyiladi.

Hozirgi vaqtda dunyoning ko'pgina davlatlarida boshqariluvchi termoyadro reaksiyasini amalga oshirish ishlari amalga oshirilmoqda. Bo'linish reaksiyasini yadro reaktorlarida boshqarilgani kabi, boshqariladigan termoyadro reaksiyasini amalga oshirish ancha murakkab masaladir.

8-§. YAdroviy nurlanishlar. YAdroviy nurlanishlarni qayd qilish. Tezlatgichlar

Radioaktiv moddalarning nurlanish barcha tirik organizmlarga kuchli ko'rsatadi. Nurlanishning biologik ob'ektlarni nobud qiluvchi ta'sirining mohiyati hali yetarlicha o'rganilmagan.

Tirik organizmlarga nurlanishning ta'siri nurlanish dozasi (yutilgan doza) bilan xarakterlanadi. XBS da yutilgan nurlanish dozasi grey (Gr) birligida o'lchanadi. Bu birlikdan tashqari XBS ga kirmaydigan rad birligida ham o'lchanadi. Radiatsion muhofaza bo'yicha xalqaro komissiya nurlanishlar bilan ishlovchi kishilar uchun mumkin bo'lgan chegaraviy doza deb 0.05 Gr ni belgilangan. Qisqa muddat ichida olingan 3-10 Gr nurlanish dozasi o'lingacha olib boradi.

Harqanday radiatsiya manbai bilan ishlashda nurlanishning ta'sir doirasiga tushishi mumkin bo'lgan barcha kishilarni radiatsiyadan muhofaza qilish tadbirlarini ko'rish zarur.

Nurlanish dozasini dozimetr deb ataluvchi asboblarda o'lchanadi. U yadroviy zarralarni qayd qiluvchi asbobdir.

Muhit orqali o'tgan zarralar energiyasini ularni o'lchash va qayd qilish uchun qulay bo'lgan boshqa turdagi energiyaga aylantirib beruvchi qurilmalarga elementar zaralarni kuzatish va qayd qilish qurilmalari deyiladi.

Zarra muhit orqali o'tganda ro'y berishi mumkin bo'lgan jarayonlar turiga qarab detektorlar ionizatsion, radiolyuminessent, kimyoviy, zaryadli, radionuqsonli detektorlarga bo'linadi. Bulardan tashqari ionizatsion kamera, proporsional sanagich, Geyger-Myuller sanagichi, yarim o'tkazgichli detektorlar, Vilson kamerasi, pufakli kameralarda va qalin qatlamli fotoemulsiya usullari bilan ham zarralar va yadrolar orasida kuzatiladigan ajoyib reaksiyalarni ham kuzatish mumkin.

Atom yadrosining ichki xossalarni o'rganishning yagona yo'li, bu yadroning elementar zarralar va elementar bo'lmagan zaralar bilan to'qnashuvini kuzatishdan iborat. Bunda zarralar katta kinetik energiyalarga ega bo'lishlari zarur. Bunday energiyali zaralar radioaktiv yemirilish vaqtida hosil bo'lmaydi. SHuning uchun bunday energiyali zarralar oqimini hosil qilish uchun maxsus qurilmalardan foydalaniladi. Juda katta energiyali zarrachalarni yuzaga keltiruvchi qurilmalarga tezlatgichlar deyiladi. Har qanday tezlatgich – tezlatilayotgan zarralar manbaidan, tezlatuvchi kamera va tezlatilgan zarralar yo'naltiriladigan nishondan iborat bo'ladi.

9-§. Elementar zarralar haqida tushuncha. Tabiatda fizik ta'sir turlari.

Kosmik nurlar

Hozirgi vaqtda elementar zarracha aniq ta'rif berish qiyin. CHunki bu termin hozir o'zining haqiqiy ma'nosida ishlatilmaydi. Sababi "elementar" degan so'z "bo'linmas" degan ma'noni anglatadi. SHu tufayli, elementar zarralar deb, inson tafakkurida bo'linmaydigan, atom yoki atom yadrosi bo'lmagan mayda zarralarning katta guruhiga aytiladi.

Hozirgi vaqtda elementar zarralar jadvalida 400 tadan ortiq elementar zara mavjud bo'lib, ularning soni yil sayin ortib bormoqda. Elementar zarrachalarni xarakterlovchi kattaliklarga geometrik kattaliklar va ichki kattaliklar kiradi.

Fazo va vaqtning simmetriyaga ega ekanligidan kelib chiquvchi kattaliklarga geometrik kattaliklar deyiladi.

Fundamental ta'sirlashuv siimmetriyasini aks ettiruvchi kattaliklarga ichki kattaliklar deyiladi.

Hozirgi kunda tabiatda mavjud fundamental ta'sirlashuvlarr quyidagilardir:

1. Gravitatsion ta'sirlashuv. Bu ta'sirlashuv istalgan jismlar o'rtasida mavjud. Gravitatsion ta'sirlashuv gravitonlar deb atalgan zarrachalar hisobiga amalga oshiriladi.
2. Kuchsiz ta'sirlashuv. Bunda fotonlardan boshqa hamma zarralar ishtirok etadi.
3. Elektromagnit ta'sirlashuv. Bunday ta'sirlashuv butun zaryadlangan zarralarga va fotonlarga xosdir bo'lib barcha ta'sirlashuvlar ichida ma'lum va ancha keng o'rganilgan bo'lib, uning tashuvchisi fotonlardir.
4. Kuchli (yadroviy) ta'sirlashuv. Bunda faqat adronlar ishtirok etadi. Kuchli ta'sirlashuvga misol tariqasida yadrolarning mavjudligini ta'minlovchi yadro kuchlarini keltirish mumkin.

Kosmik fazoni to'ldiruvchi yuqori energiyali zarralarga kosmik nurlar deyiladi. Kosmik nurlar yer sirtiga yetib kelishi uchun qalin qatlamli modda – atmosferani o'tishi zarurdir. U yerda esa murakkab aylanishlar zanjiri sodir bo'ladi. SHu tufayli yer sirtiga kosmik fazoda yuzaga kelgan nurlanish bilan hech qanday umumiylikka ega bo'lmagan nurlanish yetib keladi. Mana shu nurlanishni ikkilamchi kosmik nurlanish deyiladi. Yerdan uzoqdagi ob'ektlardan Quyoshda, Galaktikalarda yuzaga kelgan nurlanishga birlamchi kosmik nurlanish deyiladi.