

**Abdurahmanov K.P.  
Egamov O'.**

# **FIZIKA**

**DARSLIK**



**TOSHKENT 2010**

**Mualliflar: Abduraxmanov Q.P., fizika-matematika fanlari doktori, professor, Egamov O'., fizika-matematika fanlari nomzodi, dotsent**

**Taqrizchilar:** R.A. Mo'minov, O'zbekiston Fanlar Akademiyasi akademigi, fizika-matematika fanlari doktori, professor, M.S. Baxodirxonov, fizika - matematika fanlari doktori, professor

Darslik texnika yo'nalishida tahsil olayotgan talabalar, magistrlar va aspirantlarning fizika fanini chuqurroq o'zlashtirishlari, mustaqil shug'ullanishlari uchun mo'ljallangan bo'lib, quyidagi bo'limlardan iborat: mexanika, elektrostatika, elektromagnetizm, garmonik tebranishlar, to'lqinlar, akustika, elektromagnit tebranishlar, to'lqin optikasi, kvant mexanikasi, fizikaviy statistika, molekulyar fizika, termodinamika, qattiq jismlar fizikasi va yadro fizikasi.

Ushbu darslik Davlat ta'lim standartining texnika Oliy o'quv yurtlari ta'lim yo'nalishlari bo'yicha fizika fanining namunaviy dasturi mazmuni asosida tayyorlandi.

Darslik O'zbekiston Respublikasi Oliy va o'rta - maxsus ta'lim vazirligining 2009 yil 25 fevraldagi 51-sonli buyrug'iga asosan (ro'yxatga olish raqami 146) chop etildi.

## So'z boshi

Ushbu «Fizika» o'quv darsligi O'zbekiston Respublikasi Davlat ta'lim standartining texnika universitetlari ta'lim yo'nalishlari bo'yicha bakalavrlar tayyorlash mazmuni va saviyasining majburiy minimumiga bo'lgan talablarga muvofiq tuzilgan.

Toshkent axborot texnologiyalari universitetining fizika kafedrasida talabalarga multimedia muhitida ma'ruzalar o'qilmoqda.

Multimedia muhitida o'qiladigan maruzalar yangi axborot imkoniyatlariga ega bo'lgan maruzalar matni asosida olib boriladi. Elektron maruzalar matni, elektron darslikdan farqli ravishda, asosan maruzachining maruza o'tishdagi individual mahorati va talabalarning qobiliyati darajasiga bog'liq ravishda tuziladi.

Odatda multimediali ma'ruza sifatini oshirish uchun ma'ruzalar matnini tayyorlashda axborot texnologiyalaridan unumli foydalanish: ilmiy va o'quv ma'lumotlari grafiklarini skanerlash, Internet tarmog'idan noyob fotosuratlarini, videokliplarni olish, harakatdagi grafiklar, jonli hodisalar va animatsiyaviy roliklarni tayyorlash orqali erishiladi.

O'qitish ma'lumotlari asosan "WebCT", "iSpring", "Tool book II Instrutor", "Power Point" dasturlarida kadr yoki slayd ko'rinishida tayyorlanib, taqdim etiladi.

Multimedia muhitida ma'ruzalarni talabalar interaktiv sharoitda tinglab, osongina o'zlashtiradilar va xotirada uzoq vaqt saqlay oladilar. Ammo, kadrlar tayyorlash Milliy dasturida mustaqil ishlarga ko'proq e'tibor berish ko'zlangan va auditoriya soatlarining sezilarli qismi shularga ajratilgan. Bu sohada multimediali elektron ma'ruzalar matni talabalarning mustaqil shug'ullanishiga to'la imkon beraolmaydi. Uning ustiga hozirgi kundagi o'zbek tilida fizika fani bo'yicha mavjud bo'lgan darsliklar hajmi va nazariy jihatdan muhandis kadrlar tayyorlash uchun mo'ljallangan.

Texnika yo'nalishlarida tahsil olayotgan talabalarga fizika fanini chuqurroq o'zlashtirishi, mustaqil shug'ullanishi uchun mos darsliklar, o'quv qo'llanmalar hozircha yetarli emas.

Shu sababli, TATU fizika kafedrasida ko'p yillardan beri o'qilayotgan ma'ruzalar asosida, fizika fanining namunaviy dasturi mazmuni doirasida bakalavrlar uchun mo'ljallangan, "Fizika" o'quv darsligini tayyorlashni maqsadga muvofiq, deb hisobladik.

## KIRISH

Kelajak o'tmishda shakllanadi. Vaqtning uzviy bog'liqligini insoniyat rivojlanishida, ayniqsa fan va texnikaning rivojlanishida yaqqol tasavvur qilishi mumkin. Fizika va u bilan chambarchas bog'langan hozirgi zamon texnikasi bundan istisno emas.

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

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

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

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

Kristall hajmi bo'yicha taqsimlangan aktiv va passiv elementlarning yuqori integratsiyali integral sxemalarini yaratilishi asosida murakkab funktsiyalarni bajaruvchi o'ta katta integral sxemalar tayyorlanaboshlandi. Masalan, zaryadlarni ko'chirish asbobi bo'lgan televizion kamera  $3 \times 4 \text{ mm}^2$  sirtga ega bo'lib, milliondan ortiq aktiv elementlarni o'z ichiga oladi va murakkab funktsiyalarni bajarishga xizmat qiladi.

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

Hozirgi vaqtda, qattiq jismlar elektronikasida, o'ta yangi elektron qurilmalarni yaratish uchun yangi fizikaviy printsipalar va hodisalarni aniqlashda izlanish ishlari olib borilmoqda. Bu fizikaviy jarayonlarning xarakterli xususiyati - qattiq jism hajmidagi dinamik nojinsliliklardan

axborotni saqlash va qayta ishlashda foydalanishdir. Dinamik nojinsliliklarga Gann elektr domenlari, tsilindrik va magnit domenlar, zaryadni ko'chirish asboblardagi paket va «cho'ntaklar», sirtqi va hajmiy akustik hamda spinli to'lqinlar kiradi. Natijada hozirgi, eng yangi elektron qurilmalarni yaratish uchun akustikaviy – magnitoelektronika, kvant elektronikasi, spinotronika va nanotexnologiya yo'nalishlari yaratilmoqda.

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

Fan va texnikaning yuqorida keltirilgan yutuqlari istalgan davlatning ijtimoiy-iqtisodiy rivojlanishiga xizmat ko'rsatadi.

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

Fizika fani – tabiat hodisalarining oddiy va umumiy qonuniyatlarini, moddalar tuzilishi va xususiyatlarini, ularning harakati qonuniyatlarini o'rgatuvchi fandır.

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

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

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

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

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

- Moddiy nuqta va qattiq jismlar mexanikasi;
- Termodinamika va statistika;
- Elektrodinamika;

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

## I BOB. MEXANIKA

### 1-§. Mexanikaviy harakat

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

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

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

Mexanika asosan uch qismga bo'linadi:

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

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

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

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

### 2-§. Moddiy nuqta. Absolyut qattiq jism. Fazo va vaqt

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

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

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

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

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

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

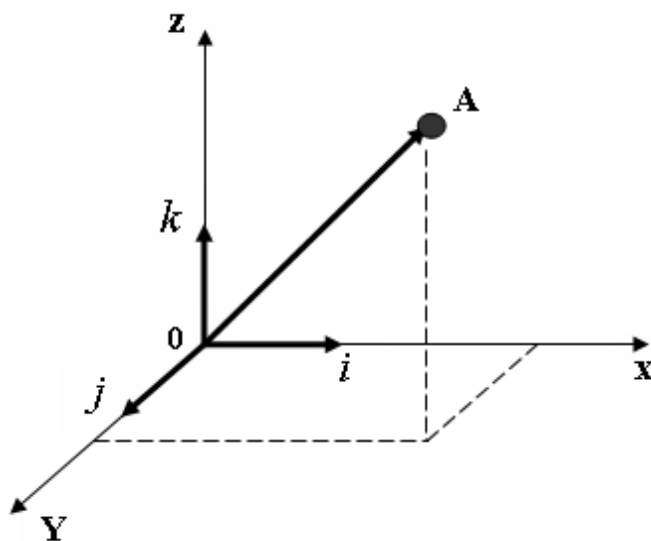
*Ilgarilanma harakat* – bu shunday harakatki, unda harakat qilayotgan jism bilan mustahkam bog'langan istalgan to'g'ri chiziq boshlang'ich holatiga nisbatan parallelligini saqlab qoladi.

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

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

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

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



**1 - rasm. Fazoviy sanoq tizimida moddiy nuqtaning koordinatalari**

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

$$\vec{r} = x \cdot \vec{i} + y \cdot \vec{j} + z \cdot \vec{k} \quad , \quad (2.1)$$



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

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

$$\vec{r} = \vec{r}(t) ; x = x(t) ; y = y(t) ; z = z(t) , \quad (2.2)$$

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

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

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

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

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

Bizning Galaktikamiz o'lchamlari tartibi taxminan  $\sim 10^{20}$  metr ga yaqin. Ikkinchi tarafdin qattiq jismlar atomlari orasidagi masofalar  $\sim 10^{-10}$  m yoki ayrim yadro zarrachalari o'lchami  $\sim 10^{-15}$  m ga tengdir. Bu hollarda, to'g'ridan-to'g'ri o'lchash usulini qo'llab bo'lmaydi, uzunlikni o'lchash uchun boshqa o'lchash printsiplarini tanlashga majburmiz.

Katta masofalarni o'lchashda namunalardan foydalanish imkoniyati yo'q bo'lgani uchun yorug'lik nurining tarqalish tezligidan foydalaniladi.

Kichik masofalarni o'lchash uchun esa, aniq tuzilishli moddalarning fizikaviy xususiyatlaridan foydalaniladi.

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

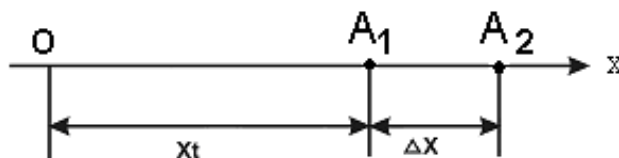
Ammo, uzunlikka o'xshash vaqtning absolyut qiymati yo'q. Vaqt deganda qandaydir vaqt oraliq'ini tushunish kerak.

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

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

### 3-§. Moddiy nuqta kinematikasi

Moddiy nuqtaning to'g'ri chiziq bo'ylab harakatini kuzataylik (2 - rasm).



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

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

$$x = x(t)$$

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

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

Bosib o'tilgan  $\Delta x$  yo'lni  $\Delta t$  vaqt oralig'iga nisbati moddiy nuqtaning *o'rtacha tezligi* deb ataladi

$$\langle v \rangle = \frac{\Delta x}{\Delta t} = \frac{x(t + \Delta t) - x(t)}{\Delta t}, \quad (3.1)$$

Agarda  $\Delta t$  vaqt oralig'i nisbatan katta bo'lsa, o'rtacha tezlik tushunchasi o'rinli bo'ladi. Ammo  $\Delta t$  vaqt oralig'ini kichraytira borsak, natijada  $\Delta x / \Delta t$  nisbat ma'lum bir chegaraviy qiymatga intiladi. Bu chegaraviy qiymat moddiy nuqtaning *oniy tezligi* deb ataladi

$$v = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta x}{\Delta t} = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{x(t + \Delta t) - x(t)}{\Delta t}, \quad (3.2)$$

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

$$v = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta x}{\Delta t} = \frac{dx}{dt} = \frac{ds}{dt}, \quad (3.3)$$

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

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

$$\langle a \rangle = \frac{\Delta v}{\Delta t}, \quad (3.4)$$

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

$$a = \frac{dv}{dt} = \frac{d}{dt} \left( \frac{dx}{dt} \right) = \frac{d^2 x}{dt^2}, \quad (3.5)$$

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

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

$$s = \int_0^t v(t) dt, \quad (3.6)$$

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

$$s = \int_0^t v \cdot dt = vt, \quad (3.7)$$

bundan,

$$v = \frac{s}{t}, \quad (3.8)$$

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

$$v(t) = v_0 + \int_0^t a(t) dt, \quad (3.9)$$

ga ega bo'lamiz.

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

$$v_t = v_0 + at, \quad (3.10)$$

$$s = \int_0^t v_t dt = \int_0^t (v_0 + at) dt = v_0 t + \frac{at^2}{2}, \quad (3.11)$$

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

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

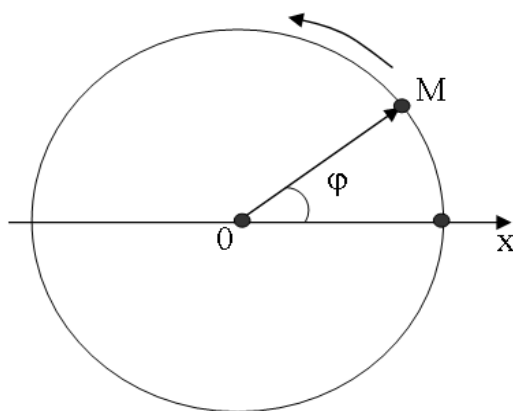
$$v = \frac{s}{t} = \frac{\text{metr}}{\text{sekund}}$$

Tezlanish esa,

$$a = \frac{s}{t} = \frac{\text{metr}}{\text{sekund}^2}$$

#### 4-§. Nuqtaning aylana bo'ylab harakati

Moddiy nuqtaning aylana bo'ylab harakati 3 - rasmda keltirilgan.  $M$  moddiy nuqtaning holati o'zgarmas  $OX$  o'qi bilan  $OM$  radius - vektor orasidagi  $\varphi$  burchak bilan belgilanadi.



3 - rasm. Moddiy nuqtaning aylana bo'ylab harakati

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

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

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

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

$$\omega = \frac{\Delta\varphi}{\Delta t} = \frac{2\pi}{T} ; \quad T = \frac{2\pi}{\omega} , \quad (4.1)$$

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

$$\nu = \frac{1}{T} = \frac{\omega}{2\pi} , \quad \omega = 2\pi\nu , \quad (4.2)$$

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

$$\beta = \frac{d\omega}{dt} = \frac{d^2\varphi}{dt^2} , \quad (4.3)$$

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

$$\nu = \frac{ds}{dt} , \quad a = \frac{d^2s}{dt^2} , \quad (4.4)$$

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

$$s = r\varphi , \quad (4.5)$$

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

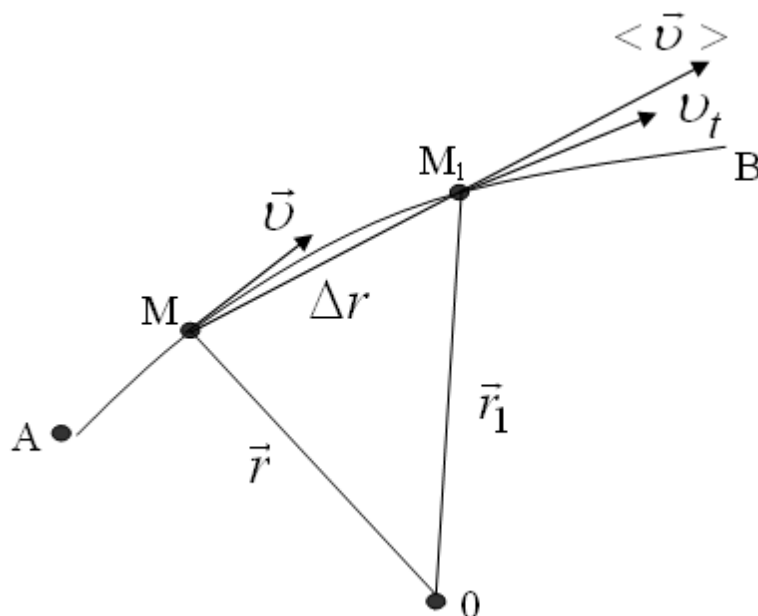
$$\nu = \frac{ds}{dt} = r \cdot \frac{d\varphi}{dt} = r \cdot \omega , \quad (4.6)$$

$$a = \frac{d^2s}{dt^2} = r \cdot \frac{d^2\varphi}{dt^2} = r \cdot \frac{d\omega}{dt} = r \cdot \beta , \quad (4.7)$$

## 5 - §. Egri chiziqli harakat

Egri chiziqli traektoriya bo'ylab harakatlanayotgan moddiy nuqtaning chiziqli tezlanish va tezligini ko'rib chiqamiz (4 - rasm).

$AB$  egri chiziqli traektoriyada harakatlanayotgan moddiy nuqta holatlari  $\vec{r}$  radius - vektorning ko'chishi bilan belgilanadi.  $t$  vaqt momentida moddiy nuqta  $\vec{r} = \vec{r}(t)$  radius - vektorli  $M$  holatda bo'ladi,  $\Delta t$  vaqt o'tgandan so'ng moddiy nuqta  $\vec{r}_1 = \vec{r}(t + \Delta t)$  radius vektorli  $M_1$



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

nuqtaga ko'chadi. Rasmdan ko'rinib turibdiki, moddiy nuqta  $AB$  egri chiziq bo'ylab harakatlanganda  $\vec{r}(t)$  radius-vektor kattaligi va yo'nalishi o'zgaradi.

O'rtacha tezlik quyidagicha ifodalanadi:

$$\langle \vec{v} \rangle = \frac{\Delta \vec{r}}{\Delta t} = \frac{\vec{r}(t + \Delta t) - \vec{r}(t)}{\Delta t}, \quad (5.1)$$

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

O'rtacha tezlikning  $\Delta t$  vaqtni nolga intilishida olgan chegaraviy qiymati radius - vektor  $\vec{r}$  dan vaqt bo'yicha olingan hosilaga teng bo'ladi:

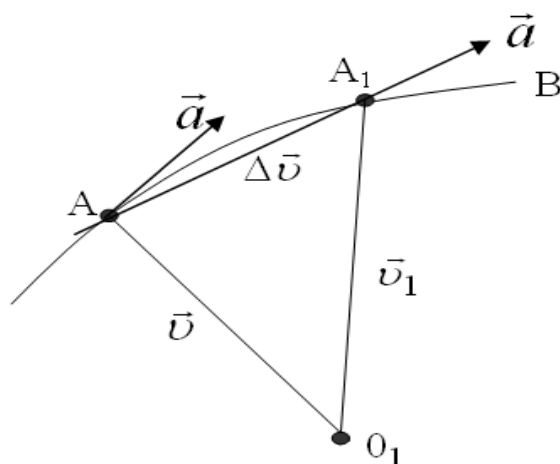
$$\vec{v} = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta \vec{r}}{\Delta t} = \frac{d\vec{r}}{dt} , \quad (5.2)$$

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

$$\vec{a} = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta \vec{v}}{\Delta t} = \frac{d\vec{v}}{dt} , \quad (5.3)$$

$$\vec{a} = \frac{d^2 \vec{r}}{dt^2} , \quad (5.4)$$

4 - va 5 - rasmlarga nazar tashlasak, tezlik va tezlanish vektorlari orasidagi o'xshashliklarni ko'ramiz.



**5 - rasm. Moddiy nuqtaning tezlik traektoriyasi**

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

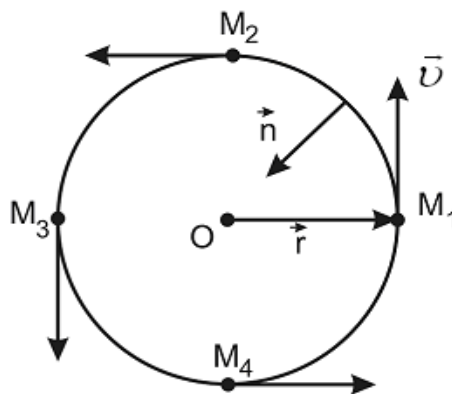
Tezlanuvchan nuqtalardan iborat geometrik holatlarni *tezlik traektoriyasi* deb ataymiz.

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

$$\vec{v} = \omega \vec{r} = \frac{2\pi \vec{r}}{T}$$

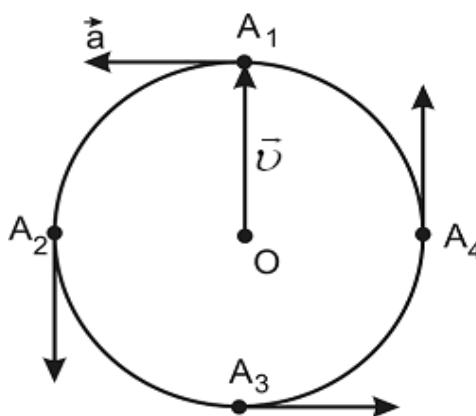


ga teng.



**6 - rasm. Moddiy nuqta radiusining aylana bo'ylab harakati**

7 - rasmda  $\vec{v}$  radiusli vektorning traektoriyasi aylana ko'rinishda tasvir etilgan. Moddiy nuqtaning  $M_1, M_2, M_3, M_4$  holatlari 7 - rasmda  $A_1, A_2, A_3, A_4$  tezlanish nuqtalarini belgilaydi.



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

Tezlanish  $\vec{a} \perp \vec{v}$  - radiusli aylanaga urinma bo'ylab yo'nalgan.  
Tezlanish qiymatini quyidagi ko'rinishda ifoda qilish mumkin:

$$\vec{a} = \omega v = \frac{2\pi v}{T} = \frac{v^2}{r}, \quad (5.6)$$

bu yerda

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

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

$$\vec{a}_n = -\omega^2 \vec{r} , \quad (5.7)$$

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

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

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

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

Agar

$$\vec{a} = v \frac{d\vec{\tau}}{dt} , \quad \frac{d\vec{\tau}}{dt} = \frac{v}{r} \vec{n} , \quad (5.8)$$

bo'lsa,

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

ga teng bo'ladi.

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

O'zgaruvchi tezlikni differentsiallasak, quyidagiga ega bo'lamiz:

$$\begin{aligned} \vec{a} &= \frac{d(v\vec{\tau})}{dt} = \frac{dv}{dt} \cdot \vec{\tau} + v \cdot \frac{d\vec{\tau}}{dt} , \\ \frac{d\vec{\tau}}{dt} &= \frac{v}{r} \vec{n} , \\ \vec{a} &= \frac{dv}{dt} \vec{\tau} + \frac{v^2}{r} \cdot \vec{n} , \end{aligned} \quad (5.9)$$

Demak, tezlanish vektori  $\vec{a}$ ,  $\vec{\tau}$  va  $\vec{n}$  birlik vektorlar tekisligida yotar ekan. (5.9) – ifodadagi birinchi had :

$$\vec{a}_t = \frac{dv}{dt} \vec{\tau} , \quad (5.10)$$

aylanaga urinma bo'lgani uchun – *tangentsial tezlanish* deb ataladi.

Ikkinchi had esa:

$$\vec{a}_n = \frac{v^2}{r} \vec{n} , \quad (5.11)$$

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

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

$$\vec{a} = \vec{a}_t + \vec{a}_n , \quad (5.12)$$

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

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

## 6 - §. Moddiy nuqta dinamikasi

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

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

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

Jismlarning o'zini tinch holati yoki to'g'ri chiziqli tekis harakatini saqlab qolish xususiyati, jismlarning *inertsiya xususiyati* deb ataladi.

Shuning uchun, Nyutonning birinchi qonuni, *inertsiya qonuni* deb ham ataladi.

Mexanik harakat nisbiydir va uning xususiyatlari sanoq tizimiga bog'liq bo'ladi. Nyutonning birinchi qonuni istalgan sanoq tizimida bajarilavermaydi, shuning uchun bu qonun bajariladigan sanoq tizimlari *inertsial sanoq tizimlari* deb ataladi.

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

Koordinata boshi Quyosh markaziga joylashgan geliotsentrik sanoq tizimini juda katta aniqlik bilan inertsial sanoq tizimi deb hisoblash mumkin. uning koordinata o'qlari o'rganiladigan planeta yoki yulduzlarga yo'naltirilgan bo'ladi.

Xuddi shu holat uchun, Yer bilan bog'langan sanoq tizimi inertsial sanoq tizimi bo'la olmaydi, chunki Yer nafaqat Quyosh atrofida, hattoki o'zining o'qi atrofida ham aylanishini hisobga olish zarur. Ammo Yerdagi mexanikaviy harakatlar uchun Yer bilan bog'liq bo'lgan sanoq tizimini inertsial sanoq tizim deb hisoblash mumkin.

Tajribalardan ma'lumki, bir xil ta'sir ostida turli jismlar o'zining harakat tezligini bir xil o'zgartirmaydi, boshqacha qilib aytganda, har xil tezlanish qiymatlariga ega bo'ladilar.

Tezlanish faqat ta'sir kuchiga bog'liq bo'lmay, jismning o'zini xususiyatiga, ya'ni massasiga ham bog'liqdir.

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

Inertsial massa jism inertligining o'lchov birligi bo'lib, inertlikni o'zi esa, jismning o'z holatini saqlab qolish xususiyatidir.

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

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

Shunday qilib, kuch vektor kattalik bo'lib, berilgan jismga boshqa jism yoki maydonlarning mexanikaviy ta'siri o'lchovi bo'la oladi.

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

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

$$a \sim F, \quad (m = const) \quad , \quad (6.1)$$

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

$$a \sim \frac{1}{m}, \quad (F = const), \quad (6.2)$$

(6.1) va (6.2) – ifodalardan foydalangan holda, kuch va tezlanish vektor kattalik ekanligini hisobga olib, quyidagi ifodani yozishimiz mumkin:

$$\vec{a} = K \frac{\vec{F}}{m} \quad , \quad (6.3)$$

(6.3) – formula Nyutonning ikkinchi qonunini matematik ifodasidir.

Moddiy nuqtaning olgan tezlanishi, ta'sir etuvchi kuch yo'nalishiga mos kelib, shu kuchni moddiy nuqta massasining nisbatiga tengdir.

Nyutonning ikkinchi qonuni faqat inertsiyal sanoq tizimlari uchun o'rinlidir.

«XBT» da proportsionallik koeffitsienti  $K$  birga teng. U holda:

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

yoki

$$\vec{F} = m\vec{a} = m \frac{d\vec{v}}{dt} \quad , \quad (6.4)$$

$$\vec{F} = \frac{d(m\vec{v})}{dt} \quad , \quad (6.5)$$

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

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

$$\vec{F} = \frac{d\vec{p}}{dt} , \quad (6.6)$$

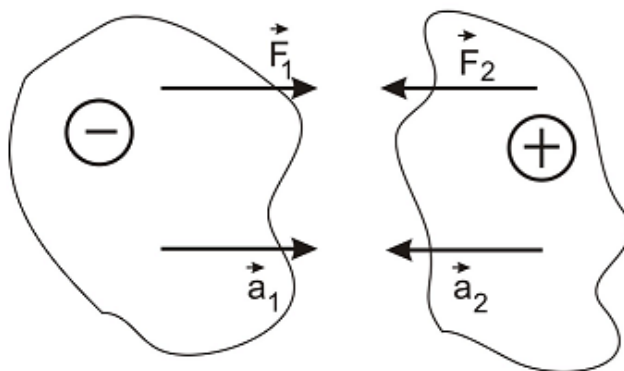
Moddiy nuqta harakat miqdorining vaqt bo'yicha hosilasi jismga ta'sir etuvchi kuchga tengdir.

$$1 N = 1 \frac{kg \cdot metr}{s^2}$$

**Nyutonning uchinchi qonuni.** Moddiy nuqtalarning o'zaro ta'siri xarakterini Nyutonning uchinchi qonuni bilan ifodalash mumkin. Moddiy nuqta yoki jismlarning bir-biriga ta'siri, o'zaro ta'sir kuchlari xarakteriga ega, bu kuchlar moduli bo'yicha teng bo'lib, bir-biriga qarama-qarshi yo'nalgandir:

$$\vec{F}_1 = -\vec{F}_2 , \quad (6.7)$$

Musbat va manfiy zaryadlar bilan zaryadlangan  $m_1$  va  $m_2$  massali jismlar bir-biriga tortishishgandagi o'zaro ta'sirni ko'rib chiqaylik (8 - rasm).



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

$\vec{F}_1$  va  $\vec{F}_2$  kuchlar ta'sirida jismlar  $\vec{a}_1$  va  $\vec{a}_2$  tezlanishlarga ega bo'ladilar.

Nyutonning ikkinchi qonunini quyidagicha yozish mumkin:

$$\vec{F}_1 = \vec{a}_1 m_1, \quad \vec{F}_2 = \vec{a}_2 m_2, \quad (6.8)$$

$$m_1 \vec{a}_1 = -m_2 \vec{a}_2 \quad \text{yoki} \quad \vec{a}_1 = -\vec{a}_2 \frac{m_2}{m_1}, \quad (6.9)$$

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

## 7 - §. Tabiatda kuchlar

**Gravitatsiyaviy tortishish kuchi** – bu ikkita moddiy jismlar orasidagi o'zaro ta'sir etuvchi kuchdir. Planetalarning harakatini tahlil qilish natijasida 1667 yilda I.Nyuton butun dunyo tortishish qonunini yaratdi. Butun dunyo tortishish qonuniga asosan  $m_1$  va  $m_2$  massali jismlar orasidagi gravitatsiyaviy tortishish kuchi jismlar massalariga to'g'ri proporsional va oralaridagi masofaning kvadratiga teskari proporsional bo'lib, ikki jism markazlarini tutashtiruvchi to'g'ri chiziq bo'ylab yo'nalgan bo'ladi:

$$\vec{F} = \gamma \frac{m_1 m_2}{r^2} \left| \frac{\vec{r}}{r} \right|, \quad (7.1)$$

bu yerda  $\gamma$  - gravitatsiyaviy doimiylik.

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

Bu ta'sir gravitatsiyaviy ta'sir deb ataladi va jismlarning massalari juda katta bo'lganda yaqqol namoyon bo'ladi.

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

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

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

**Kulon kuchi** - bu ikkita  $q_1$  va  $q_2$  nuqtaviy zaryadlar orasidagi ta'sir etuvchi kuchdir:

$$F = k \frac{q_1 q_2}{r^2} , \quad (7.2)$$

$k$  – proportsionallik koeffitsienti,  $r$  – zaryadli nuqtalar orasidagi masofa.

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

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

Kulon qonuni elektromagnit ta'sirni uzatish mexanizmini (yaqindan yoki uzoqdan ta'sirni) tushuntirib beraolmaydi. Yaqindan yoki uzoqdan ta'sir birdaniga sodir bo'ladi, ta'sir tezligi yorug'likning vakuumdagi tezligi bilan belgilanadi.

M.Faradey tushuntirishiga binoan istalgan elektr zaryadining atrofida mavjud bo'lgan, moddaning alohida turi sifatidagi elektr maydoni elektrostatik ta'sir kuchini yuzaga keltiradi. Elektr maydonining kuch xarakteristikasini elektr maydon kuchlanganligi belgilaydi.

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

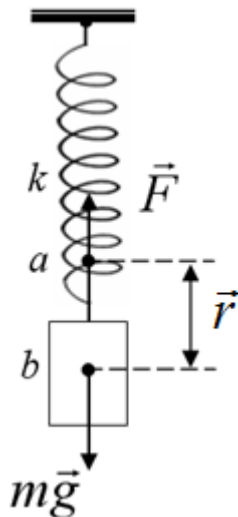
$$F = mg , \quad (7.3)$$

$m$  – jism massasi,  $g$  – erkin tushish tezlanishi. Tayanchda turgan yoki osilgan jismlarni Yer tortishishi natijasida vertikal yo'nalgan og'irlik kuchi paydo bo'ladi.



**Elastiklik kuchi** - moddiy nuqtaning muvozanat holatidan ko'chishiga proporsional va muvozanat holati tomon yo'nalgan bo'ladi (9 - rasm):

$$\vec{F} = -\alpha\vec{r} , \quad (7.4)$$



9 - rasm. Prujinaga osilgan jismning muvozanat holatidan siljishi

bu yerda  $\vec{r}$  - jismning muvozanat holatidan siljishini belgilovchi bu yerda  $\vec{r}$  - jismning muvozanat holatidan siljishini belgilovchi radius-vektordir,  $\alpha$  - jismning elastiklik xususiyatiga bog'liq bo'lgan proporsionallik koeffitsienti.

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

$$\vec{F} = k\vec{R}_n , \quad (7.5)$$

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

Ishqalanish kuchining tabiati quyidagilardan iborat:

\**Elektromagnit tabiatiga ega bo'lgan tinchlikdagi ishqalanish kuchi, u ishqalanayotgan sirtlar turiga bog'liq bo'ladi;*

\**Elektromagnit tabiatga ega bo'lgan sirpanishdagi ishqalanish kuchi. Bu yerda sirpanish koeffitsienti ishqalanayotgan moddalar tabiatiga bog'liq bo'ladi;*

*\*Elektromagnit tabiatga ega bo'lgan chayqalishdagi ishqalanish kuchi, u chayqalishdagi ishqalish koeffitsientiga bog'liq bo'ladi;*

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

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

$$\vec{F} = -k_1\vec{v} , \quad (7.6)$$

bu yerda  $k_1$  – muhitni xarakterlovchi doimiylik (moy, suv, yopishqoq suyuqliklar). Bu kuch suyuqlik yoki gazning harakat tezligiga proporsional kuch bo'lib, kichik tezliklar uchun o'rinli bo'ladi. Katta tezliklarda esa formula biroz boshqacha ko'rinishga ega bo'lib, kuch tezlikning kvadratiga proporsional bo'ladi.

$$\vec{F} = -k_2\vec{v}^2 , \quad (7.7)$$

**Arximed kuchi** - gaz yoki suyuqliklar ustunlarining har xil balandliklaridagi bosimlarning farqi hisobiga itarish kuchlari hosil bo'ladi. Idishning shakliga bog'liq bo'lmaydigan, suyuqlik yoki gaz ustunining birlik yuzasiga ta'sir etuvchi bosim quyidagicha ifodalanadi:

$$P = F/S = mg/S = \rho gh$$

bu yerda  $S$  – suyuqlik yoki gaz ustunining yuzasi,  $h$  – ustun balandligi,  $\rho$  – suyuqlik yoki gazning zichligi.

**Elektr yurituvchi kuch** - zaryadlarga ta'sir qiluvchi, elektrostatik potentsial kuchlar tabiatidan farqli bo'lgan barcha chet kuchlar. Ular yadro va elektronlar o'rtasida elektromagnit ta'sirlardan iboratdir. Masalan, batareya, akkumulyatorlarda hosil bo'lgan qarama - qarshi ionlar zaryadlarni siljituvchi elektr yurituvchi kuch, ya'ni kuchlanish potentsialini hosil qiladi. Quyosh batareyalarida yorug'lik energiyasi hisobiga ichki fotovoltaik effekt asosida qarama - qarshi fazoviy zaryadlar hosil bo'ladi va u fotoelektrik elektr yurituvchi kuchni xosil qiladi. EYuK tok manbaining energetik

xarakteristikasi hisoblanadi va u elektrga yot kuchlar hisobidan zaryadni ko'chirishga sarf bo'lgan ishning zaryad miqdoriga nisbatiga teng kattalik bilan o'lchanadi.

## 8 - §. Moddiy nuqtalar tizimi. Inertsiya markazi

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

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

Bunday masalani yechib, moddiy nuqtalar tizimi harakatini butunligicha tekshirib hal qilish mumkin. Buning uchun, moddiy nuqtalar tizimini tavsiflovchi yangi tushunchalar kiritamiz:

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

$$m_c = m_1 + m_2 + \dots + m_n = \sum_{i=1}^n m_i, \quad (8.1)$$

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

$$\vec{r}_c = \frac{m_1 \vec{r}_1 + m_2 \vec{r}_2 + \dots + m_n \vec{r}_n}{m_1 + m_2 + \dots + m_n} = \frac{\sum_{i=1}^n m_i \vec{r}_i}{m_c}, \quad (8.2)$$

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

$$x_c = \frac{\sum_{i=1}^n m_i x_i}{m_c}; \quad y_c = \frac{\sum_{i=1}^n m_i y_i}{m_c}; \quad z_c = \frac{\sum_{i=1}^n m_i z_i}{m_c}, \quad (8.3)$$

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

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

$$\vec{v}_c = \frac{d\vec{r}_c}{dt} = \frac{\sum_{i=1}^n m_i \frac{d\vec{r}_i}{dt}}{m_c} = \frac{\sum_{i=1}^n m_i}{m_c} \vec{v}_i, \quad (8.4)$$

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

$$\vec{v}_c = \frac{\sum_{i=1}^n \vec{P}_i}{m_c} = \frac{\vec{P}_c}{m_c}, \quad (8.5)$$

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

$$\vec{P}_c = \sum_{i=1}^n \vec{P}_i, \quad (8.6)$$

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

$$\vec{P}_c = m_c \vec{v}_c, \quad (8.7)$$

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

Shuning uchun tizimning impulsiga uning inertsia markazining impulsi ham deyiladi. Tizim inertsia markazining impulsini (8.7) ifodaga asosan quyidagicha ifodalash mumkin:

$$\vec{P}_c = m_c \vec{v}_c = m_1 \vec{v}_1 + m_2 \vec{v}_2 + \dots + m_n \vec{v}_n = \sum_{i=1}^n m_i \vec{v}_i, \quad (8.8)$$

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

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

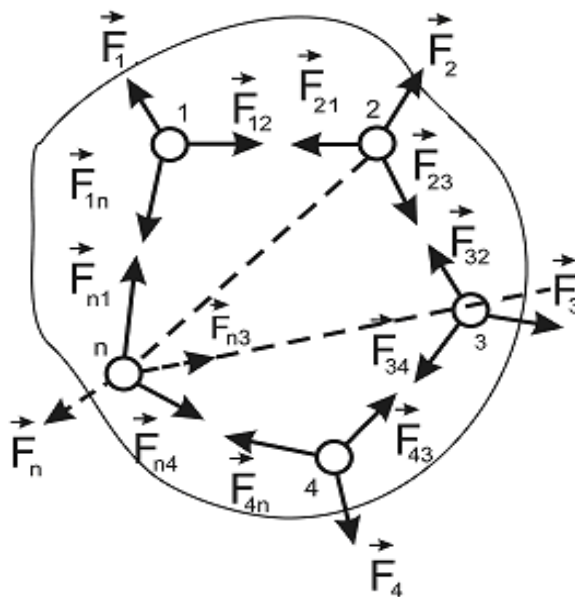
Masalan, tizimdagi 1 - jismga 2 - jismning ta'sir kuchini  $\vec{F}_{12}$ , 2 - jismga 1 - jismning aks ta'sir kuchini esa  $\vec{F}_{21}$  bilan belgilaymiz, shu bilan birga Nyutonning uchinchi qonuniga muvofiq  $\vec{F}_{12} = -\vec{F}_{21}$  yoki  $\vec{F}_{12} + (-\vec{F}_{21}) = 0$  bo'ladi.

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

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

bilan belgilaymiz;

6. Endi moddiy nuqtali mexanik tizim uchun impulsning o'zgarish va saqlanish qonunini qarab chiqaylik (*10 - rasm*).



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

Mexanik tizimdagi  $n$  ta nuqtaning har biri uchun

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

bo'lishini hisobga olib, harakat tenglamasini yozamiz:

$$\left. \begin{aligned} \frac{d(m_1\vec{v}_1)}{dt} &= \vec{F}_{12} + \vec{F}_{13} + \dots + \vec{F}_{1n} + \vec{F}_1 \\ \frac{d(m_2\vec{v}_2)}{dt} &= \vec{F}_{21} + \vec{F}_{23} + \dots + \vec{F}_{2n} + \vec{F}_2 \\ &\dots\dots\dots \\ \frac{d(m_n\vec{v}_n)}{dt} &= \vec{F}_{n1} + \vec{F}_{n2} + \dots + \vec{F}_{n(n-1)} + \vec{F}_n \end{aligned} \right\} \quad (8.9)$$

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

$$\sum_{i=1}^n \frac{d}{dt}(m_i\vec{v}_i) = (\vec{F}_{12} + \vec{F}_{21}) + (\vec{F}_{13} + \vec{F}_{31}) + \dots + (\vec{F}_{n(n-1)} + \vec{F}_{(n-1)n}) + \sum_{i=1}^n \vec{F}_i, \quad (8.10)$$

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

$$\sum_{i=1}^n \frac{d}{dt}(m_i\vec{v}_i) = \sum_{i=1}^n \vec{F}_i, \quad (8.11)$$

Bu ifodaning chap tomonidagi  $(m_i\vec{v}_i)$  ko'paytma impuls  $\vec{P}_i$  ga teng bo'lib,

$\sum_{i=1}^n \vec{P}_i$  esa tizim impulsiga teng bo'ladi

$$\vec{P}_c = \sum_{i=1}^n \vec{P}_i = \sum_{i=1}^n m_i\vec{v}_i, \quad (8.12)$$

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

$$\vec{F}_c = \sum_{i=1}^n \vec{F}_i, \quad (8.13)$$

natijada

$$\frac{d\vec{P}_c}{dt} = \vec{F}_c, \quad (8.14)$$

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

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

(8.14) – tenglamaga binoan quyidagi xulosaga kelamiz:

Tizim inertsia markazi, unda tizimdagi barcha moddiy nuqtalar massalari mujassamlashgandek va tizimdagi moddiy nuqtalarga qo'yilgan tashqi kuchlarning geometrik yig'indisiga teng kuch ta'sir qilgandek harakatlanadi.

## 9 - §. Impulsning saqlanish qonuni

Agar moddiy nuqtalar tizimiga ta'sir qilayotgan tashqi kuchlarning geometrik yig'indisi nolga teng bo'lsa, ko'rilayotgan tizim berk tizim deyiladi, ya'ni

$$\vec{F}_c = \sum_{i=1}^n \vec{F}_i = 0 \quad \text{bo'lsa,}$$

(8.14) – ifoda  $\frac{d\vec{P}_c}{dt} = 0$  ko'rinishga keladi va

$$\vec{P}_c = \vec{P}_1 + \vec{P}_2 + \dots + \vec{P}_n = \text{const} \quad (9.1)$$

bo'ladi. Bu ifoda tizim *inertsia markazi impulsining saqlanish qonuni* deb ataladi. Berk tizimdagi jismlar impulslarining geometrik yig'indisi o'zgarmas bo'lib qoladi.

Endi  $\vec{F}_c \neq 0$  bo'lib, uning biror OX o'qiga proektsiyasi nolga teng bo'lsa, ya'ni  $\frac{d\vec{P}_x}{dt} = 0$  bo'lsa, impulsning shu o'qqa proektsiyasi o'zgarmas bo'lib qoladi  $\vec{P}_x = \text{const}$ .

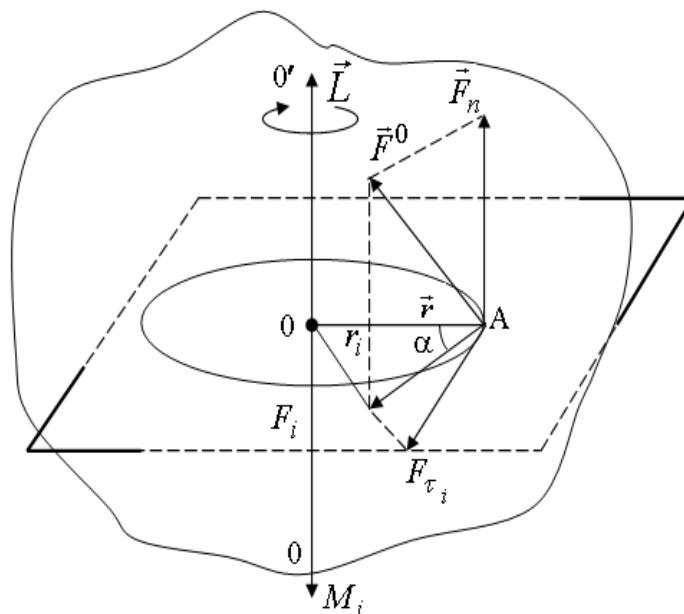
Bu holat (og'irlik kuchi maydoni ta'siridagi jism harakati) gorizontga burchak ostida otilgan tosh yoki otilgan o'q harakatida namoyon bo'ladi. Bu

holda tizimning natijalovchi impulsi  $\vec{P}_c \neq 0$  bo'lib, faqat uning  $x$  o'qiga proektsiyasi o'zgarmas holda saqlanadi.

Masalan, jismning erkin tushishida impulsning gorizontal  $x$  o'qi yo'nalishidagi tashkil etuvchisi  $\vec{P}_x = const$  bo'lib, vertikal  $u$  o'qi yo'nalishidagi tashkil etuvchi  $\vec{P}_y$  esa uzluksiz o'zgara boradi.

## 10 - §. Kuch momenti

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



**11 - rasm.  $OO'$  aylanish o'qiga o'rnatilgan qattiq jismga ixtiyoriy tashqi kuch ta'siri**

Endi qattiq jismning biror  $O$  nuqtasiga nisbatan kuch vektori  $\vec{F}$  ning yoki impuls vektori  $\vec{P}$  ning momentini qarab chiqaylik (11 - rasm). Bu nuqta *bosh nuqta yoki qutb* deb ataladi.

Massa markazidan o'tgan  $OO'$  o'qqa mahkamlangan jismning, shu o'qdan  $r$  masofaga joylashgan qandaydir  $A$  nuqtasiga istalgan yo'nalishda



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

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

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

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

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

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

$$\vec{M}_i = \vec{r}_i \cdot \vec{F}_i, \quad (10.1)$$

Kuch momentining moduli quyidagiga teng

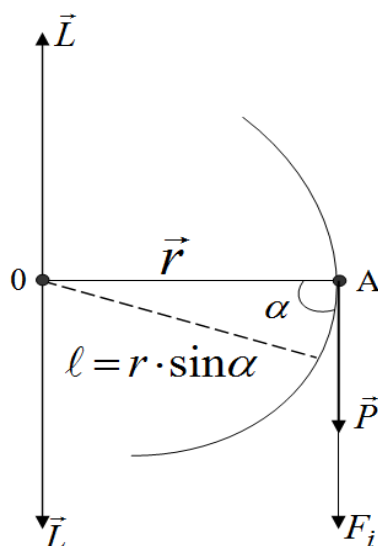
$$|\vec{M}_i| = |\vec{r}_i \cdot \vec{F}_i| = M_i = F_i \cdot r \sin \alpha, \quad (10.2)$$

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

Massasi  $m$  ga teng bo'lgan moddiy nuqta  $\vec{v}$  tezlik bilan harakatlanayotganda  $\vec{P}$  impulsiga ega bo'ladi.  $\vec{r}$  – radius - vektorning  $\vec{P}$  impulsiga vektor ko'paytmasi *impuls momenti* deb ataladi.  $\vec{L}$  – impuls momentining vektori yo'nalishi parma qoidasi asosida aniqlanadi (12 - rasm).

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

$$\vec{L} = \vec{r} \cdot \vec{P} = (m \cdot \vec{v}) = m \vec{r} \cdot \vec{v}, \quad (10.3)$$



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

Impuls momentining moduli quyidagiga tengdir:

$$|\vec{L}| = |\vec{r}| \cdot |\vec{P}| \sin \alpha = r \cdot P \sin \alpha, \quad (10.4)$$

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

$$\frac{d\vec{L}}{dt} = \frac{d}{dt} (\vec{r} \cdot \vec{P}) = \left[ \frac{d\vec{r}}{dt} \cdot \vec{P} \right] + \left[ \vec{r} \cdot \frac{d\vec{P}}{dt} \right], \quad (10.5)$$

$$\frac{d\vec{L}}{dt} = \vec{v} \cdot \vec{P} + \vec{r} \cdot \vec{F}, \quad (10.6)$$

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

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

ya'ni

$$\frac{d\vec{L}}{dt} = \vec{M}_c, \quad (10.7)$$

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

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

$$\frac{d\vec{L}}{dt} = 0, \quad \vec{L} = \vec{r} \cdot \vec{P} = \vec{r} \cdot m \cdot \vec{v} = const, \quad (10.8)$$

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

## 11 - §. Qattiq jism aylanma harakat dinamikasining asosiy tenglamasi

Shu vaqtgacha aylana bo'ylab harakat tenglamalarini chiziqli tezlik orqali ifoda qilgan edik. Endi shu ifodalarni burchak tezlik va burchakli tezlanish

$$\frac{d\omega}{dt} = \beta$$

orqali ifodalaymiz.

1. Impuls momenti.

$$\vec{L} = \vec{r} \cdot \vec{P} = \vec{r} \cdot m \cdot \vec{v} = m \vec{r} \cdot \vec{v}, \quad (11.1)$$

chiziqli tezlik burchak tezlik bilan quyidagicha bog'langan  $\vec{v} = \omega \vec{r}$ , u holda

$$L_z = m \vec{r} \cdot \omega \vec{r} = m r^2 \cdot \omega \quad (11.2)$$

$\vec{L}_z$  - moddiy nuqta impulsining  $z$  o'qqa nisbatan impuls momentidir.

Moddiy nuqta impulsining  $z$  aylanish o'qiga nisbatan *inertsia momenti* uning massasining aylanish radiusi kvadrati ko'paytmasiga teng bo'lgan fizik kattalikdir:

$$I_z = \frac{\vec{L}_z}{\omega} = m \vec{r}^2, \quad (11.3)$$

Qattiq jismning  $z$  aylanish o'qiga nisbatan impuls momenti -  $\vec{L}_z$  shu o'qqa nisbatan inertsia momenti  $I_z$  – ning burchak tezlikka ko'paytmasiga tengdir:

$$L_z = I_z \cdot \omega$$

Endi impuls momentining o'zgarishini aniqlaymiz:

$$\frac{d\vec{L}_z}{dt} = \frac{d(I_z \omega)}{dt} = M_z , \quad (11.4)$$

$$\frac{dL_z}{dt} = I_z \cdot \frac{d\vec{\omega}}{dt} = I_z \cdot \vec{\beta} = \vec{M}_z , \quad (11.5)$$

Shunday qilib, qattiq jismning  $z$  aylanish o'qiga nisbatan inertsia momentining burchak tezlanishga ko'paytmasi, tashqi kuchning shu o'qqa nisbatan natijaviy kuch momentiga teng bo'ladi.

(11.5) – ifoda qattiq jism aylanma harakati dinamikasining asosiy tenglamasidir, u  $\vec{F} = m\vec{a}$  tenglamaga o'xshash bo'lgani uchun ba'zan uni *qattiq jism aylanma harakati uchun Nyutonning ikkinchi qonuni* deb ataladi.

Agar aylanish o'qiga ega bo'lgan jismga tashqi kuchlar ta'sir qilmasa

$$\vec{M}_z = 0$$

$$d\vec{L}_z = \vec{M}_z dt = 0$$

yoki

$$d\vec{L}_z = d(I_z \cdot \vec{\omega}) = \vec{M}_z dt = 0$$

$$L_z = I_z \vec{\omega} = const , \quad (11.6)$$

Bu ifoda *impuls momentining saqlanish qonunidir*.

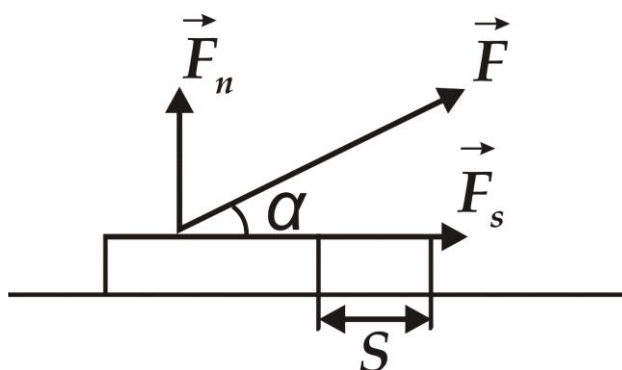
Aylanish o'qiga ega bo'lgan qattiq jismga tashqi kuchlar ta'sir etmasa yoki ularning aylanish o'qiga nisbatan kuch momenti nolga teng bo'lsa, qattiq jismning aylanish o'qiga nisbatan impuls momenti miqdor va yo'nalishi jihatidan o'zgarmay qoladi.

## 12 - §. Ish va quvvat

Energiya – barcha turdagi moddalarning harakati va o'zaro ta'sirining universal miqdoriy o'lchovidir.

Modda harakatining shakliga qarab, energiyaning har xil turlariga ega bo'lamiz: mexanik energiya, issiqlik energiyasi, elektromagnit energiya, quyosh energiyasi va h.k.

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



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

Agar, jism to'g'ri chiziqli harakat qilayotgan bo'lsa va unga ko'chish yo'nalishi bilan  $\alpha$  burchak hosil qilgan doimiy  $\vec{F}$  kuch ta'sir etsa, shu kuchning bajargan ishi kuchning harakat yo'nalishiga proektsiyasining kuch qo'yilgan nuqtaning siljishiga ko'paytmasiga tengdir (13 - rasm):

$$A = F_s \cdot S = F \cdot S \cdot \cos \alpha , \quad (12.1)$$

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

O'zgaruvchan kuch bajargan ishni aniqlash uchun, bosib o'tilgan yo'lni shunday kichik bo'lakchalarga bo'lamizki, ularning har birini to'g'ri

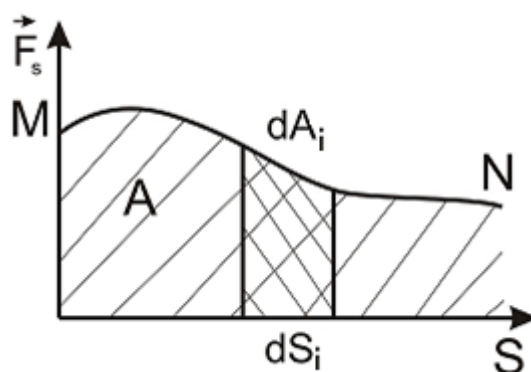
chiziqdan iborat va ulardagi ta'sir kuchni o'zgarimas, deb hisoblaymiz (14-rasm). U holda elementar ish

$$dA_i = F_{S_i} dS_i = F_i dS_i \cos \alpha_i, \quad (12.2)$$

ga, o'zgaruvchan kuchning  $MN$  ko'chishida bajargan ishi esa

$$A = \int_M^N F_S dS_i = \int_M^N F_i dS_i \cos \alpha_i, \quad (12.3)$$

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



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

Agar jism to'g'ri chiziqli harakat qilsa, ta'sir etuvchi kuch va  $\alpha$  - burchak o'zgarimas bo'ladi.

Shu sababli

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

ga ega bo'lamiz. Bu yerda  $S$  – jismning bosib o'tgan yo'li. (12.3) - ifodadan:

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

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

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

Ish birligi – 1 jouldan iborat:

$$1J = 1N \cdot m$$

Bajarilayotgan ishning jadalligini tavsiflash uchun quvvat tushunchasidan foydalaniladi.  $N$  – quvvat deb,  $\Delta A$  bajarilgan ishning, shu ishni bajarish uchun ketgan  $\Delta t$  vaqtga nisbatiga teng fizik kattalikka aytiladi.

$$N = \frac{\Delta A}{\Delta t}, \quad (12.4)$$

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

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

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

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

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

Agarda oniy quvvat o'zgaruvchan bo'lib  $\Delta t$  vaqt noldan sezilarli farq qilsa, u holda o'rtacha quvvat tushunchasi o'rinli bo'ladi:

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

Quvvat birligi – Vt bilan o'lchanadi

$$1Wt = \frac{1G}{sek}$$

### 13 - §. Kinetik va potentsial energiyalar

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

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

$$dA = dW_k$$

Nyuton II qonunining skalyar ko'rinishidan foydalansak

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

bajarilgan ishni quyidagicha ifodalashimiz mumkin:

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

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

$$dA = mdv \cdot \frac{dS}{dt} = mv \cdot dv = dW_k$$

To'la kinetik energiya ifodasi esa,

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

ga teng bo'ladi.

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

$$W_k = \frac{mv^2}{2}, \quad (13.1)$$



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

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

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

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

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

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

$$dA = -dW_n , \quad (13.2)$$

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

$$Fdr = -dW_n , \quad (13.3)$$

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

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

$$W_n = \int dW_n = \int_0^h Pdh = mgh , \quad (13.4)$$

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

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

$$W = W_k + W_n, \quad (13.5)$$

## 14 - §. Energiyaning saqlanish qonuni

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

Massalari  $m_1, m_2, \dots, m_n$ , va  $v_1, v_2, \dots, v_n$  tezlik bilan harakatlanayotgan moddiy nuqtalardan iborat bo'lgan yopiq tizimni olaylik. Har bir moddiy nuqtaga  $f_1, f_2, \dots, f_n$  teng ta'sir etuvchi ichki konservativ kuchlar va  $\vec{F}_1, \vec{F}_2, \dots, \vec{F}_n$  teng ta'sir etuvchi tashqi kuchlar ta'sir etayotgan bo'lsin.  $v \ll c$  bo'lganda, moddiy nuqtalar massalari o'zgarmaganligi sababli, ularga Nyutonning II qonunini tadbiiq etish mumkin:

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

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

$$m_1(v_1 dv_1) - (f_1 + F_1) dx_1 = 0$$

$$m_2(v_2 dv_2) - (f_2 + F_2) dx_2 = 0$$

.....

$$m_n(v_n dv_n) - (f_n + F_n) dx_n = 0$$

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

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

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

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

Bu yerda

$$\sum_{i=1}^n m_i v_i dv_i = \sum_{i=1}^n d\left(m_i \frac{v_i^2}{2}\right) = dW_k , \quad (14.1)$$

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

$$dA = -dW_n$$

Butun yopiq tizim uchun

$$dW_k + dW_n = 0$$

ga teng. Demak yopiq tizimning to'liq mexanik energiyasi

$$W_k + W_n = W = const , \quad (14.2)$$

ga ega bo'lamiz. (14.2) – ifoda mexanik energiyaning saqlanish qonunidir.

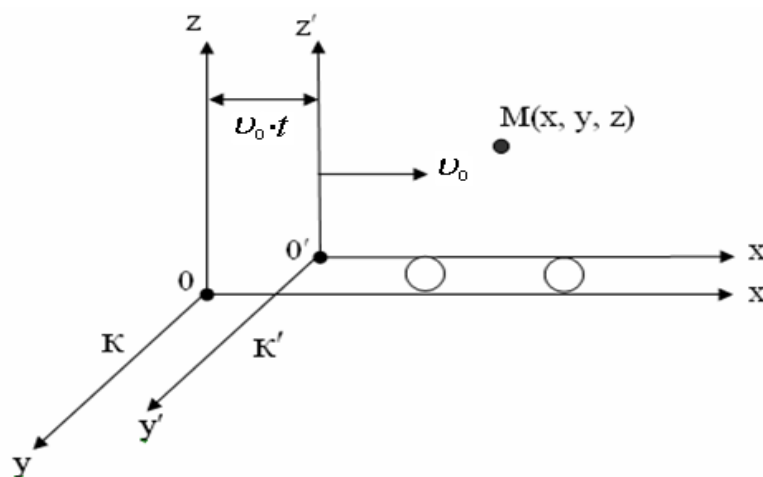
Jismlarning yopiq tizimida faqat konservativ kuchlar ta'sir etsa, mexanik energiya saqlanib qoladi yoki vaqt bo'yicha o'zgarmas bo'ladi.

## 15 - §. Inertsial sanoq tizimlari. Galiley almashtirishlari

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

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

Oddiy misolda bir inertsial tizimdagi nuqta koordinatalaridan ikkinchi tizimdagi koordinatalarga o'tish formulalarini keltirib chiqarishga harakat qilamiz. Shartli tinch holatda bo'lgan  $K$  sanoq tizimiga nisbatan  $OX$  o'qi bo'ylab  $v_0 = \text{const}$  tezlik bilan harakatlanayotgan  $K'$  sanoq tizimini olamiz (15 - rasm).  $t=0$  momentda ikki sanoq tizimi bir-birining ustiga tushadi.



15 - rasm. Bir-biriga nisbatan tekis va to'g'ri chiziqli harakat qilayotgan inertsial sanoq tizimlari

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

$K'$  - sanoq tizimida esa, bu nuqtaning koordinatalari

$$x = x' - v_0 \cdot t, \quad y' = y, \quad z' = z, \quad (15.1)$$

$$K' \rightarrow K$$

Natijada

$$x = x' + v_0 \cdot t, \quad y = y', \quad z' = z, \quad t = t', \quad (15.2)$$

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

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

(15.2) – ifodalardan  $t$  bo'yicha hosila olamiz:

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

$$v_x = v'_x + v_0; \quad v_y = v'_y; \quad v_z = v'_z.$$

yoki vektor ko'rinishda:

$$\vec{v} = \vec{v}' + \vec{v}_0 \quad (15.3)$$

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

Bir sanoq tizimidan ikkinchi sanoq tizimiga o'tishda koordinatalarni almashtirish (15.1) – ifoda bilan, tezliklarni almashtirish esa (15.3) – ifoda bilan amalga oshiriladi.

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

$$\frac{d\vec{v}}{dt} = \frac{dv'}{dt}; \quad \vec{a} = \vec{a}', \quad (15.4)$$

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

## 16 - §. Eynshteyn postulatları. Lorents almashtirishlari

Eynshteynning maxsus nisbiylik – relyativistik nazariyasi ikkita postulatga asoslangan:

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

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

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

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

Ammo, ikkala postulatning bir vaqtdagi tadbiqu Galiley almashtirishlariga ziddir.

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

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

Bu almashtirishlar oldinroq Lorents tomonidan yuzaki topilganligi uchun – *Lorents almashtirishlari* deb ataladi:

$$x = \frac{x' + v_0 t'}{\sqrt{1 - \frac{v_0^2}{c^2}}}; \quad y = y', \quad z = z', \quad t = \frac{t' + \frac{v_0 x'}{c^2}}{\sqrt{1 - \frac{v_0^2}{c^2}}}, \quad (16.1)$$

Lorents almashtirishlariga bir necha misollar keltiramiz:

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

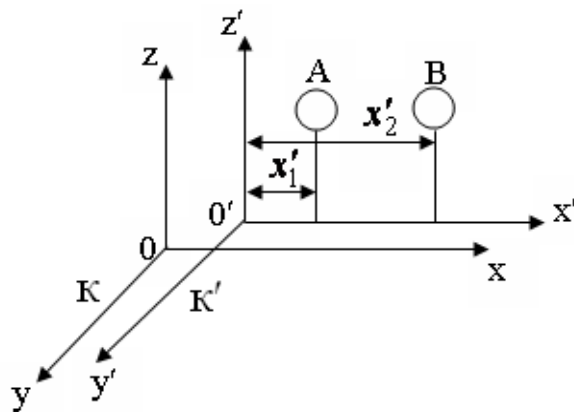
16-rasmda  $K'$  sanoq tizimida, koordinatalari

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

bo'lgan A va B nuqtalarda bir vaqtda  $t'_1 = t'_2$  ikkita lampa yorishgan bo'lsin (16 - rasm).

K - sanoq tizimida  $t_1$  va  $t_2$  vaqt momentlari (16.1) – ifodaga binoan quyidagicha bo'ladi:

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



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

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

bo'lgani uchun

$$t_1 \neq t_2$$

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

2) K sanoq tizimida OX o'qi bo'ylab koordinatalari  $x_1$  va  $x_2$  bo'lgan sterjen yotgan bo'lsin (17 - rasm).

K sanoq tizimida sterjenning uzunligi  $\ell_0 = x_2 - x_1$  bo'ladi. K tizimda esa

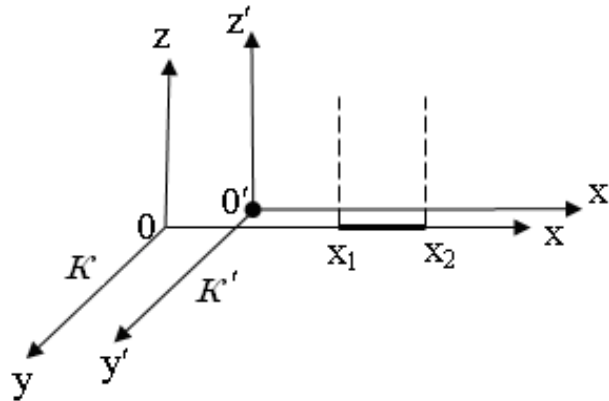
$$\ell = x'_2 - x'_1$$

bu yerda  $t'_1 = t'_2$ . (16.1) - Lorents almashtirishlariga asosan

$$l_0 = x_2 - x_1 = \frac{x'_2 + v_0 t'_2}{\sqrt{1 - \frac{v_0^2}{c^2}}} - \frac{x'_1 + v_0 t'_1}{\sqrt{1 - \frac{v_0^2}{c^2}}} = \frac{l}{\sqrt{1 - \frac{v_0^2}{c^2}}}$$

yoki

$$l = l_0 \cdot \sqrt{1 - \frac{v_0^2}{c^2}}$$



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

Sterjen tinch holatda bo'lgan  $K$  - sanoq tizimiga nisbatan  $v_0$  - tezlik bilan harakatlanayotgan  $K'$  - sanoq tizimida sterjenning uzunligi  $\sqrt{1 - \frac{v_0^2}{c^2}}$  marta kichikdir. Tizimning  $v_0$  - tezligi, yorug'lik tezligiga yaqinlashishi bilan, sterjenning uzunligi nolga tenglashadi va uning haqiqiy uzunligi yo'qola boradi.

3)  $K'$  tizimda koordinatalari  $x'_1 \neq x'_2$  bo'lgan  $A$  - nuqtada lampa  $t'_1$  - vaqtda yorishib,  $t'_2$  - momentda o'chadi (18 - rasm).

$K'$  - tizimda lampaning yonish vaqti

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

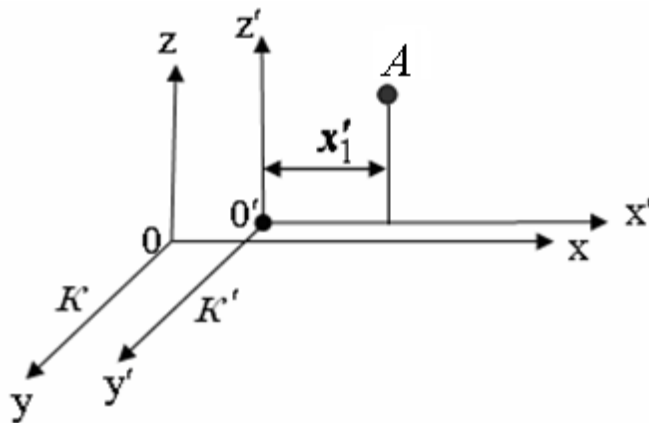
ga teng.

Lorents almashtirishlaridan foydalanib  $K$  - tizimda yonish vaqtini ifodalab ko'ramiz:



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

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



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

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

4) (15.3) - va (16.1) - formulalardan foydalanib tezliklarni qo'shishning relyativistik ifodasini keltirib chiqarish mumkin. Yuqoridagi formulalarning hosilalarini keltiramiz

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

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

yoki

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

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

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \frac{v_0^2}{c^2}}}, \quad (16.2)$$

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

Nyutonning dinamikasiga asosan: 
$$\vec{F} = m \frac{d\vec{v}}{dt} .$$

Moddiy nuqta relyativistik dinamikasining asosiy qonunini shunday yozish mumkin:

$$\vec{F} = \frac{d}{dt} \left( \frac{m_0}{\sqrt{1 - \frac{v_0^2}{c^2}}} \cdot \vec{v} \right), \quad (16.3)$$

yoki

$$\vec{F} = \frac{d\vec{p}}{dt}; \quad \vec{P} = m\vec{v} = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \frac{v_0^2}{c^2}}} \cdot \vec{v}, \quad (16.4)$$

Bu moddiy nuqtaning *relyativistik impulsidir*.

### Nazorat savollari

1. Ilgarilanma va aylanma harakatlar uchun asosiy kinematik kattaliklarni ta'riflang va ular orasidagi bog'lanish ifodalarini yozing.

2. Egri chizikli harakatda tezlik va tezlanishlarning tashkil etuvchilarini tushuntirib bering. Normal va tangentsial tezlanishlar ma'nosini tushuntiring.
3. Aylanma harakat kinematikasining asosiy kattaliklarining (burchak tezlik, tezlanish) vektor yo'nalishlari qanday topiladi?
4. Massa deb nimaga aytiladi? Kuch tushunchasida qanday ma'no yotadi?
5. Dinamikaning asosiy qonunlari, Nyuton qonunlarini tushuntiring. Bu qonunlar qanday sanoq tizimlari uchun o'rinli?
6. Tabiatdagi kuchlarni izohlab tushuntirib bering.
7. Impuls va impulsning saqlanish qonunini tushuntirib bering. Kuch momenti nima? Impuls momenti va uning saqlanish qonunini tushuntiring. Kuch va impuls momentlari vektor yo'nalishlarini aniqlab bering.
8. Energiya, ish, quvvat tushunchalarini aniqlab bering.
9. Qanday mexanik energiya turlarini bilasiz? Mexanik energiyaning saqlanish qonuni qanday tizimlar uchun to'g'ri bo'ladi?
10. Konservativ va dissipativ kuchlar qanday kuchlar? Nima uchun tortishish kuchlari maydoni potentsial maydon deyiladi?

## II Bob. ELEKTR

### 17 - §. Elektr o'zaro ta'sir

Tajribalar ko'rsatishicha, zaryadlangan va magnitlangan jismlar, shuningdek elektr toki oqayotgan jismlar orasida *elektromagnit kuchlar* deb ataluvchi o'zaro ta'sir kuchlari mavjuddir. Jismlar orasidagi bu o'zaro ta'sir *elektromagnit maydon* deb ataluvchi o'ziga xos vositachi materiya orqali uzatiladi.

Elektromagnit maydon nazariyasining asoschisi Faradey bir jismning boshqasiga ta'siri ularni bir-biriga tekkazish orqali yoki elektromagnit maydon deb ataluvchi, oraliq muhit orqali uzatilishi mumkin, deb hisobladi.

Maksvell esa, Faradeyning asosiy g'oyalarini matematik shaklda ifodalab, elektromagnit to'lqinlar mavjudligini ko'rsatib berdi va ularning tarqalish tezligi yorug'likning vakuumdagi tezligiga mos ekanligini isbotladi.

Atom – molekulyar nazariyaga asosan, o'zaro ta'sir kuchlari jismni tashkil etuvchi zaryadli zarrachalar orasidagi elektr o'zaro ta'sir natijasidir. Bundan, elektromagnit maydon haqiqatan ham mavjudligi va u materiyaning bir ko'rinishi ekanligi kelib chiqadi.

Elektromagnit maydon energiya, impuls va boshqa fizikaviy xususiyatlarga egadir.

Zaryadlangan A jism atrofidagi fazoda elektr maydon hosil bo'ladi. Bu maydon unga kiritilgan boshqa biror bir zaryadlangan V jismga ko'rsatayotgan ta'siri orqali namoyon bo'ladi. Lekin, shuni ta'kidlash lozimki, A jismning zaryadlari hosil qilgan maydon boshqa zaryadlangan jism joylashtirilmaganda ham fazoning har bir nuqtasida mavjuddir. Elektromagnit maydon mavjud bo'lgan fazo - efir yoki *vakuum* deb ataladi.

Elektron nazariyaning asosiy g'oyasini zamonaviy fizika tilida quyidagicha ifodalash mumkin: har qanday modda musbat zaryadli atom yadrosidan va manfiy zaryadli elektronlardan tashkil topgan. Elektr zaryadi ayrim elementar zarrachalarning muhim xususiyati hisoblanib, bu zarrachalarning zaryadi  $ye$  – elementar zaryadga teng.

Har qanday  $q$  zaryad bir qancha elementar zaryadlardan tashkil topganligi tufayli, u doimo  $e$  – ga karrali bo'ladi.

$$q = \pm Ne , \quad (17.1)$$

(17.1) – ifodadan, zaryad diskret qiymatlarni qabul qilgani uchun u kvantlangan hisoblanadi.

Har xil inertsiyal sanoq tizimlarda o'lganadigan zaryad miqdori bir xil bo'lgani uchun u relyativistik invariantdir. Boshqacha qilib aytganda, zaryad miqdori zaryad harakatda bo'lsa ham, tinch holatda bo'lsa ham bir xildir.

Elektr zaryadlari paydo bo'lishi va yo'qolishi mumkin, ammo bu holda albatta har xil ishorali ikkita zaryad bo'lishi shart.

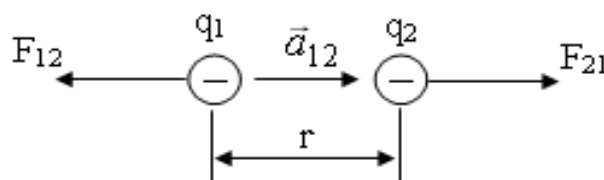
Shunday qilib, elektrdan ajratilgan tizimlarda zaryadlar yig'indisi o'zgarmas bo'ladi va bu *zaryadlarning saqlanish qonuni* deb ataladi.

$$q_1 + q_2 + q_3 + \dots + q_n = \sum_{i=1}^n q_i$$

## 18 - §. Kulon qonuni

*Nuqtaviy zaryad* deb, shunday zaryadlangan jismga aytiladiki, uning o'lchamlari boshqa zaryadlangan jismlargacha bo'lgan masofaga nisbatan sezilarli darajada kichik bo'lishi kerak.

Kulon burama tarozi orqali nuqtaviy zaryadlar orasidagi o'zaro ta'sir kuchini, ularning zaryadlari miqdori va oralaridagi masofaga bog'liqligini o'rgandi va quyidagi xulosaga keldi: ikkita qo'zg'almas nuqtaviy zaryadlar orasidagi o'zaro ta'sir kuchi zaryadlarning har birining miqdorlari ko'paytmasiga to'g'ri proporsional va ular orasidagi masofaning kvadratiga teskari proporsionaldir.



19 - rasm. Qo'zg'almas nuqtaviy zaryadga ta'sir etuvchi kuch

Kuchning yo'nalishi zaryadlarni tutashtiruvchi to'g'ri chiziq bo'ylab yo'nalgandir (19 - rasm):

$$\vec{F}_{12} = -k \frac{q_1 q_2}{r^2} \vec{a}_{12} \quad , \quad (18.1)$$

bu yerda  $k$  – proporsionallik koeffitsienti,  $q_1$  va  $q_2$  ta'sir qiluvchi zaryadlar miqdori,  $r$  – zaryadlar orasidagi masofa,  $\vec{a}_{12}$  –  $q_1$  zaryaddan  $q_2$  zaryadga yo'nalgan birlik vektor  $\vec{F}_{12}$  –  $q_1$  zaryadga ta'sir etuvchi kuchdir.

$\vec{a}_{12}$  – birlik vektor bilan o'zaro ta'sir kuchning yo'nalishini belgilasak,  $\vec{F}_{21}$  - kuch  $\vec{F}_{12}$  kuchdan yo'nalishi va ishorasi bilan farq qiladi:

$$\vec{F}_{21} = k \frac{q_1 q_2}{r^2} \vec{a}_{12} , \quad (18.2)$$

$\vec{F}_{12}$  va  $\vec{F}_{21}$  – kuchlarning moduli bir-biriga tengdir:

$$F = k \frac{q_1 q_2}{r^2} , \quad (18.3)$$

Ikkita zaryadlar orasidagi o'zaro ta'sir kuchi, ular yaqiniga boshqa zaryadlar yaqinlashtirilsa, o'zgarmaydi.

Agar  $q_a$  – zaryad atrofida  $q_1, q_2, \dots, q_n$  zaryadlar to'plami bo'lsa, natijaviy kuch quyidagiga teng bo'ladi:

$$\vec{F} = \sum_{i=1}^n \vec{F}_{a_i} \quad (18.4)$$

Kulon qonunida  $k$  – proportsionallik koeffitsientining son qiymatini xohlagancha tanlab, unga istalgan birlikni berish mumkin, ammo amalda eng qulay bo'lgan birliklar tizimi ishlatiladi.

Elektrostatikada qulay birliklardan biri absolyut yoki Gauss birliklar tizimidir. Bu SGS birliklar tizimi bilan elektr birliklari majmuasidir – ya'ni SGSE zaryadlar birliklar tizimidir. Ba'zi paytlarda, SGSE ni – absolyut elektrostatik birliklar tizimi deb ataladi.

Gauss birliklar tizimida  $k$  – proportsionallik koeffitsienti 1 ga teng hisoblanadi va zaryad birligi quyidagiga teng bo'ladi:

$$[q] = \left[ \frac{M^{1/2} L}{T} \right] M^{1/2} L^{3/2} T^{-1}$$

SGSE – zaryad birligi qilib, shunday nuqtaviy zaryad olinadiki, bu zaryadga vakuumda 1 sm masofada shunday nuqtaviy zaryad 1 dina kuch bilan ta'sir qiladi.

Zaryadning amaliy birligi qilib 1 Kulon ( $K$ ) olinadi.

$$1K = 2,998 \cdot 10^9 \text{ SGSE} \quad \text{zaryad birligi (z.b.)}$$

XB tizimida 1 Kulon zaryad birligi 1 sek vaqt ichida 1 Amper tok o'tishi uchun zarur bo'lgan zaryad miqdoriga tengdir:

$$Q = I \cdot t = 1A \cdot 1s = 1K$$

Bu holda  $K = \frac{1}{4\pi\epsilon_0}$  ga tengdir.

Zaryadlar ta'sir etuvchi muhit vakuum bo'lsa, u muhit  $\epsilon_0$  – dielektrik singdiruvchanlikka ega bo'ladi, u holda, Kulon qonuni quyidagicha yoziladi:

$$F = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q_1 q_2}{r^2}$$

Agar  $q_1, q_2 = 1 K = 3 \cdot 10^9 \text{ SGSE}$  z.b. bo'lsa

$$F = \frac{3 \cdot 10^9 \cdot 3 \cdot 10^9}{(10^2 \text{ sm})^2} = 9 \cdot 10^{14} \frac{\text{g} \cdot \text{sm}}{\text{s}^2} (\text{dina}) = 9 \cdot 10^9 \text{ N}$$

ga teng bo'ladi. Boshqa tarafdin

$$F = \frac{1K \cdot 1K}{4\pi\epsilon_0 \cdot 1 \cdot m^2} = 9 \cdot 10^9 \text{ N} \quad .$$

Bundan,

$$\epsilon_0 = \frac{1}{4\pi \cdot 9 \cdot 10^9} \left( \frac{F}{m} \right) = 8,85 \cdot 10^{-12} \frac{F}{m} \left( \frac{K^2}{N \cdot m^2} \right)$$

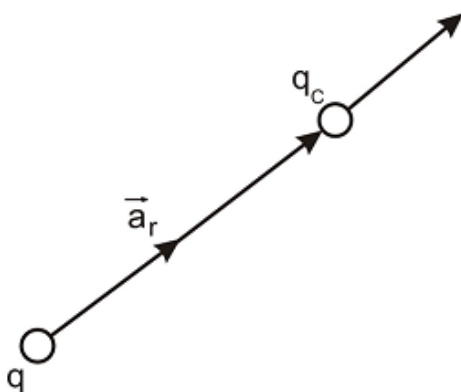
## 19 - §. Elektr maydoni. Maydon kuchlanganligi

Qo'zg'almas zaryadlar orasidagi o'zaro ta'sir elektr maydoni orqali sodir bo'ladi. Nima uchun qo'zg'almas zaryadlarning o'zaro ta'siri deyishimizga katta sabab bor.

Efirda elektromagnit maydon borligiga oldinroq e'tibor bergan edik. Magnit maydoni asosan harakatdagi zaryadlarga ta'sir etadi. Aksincha, harakatdagi zaryad magnit maydonini hosil qiladi. Shu sababli, zaryadlarning elektr maydonini o'rganishda doimo qo'zg'almas zaryadlarni tanlab olamiz.

Bu bilan elektromagnit maydonini xuddi ikkiga ajratib, faqat elektr maydonidagi hodisalarni o'rganamiz, deb tasavvur etamiz.

Har qanday zaryad o'zi egallagan fazoda elektr maydoni hosil qilishi bilan, fazoga o'zgartirish kiritadi. Hosil bo'lgan elektr maydoni, shu maydonning istalgan nuqtasiga kiritilgan zaryadga, ma'lum bir kuch bilan ta'sir qiladi. Bu maydon birligini bilish uchun shu fazoga – maydonga sinovchi zaryadni kiritamiz.



**20 - rasm. Elektr maydoniga kiritilgan sinovchi zaryadga ta'sir etuvchi kuch**

Agar  $q$  – zaryad maydoniga  $q_c$  sinovchi zaryad kiritsak va uni qo'zg'almas deb hisoblasak,  $q_c$  – zaryadga quyidagi kuch ta'sir etadi (20 - rasm):

$$\vec{F} = \left( \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q}{r^2} \vec{a}_r \right) \cdot q_c , \quad (19.1)$$

$\vec{a}_r$  – birlik vektor. Demak, bu kuch  $q_c$  – sinovchi va elektr maydonini hosil qiluvchi  $q$  – zaryadlar miqdoriga bog'liqdir.

Agar  $q$  zaryad maydoni atrofidagi fazoga  $q_c^1$ ,  $q_c^2$  har xil sinovchi zaryadlar kiritsak, ta'sir etuvchi kuchlar  $F^1$ ,  $F^2$  bo'ladi va  $\frac{F^i}{q_c^i}$  nisbat

doimo o'zgarmas  $\left( \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q}{r^2} \vec{a}_r \right)$  qiymatga teng bo'ladi, ya'ni  $q$  zaryadning hosil qilgan maydonining xususiyatini belgilaydi. Bu nisbat hosil bo'lgan *elektr maydonining kuchlanganligi* deb ataladi:



$$\vec{E} = \frac{\vec{F}}{q_c}, \quad (19.2)$$

Bu maydon kuchlanganligi asosan,  $\vec{F}$  - kuch va sinovchi zaryad turgan masofa bilan belgilanadi:

$$\vec{E} = \frac{q}{4\pi\epsilon_0 r^2} \cdot \vec{a}_r, \quad (19.3)$$

Elektr maydon kuchlanganligi birligi quyidagiga teng. SGSE zaryad birligi tizimida, 1 SGSE zaryadga 1 sm masofada ta'sir qiladigan 1 dina kuchga teng bo'ladi.

XB – tizimida 1 Kl zaryadga 1 m masofada 1 N kuch ta'sir etishini bildiradi va V/m bilan o'lchanadi.

$$E = \frac{1}{4\pi \left[ \frac{1}{4\pi \cdot 9 \cdot 10^9} \right]} 9 \cdot 10^9 \frac{V}{m}$$

Agar  $\vec{F} = q\vec{E}$  bo'lsa, musbat zaryadga ta'sir etuvchi kuch yo'nalishi  $\vec{E}$  vektor bilan mos tushadi, manfiy zaryadga ta'sir etuvchi kuch esa,  $\vec{E}$  maydon yo'nalishiga teskari bo'ladi.

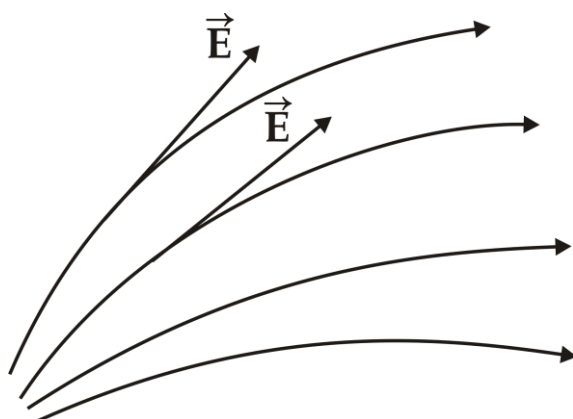
Agar qaralayotgan nuqta, sirt yoki hajmda  $N$  ta zaryadlar to'plami bo'lsa, ular hosil qilgan maydon kuchlanganligi alohida zaryadlar elektr maydon kuchlanganligining vektor yig'indisiga teng bo'ladi:

$$\vec{E} = \sum_{i=1}^n \vec{E}_i, \quad (19.4)$$

Ana shu ifoda elektr maydonlarining *superpozitsiya printsiipi* yoki qo'shilish printsiipi deb ataladi.

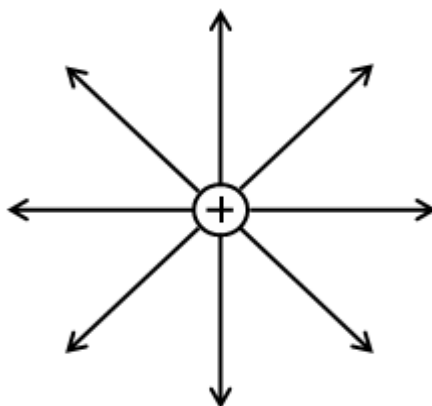
Zaryadning fazodagi elektr maydonini ko'rinishini tasvirlash uchun elektr maydon kuchlanganligi chiziqlaridan foydalanamiz (21 - rasm).

Agar elektr maydon kuch chiziqlari egri chiziqdan iborat bo'lsa, kuchlanganlik chiziqlari har bir nuqtaga o'tkazilgan urinmadan iborat bo'ladi. Chiziqlar zichligi elektr maydon kuchlanganligining shu nuqtadagi kattaligini bildiradi.



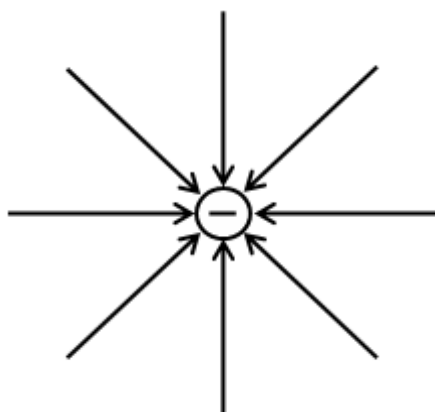
**21 - rasm. Elektr maydon kuchlanganligi chiziqlari**

Nuqtaviy zaryad maydon kuchlanganligi chiziqlari radial chiziqlardan iboratdir. Musbat zaryad uchun kuch chiziqlari yo'nalishi zaryaddan chiqqan bo'ladi (22 - rasm).



**22 - rasm. Musbat nuqtaviy zaryad elektr maydon kuch chiziqlari**

Manfiy zaryad uchun esa, kuch chiziqlari yo'nalishi zaryadga yo'nalgan bo'ladi (23 - rasm). Kuch chiziqlari bir zaryaddan chiqib ikkinchi zaryadda tugaydi.



**23 - rasm. Manfiy nuqtaviy zaryad elektr maydon kuch chiziqlari**

## 20 - §. Elektr induksiya vektori kuch chiziqlari va oqimi

Elektr maydon kuchlanganligi va kuch chiziqlari to'g'risida so'z yuritgan edik: musbat nuqtaviy zaryadning kuch chiziqlari zaryad markazidan tashqariga yo'nalgan radial chiziqlardan iborat edi; manfiy nuqtaviy zaryad kuch chiziqlari markazga yo'nalgan radial chiziqlardan iboratdir. Ammo, bu kuch chiziqlari qaergacha davom etadi?

Vakuumba kuch chiziqlari uzluksizdir. Dielektrlarda bo'linish chegarasigacha davom etadi, ya'ni cheklangan bo'ladi.

Shunday qilib, bir jinsli bo'lgan dielektrlarda kuch chiziqlarining uzluksizlik sharti bajarilmaydi. Shuning uchun ham, ixtiyoriy ko'rinishdagi dielektrlar ichidagi maydonni tavsiflash uchun uning bo'linish chegarasidan uzluksiz o'tadigan yangi  $\vec{D}$  vektor kattalik kiritiladi.

Bu vektor kattalik *elektr induksiya vektori* deb ataladi.

Elektr induksiya vektori chiziqlari ixtiyoriy muhitda uzluksiz bo'lishi uchun,  $\vec{E}$  kuchlanganlik vektori bilan quyidagi munosabatda bog'langan bo'lishi shart.

$$\vec{D} = \varepsilon\varepsilon_0 \vec{E} \quad , \quad (20.1)$$

ya'ni

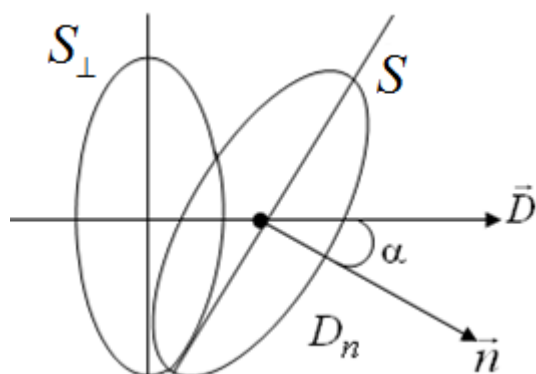
$$\vec{D} = \frac{\varepsilon\varepsilon_0}{4\pi\varepsilon\varepsilon_0} \frac{q}{r^3} \vec{r} = \frac{1}{4\pi} \frac{q}{r^3} \vec{r} \quad , \quad (20.2)$$

bu yerda  $\varepsilon\varepsilon_0$  – vakuum bilan dielektrikning elektr singdiruvchanliklaridan qutilganimiz uchun, elektr induksiya vektori  $\vec{D}$  ning uzluksizligi ta'minlanadi. Shu sababli, elektr kuch chiziqlari bir muhitdan ikkinchi muhitga o'tishda uzluksizligi ta'minlanganligi uchun ( 20.1 ) - ifodani ko'pinchalik *elektr ko'chishi* deb ataladi.

Skalyar ko'rinishda 
$$D = \frac{1}{4\pi} \frac{q}{r^2} \quad , \quad (20.3)$$

ga ega bo'lamiz. Shunday qilib, ixtiyoriy muhitda nuqtaviy zaryad hosil qilgan maydonning biror nuqtasidagi induksiya shu zaryadga to'g'ri proporsional, masofa kvadratiga teskari proporsionaldir.

Elektr induksiya vektori  $\vec{D}$  miqdor jihatdan bir birlik yuzadan tik ravishda o'tayotgan induksiya chiziqlarini, ya'ni uning sirt zichligini ifodalaydi (24 - rasm).



**24 - rasm. Elektr induksiya vektori**

Bir jinsli elektr maydonidagi ixtiyoriy  $S$  yuza orqali tik ravishda o'tayotgan induksiya chiziqlari *induksiya oqimlari* deb ataladi.

$$N = D_n S = DS_{\perp} = DS \cos \alpha , \quad (20.4)$$

Agar elektr maydoni bir jinsli bo'lmasa

$$\vec{D} \neq const$$

u holda,  $dS$  elementar yuza sohasidagi maydonni bir jinsli deb hisoblash mumkin. U vaqtda (20.4) ifoda quyidagi differentsial ko'rinishga ega bo'ladi:

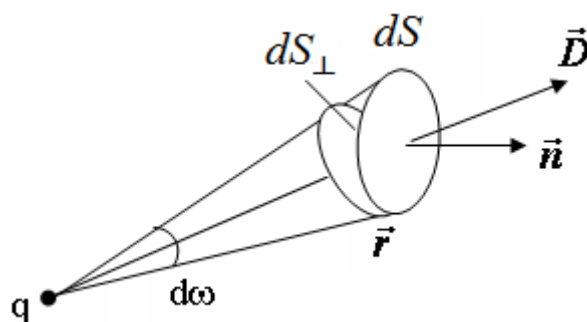
$$dN = D_n dS = DdS \cdot \cos \alpha , \quad (20.5)$$

Ixtiyoriy  $S$  sirtidan o'tuvchi elektr induksiya oqimi  $N$  cheksiz ko'p shunday elementar elektr induksiya oqimlari  $dN$  ning yig'indisi bilan ifodalanadi:

$$N = \int_S D_n dS = \int_S DdS_{\perp} . \quad (20.6)$$

## 21 - §. Ostrogradskiy – Gauss teoremasi

Faraz qilaylik,  $q$  zaryad ixtiyoriy yopiq  $S$  sirt ichida joylashgan bo'lsin (25 - rasm).



25 - rasm. Ėpiq sirtning fazoviy burchagiga to'g'ri keluvchi elektr induksiya vektori

Elektr induksiya vektorining ifodasiga ko'ra:

$$\vec{D} = \frac{1}{4\pi} \frac{q}{r^3} \vec{r}$$

bu yerda  $\vec{D}$  – vektor zaryad joylashgan nuqtadan chiqqan bo'lib,  $\vec{r}$  – radius - vektor bo'ylab yo'naladi. Shuning uchun  $\vec{n}$  normal bilan  $\vec{D}$  vektor orasidagi fazoviy burchak  $dS$  va  $dS_{\perp}$  sirlari orasidagi burchakka tengdir. U vaqtda elementar  $dS$  sirtidan chiqayotgan elektr induksiya oqimi quyidagiga teng bo'ladi:

$$dN = \frac{1}{4\pi} \frac{q}{r^2} \cdot dS_{\perp} , \quad (21.1)$$

bu yerda  $\frac{dS_{\perp}}{r^2} = d\omega$  – elementar fazoviy burchakka teng bo'lgani uchun

$$dN = \frac{1}{4\pi} q \cdot d\omega , \quad (21.2)$$

ega bo'lamiz.

Agar butun shar sirti bo'yicha integrallasak

$$N = \oint_S \frac{q}{4\pi} d\omega = \frac{q}{4\pi} \times 4\pi = q , \quad (21.3)$$

Ostrogradskiy – Gauss teoremasining matematik ifodasiga ega bo'lamiz. Ėpiq sirtidan chiqayotgan elektr induksiya oqimi shu sirt ichidagi zaryad miqdoriga teng.

Ėpiq sirt ichida

$$q_1, q_2, \dots, q_n$$

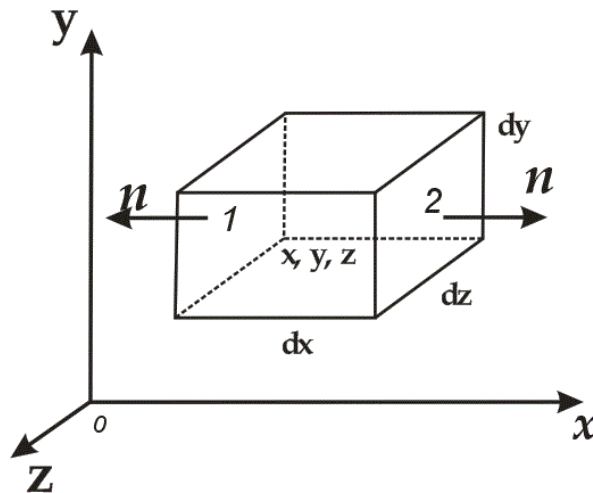
zaryadlar bo'lsa, elektr induksiya vektori quyidagiga teng bo'ladi:

$$\vec{D} = \vec{D}_1 + \vec{D}_2 + \dots + \vec{D}_n = \sum_{i=1}^n \vec{D}_i.$$

Elektr induksiya oqimi esa,

$$N = \sum_{i=1}^n q_i, \quad (21.4)$$

ya'ni yopiq sirt ichidagi zaryadlarning arifmetik yig'indisiga teng bo'ladi.



**26 – rasm.  $\rho$  hajmiy zaryad zichligi bilan zaryadlangan elementar hajm**

Haqiqatda, kuch chiziqlarining oqimi sirt radiusiga bog'liq emas, ikkita sirt orasidagi fazoda, zaryadlar yo'q bo'shliqda uzluksizdir, Shu sababli, zaryadni o'rab olgan ixtiyoriy sirtidan o'tadigan elektr induksiya oqimi (21.3) ifoda bilan aniqlanadi va u Ostrogradskiy – Gauss teoremasining *integral ko'rinishi* deb hisoblanadi. Quyida bu teoremaning *differentzial ko'rinishini* keltirib chiqaramiz.

26 – rasmda  $\rho$  hajmiy zaryad zichligi bilan zaryadlangan  $dV$  elementar hajm keltirilgan.

$dV$  hajm elementi zaryadi  $dq = \rho dV$  ga teng. Boshqa tarafdin,  $\rho$  fazoviy koordinatalarning uzluksiz funktsiyasi hisoblanadi.

Elementar  $dV$  hajmning 1 – tomonidan chiqqan tashqi normal  $x$  o'qining manfiy yo'nalishiga mos keladi. Shu sababli, shu sirt bo'yicha vektor oqimi –  $E_x(x)dydz$  ga teng bo'ladi. Parallelepipedning 2 – sirtidan

chiqqan tashqi normal  $x$  o'qining musbat yo'nalishiga mos keladi va shu sirt bo'yicha oqim  $+ E_x(x + dx)dydz$  ga teng bo'ladi. Ikkala oqim yig'indisi

$$[E_x(x + dx) - E_x(x)dydz] = \frac{\partial E_x dx dy dz}{dx} = \frac{\partial E_x dV}{dx}, \quad (21.5)$$

ga teng bo'ladi.

Parallelipipedning butun sirti bo'yicha to'la oqim

$$dN = \text{div}E dV, \quad (21.6)$$

ga teng bo'ladi, bu yerda  $\text{div}E = \frac{\partial E_x}{\partial x} + \frac{\partial E_y}{\partial y} + \frac{\partial E_z}{\partial z}$

Ostrogradskiy – Gauss teoremasiga asosan, shu oqim

$$dN = q = \rho dV$$

ga tengdir. (21.5) va (21.6) ifodalarni taqqoslasak quyidagiga ega bo'lamiz:

$$\text{div}E = \rho, \quad (21.7)$$

Bu ifoda Ostrogradskiy – Gauss teoremasining differentsial ko'rinishidir. *Elektr maydonining divergentsiyasi elektr oqimining fazoviy koordinatalar yo'nalishlari bo'yicha gradientlar yig'indisiga yoki zaryadlangan hajmning hajmiy zaryad zichligiga teng bo'ladi.*

Ostrogradskiy – Gauss teoremasini amalda tadbiq etish uchun, quyidagi tushunchalarni kiritamiz:

- Zaryadlarning hajmiy zichligi deb, jismning bir birlik xajmiga mos kelgan zaryadga miqdor jihatdan teng bo'lgan fizik kattalikka aytiladi, ya'ni

$$\rho = \frac{q}{V}, \quad (21.8)$$

bu yerda  $q$  – jismning  $V$  – hajmiga mos kelgan zaryad miqdori.

- Zaryadning sirt zichligi deb, jismning bir birlik sirt yuzasiga mos kelgan zaryadga miqdor jihatdan teng fizik kattalikka aytiladi, ya'ni

$$\sigma = \frac{q}{S}, \quad (21.9)$$

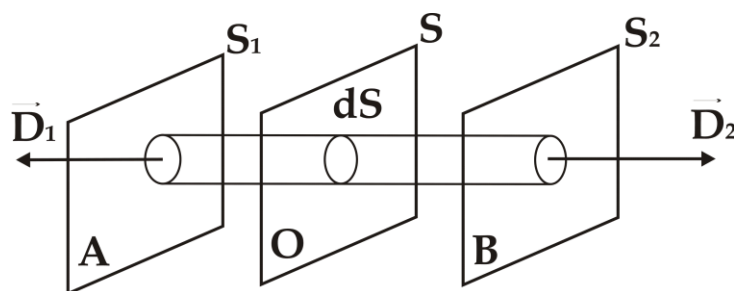
bu yerda  $q$  – jismning  $S$  yuzasiga mos kelgan zaryad miqdori.

- Zaryadning chiziqli zichligi deb, jismning uzunlik birligiga mos kelgan zaryadga miqdor jihatdan teng fizik kattalikka aytiladi, ya'ni

$$\tau = \frac{q}{\ell}, \quad (21.10)$$

bu yerda  $q$  - jismning  $\ell$  uzunligiga mos kelgan zaryad miqdori.  
va quyidagi misollarni ko'rib chiqamiz.

**1-misol. Bir tekis zaryadlangan cheksiz tekislik maydoni.** Faraz qilaylik, bir tekis zaryadlangan cheksiz tekislik  $\sigma$  – sirt zichligiga ega bo'lsin (27 - rasm).



**27 - rasm. Bir tekis zaryadlangan cheksiz tekislik**

Induktsiya chiziqlari tekislikka perpendikulyar bo'lgan va tashqariga yo'nalgan  $\vec{D}_1$  va  $\vec{D}_2$  vektorlardan iborat bo'ladi. Bu chiziqlar  $S$  tekislikda boshlanib ikkala tomonga cheksiz davom etadi. E'piq sirt sifatida har ikkala tomonidan  $dS$  asoslari bilan chegaralangan to'g'ri tsilindr ajratib olamiz.  $S_1$  va  $S_2$  sirt asoslari  $A$  va  $V$  nuqtalardagi sirtlarga joylashgan. Tsilindr ichidagi zaryad  $q dS$  dan iborat.

Tsilindr yasovchilari induktsiya chiziqlariga parallel bo'lgani uchun, tsilindrning yon sirtidan chiquvchi elektr induktsiya oqimi nolga teng. Zaryadlangan tekislik maydonining  $A$  va  $V$  nuqtalaridagi induktsiya vektori  $D_1$  va  $D_2$  miqdor jihatdan o'zaro teng va qarama-qarshi yo'nalgan bo'ladi:



$$\vec{D}_1 = -\vec{D}_2$$

Tsilindrning asoslaridan chiqayotgan induksiya oqimlari quyidagiga teng:

$$N_1 = D_1 dS_1, \quad N_2 = D_2 dS_2$$

Umumiy oqim esa,

$$N = D_1 S_1 + D_2 S_2 = DS + DS = 2DS, \quad (21.11)$$

Ostrogradskiy – Gauss teoremasiga asosan yopiq sirtidan chiqayotgan *elektr induksiya oqimi*  $N$ , shu yopiq sirt ichidagi zaryad  $q = \sigma S$  ga tengdir:

$$N = \oint_S D dS = q = \sigma S, \quad (21.12)$$

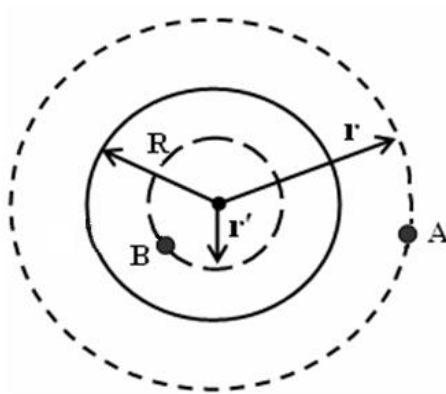
$$\sigma S = 2DS \quad D = \frac{\sigma}{2}, \quad (21.13)$$

$$E = \frac{D}{\epsilon\epsilon_0} = \frac{\sigma}{2\epsilon\epsilon_0}, \quad (21.14)$$

**2-misol. Bir tekis hajmiy zaryadlangan sharning maydoni.**

Radiusi  $R$  bo'lgan, hajm bo'yicha zaryadlangan sharning hajmiy zichligi  $\rho > 0$  bo'lsin (28 - rasm). Zaryadlangan sharning tashqi ( $r > R$ ) va ichki ( $r' < R$ )

qismlaridagi maydonni hisoblab ko'ramiz.



## 28 - rasm. Bir tekis hajmiy zaryadlangan shar maydoni

A nuqtani olamiz. Sharning zaryadi hajmiy zaryad bilan quyidagicha bog'langan

$$q = \rho V = \rho \cdot \frac{4}{3} \pi R^3, \quad (21.15)$$

Maydon induktsiyasi va maydon kuchlanganligi quyidagiga teng bo'ladi

$$D = \frac{1}{4\pi r^2} \frac{q}{r^2}; \quad D = \frac{1}{4\pi r^2} \cdot \frac{4}{3} \pi R^3 \rho = \frac{\rho R^3}{3 r^2}, \quad (21.16)$$

$$E = \frac{D}{\varepsilon \varepsilon_0} = \frac{1}{4\pi \varepsilon_0 \varepsilon} \cdot \frac{q}{r^2}; \quad E = \frac{D}{\varepsilon \varepsilon_0} = \frac{\rho}{3\varepsilon \varepsilon_0} \cdot \frac{R^3}{r^2}, \quad (21.17)$$

V nuqtaga nisbatan maydon induktsiyasi va kuchlanganligi quyidagiga teng bo'ladi. Ichki sfera zaryadi  $q'$  ga teng bo'lsa  $q' = \rho \cdot V' = \rho \frac{4}{3} \pi r'^3$ ,

$$\rho = \frac{q}{\frac{4}{3} \pi R^3}$$

$$q' = \frac{4}{3} \pi r'^3 \cdot \frac{q}{\frac{4}{3} \pi R^3} = q \left( \frac{r'}{R} \right)^3, \quad (21.18)$$

Demak,  $S' = 4\pi r'^2$  ichki yopiq sirtidan chiqayotgan elektr induksiya oqimi  $N'$  quyidagiga teng bo'ladi:

$$N' = \int_{S'} D' dS = \int_0^{4\pi r'^2} D' dS = D' 4\pi r'^2$$

Boshqa tarafdin, Ostrogradskiy – Gauss teoremasiga asosan, bir tekis hajmiy zaryadlangan sharning ichki yopiq sirtidagi maydon kuchlanganligi

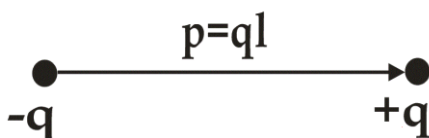
$$N' = \int_{S'} D' dS = q' = \rho \frac{4}{3} \pi r'^2 = q \left( \frac{r'}{R} \right)^3$$

ga teng bo'ladi. Agarda shar sirti bir tekis sirt zaryad zichligi bilan zaryadlangan bo'lsa, u holda  $q' = 0$ , maydon kuchlanganligi ham  $E = 0$  bo'ladi.

## 22 - §. Elektr dipoli

Nuqtaviy zaryadlarning eng sodda tizimlaridan biri elektr dipolidir. Miqdor jihatdan bir – biriga teng, ishoralari bir – biriga teskari bo'lgan va bir – biridan ma'lum masofaga siljirilgan  $-q_1$  va  $+q_2$  zaryadlar majmuasi dipol deb ataladi.  $\ell$  - manfiy zaryaddan musbat zaryadga o'tkazilgan radius – vektor deb hisoblaymiz (29 – rasm). U holda  $\mathbf{p} = q \ell$  dipolning elektr momenti yoki dipolli moment deb ataladi.

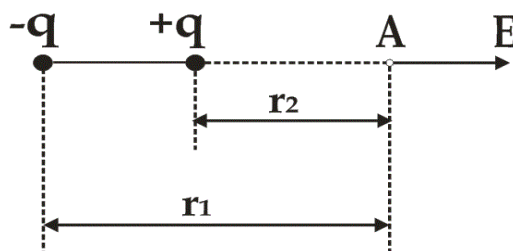
Agarda, dipoldan kuzatish nuqtasigacha bo'lgan masofaga nisbatan  $\ell$  uzunlik hisobga olmaydigan darajada kichik bo'lsa, dipol nuqtaviy deb ataladi. Kuzatish masofasi katta bo'lganda, u masofani taxminan  $r$  deb olish mumkin.



29 – rasm. Eng sodda nuqtaviy zaryadlar majmuasi

Avval, dipol o'qi davomida yotgan A kuzatish nuqtasida dipolning elektr maydon kuchlanganligini hisoblab ko'ramiz.

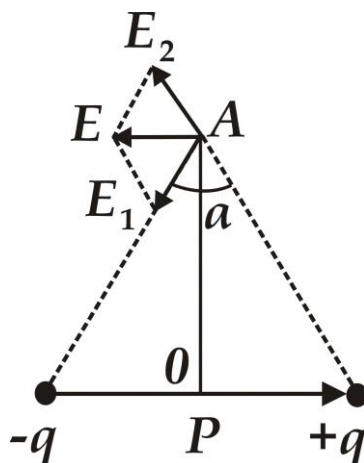
$$E = q \left( \frac{1}{r_2^2} - \frac{1}{r_1^2} \right) \approx qd \left( \frac{1}{r^2} \right) (r_2 - r_1) \quad \text{yoki} \quad \vec{E} = \frac{2q\vec{\ell}}{r^3} = \frac{2\vec{p}}{r^3}$$



30 – rasm. Nuqtaviy dipolning A nuqtadagi elektr maydoni

Vektor ko'rinishda quyidagicha ifodalaymiz:  $\vec{E} = \frac{2\vec{p}}{r^3}$ .

Endi, A kuzatish nuqtasi dipol o'qi markaziga o'tkazilgan perpendikulyarda yotgan bo'lsin (31-rasm).



31 – rasm. Nuqtaviy dipol o'qiga perpendikulyar chiziqda yotgan nuqtadagi elektr maydon

$\vec{E}$  vektor  $-q$  va  $+q$  nuqtaviy zaryadlar qo'zg'atgan  $\vec{E}_1$  va  $\vec{E}_2$  maydon kuchlanganliklarining geometrik yig'indisidan iborat bo'ladi. Rasmdan ko'rinishicha,  $\vec{E}$  vektor dipol momenti  $\vec{p}$  ga antiparalleldir va uning qiymati

$$E = E_1 a = \frac{ql}{r^3} = \frac{p}{r^3}$$

ga teng bo'ladi. Vektor ko'rinishda quyidagicha ifodalanadi:

$$\vec{E} = \frac{\vec{p}}{r^3}.$$

$\ell \ll r$  bo'lgan holatlarda AO perpendikulyar dipol o'qi markazida bo'lishi shart bo'lmay qoladi.

Elektr maydoniga joylashgan dipolga ta'sir qiluvchi kuchlarni ko'rib chiqamiz. Agarda , elektr maydoni bir jinsli bo'lsa, dipolning manfiy va musbat zaryadlariga ta'sir qiluvchi  $F_1$  va  $F_2$  kuchlar bir biriga teskari yo'nalgan va modullari teng bo'lgani uchun natijaviy kuch  $F$  nolga teng bo'ladi. Bu kuchlarning momenti quyidagicha bo'ladi

$$\vec{M} = [\vec{p} \vec{E}].$$

Bu moment dipol o'qini  $E$  maydon yo'nalish bo'yicha burishga harakat qiladi.

Elektr maydoni bir jinsli bo'lmaganda, natijaviy kuch  $\vec{F} = \vec{F}_1 + \vec{F}_2$  nolga teng bo'lmaydi. U holda  $F = q(E_2 - E_1)$ . Bu maydonlar kuchlanganliklari  $-q$  va  $+q$  zaryadlar joylashgan nuqtalarda bo'lgani uchun, ularni elektr maydonining differentsiali bilan ifodalash mumkin:

$$dE = l_x \frac{\partial E}{\partial x} + l_y \frac{\partial E}{\partial y} + l_z \frac{\partial E}{\partial z},$$

Shunga o'xshash

$$F = p_x \frac{\partial E}{\partial x} + p_y \frac{\partial E}{\partial y} + p_z \frac{\partial E}{\partial z}$$

Bu matematik ifodani Gamilton operatori bilan belgilasak,

$$\nabla = \vec{i} \frac{\partial}{\partial x} + \vec{j} \frac{\partial}{\partial y} + \vec{k} \frac{\partial}{\partial z}$$

quyidagiga ega bo'lamiz:  $\vec{F} = (\vec{p} \nabla) \vec{E}$ .  $\vec{p}$  vektor  $x$  o'qi bo'yicha joylashgan bo'lsa,

$$F_x = p \frac{\partial E}{\partial x}$$

ga ega bo'lamiz.

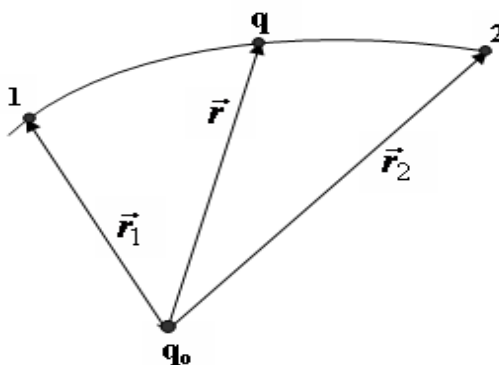
### 23 - §. Elektr maydonida zaryadni ko'chirishda bajarilgan ish

Har qanday maydon va shu maydondagi kuchning tabiati bajarilgan ishning ko'rinishi bilan aniqlanadi. Jumladan, bajarilgan ish yo'lining traektoriyasiga bog'liq bo'lishi yoki bo'lmasligi, kuch va maydon tabiatining mezoni bo'lib xizmat qiladi.

Misol uchun, qo'zg'almas nuqtaviy zaryad  $q_0$  vakuumda

$$\vec{E} = \frac{q_0}{4\pi\epsilon_0 r^3} \cdot \vec{r}$$

elektr maydonini hosil qilgan, deb hisoblaymiz. Shu maydonda boshqa nuqtaviy  $q$  zaryad harakat qilayotgan va 1 - nuqtadan 2 - nuqtaga ko'chgan bo'lsin (32 - rasm).



32 - rasm. Qo'zg'almas nuqtaviy  $q_0$  zaryad maydonida  $q$  sinovchi zaryadning harakat traektoriyasi

Elektr maydoni kuchi ta'sirida bajarilgan ish quyidagi integral bilan ifodalanadi

$$A_{12} = \int_{12} q \vec{E} d\vec{r} = q \frac{q_0}{4\pi\epsilon\epsilon_0} \int_{12} \frac{\vec{r} d\vec{r}}{r^3},$$

$$A_{12} = \frac{qq_0}{4\pi\epsilon\epsilon_0} \left( \frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} \right), \quad (23.1)$$

Bu ifodadan ko'rinadiki, bir xil ishorali  $q$  va  $q_0$  zaryadlarning o'zaro itarish kuchi ta'sirida, zaryadlar uzoqlashishida musbat ish bajariladi.

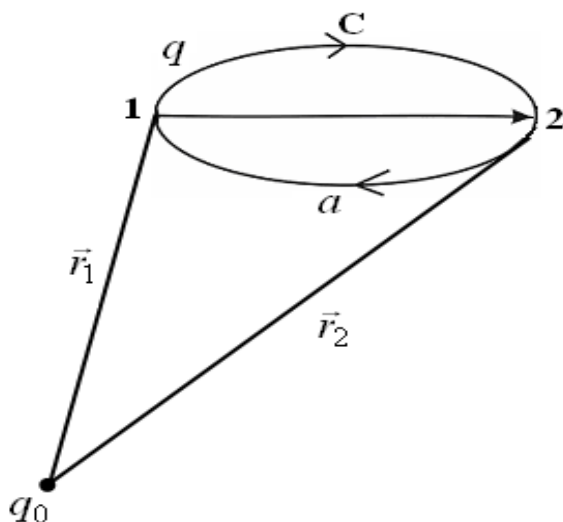
Aksincha, har xil ishorali zaryadlarning tortishish kuchi ta'sirida  $q$  va  $q_0$  zaryadlar yaqinlashib, manfiy ish bajarishadi.

Yana misol tariqasida  $q$  zaryadni  $a$  va  $s$  yo'nalishda 1 - nuqtadan 2 - nuqtaga ko'chiramiz (33 - rasm). Bu holda ham bir xil ish bajariladi:

$$A_{12} = A_{1a2} = A_{1c2} \quad . \quad (23.2)$$

Shunday qilib, elektrostatik maydon kuchining bajargan ishi yo'lning traektoriyasiga bog'liq bo'lmagani uchun elektrostatik maydon kuchi konservativ kuch hisoblanadi.

Agarda  $n$  - ta nuqtaviy zaryadlar ( $q_1, q_2, \dots, q_n$ ) hosil qilgan maydonda  $q$  - nuqtaviy zaryad harakat qilsa, unga  $\vec{F} = \vec{F}_1 + \vec{F}_2 + \dots + \vec{F}_n$  kuchlar ta'sir qiladi. Bu natijalovchi  $\vec{F}$  kuchning bajargan ishi  $A$  har bir kuch mustaqil bajargan ishlarning



33 - rasm. Konservativ kuch ta'sirida zaryadning ko'chishi

algebraik yig'indisiga teng bo'ladi:

$$A = \sum_{i=1}^n \frac{q_i q}{4\pi\epsilon_0\epsilon} \left( \frac{1}{r_{i1}} - \frac{1}{r_{i2}} \right), \quad (23.3)$$

Ë piq kontur bo'yicha  $q$  - zaryadni ko'chirishda bajarilgan ish quyidagicha ifodalanadi

$$A_0 = q \oint_L \vec{E} d\vec{l}, \quad (23.4)$$

Ë piq konturda, maydonning boshlang'ich va oxirgi nuqtalari ustma-ust tushgani uchun bajarilgan ish nolga teng bo'ladi.

$$A_0 = \oint_L dA = \frac{q_0 q}{4\pi\epsilon_0\epsilon} \left( \frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} \right) = 0$$

Shuning uchun

$$\oint_L \vec{E} d\vec{l} = 0, \quad (23.5)$$

Maydon kuchlanganligi vektorining yopiq kontur bo'yicha tsirkulyatsiyasi nolga teng bo'lgan maydon *potentsial maydon* deb ataladi.

## 24 - §. Maydon potentsiali. Zaryadning potentsial energiyasi

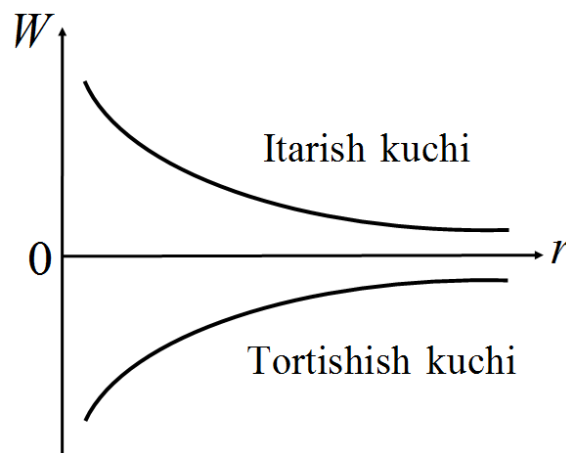
(23.1) - ifodani chuqurroq tahlil qilib ko'ramiz. Agar qo'zg'almas nuqtaviy  $q_0$  - zaryadning maydonida  $q$  - zaryad  $1(r_1)$  - nuqtadan  $2(r_2)$  - nuqtaga ko'chirilsa, uning energiyasi o'zgarib boradi. Bu ish elektrostatik potentsial maydonda bajarilgani uchun  $q$  - zaryadning potentsial energiyasi o'zgaradi:

$$A_{12} = \frac{1}{4\pi\epsilon\epsilon_0} \frac{q_0 q}{r_1} - \frac{1}{4\pi\epsilon\epsilon_0} \frac{q_0 q}{r_2} = W_1 - W_2, \quad (24.1)$$

Zaryadlarning ishorasiga qarab, ular orasidagi o'zaro ta'sir kuchi tortishish va itarish kuchlaridan iborat bo'ladi. Ammo zaryadlar orasidagi  $\vec{r}$  - radius-vektor ortishi bilan, o'zaro ta'sir kuchi ko'rinishiga qaramasdan, potentsial energiya kamayib boradi (34 - rasm).

Demak, potentsial maydonda bajarilgan ish  $q$  - zaryadning potentsial energiyasining kamayishi hisobiga bajariladi:

$$dA = -dW, \quad (24.2)$$



34 - rasm. O'zaro ta'sir tortishish va itarish kuchlarining zaryadlar orasidagi masofaga bog'liqligi



Elektrostatik maydonning biror nuqtasidagi zaryadning potentsial energiyasini umumiy holda quyidagi ko'rinishda yozish mumkin:

$$W = \frac{1}{4\pi\epsilon\epsilon_0} \frac{qq_0}{r}, \quad (24.3)$$

Bu ifodadan elektrostatik maydondagi  $q$  zaryadning potentsial energiyasi maydonni hosil qilgan qo'zg'almas  $q_0$  zaryadga ham bog'liq bo'lgani uchun *zaryadlarning o'zaro potentsial energiyasi* ham deyiladi. Shunday qilib, ikki zaryadning o'zaro potentsial energiyasi zaryadlar ko'paytmasiga to'g'ri va oralaridagi masofaga teskari proportsionaldir.  $q$  zaryadning  $W$  – potentsial energiyasi, elektrostatik maydondagi uning holatiga bog'liq bo'lgani uchun, elektrostatik maydonning nuqtalari energetik nuqtai nazardan potentsial deb ataluvchi skalyar kattalik bilan ifodalanadi.

Elektrostatik maydon biror nuqtasining *potentsiali* deb, maydonning shu nuqtasiga kiritilgan bir birlik musbat sinovchi zaryadga mos kelgan potentsial energiyaga miqdor jihatdan teng bo'lgan fizik kattalikka aytiladi:

$$\varphi = \frac{W}{q} = \frac{1}{4\pi\epsilon\epsilon_0} \frac{q_0}{r}, \quad (24.4)$$

Shunday qilib, nuqtaviy zaryad hosil qilgan elektrostatik maydonning biror nuqtasidagi potentsiali zaryad miqdoriga to'g'ri va masofaga teskari proportsionaldir.

Elektrostatik maydon potentsiali, uning energetik tavsifi bo'lgani uchun elektrostatik maydon kuchining zaryadni ko'chirishda bajargan ishi, maydon potentsiallari ayirmasi bilan o'zaro bog'lanishga ega bo'lishi kerak:

$$A_{12} = q(\varphi_1 - \varphi_2), \quad (24.5)$$

Maydonning ikki nuqtasi orasidagi potentsiallar ayirmasi quyidagiga tengdir:

$$\varphi_1 - \varphi_2 = \frac{A_{12}}{q}, \quad (24.6)$$

Elektrostatik maydonning ikki nuqtasi orasidagi *potentsiallar farqi* deb, bir birlik musbat zaryadni 1-nuqtadan 2 – nuqtaga ko'chirishda bajarilgan ishga miqdor jihatdan teng bo'lgan fizik kattalikka aytiladi.

Agar bajarilgan ish quyidagicha bo'lsa

$$dA = qEdr = -dW = -qd\varphi ,$$

elektr maydon kuchlanganligi potentsial bilan quyidagicha ifodalanadi:

$$E = -\frac{d\varphi}{dr} , \quad (24.7)$$

Shunday qilib, *elektrostatik maydonning kuchlanganligi* deb kuch chizig'ining uzunlik birligiga mos kelgan potentsial ayirmasiga miqdor jihatdan teng bo'lgan fizik kattalikka aytiladi.

Elektrostatik maydonning kuchlanganligini boshqacha ko'rinishda yozish mumkin:

$$E = -grad\varphi , \quad (24.8)$$

yoki

$$\varphi_1 - \varphi_2 = \int_{r_1}^{r_2} E dr , \quad (24.9)$$

Potentsiallari bir xil bo'lgan nuqtalarning geometrik o'rniga *ekvipotentsial sirtlar* deyiladi.

Ekvipotentsial sirt uchun:

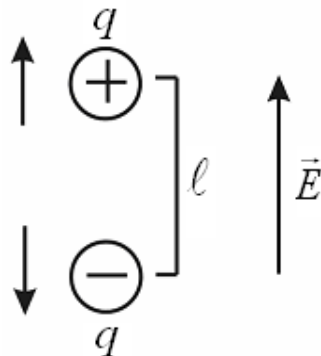
$$\varphi = const , \quad (24.10)$$

## 25 - §. Dielektrlarning qutblanishi

Dielektriklar atom va molekulalardan tashkil topgan. Atom esa, musbat zaryadli yadro va manfiy zaryadli elektronlardan iboratdir. Atomning musbat zaryadi yadroda to'plangan bo'lib, manfiy ishorali elektronlar esa, yadro atrofida harakatda bo'ladi.

Ko'p hollarda manfiy zaryadlarning markazi musbat zaryadli yadro markazi bilan ustma - ust tushadi.

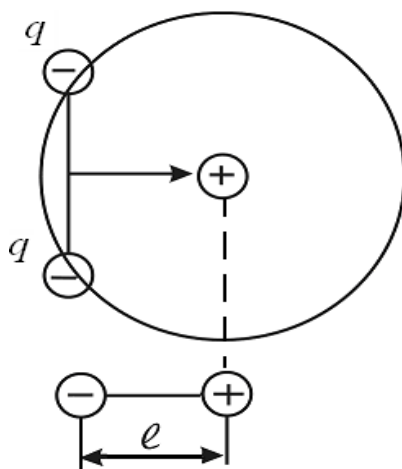
Birinchi turdagi dielektriklar ( $N_2$ ,  $H_2$ ,  $O_2$ ,  $CO_2$  va b.) molekularidagi elektronlar yadro atrofida simmetrik joylashib tashqi elektrostatik maydon bo'lmaganda, musbat va manfiy zaryadlarning og'irlik markazlari ustma-ust tushgan bo'ladi. Bunday dielektriklar molekulari *qutbsiz molekular* deyiladi.



**35 - rasm. Tashqi elektrostatik maydon ta'sirida qutbsiz molekulaning dipol momentiga ega bo'lishi**

Tashqi elektrostatik maydon  $\vec{E}$  ta'sirida qutbsiz molekula zaryadlari siljiy boshlaydi. Musbat zaryadlar maydon yo'nalishda, manfiy zaryadlar maydonga teskari yo'nalishda siljiydi (35 - rasm). Shunday qilib, molekula  $\vec{P} = q\vec{\ell}$  dipol momentiga ega bo'ladi.

Ikkinchi turdagi dielektriklar ( $H_2O$ ,  $NH_3$ ,  $SO_2$ ,  $CO, \dots$ ) molekularidagi elektronlar yadro atrofida nosimmetrik joylashgan bo'ladi va tashqi elektrostatik maydon bo'lmaganda ham musbat va manfiy zaryadlarning og'irlik markazlari ustma-ust tushmaydi. Bunday dielektrik molekulari tashqi maydonsiz ham dipol momentiga ega bo'lib, ular *qutbli molekular* deb ataladi (36 - rasm).



**36 - rasm. Qutbli molekula dipoli**

Tashqi elektrostatik maydon bo'lmaganda molekulalarning tartibsiz harakati tufayli dielektrik bo'yicha molekulalarning umumiy dipol momentlari nolga teng bo'ladi. Agar bunday dielektrik tashqi elektrostatik maydonga qo'yilsa, maydon kuchlari dipollarni maydon yo'nalishiga qarab burishga harakat qiladi va noldan farqli umumiy dipol momenti paydo bo'ladi.

Shunday qilib, tashqi elektrostatik maydon ta'sirida ikkala turdagi dielektrikda ham noldan farqli dipol momentlari hosil bo'ladi. Bu hodisa *dielektriklarning qutblanishi* deb ataladi.

Demak, *qutblanish* deb, tashqi elektrostatik maydon ta'sirida dipollarning maydon kuch chiziqlari tomon yo'nalishini o'zgartirish jarayoniga aytiladi.

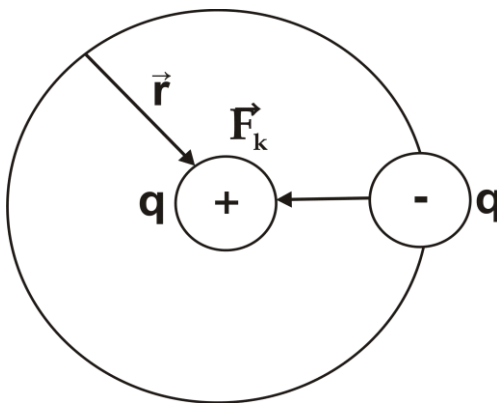
Quyidagi qutblanish turlari mavjuddir:

- 1) elektronli qutblanish;
- 2) orientatsiyaviy yoki dipolli qutblanish.

*Elektronli qutblanish* deb, qutbsiz molekulalardan tashkil topgan dielektrik, tashqi elektrostatik maydonga kiritilganda, atomlar elektron qobiqlarining deformatsiyasi hisobiga induktsiyaviy dipol momentlari hosil bo'lishiga aytiladi.

*Orientatsiyaviy yoki dipolli qutblanish* deb, qutbli molekulalardan tashkil topgan dielektrik tashqi elektrostatik maydonga kiritilganda, tartibsiz yo'nalgan molekulalar dipol momentlarining maydon yo'nalishiga qarab burilishiga aytiladi. Ammo, molekulalar issiqlik harakati natijasida faqat ayrim molekulalarning dipol momentlari maydon yo'nalishi bo'yicha joylashadi va u maydon kuchlanganligiga bog'liq bo'ladi.

Molekulalari qutbsiz bo'lgan dielektriklarning eng soddasi vodorod molekulasining atomidir. Tashqi elektrostatik maydon bo'lmaganda  $\vec{E} = 0$ , vodorod atomidagi bitta elektron yadro atrofida  $\vec{r}$  radiusli orbita bo'ylab harakatlanadi (37 - rasm).



**37 - rasm. Vodorod atomining dipoli**

Bu holda elektronning yadroga tortilish kuchi Kulon qonuniga asosan:

$$F_k = \frac{q^2}{4\pi\epsilon_0 r^2}$$

dan iborat bo'ladi, markazga intilma kuch esa

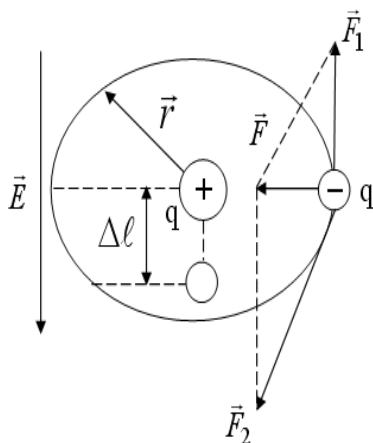
$$\vec{F}_{mi} = m\omega^2 \vec{r}$$

ga teng. Elektronning yadroga tortilish kuchi markazga intilma kuch bilan muvozanatda bo'ladi:

$$\frac{q^2}{4\pi\epsilon_0 r^2} = m\omega^2 r, \quad (25.1)$$

bu yerda  $\omega$  – elektronning orbita bo'ylab harakatining burchak tezligidir.

Kuchlanganligi  $\vec{E}$  bo'lgan elektrostatik maydonga atom kiritilsa, elektron orbitasi deformatsiyalanib,  $\vec{E}$  – vektorning yo'nalishiga qarama-qarshi tomonga  $\Delta\ell$  – masofaga siljiydi. Bunda  $F_{mi} = m\omega^2 r$  markazga intilma kuch teng ta'sir etuvchi kuch  $F$  dan iborat bo'lib, elektrostatik maydonning elektronga ta'sir kuchi  $F_1 = qE$  va elektronning yadroga tortilish kuchi  $F_2$  dan iborat bo'ladi (38 - rasm).



**38 - rasm. Vodorod atomi dipolining tashqi elektrostatik maydondagi deformatsiyasi**

Rasmdagi burchaklardan

$$\frac{\Delta\ell}{r} = \frac{F_1}{F} \quad \text{va} \quad \frac{\Delta\ell}{r} = \frac{qE}{m\omega^2 r} , \quad (25.2)$$

munosabatlarga ega bo'lamiz.

Demak, induktsiyalangan dipolning yelkasi  $\Delta\ell$  quyidagiga teng bo'ladi:

$$\Delta\ell = \frac{qE}{m\omega^2} , \quad (25.3)$$

va shu dipolning elektr momentini quyidagicha ifodalash mumkin:

$$P_\ell = q\Delta\ell = \frac{qE}{m\omega^2} q , \quad (25.4)$$

Agar (25.1) – ifodadagi  $m\omega^2$  ni (25.4) – ifodaga qo'yilsa, dipolning elektr momenti quyidagi ko'rinishni oladi:

$$m\omega^2 = \frac{q^2}{4\pi\epsilon_0 r^3} , \quad P_\ell = \frac{q^2 4\pi\epsilon_0 r^3}{q^2} E$$

yoki

$$P_\ell = 4\pi\epsilon_0 r^3 E , \quad (25.5)$$

Buni vektor ko'rinishda quyidagicha ifodalash mumkin:

$$\vec{P}_\ell = 4\pi\epsilon_0 r^3 \vec{E} , \quad (25.6)$$

Agar atomning hajmini  $V = \frac{4}{3}\pi r^3$  ga teng deb olsak,

$$P_\ell = 4\pi\epsilon_0 r^3 E = 3V \cdot \epsilon_0 E$$

ga ega bo'lamiz.

$\alpha = 3V$  – proporsionallik koeffitsienti bo'lib, unga *atomning qutblanuvchanligi* deyiladi.

$$\vec{P}_\ell = \alpha \epsilon_0 \cdot \vec{E} \quad , \quad (25.7)$$

Demak, *atomning qutblanuvchanligi* uning uchlangan hajmiga teng bo'lgan fizik kattalikdir.

Endi faraz qilaylik, bir jinsli ( $\vec{E} = const$ ) tashqi elektrostatik maydonga dielektrikning qutbli molekulasi joylashtirilgan bo'lsin (39 - rasm). Qutbli dipolning elektr momentining vektori  $\vec{P}_\ell$  tashqi maydon kuchlanganligi vektori  $\vec{E}$  bilan  $\theta$  burchak hosil qilsin. Dipolga quyidagi juft kuchlar ta'sir qiladi:

$$\vec{F}_1 = q\vec{E} \quad \text{va} \quad \vec{F}_2 = q\vec{E} \quad , \quad (24.8)$$

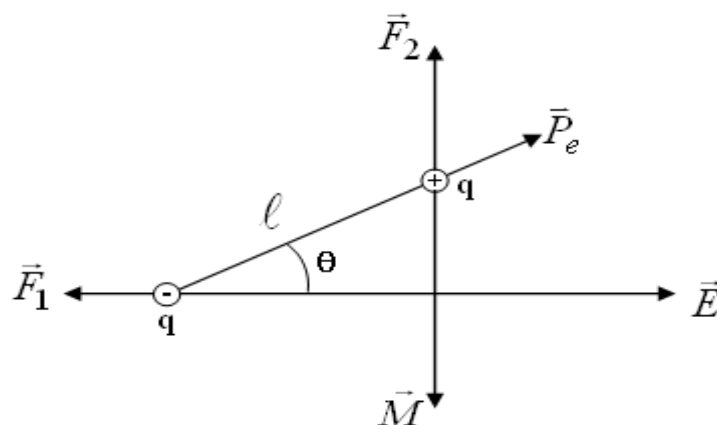
Bu juft kuchlarning momenti  $\vec{M}$  ning son qiymati quyidagiga teng bo'ladi

$$M = F \cdot \ell \cdot \sin \theta = qE\ell \cdot \sin \theta = P_\ell \cdot E \cdot \sin \theta \quad , \quad (25.9)$$

vektor ko'rinishda esa

$$\vec{M} = \vec{P}_\ell \cdot \vec{E} \quad , \quad (25.10)$$

bilan ifodalanadi.



**39 - rasm. Tashqi elektrostatik maydonda dipolga ta'sir etuvchi kuchlar**

$\vec{M}$  vektor  $\vec{P}_\ell$  va  $\vec{E}$  vektorlar yotgan tekislikka perpendikulyar bo'lib, soat milining yo'nalishi bilan mos tushadi.

Juft kuchlar momenti  $\vec{M}$ , dipolning elektr momenti  $\vec{P}_\ell$  tashqi elektrostatik maydon kuchlanganligining vektori  $\vec{E}$  bilan mos tushguncha ta'sir qiladi.

Dipolning elektrostatik maydon bo'ylab burilishi *dipolli qutblanish* yoki *orientatsiyaviy qutblanish* deb ataladi.

Agar dipol bir jinsli bo'lmagan ( $\vec{E} \neq const$ ) elektrostatik maydonga kiritilsa,  $+q$  zaryad atrofida  $\vec{E}_1$ ,  $-q$  zaryad atrofida  $\vec{E}_2$  maydon kuchlanganliklari hosil bo'ladi.

Juft kuchlar yig'indisi quyidagiga teng bo'ladi.

$$\vec{F} = \vec{F}_1 + \vec{F}_2 = q(\vec{E}_1 - \vec{E}_2) \quad , \quad (25.11)$$

$\vec{E}_1 - \vec{E}_2$  dipolning yelkasi  $l$  bo'yicha, o'rtacha maydon kuchlanganligidir, ya'ni

$$\vec{E}_1 - \vec{E}_2 = \ell \cdot \left( \frac{d\vec{E}}{d\ell} \right) \quad , \quad (25.12)$$

demak,

$$\vec{F} = q\ell \cdot \left( \frac{d\vec{E}}{d\ell} \right) = P_\ell \cdot \left( \frac{d\vec{E}}{d\ell} \right) \quad . \quad (25.13)$$

Skalyar ko'rinishda esa,

$$F = \frac{d}{d\ell} (\vec{P} \cdot \vec{E})$$

ga tengdir. (25.13) – ifodani quyidagicha ifodalashimiz mumkin

$$\vec{F} = grad(\vec{P} \cdot \vec{E}) \quad , \quad (25.14)$$

## 26 - §. Qutblanish vektori

Dielektrikning qutblanganlik darajasini xarakterlash uchun, qutblanish vektori deb ataluvchi fizik kattalik tushunchasi kiritiladi.

*Qutblanish vektori* ( $\vec{P}_\ell$ ) deb, dielektrikning bir birlik hajmidagi barcha



dipollar elektr momentlarining vektor yig'indisiga miqdor jihatdan teng bo'lgan fizik kattalikka aytiladi, ya'ni  $\Delta V$  elementar hajmdagi  $n$  ta dipolning elektr momentlari yig'indisini  $\Delta V$  hajmga bo'lgan nisbatiga teng

$$\vec{P}_\ell = \frac{1}{\Delta V} \sum_{i=1}^n \vec{P}_{\ell i} , \quad (26.1)$$

bunda  $\vec{P}_{\ell i}$  – qutblangan  $i$  - molekulaning elektr momenti.

Agar qutbsiz molekulali izotrop dielektriklar bir jinsli elektrostatik maydonga kiritilsa, dipolning elektr momenti  $P_{\ell i}$  barcha molekulalar uchun bir xil bo'ladi:

$$\vec{P}_\ell = \frac{1}{\Delta V} \sum_{i=1}^n \vec{P}_{\ell i} = \frac{n\vec{P}_{\ell i}}{\Delta V} = n_0 \vec{P}_{\ell i} , \quad (26.2)$$

bu yerda  $n_0$  - dielektrikning birlik xajmidagi molekulalar soni – konsentratsiyasidir.

Demak, qutbsiz molekulada induksiyaning dipolning elektr momenti quyidagicha ifodalanadi:

$$\vec{P}_\ell = n_0 \cdot \epsilon_0 \alpha \cdot \vec{E} , \quad (26.3)$$

agar  $n_0 \cdot \alpha = \chi_\ell$  deb belgilasak,  $\alpha$  - atomning qutblanuvchanligi,  $\chi_\ell$  - dielektrikning dielektrik qabul qiluvchanligini bildiradi.

$$\chi_\ell = 4\pi r^3 \cdot n_0 , \quad (26.4)$$

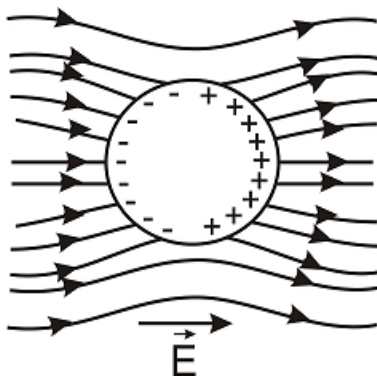
*Dielektrik qabul qiluvchanlik* deb, bir birlik hajmdagi dielektrik molekulalarining qutblanuvchanligiga miqdor jihatdan teng bo'lgan fizik kattalikka aytiladi.

## 27 - §. Elektrostatik maydondagi o'tkazgichlar

Erkin elektronlarga yoki ionlarga ega bo'lgan moddalar o'tkazgichlar deb ataladi, chunki tashqi elektr maydoni ta'sirida elektron yoki ionlar

tartibli harakat qilishi mumkin.

Agar erkin zaryadlarga ega bo'lgan o'tkazgich tashqi elektrostatik maydonga joylashtirilsa, elektrostatik kuch ta'sirida, o'tkazgichdagi erkin elektronlar maydon kuchlanganligining vektori  $\vec{E}$  ga qarama-qarshi tomonga siljiydi. Natijada o'tkazgichning ikki tomonida har xil ishorali zaryadlar hosil bo'ladi: elektronlari ortiqcha bo'lgan uchi manfiy zaryadlanadi, elektronlar yetishmaydigan uchi esa, musbat zaryadlanadi.



**40 - rasm. Metall sharning elektrostatik maydonni deformatsiyalashi**

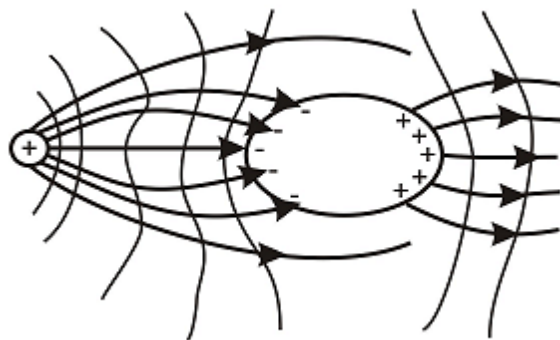
Shunday qilib, tashqi elektrostatik maydon ta'sirida, o'tkazgichdagi mavjud zaryadlarni musbat va manfiy sirt zaryadlarga ajratish hodisasi elektrostatik induksiya yoki ta'sir orqali zaryadlash deyiladi. Hosil bo'lgan zaryadlar *induksiyalangan zaryadlar* deb ataladi.

Elektrostatik maydonga kiritilgan o'tkazgichdagi induksiyalangan zaryadlar maydonning manzarasini o'zgartiradi. 40 - rasmda bir jinsli ( $\vec{E} = const$ ) elektrostatik maydonga kiritilgan metall sharning bu maydonni deformatsiyalashi tasvirlangan.

41 - rasmda esa, nuqtaviy zaryad hosil qilgan elektrostatik maydonga kiritilgan o'tkazgichning bu maydonni qanday deformatsiyalashi ko'rsatilgan.

Musbat va manfiy zaryadlar qutbi hosil bo'lgani uchun ekvipotensial chiziqlar o'tkazgich sirti shakliga bog'liq. Ammo, o'tkazgichga kiruvchi va chiquvchi kuch chiziqlarining soni teng bo'lgani uchun o'tkazgich ichidagi zaryadlarning algebraik yig'indisi nolga teng bo'ladi.

Tashqi elektrostatik maydon ta'sirida o'tkazgichdagi zaryadlarning siljishi yoki manfiy va musbat qutblarni hosil bo'lishi ekvipotensial sirtlar paydo bo'lguncha davom etadi.



**41 - rasm. O'tkazgichning nuqtaviy zaryad elektrostatik maydonini deformatsiyalashi**

Tashqi elektrostatik maydonning kuch chiziqlari o'tkazgich sirti bo'yicha induksiyalangan manfiy zaryadlarda tugaydi. Kuch chiziqlari yana sirtqi musbat zaryadlarda davom etadi. Ammo, o'tkazgich ichida kuch chiziqlari yo'q bo'lgani uchun o'tkazgich ichida elektr maydoni bo'lmaydi.

Zaryadlarning sirt bo'yicha qayta taqsimlanishi ya'ni, manfiy va musbat qutblarning hosil bo'lishi, *elektrostatik induksiya hodisasi* deb ataladi.

O'tkazgich ichida elektr maydon bo'lmasligi sirt zaryadlarining teng taqsimlanganidan kelib chiqadi. Bu hol elektrostatik himoya yoki *moddalarning ekranlashishi* deb ataladi. Sirt zaryadlarining mavjudligi o'tkazgich ichida maydon bo'lmasligiga sabab bo'ladi, ya'ni tashqi elektr maydoni ta'sirini yo'qqa chiqaradi.

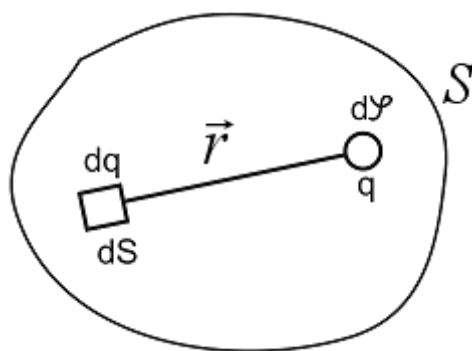
## 28 - §. Elektr sig'imi

Yakkalangan o'tkazgich zaryadlansa, o'tkazgich sirti shakliga qarab, har xil sirt zaryadi zichligi  $\sigma$  bilan taqsimlanadi. Shuning uchun ham o'tkazgich har bir nuqtasidagi sirt zaryadining zichligi o'tkazgichdagi umumiy zaryad  $q$  ga proporsionaldir, ya'ni:

$$\sigma = kq \quad , \quad (28.1)$$

bu yerda  $k$  – o'tkazgich sirtidagi tekshirilayotgan nuqtaning funksiyasi bo'lib, o'tkazgich sirtining shakli va o'lchamiga bog'liq.

Zaryadlangan o'tkazgich ekvipotentsial sirtining  $\varphi$  - potentsialini aniqlash uchun uning butun  $S$  sirti bo'ylab zaryadini aniqlaymiz (42 - rasm).



42 - rasm.  $dq$  - zaryadning  $r$  masofadagi potentsiali

Bu sirtni,  $dq = \sigma dS$  zaryadga ega bo'lgan  $dS$  – elementar yuzachalarga ajratib,  $dq$  – ni nuqtaviy zaryad deb hisoblaymiz.

Nuqtaviy  $dq$  zaryadning  $\vec{r}$  masofadagi maydon potentsiali quyidagiga teng bo'ladi.

$$d\varphi = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{dq}{\epsilon r} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{\sigma dS}{\epsilon r}, \quad (28.2)$$

yoki

$$d\varphi = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{k \cdot q \cdot dS}{\epsilon r}, \quad (28.3)$$

Bu ifoda butun sirt bo'yicha integrallansa, zaryadlangan o'tkazgich sirtining potentsiali ifodasiga ega bo'lamiz:

$$\varphi = \oint_S \frac{kq dS}{4\pi\epsilon_0 \epsilon} = \frac{q}{4\pi\epsilon_0 \epsilon} \oint_S \frac{k dS}{r}, \quad (28.4)$$

O'tkazgichning potentsiali  $q$  zaryadga proporsional bo'ladi. Shu zaryadning potentsialga nisbati o'zgarimas kattalikdir, u o'tkazgichning zaryad to'plash xususiyatini belgilaydi va *o'tkazgichning elektr sig'imi* deb ataladi.

$$C = \frac{q}{\varphi} = \frac{4\pi\epsilon_0 \epsilon}{\oint_S \frac{k dS}{r}}, \quad (28.5)$$

Shunday qilib, yakkalangan o'tkazgichning *elektr sig'imi* deb, uning potentsialini bir birlikka o'zgartirish uchun zarur bo'lgan zaryadga miqdor jihatidan teng fizik kattalikka aytiladi.

### Sharchaning elektr sig'imi

R radiusli yakkalangan shar  $q$  – zaryadga ega bo'lsa (43 - rasm), uning sirtidagi potentsiali quyidagiga teng bo'ladi:

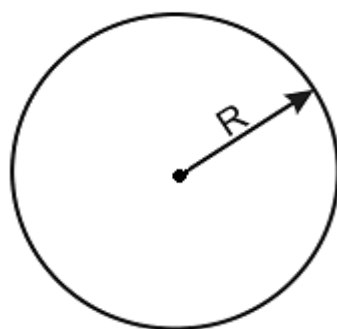
$$\varphi = \frac{q}{4\pi\varepsilon_0\varepsilon R} \quad ,$$

bu yerda

$$C = \frac{q}{\varphi} = \frac{q4\pi\varepsilon_0\varepsilon \cdot R}{q} = 4\pi\varepsilon_0\varepsilon \cdot R \quad , \quad (28.6)$$

Shunday qilib, sharning  $S$  – elektr sig'imi sharning radiusiga va muhitning dielektrik singdiruvchanligi  $\varepsilon$  ga proporsionaldir. (28.6) – ifodadan muhitning dielektrik singdiruvchanligini aniqlaymiz.

$$\varepsilon = \frac{C}{4\pi\varepsilon_0 R} \quad , \quad (28.7)$$



#### 43 - rasm. R radiusli yakkalangan shar

Elektr sig'imi XB tizimida Farada bilan o'lchanadi va bu birlik juda katta o'lchov birligi hisoblanadi.  $S = 1 F$  deb hisoblasak,  $\varepsilon = 1$  bo'lganda

$$R_{1F} = \frac{C}{4\pi\epsilon_0\epsilon} = \frac{F}{4\pi \cdot 1} \left( \frac{4\pi \cdot 9 \cdot 10^9}{1} \cdot \frac{m}{F} \right)$$

bu yerda vakuumning dielektrik singdiruvchanlik ifodasidan foydalansak:

$$\epsilon_0 = \frac{1}{4\pi \cdot 9 \cdot 10^9} \frac{F}{m} = 0,885 \cdot 10^{-11} F/m$$

$$R_{1F} = 9 \cdot 10^9 m = 9 \cdot 10^6 km$$

ga teng bo'ladi. Bu Oy bilan Yer orasidagi masofaga nisbatan 23 marta kattadir.

Farada katta o'lchov birligi bo'lganligi uchun quyidagi kichik birliklar ishlatiladi:

$$1 \text{ mikrofarad } (\mu F) = 10^{-6} F$$

$$1 \text{ nanofarada } (nF) = 10^{-9} F$$

$$1 \text{ pikofarada } (pF) = 10^{-12} F$$

## Kondensatorlar

Elektr sig'imining ifodasi quyidagidan iborat bo'lgani uchun

$$C = \frac{q}{\varphi},$$

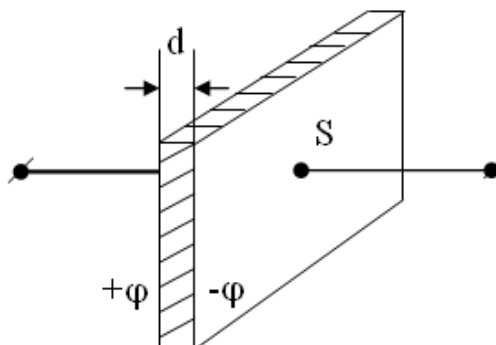
sig'im asosan, o'tkazgichning shakli va o'lchamlariga hamda muhitning dielektrik singdiruvchanligiga proporsionaldir.

Amalda, nisbatan kichik o'lchamlariga qaramay, yetarlicha zaryadlarni o'zida yig'a oladigan qurilmalar *kondensatorlar* deb ataladi.

Kondensator ikkita parallel o'tkazgich qatlamidan iborat bo'lib, ularda qarama-qarshi ishorali zaryadlar to'planadi. Qoplamalar orasida dielektrik modda bo'ladi.

Kondensator qoplamalari ikkita yassi plastinkadan, ikkita koaksial tsilindrdan yoki ikkita konsentrik sferadan iborat bo'lishi mumkin va ular shakliga binoan *yassi*, *tsilindrik* yoki *sferik kondensatorlar* deb ataladi.

Odatda kondensatordagi elektr maydoni kuch chiziqlari bir qoplamada boshlanib, ikkinchisida tugaydi.



44 - rasm. Yassi kondensator

Kondensator sig'imi qoplamalardagi zaryad miqdoriga to'g'ri proporsional va qoplamalar orasidagi potentsiallar farqiga teskari proporsionaldir.

$$C = \frac{q}{\varphi_1 - \varphi_2}, \quad (28.8)$$

44 - rasmda yassi kondensator tasvirlangan.  $S$  – yuzali ikkita yassi metall plastinkalar orasidagi masofani  $d$  ga teng deb hisoblaymiz, qoplamalarda esa  $-q$  va  $+q$  sirt zaryadlari induktsiyalangan bo'ladi.

Qoplamalar orasidagi elektr maydonini bir jinsli,  $S$  – yuzali ikkita yassi metall plastinkalar orasidagi masofani  $d$  ga teng deb hisoblaymiz, qoplamalarda esa  $-q$  va  $+q$  sirt zaryadlari induktsiyalangan bo'ladi.

Qoplamalar orasida  $\varepsilon$  dielektrik singdiruvchanlikka ega bo'lgan modda bo'lsa, potentsiallar farqi quyidagiga teng bo'ladi:

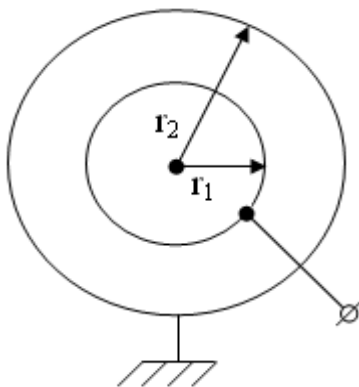
$$\varphi_1 - \varphi_2 = \frac{\sigma d}{\pi \varepsilon_0 \varepsilon}, \quad (28.9)$$

bu yerda  $q = \sigma \cdot S$ ,  $\sigma$  - sirt zaryadi zichligi,  $S$  – qoplamalar yuzasi. Natijada, yassi kondensator sig'imi quyidagiga teng bo'ladi.

$$C = \frac{\varepsilon \varepsilon_0 q}{\sigma d} = \frac{\varepsilon \varepsilon_0 \sigma \cdot S}{\sigma d} = \varepsilon_0 \varepsilon \frac{S}{d}, \quad (28.10)$$

### Sferik kondensator

Qoplamlarining radiuslari  $r_1$  va  $r_2$  bo'lgan sferik kondensator 45 - rasmda tasvirlangan.



45 - rasm. Sferik kondensator

Kondensator qoplamlarida  $q$  zaryad induktsiyalangan bo'lganda, ular orasidagi potentsiallar farqi quyidagicha ifodalanadi :

$$\varphi_1 - \varphi_2 = \frac{q}{4\pi\varepsilon_0\varepsilon} \left( \frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} \right), \quad (28.11)$$

bu yerda  $r_1$  va  $r_2$  ichki va tashqi sferik qoplamlar radiuslaridir. Shuning uchun sig'im quyidagicha ifodalanadi:

$$C = \frac{q}{\varphi_1 - \varphi_2} = 4\pi\varepsilon_0\varepsilon \left( \frac{r_1 \cdot r_2}{r_2 - r_1} \right), \quad (28.12)$$

Agarda  $r_2$  tashqi radius va  $r_1$  ichki radiusdan juda katta bo'lsa, (28.12) – ifoda soddalashadi:

$$C = 4\pi\varepsilon_0\varepsilon r_1, \quad (28.13)$$

Bu natija tashqi qoplama sferik bo'lmaganda ham o'rinli bo'lgani uchun, (28.13) – ifodani *yakkalangan shar sig'imi* deb hisoblaymiz.

Agarda  $r_1 - r_2 = d$  – qoplamlar orasidagi masofa qoplamlarning o'rtacha radiusidan juda kichik bo'lsa, sferik kondensatorning sig'imi quyidagicha ifodalanadi:

$$C = 4\pi\varepsilon_0\varepsilon \cdot \frac{r_1 \cdot r_2}{r_2 - r_1} \approx 4\pi\varepsilon_0\varepsilon \frac{r^2}{d} = \varepsilon_0\varepsilon \frac{S}{d}$$



bu yerda  $S = 4\pi r^2$  – qoplamalar sirtlarining yuzasidir.

### **Tsilindrik kondensator**

Bu holda kondensatorni radiuslari  $r_1$  (ichki) va  $r_2$  (tashqi) ikkita koaksial tsilindr ko'rinishdagi qoplamalardan iborat bo'ladi, deb hisoblaymiz. Tsilindrlarning uzunligi ular orasidagi masofadan juda katta deb hisoblanadi. Qoplamalar orasidagi potentsiallar farqi quyidagidan iborat bo'ladi:

$$\varphi_1 - \varphi_2 = \frac{q}{2\pi\epsilon_0\epsilon\ell} \ln \frac{r_2}{r_1}, \quad (28.14)$$

bu yerda  $q$  - tsilindr uzunligidagi zaryad,  $\frac{q}{\ell}$  - birlik uzunlikdagi zaryad va  $\ell$  - tsilindr uzunligidir.

Birlik uzunlikka to'g'ri keluvchi tsilindrik kondensator sig'imi quyidagiga tengdir:

$$C = \frac{2\pi\epsilon_0\epsilon\ell}{\ln \frac{r_2}{r_1}}, \quad (28.15)$$

Boshqa tarafdin, (28.15) – ifoda metall sim izolyator qatlami bilan o'ralgan kabel sig'imini eslatadi.

Qoplamalar orasidagi masofa  $d$ , tsilindrlar radiuslariga nisbatan juda kichik bo'lsa, bu holda tsilindrik kondensator sig'imi quyidagidan iborat bo'ladi:

$$C = \epsilon\epsilon_0 \frac{S}{d}, \quad (27.16)$$

## **29 - §. Elektrostatik maydon energiyasi**

Elektrostatik maydon – potentsial maydondir, shuning uchun unga kiritilgan zaryadlar potentsial energiyaga ega bo'ladilar.

$q_1$  va  $q_2$  nuqtaviy zaryadlarning potentsial energiyalarini baholaymiz. Har bir zaryad, boshqa zaryad maydonida potentsial energiyaga ega bo'ladi:

$$W_1 = q_1 \cdot \varphi_{12} \quad , \quad W_2 = q_2 \cdot \varphi_{21} \quad , \quad (29.1)$$

$\varphi_{12}$  -  $q_2$  - zaryadning  $q_1$  zaryad turgan joyda hosil qilgan potentsialidir,  $\varphi_{21}$  -  $q_1$  - zaryadning  $q_2$  zaryad turgan joyda hosil qilgan potentsialidir.

$$\varphi_{12} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0\epsilon} \frac{q_2}{r} \quad , \quad \varphi_{21} = \frac{q_1}{4\pi\epsilon_0\epsilon r}$$

shuning uchun

$$W_1 = W_2 = W$$

$$W = q_1 \cdot \varphi_{12} = q_2 \cdot \varphi_{21} = \frac{q_1 \cdot \varphi_{12} + q_2 \cdot \varphi_{21}}{2}$$

### **Yakkalangan zaryadli o'tkazgich energiyasi**

O'tkazgich  $q$  - zaryadga,  $S$  - sig'imga va  $\varphi$  - potentsialga ega bo'lsin. O'tkazgich zaryadini  $dq$  ga oshiramiz. Uning uchun cheksizlikdan, (ya'ni  $\varphi = 0$  bo'lgan joydan)  $dq$  zaryadni o'tkazgichga ko'chiramiz. Bu holda bajarilgan ish

$$dA = \varphi \cdot dq = \varphi \cdot C \cdot d\varphi$$

ga teng bo'ladi, chunki

$$q = C\varphi \quad , \quad dq = C \cdot d\varphi \quad .$$

Bajarilgan to'la ish

$$A = \int_0^{\varphi} C \cdot \varphi d\varphi = C \int_0^{\varphi} \varphi d\varphi = C \frac{\varphi^2}{2} \quad , \quad (29.2)$$

$$W = A = \frac{C \cdot \varphi^2}{2} = \frac{q \cdot \varphi}{2} = \frac{q^2}{2C} \quad , \quad (29.3)$$

Zaryadlangan kondensator energiyasi quyidagiga teng bo'ladi:

$$W = \frac{C(\varphi_1 - \varphi_2)^2}{2} = \frac{C(\Delta\varphi)^2}{2} = \frac{q \cdot \Delta\varphi}{2}$$

### 30 - §. Elektr toki

Agar o'tkazgichning ikki nuqtasi orasidagi potentsiallar ayirmasi doimiy saqlansa ( $\varphi_1 - \varphi_2 = const$ ), o'tkazgich ichida noldan farqli maydon hosil bo'ladi. Bu maydon o'tkazgichdagi erkin zaryadlarning bir tomonga yo'nalgan tartibli harakatini yuzaga keltiradi. Bu holda musbat zaryadlar o'tkazgichning katta potentsialli nuqtasidan kichik potentsialli nuqtasiga, manfiy zaryadlar esa, aksincha harakatlanadilar.

Elektr zaryadining tartibli harakatiga *elektr toki* deb aytiladi.

Elektr tokini metallarda erkin elektronlarning, elektrolitlarda musbat va manfiy ionlarning, gazlarda esa musbat, manfiy ionlar va elektronlarning harakati hosil qiladi.

*Tok kuchi* deb, o'tkazgichning ko'ndalang kesimi yuzasidan vaqt birligi ichida o'tgan elektr zaryadiga miqdor jihatidan teng bo'lgan fizik kattalikka aytiladi.

$$I = \frac{dq}{dt}, \quad (30.1)$$

Tokning kuchi va yo'nalishi vaqt o'tishi bilan o'zgarmay qoladigan bo'lsa, *o'zgarmas tok* deb ataladi:

$$I = \frac{q}{t}, \quad (30.2)$$

XB tizimida tok kuchining birligi Amper (A) bilan o'lchanadi. 1 Amper – o'tkazgichning ko'ndalang kesimidan 1 sekund ichida 1 Kulon zaryad miqdori o'tishini ko'rsatuvchi kattalikdir.

Agar tok kuchi o'tkazgichning ko'ndalang kesimi bo'yicha bir jinsli bo'lmasa, u holda o'tkazgichning ko'ndalang kesimi bo'yicha tok kuchining taqsimlanishini ifodalash uchun *tok kuchining zichligi* deb ataluvchi fizik kattalik tushunchasi kiritiladi:

$$j = \frac{dI}{dS_{\perp}} = \frac{dI}{dS \cos\alpha}, \quad (30.3)$$

bu yerda  $\alpha$  -  $dS$  yuza bilan unga o'tkazilgan  $\vec{n}$  normal orasidagi burchakdir. Bu ifodadan o'tkazgichning ixtiyoriy yuzasidan o'tayotgan tok kuchini hisoblab topish mumkin

$$I = \int_S j dS_{\perp} = \int_S j dS \cos \alpha, \quad (30.4)$$

*Tok kuchining zichligi* deb, o'tkazgichning bir birlik ko'ndalang kesim yuzasidan o'tgan tok kuchiga miqdor jihatidan teng bo'lgan fizik kattalikka aytiladi.

O'tkazgichning ichida, Kulon kuchi hosil qilgan maydonning kuchlanganligi  $\vec{E}$  o'tkazgichning ikki uchidagi potentsiallar farqi yo'qolguncha saqlanadi. Demak, zanjirda uzluksiz o'zgarmas tok o'tib turishi uchun, Kulon kuchidan tashqari potentsiallar farqini hosil qiluvchi tashqi noelektrik kuchlar ham mavjud bo'lishi zarur. Bunday kuchlarni *elektrga yot kuchlar* deb ataymiz.

Elektrga yot kuchlar uzluksiz tokni ta'minlab turishi uchun har xil ishorali zaryadlarni ajratib, potentsiallar farqini doimiy saqlab turadi. Bunday elektrga yot kuchlarni elektr energiya manbalari (galvanik elementlar, akkumulyatorlar, elektr generatorlari) yetkazib turadi.

Elektrga yot kuchlarni hosil qiluvchi qurilmalar *tok manbalari* deb ataladi.

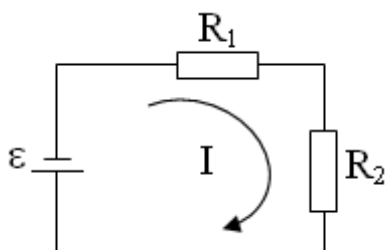
Tok manbalari, elektrga yot kuchlarning ish bajarishi natijasida, u yoki bu energiya turining elektr energiyaga aylanishi sababli xosil bo'ladi. Shu sababli bu kuch *elektr yurituvchi kuch (EYuK)* deb ataladi.

$$\varepsilon = \frac{A}{q}, \quad (30.5)$$

Manbaning *EYuK* zanjir ochiq bo'lganda, uning qutblaridagi potentsiallar ayirmasiga teng bo'ladi va Voltlarda o'lchanadi.

### **31 - §. Om va Djoul-Lents qonunlarining differentsial va integral ifodalari**

Elektrga yot kuchlar ta'sir etmaydigan zanjirning qismi *bir jinsli o'tkazgich* deb ataladi ( $R_1, R_2$ ) (46 - rasm).



**46 - rasm. Ikkita bir jinsli qarshilikdan iborat elektr zanjiri**

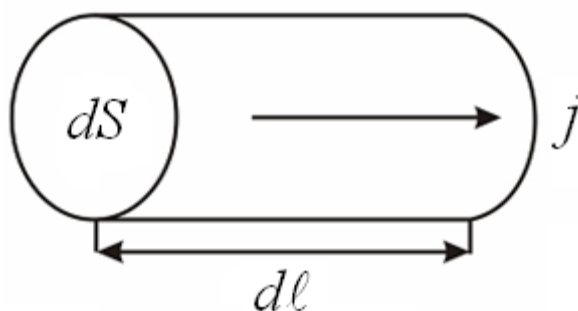
Om qonuniga asosan, bir jinsli o'tkazgichdan o'tayotgan tok kuchi kuchlanishga to'g'ri proporsional, o'tkazgich qarshiligiga teskari proporsionaldir:

$$I = \frac{U}{R} , \quad (31.1)$$

bu yerda  $R$  – o'tkazgichning elektr qarshiligi. Bir jinsli tsilindrik o'tkazgich qarshiligi quyidagicha ifodalanadi:

$$R = \rho \cdot \frac{\ell}{S} , \quad (31.2)$$

bu yerda  $\ell$  - o'tkazgich uzunligi,  $S$  – uning ko'ndalang kesimi yuzasi,  $\rho$  - o'tkazgichning solishtirma elektr qarshiligidir. Tok zichligi –  $\vec{j}$  va maydon kuchlanganligi yo'nalishiga mos bo'lgan, uzunligi  $d\ell$  ga teng bo'lgan tsilindrik o'tkazgichni olamiz (47-rasm).



**47 - rasm. Bir jinsli tsilindrik o'tkazgich**

$\vec{j}$  - tok zichligi yo'nalishi maydon kuchlanganligi yo'nalishiga mos keladi. O'tkazgichning ko'ndalang kesimi yuzasidan oqib o'tuvchi tok kuchi

$$I = jdS$$

ga teng. O'tkazgichning qarshiligini  $\rho \cdot \frac{d\ell}{dS}$  va undagi kuchlanish tushishini

$$U = Ed\ell$$

deb olsak, bu holda Om qonunini shunday ifodalasak bo'ladi:

$$jdS = \frac{Ed\ell dS}{\rho d\ell} \quad \text{yoki} \quad j = \frac{1}{\rho} \cdot E$$

Tok zichligi va maydon kuchlanganligining yo'nalishlari bir xil bo'lgani uchun

$$\vec{j} = \frac{1}{\rho} \vec{E} = \sigma \cdot \vec{E}, \quad (31.3)$$

bu yerda  $\sigma$  - o'tkazgichning solishtirma o'tkazuvchanligi. Bu ifoda *Om qonunining differentsial ko'rinishi* deb ataladi. Tok kuchi qarshilikdan o'tayotganda, uning energiyasi o'tkazgichni qizitishga sarf bo'ladi

$$Q = I \cdot U \cdot t = I \cdot I \cdot R \cdot t = I^2 \cdot R \cdot t, \quad (31.4)$$

bu ifoda *Djoule-Lents qonuni* deb ataladi.

Agar, tok kuchi vaqt bo'yicha o'zgarsa, u holda  $t$  – vaqt ichida ajralib chiqayotgan issiqlik miqdori quyidagicha hisoblanadi:

$$Q = \int_0^t I^2 R dt, \quad (31.5)$$

Elementar hajmda  $dV = d\ell \cdot dS$  hajmda ajralib chiqayotgan issiqlik miqdori quyidagicha hisoblanadi:

$$dQ = RI^2 dt = \rho \frac{d\ell}{dS} (j \cdot dS)^2 \cdot dt = \rho d\ell \cdot dS \cdot j^2 dt,$$

$$dQ = \rho \cdot j^2 \cdot dV \cdot dt, \quad (31.6)$$

bu yerdan birlik hajmdan birlik vaqt ichida ajralib chiqayotgan issiqlik miqdorini topamiz:

$$Q_{sol.} = \frac{dQ}{dV \cdot dt} = \rho \cdot j^2 = \rho \cdot (\sigma^2 \cdot E^2)$$

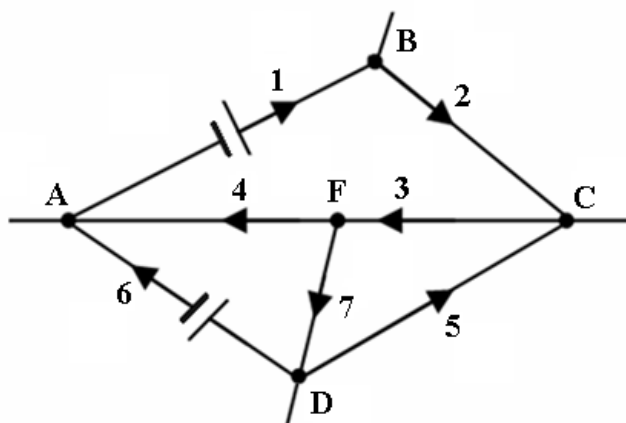
$$Q_{sol.} = \sigma \cdot E^2, \quad (31.7)$$

Bu ifoda *Djoul-Lents qonunining differentsial ko'rinishidir.*

### 32 - §. Kirxgof qoidalari

Amalda murakkab tarmoqlangan zanjirlar bilan ishlashga to'g'ri keladi. 48 - rasmda shunday tarmoqlangan zanjir tasvirlangan.

Bu zanjirda 7 ta zanjir qismlari va beshta *A, B, C, D, F* tarmoqlanish tugunlari mavjud bo'lib, bu nuqtalarda 3 tagacha o'tkazgichlar (simlar) tutashadi. Zanjirning 7 ta qismlari tarkibida  $r_1, r_2, \dots, r_7$  qarshiliklar va  $\varepsilon_1, \varepsilon_2, \dots, \varepsilon_7$  manbalar mavjuddir.



**48 - rasm. Murakkab elektr zanjirida o'tkazgichlarning tutashish nuqtalari**

Zanjirning barcha qismlarida tok kuchini hisoblashga harakat qilamiz. Tarmoqlanish tugunlaridan 7 - sini olamiz. Bu nuqtada  $i_3, i_4,$

toklar oqadigan 3, 4 va 7 zanjirning qismlari tutashadi. 7 - nuqtaga keluvchi  $i_3$  tokning ishorasini musbat, nuqtadan tarqaluvchi  $i_4$  va  $i_7$  toklar ishorasini manfiy, deb hisoblaymiz.

Birlik vaqt ichida 7 – tugunga keluvchi zaryadlar miqdori yuqorida keltirilgan toklarning algebraik yig'indisiga tengdir  $i_3 - i_4 - i_7$ . Agarda zanjirda toklar doimiy bo'lsa, natijaviy tok nolga teng bo'ladi, chunki, aks holda kuzatilayotgan nuqta potentsiali vaqt bo'yicha o'zgargan bo'lar edi. Bu qoida zanjirning barcha tarmoqlanish nuqtalariga taalluqlidir.

Shu sababli, elektr zanjirning tuguniga keluvchi toklarning algebraik yig'indisi tugundan chiquvchi toklarning algebraik yig'indisiga teng bo'ladi va shu nuqtadagi natijaviy tok qiymati nolga teng bo'ladi:

$$\sum_{i=1}^n i_k = 0, \quad (32.1)$$

Bu ifoda *Kirxgofning birinchi qoidasi* deb ataladi.

Murakkab elektr zanjirning  $A B C F A$  yopiq konturini olamiz. Uning alohida qismlariga zanjirning bir qismi uchun Om qonunini qo'llaymiz. U holda  $A$  va  $V$  nuqtalardagi potentsiallar farqi uchun quyidagiga ega bo'lamiz:

$$U_{AB} = U_A - U_B = i_1 r_1 - \varepsilon_1$$

Zanjirning boshqa qismlariga ham qo'llasak:

$$U_B - U_C = i_2 r_2 - \varepsilon_2,$$

$$U_C - U_F = i_3 r_3 - \varepsilon_3,$$

$$U_F - U_A = i_4 r_4 - \varepsilon_4$$

Bu tengliklarni hadma-had qo'shsak, chap tarafdagi hadlar yig'indisi nolga teng bo'ladi va quyidagi ifodaga ega bo'lamiz:

$$i_1 r_1 + i_2 r_2 + i_3 r_3 + i_4 r_4 = \varepsilon_1 + \varepsilon_2 + \varepsilon_3 + \varepsilon_4$$

Elektr zanjirning istalgan yopiq konturi uchun shunday munosabat doimo o'rinlidir:



$$\sum_{i=1}^n I_i \cdot R_i = \sum_{i=1}^n \mathcal{E}_i , \quad (32.2)$$

Bu *Kirxgofning ikkinchi qoidasi* deb ataladi va uni shunday ta'riflash mumkin: tarmoqlangan elektr zanjirining ixtiyoriy yopiq konturi qismlaridagi tok kuchlarining mos ravishda qarshiliklarga ko'paytmalarining algebraik yig'indisi, shu konturdagi *EYuK*larning algebraik yig'indisiga tengdir.

### Nazorat savollari

1. Zaryadlarning saqlanish qonunini tushuntiring. Kulon qonuni muhitning dielektrik singdiruvchanligiga qanday bog'langan?
2. Elektrostatik maydon va uning asosiy xarakteristikasi, maydon kuchlanganligi va maydon potentsiali nima? Ular orasida qanday bog'lanish mavjud?
3. Elektrostatik maydonning superpozitsiya printsipini tushuntiring.
4. Ostrogradskiy-Gauss teoremasi va ifodasini yozing. Uni har xil sirtlarga tadbiq qilinishini isbotlang. Elektr siljish vektori nima?
5. Elektr sig'imi. Har xil shakldagi kondensatorlarning sig'imlarini hisoblash ifodalarini keltirib chiqaring. Elektrostatik maydon va kondensatorlar energiyasi ifodalarini keltirib chiqaring
6. Elektr toki deb nimaga aytiladi? Uning mavjud bo'lish shartlarini sanab o'ting. Om, Joul-Lents qonunlarining integral va differentsial ko'rinishlari qanday bo'ladi?
7. Metallarning klassik elektron nazariyasi va uning asosida Om va Joul - Lents qonunlarini keltirib chiqaring?
8. Elektr yurituvchi kuch nima? Kirxgof qoidalarini tushuntirib bering.

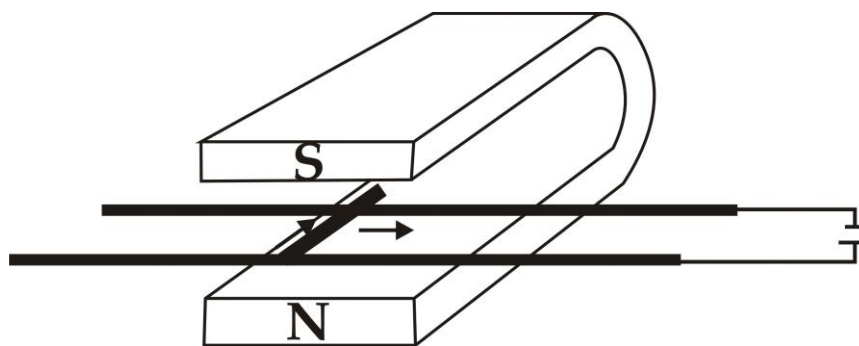
### III Bob. ELEKTROMAGNETIZM

#### 33 - §. Magnit maydoni induktsiyasi. Lorents kuchi

Magnitlarning va toklarning o'zaro ta'sirini uchta tajriba orqali ko'rib chiqamiz:

1. Tok magnit strelkasi ustida joylashgan to'g'ri o'tkazgich bo'ylab o'tayotgan bo'lsin. Bunda, magnit strelkasiga tokning yo'nalishiga bog'liq bo'lgan juft kuchlar ta'sir etadi va magnit strelkasi tokli o'tkazgichga perpendikulyar holda joylashadi.

2. Tok ikkita o'tkazgichni tutashtirib, uning ustida erkin dumalay oladigan tsilindr orqali o'tayotgan bo'lsin (49 - rasm).



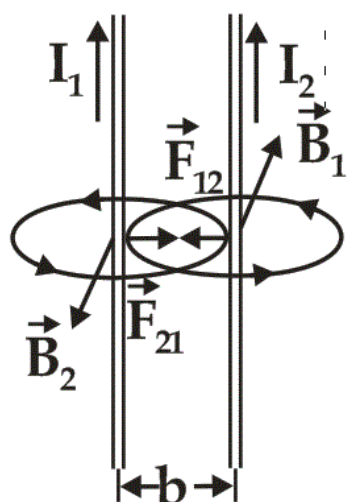
49 - rasm. Magnit maydonida erkin harakatlanadigan tokli tsilindrik o'tkazgich

Tsilindr doimiy magnit qutblari orasiga joylashtirilgan bo'lib, tsilindrni harakatga keltiruvchi kuch tok yo'nalishiga va magnit qutblarining joylashishiga bog'liq bo'ladi.

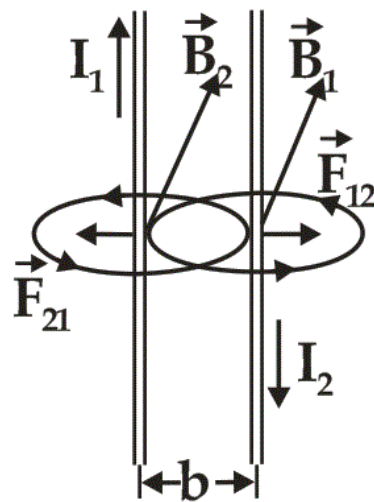
3. Tok o'tayotgan ikkita parallel o'tkazgichlar, ulardagi tok yo'nalishlari bir xil bo'lganda tortishadi, tok yo'nalishlari qarama-qarshi bo'lganda itarishadi (50, 51 - rasmlar). Parallel o'tkazgichlar  $b$  masofada joylashgan, ulardan  $I_1$  va  $I_2$  tok o'tayotgan bo'lsa, o'tkazgichning  $\ell$  uzunlikdagi bo'lagiga ta'sir etuvchi kuchni Xalqaro birliklar tizimida quyidagi tenglama orqali ifodalash mumkin:

$$F = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{2I_1 I_2 \ell}{b}, \quad (33.1)$$

bu yerda  $\mu_0$  – magnit doimiysidir.



**50 – rasm. Tok yo'nalishlari bir xil bo'lgan o'tkazgichlar orasidagi ta'sir etuvchi kuchlar**



**51 – rasm. Tok yo'nalishlari har xil bo'lgan o'tkazgichlar orasidagi ta'sir etuvchi kuchlar**

Tok kuchi XBT da Amperda o'lchanadi. *Amper*, miqdor jihatidan vakuumda bir-biridan 1 metr masofada joylashgan, ikkita parallel tokli o'tkazgichlar orasida  $2 \cdot 10^{-7}$  Nyutonga teng o'zaro ta'sir kuchini hosil qiluvchi tok kuchiga tengdir. Ikkinchi tarafdin, tok kuchi 1 Amper bo'lganda, 1 sekund ichida o'tkazgichning ko'ndalang kesimi yuzasidan o'tayotgan zaryadlar miqdori 1 Kulonga teng bo'ladi.

Agar  $I_1 = I_2 = 1A$ ,  $\ell = b = 1$  m bo'lsa, u holda,

$$F = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{2I_1 I_2 \ell}{b}, \quad (33.2)$$

ifodadan magnit doimiysini hisoblash mumkin

$$\mu_0 = \frac{4\pi b \cdot F}{2I_1 I_2 \ell} = \frac{12,56 \cdot 1 \cdot 2 \cdot 10^{-7} \text{ N}}{2 \cdot 1 \cdot 1 \cdot 1 \text{ A}^2} = 12,56 \cdot 10^{-7} \frac{\text{N}}{\text{A}^2}, \quad (33.3)$$

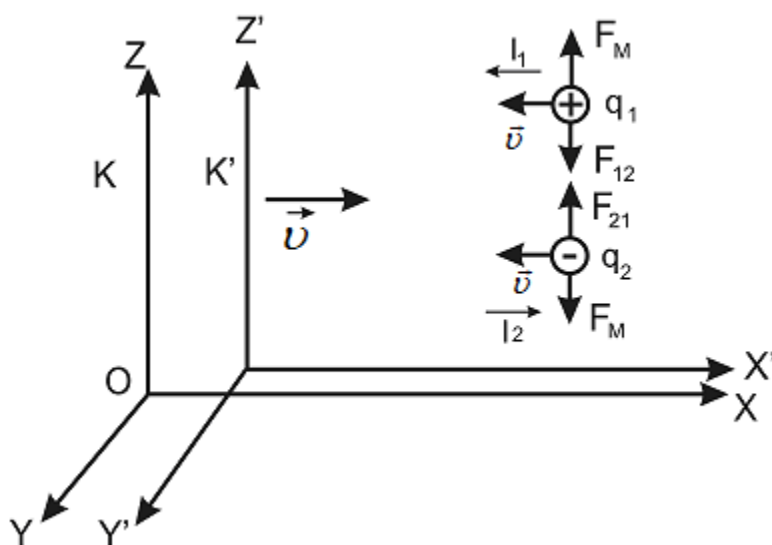
Yaqindan ta'sir nazariyasiga ko'ra, har qanday tokli o'tkazgich (yoki harakatlanuvchi zaryad) qo'shni nuqtalarda, ya'ni o'z atrofida magnit maydonini hosil qiladi. Magnit kuchlarining paydo bo'lishini quyidagicha tushuntirish mumkin: ikkita  $+q_1$  i  $-q_2$  zaryadlar bir -

biridan  $r$  masofada joylashgan bo'lsin (52 - rasm). "Qo'zg'almas"  $K$  sanoq tizimida ular orasida, Kulon qonuniga ko'ra, o'zaro tortishish kuchlari ta'sir etadi:

$$\vec{F}_{12} = -\vec{F}_{21} = \frac{q_1 q_2 \vec{r}}{4\pi\epsilon_0 r^3}, \quad (33.4)$$

O'ng tarafga  $\vec{v}$  tezlik bilan harakatlangan  $K'$  sanoq tizimida bu zaryadlar chap tarafga  $v = -v$  tezlik bilan harakatlanayotgandek tuyuladi. Lorents almashtirishlari ifodalaridan foydalansak, bu  $K'$  tizimda Kulon kuchlari quyidagicha ifodalanadi:

$v$



52 - rasm. Harakatlanuvchi zaryadlarda magnit maydonining hosil bo'lishi

$$\vec{F}' = \frac{q_1 q_2 \vec{r}}{4\pi\epsilon_0 r^3} \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}} = \frac{q_1 q_2 \vec{r}}{4\pi\epsilon_0 r^3 \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} - \frac{q_1 q_2 \vec{r}}{4\pi\epsilon_0 r^3 \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \cdot \frac{v^2}{c^2}, \quad (33.5)$$

Bu ifodaning o'ng tomonidagi birinchi qo'shiluvchi – elektr tortishish kuchlarini, ikkinchisi esa - ancha zaif bo'lib, harakatlanuvchi zaryadlar o'rtasidagi magnit itarish kuchini ifodalaydi.

$$\vec{F}_e' = \frac{q_1 q_2 \vec{r}}{4\pi\epsilon_0 r^3 \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}};$$

$$\vec{F}_m = -\frac{q_1 q_2 \vec{r}}{4\pi\epsilon_0 r^3 \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \cdot \frac{v^2}{c^2}, \quad (33.6)$$

$v \ll c$  bo'lganda magnit kuchlarini, elektr kuchlariga nisbatan hisobga olmasa ham bo'ladi.

Agar elektronlar metall o'tkazgichda harakatlanayotgan bo'lsa, qo'shni o'tkazgichdagi elektronlar orasidagi o'zaro itarish kuchlari, elektronlar va panjaralardagi musbat ionlarning o'zaro tortishish kuchlari bilan muvozanatlashadi, harakatlanuvchi elektronlar orasidagi magnit kuchlari esa qo'shiladi. Elektronlar sonining ko'pligi natijaviy magnit kuchlarini sezilarli bo'lishiga olib keladi. Hosil bo'lgan magnit kuchi – qo'zg'almas sanoq tizimidan, zaryadlar harakatlanayotgan sanoq tizimiga o'tishdagi elektr kuchlarining Lorents almashtirishlari natijasidir.

Magnit doimiysini  $\frac{1}{\epsilon_0 c^2} = \mu_0$  deb belgilab,  $v^2 = (-v')^2$  ekanligini hisobga olib, magnit kuchini quyidagicha yozish mumkin:

$$\vec{F}_m' = q_1 [\vec{v}', \frac{\mu_0 q [\vec{v}' \vec{r}]}{4\pi r^3 \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}] = q_1 [\vec{v}', \vec{B}], \quad (33.7)$$

Bu yerda  $\vec{B} = \frac{\mu_0 q [\vec{v}' \vec{r}]}{4\pi r^3 \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}$  - magnit maydon induksiya vektoridir.

Magnit maydon induksiyasi qo'zg'almas  $q$  zaryaddan  $\vec{r}$  - radius - vektor uzoqlikdagi nuqtadan  $\vec{v}'$  tezlik bilan harakatlanuvchi  $q_1$  zaryadning hosil qilgan magnit maydonini xarakterlovchi kattalikdir.

XBTda magnit maydon induksiya «Tesla» ( $Tl$ ) bilan o'lchanadi va u  $1 N/A \cdot m$  ga tengdir.

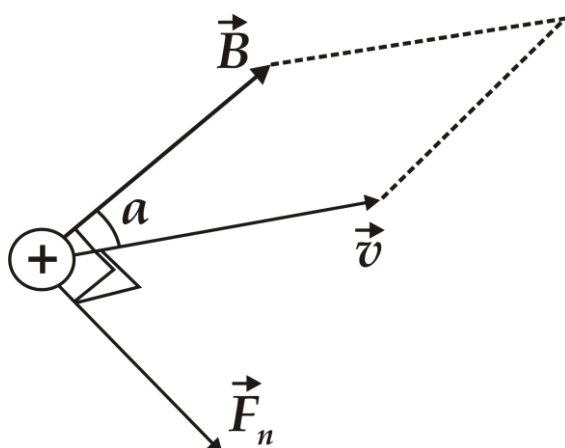
Elektr maydon kuchlanganligi  $\vec{E}$  va magnit maydon induktsiyasi  $\vec{B}$  bo'lgan nuqtada  $v$  - tezlik bilan harakatlanayotgan  $q$  zaryadga ta'sir etuvchi kuch – *Lorents kuchi* deb ataladi va quyidagicha ifodalanadi:

$$\vec{F}_l = q(\vec{E} + [\vec{v}, \vec{B}]) , \quad (33.8)$$

Faqat magnit kuchi bo'lgan holda:

$$\vec{F}_m = q[\vec{v}, \vec{B}] , \quad (33.9)$$

ga teng bo'ladi.



**53 - rasm. Harakatlanayotgan zaryadga ta'sir etuvchi Lorents kuchi**

53 - rasmda zaryadning harakat tezligi va magnit maydon induktsiyasi vektorining yo'nalishlari yotgan tekislikka perpendikulyar bo'lgan  $\vec{F}_n$  - Lorents kuchining yo'nalishi keltirilgan.

### 34 - §. Amper qonuni

Induktsiyasi  $\vec{B}$  bo'lgan magnit maydoniga, uzunligi  $d\ell$ , ko'ndalang kesim yuzasi  $S$  va  $I$  – tok o'tayotgan o'tkazgich joylashtirilgan bo'lsin (54 - rasm).

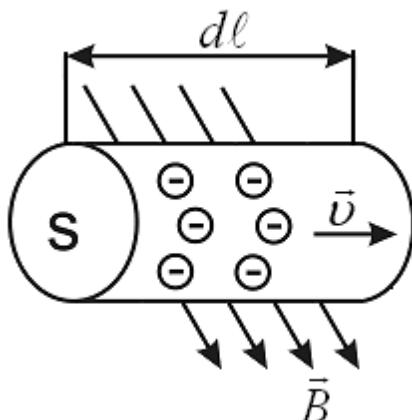
O'tkazgichning birlik hajmida  $n_0$  – elektronlar bo'lib, ular o'rtacha  $v$  – tezlik bilan harakatlanayotgan bo'lsa, ularning har biriga shunday kuch ta'sir qiladi:

$$\vec{f} = -e[\vec{v}, \vec{B}] \quad . \quad (34.1)$$

Barcha elektronlarga ta'sir etuvchi kuch:

$$d\vec{F} = -n_0 S \cdot d\ell \cdot [\vec{v} \cdot \vec{B}] \cdot e$$

bo'ladi.



54 - rasm. V induktsiyali magnit maydonida o'tkazgich

Agarda  $d\vec{\ell}$  vektori  $\vec{v}$  - tezlik yo'nalishga teskari deb hisoblasak

$$d\vec{F} = +n_0 S v e [d\vec{\ell} \cdot \vec{B}] \quad , \quad (34.2)$$

Bu Amper qonunining differentsial ko'rinishidir.

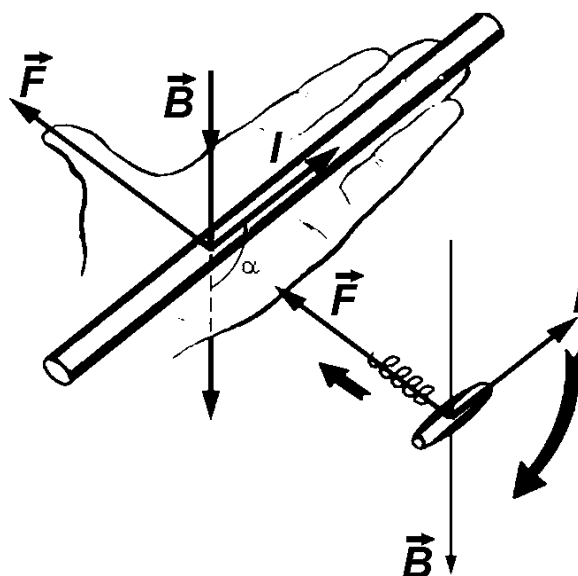
Agar o'tkazgich to'g'ri chiziqli va o'tkazgichning butun  $\ell$  uzunligi bo'yicha  $B = const$  bo'lsa, shu o'tkazgichga ta'sir etuvchi kuch quyidagicha ifodalanadi:

$$\vec{F} = I[\vec{\ell}, \vec{B}] \quad , \quad (34.4)$$

Bu Amper qonunining integral ifodasidir.

Lorents kuchining yo'nalishi chap qo'l qoidasi yoki parma qoidasi bilan aniqlanadi (55 - rasm).

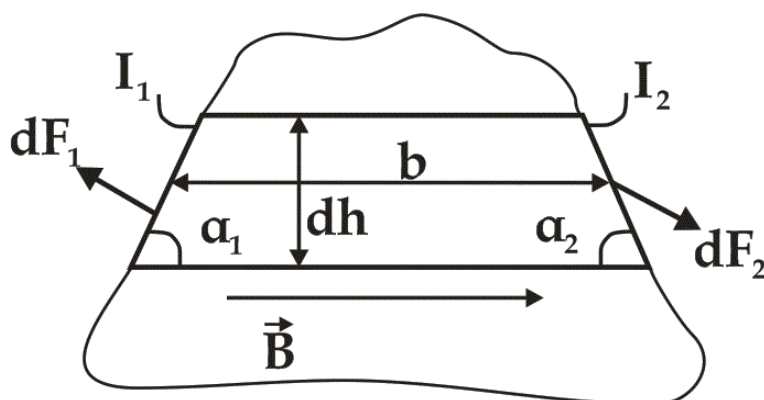
Magnit maydon induktsiyasi  $\vec{B}$  chap qo'lning kaftiga tik yo'nalgan, zaryadning harakat yo'nalishi ko'rsatkich barmoq yo'nalishida bo'lsa, zaryadga ta'sir qiluvchi Lorents kuchi bosh barmoq yo'nalishida bo'ladi.



55 - Rasm. Chap qo'l qoidasi

### Magnit maydonidagi tokli kontur

Induktsiya vektori  $\vec{B}$  bo'lgan bir jinsli magnit maydoniga  $I$  tokli yassi kontur joylashtirilgan, deb hisoblaymiz (56 - rasm).



56 - rasm. Yassi kontur tekisligiga parallel bo'lgan magnit maydonining ta'siri

**1-hol.**  $\vec{B}$  magnit induktsiya vektori kontur tekisligiga paralleldir.

O'tkazgichning  $dl_1$  va  $dl_2$  kesmalar bilan ajratilgan  $dh$  qismini ajratib olaylik. Amper qonuniga binoan ularga qarama-qarshi yo'nalgan juft kuchlar ta'sir etadi. Kesmalarga ta'sir etuvchi kuchlar quyidagicha aniqlanadi.

$$dF_1 = IBdl_1 \sin \alpha_1 = IB \cdot dh \quad , \quad (34.5)$$



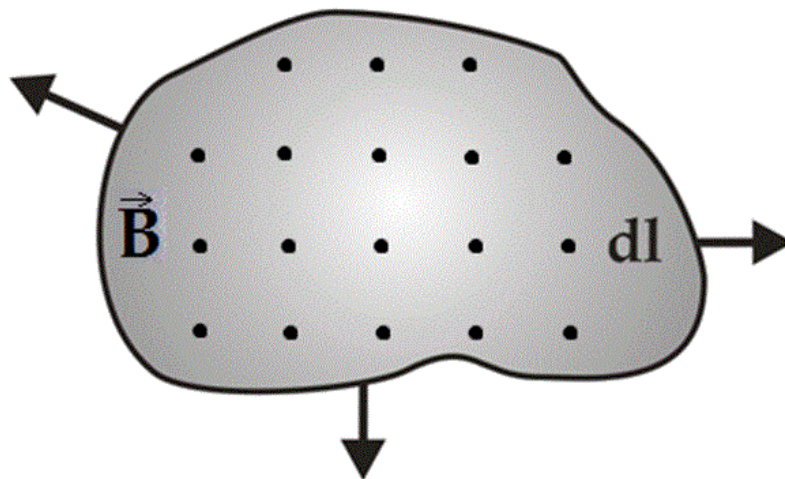
$$dF_2 = IBd\ell_2 \sin \alpha_2 = IBdh \quad , \quad (34.6)$$

Bu kuchlar qarama-qarshi yo'nalgan va aylanish momentini tashkil etuvchi juft kuchlardir:

$$dM = dF_1 \cdot b = IB \cdot b \cdot dh = IB \cdot dS \quad .$$

Bu yerda  $b$  - bo'lakning uzunligi,  $dS$  - esa uning yuzasi. Agar butun kontur yuzasini parallel bo'lakchalarga bo'lsak va ularga ta'sir etuvchi juft kuchlarning kuch momentlarini yig'ib chiqsak, butun konturga qo'yilgan natijaviy kuch momentini hosil qilamiz:

$$M = \int IB \cdot dS = IB \cdot \int dS = IB \cdot S \quad , \quad (34.7)$$



**57 - rasm. Yassi konturga uning tekisligiga perpendikulyar bo'lgan magnet maydonining ta'siri**

**2-hol.** Magnet maydon induksiya vektori kontur tekisligiga perpendikulyar joylashgan (57 - rasm).

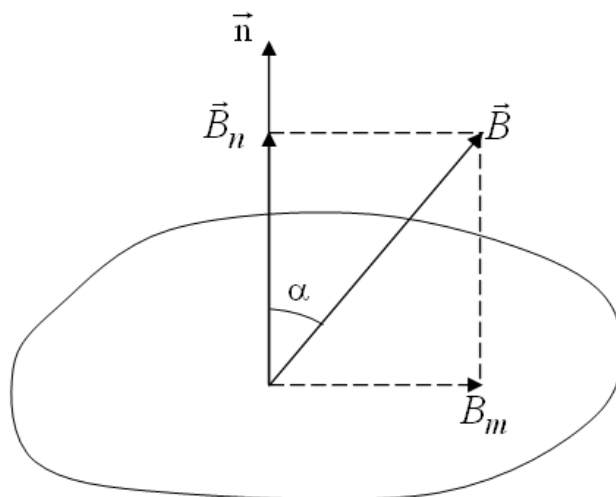
Konturning istalgan kichik bo'lagi ( $d\vec{\ell}$ ) ga ta'sir etuvchi kuch quyidagiga tengdir:

$$d\vec{F} = I[d\vec{\ell} \cdot \vec{B}] \quad , \quad (34.8)$$

bu kuch normal bo'yicha bo'laklarga yo'nalgan bo'ladi va konturni aylantirmay, cho'zadi.

Agar tok kuchi yoki magnit maydon induktsiyasi qarama-qarshi tomonga yo'nalishini o'zgartirsa, bu kuchlarning yo'nalishi o'zgarib, konturni siqadi yoki kengaytiradi.

**Umumiy hol.**  $\vec{B}$  induksiya vektori konturga o'tkazilgan normal bilan  $\alpha$  burchak tashkil qilsa,  $\vec{B}$  vektorni ikkita tashkil etuvchiga ajratamiz (58 - rasm).



**58 - rasm. Istatgan yo'nalishdagi magnit maydonining yassi konturga ta'siri**

Induktsiya vektorining normal tashkil etuvchisi  $\vec{B}_n = \vec{B} \cos \alpha$  konturni cho'zishi yoki siqishi mumkin.

Induktsiya vektorining tangentsial tashkil etuvchisi  $\vec{B}_m = \vec{B} \sin \alpha$  konturga ta'sir etuvchi aylanma momentni hosil qiladi

$$M = I \cdot B \sin \alpha .$$

Vektor ko'rinishida quyidagicha ifodalaymiz:

$$\vec{M} = I \cdot S [\vec{n} \cdot \vec{B}] = [\vec{P}_m \cdot \vec{B}] , \quad (34.9)$$

bu yerda  $\vec{n}$  normal yo'nalishdagi birlik vektor,  $\vec{P}_m = IS\vec{n}$  - tokning magnit momentidir.

$\vec{M} = [\vec{P}_m \cdot \vec{B}]$  - umumiy hol bo'lib, undan 1- va 2- xususiy hollarni olish mumkin

$$(\alpha = \frac{\pi}{2} \text{ va } \alpha = 0)$$

Magnit momenti  $\vec{P}_m$  bo'lgan kichik tokli konturni, muvozanat holatida  $(\vec{P}_m \cdot \vec{B})$  magnit maydonidagi nuqtaga joylashtiramiz va kontur tekisligida yotuvchi ixtiyoriy o'q atrofida  $90^\circ$  burchakka buramiz. Bu holda unga ta'sir etuvchi aylantiruvchi moment maksimal qiymatga erishadi ( $M_{max} = R_m B$ ) va magnit induktsiyasi

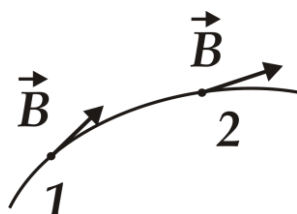
$$B = \frac{M_{max}}{P_m}, \quad (34.10)$$

ga teng bo'ladi. Muvozanat holatda  $V$  ning yo'nalishi kontur tekisligiga normal bo'yicha yo'nalgandir.

Magnit induktsiya vektori  $\vec{B}$  – elektr maydon kuchlanganligi  $\vec{E}$  ga o'xshash magnit maydonining asosiy xarakteristikasidir.

Magnit maydonini ham elektr maydon kuchlanganligi chiziqlariga o'xshash induktsiya chiziqlari orqali grafik usulda tavirlash mumkin.

Magnit induktsiya vektori  $\vec{B}$  har bir nuqtada induktsiya chiziqlariga urinma bo'ylab yo'naladi (59 - rasm).



59 - rasm. Magnit induktsiya vektori

Magnit maydon kattaligi sifatida magnit induktsiya oqimi tushunchasi ham kiritiladi.

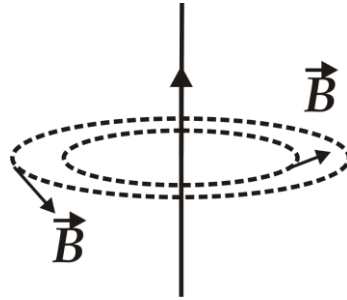
Elementar  $dS$  yuzadan o'tuvchi oqim quyidagi ifoda bo'yicha aniqlanadi:

$$d\Phi = B dS \cos \alpha = B_n dS = (\vec{B} \cdot dS \cdot \vec{n}_1), \quad (34.11)$$

va  $S$  yuzadan o'tuvchi to'liq oqim esa quyidagicha ifodalanadi:

$$\Phi = \int_{(S)} B dS \cos \alpha = \int_{(S)} B_n dS = \int_{(S)} (\vec{B} \cdot d\vec{S} \cdot \vec{n}_1) \quad , \quad (34.12)$$

Elektr kuchi chiziqlaridan farqli ravishda tabiatda magnit zaryadlari bo'lmagani uchun magnit induksiya chiziqlari doimo berk bo'ladi, uning na oxiri, na boshi bo'ladi (60 - rasm).



60 - rasm. Magnit induksiya chiziqlari

Shu sababli ham berk sirt bo'yicha magnit induksiya oqimi doimo nolga tengdir:

$$\oint_{(S)} B_n dS = 0 \quad , \quad (34.13)$$

Bu magnit maydon induktsiyasi uchun *Gauss teoremasidir*. Magnit induktsiyasi oqimi XB tizimida Veberlarda o'lchanadi:

$$1Vb = 1T \cdot m^2 = \frac{1N \cdot m}{A}$$

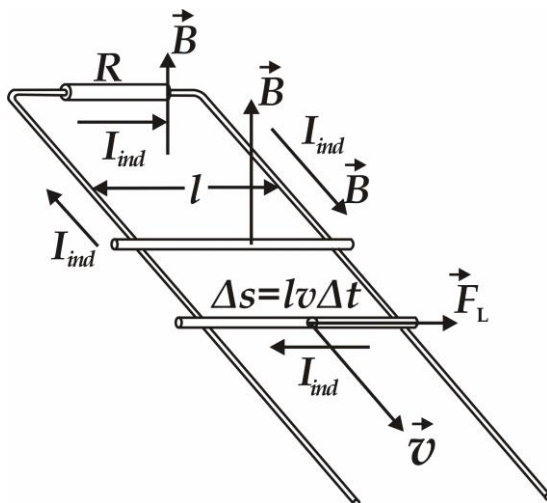
Tsilindr shaklidagi  $\ell$  uzunlikka ega bo'lgan tokli o'tkazgich,  $V$  - magnit induktsiyaga ega bo'lgan magnit maydonida ikkita parallel o'tkazgich ustida, unga ta'sir etuvchi

$$F_A = I \cdot \ell \cdot B \quad , \quad (34.14)$$

Amper kuchi ta'sirida ( $db$ ) masofaga siljisin (61 - rasm). Bu kuchning bajargan ishi quyidagicha ifodalanadi:

$$A = Fdb = I \cdot \ell \cdot Bdb = I \cdot B \cdot \Delta S = I \cdot \Delta \Phi \quad , \quad (34.15)$$

bu yerda  $\Delta S$  – magnet induksiya chiziqlarini tokli o'tkazgich kesib o'tgan yuza,  $\Delta F$  – shu yuzani kesib o'tuvchi magnet induksiya vektori oqimining o'zgarishidir.



61 - rasm. Tokli tsilindr o'tkazgichga magnet maydoni ta'siri

Bu ifoda har qanday zanjirda magnet oqimi o'zgarishi natijasida sodir bo'ladigan o'zgarishlar uchun o'rinlidir.

### 35 - §. Bio-Savar-Laplas qonunining differentsial va integral ko'rinishlari

Magnet maydonini xarakterlovchi asosiy kattalik - magnet induksiyasidan tashqari, ikkinchi kattalik - magnet maydon kuchlanganligi tushunchasi kiritiladi.

Ular bir-biri bilan quyidagicha bog'langandir:

$$\vec{H} = \frac{\vec{B}}{\mu\mu_0} \text{ yoki } \vec{B} = \mu\mu_0 \vec{H} \quad , \quad (35.1)$$

XB tizimida magnet maydon kuchlanganligining o'lchov birligi

$$1 \frac{N}{A \cdot m} : 1 \frac{N}{A^2} = 1 \frac{A}{m}$$

ga tengdir.

$\vec{v}$  - tezlik bilan harakatlanayotgan  $q$  zaryadning  $\vec{r}$  masofada joylashgan nuqtada hosil qilgan magnit maydon kuchlanganligi quyidagicha ifodalanadi:

$$\vec{H} = \frac{\vec{B}}{\mu_0} = \frac{q \left[ \vec{v} \cdot \vec{r} \right]}{4\pi r^3 \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}, \quad (35.2)$$

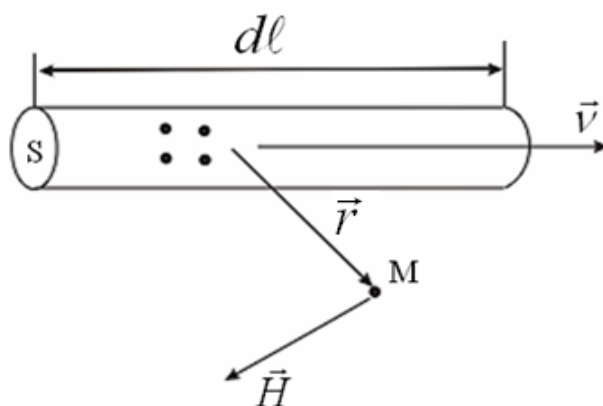
Shu zaryadning o'sha yerda hosil qilgan elektr maydon kuchlanganligini ifodalaymiz:

$$\vec{E} = \frac{\vec{F}_2}{q} = \frac{q \cdot \vec{r}}{4\pi\epsilon_0 r^3 \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}, \quad (35.3)$$

(35.3) - ifodadan foydalanib (35.2) - ifodani quyidagicha yozish mumkin (*Ersted* ifodasi):

$$\vec{H} = \frac{q \left[ \vec{v} \cdot \vec{r} \right]}{4\pi r^3 \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} = \left[ \vec{v} \cdot \epsilon_0 \cdot \vec{E} \right], \quad (35.4)$$

Endi elektromagnetizmning asosiy qonunlaridan birini ifodalashga harakat qilamiz.



**62 - rasm. Tokli o'tkazgichning  $M$  nuqtadagi magnit maydon kuchlanganligi**

Uzunligi  $dl$  va ko'ndalang kesimi  $S$  bo'lgan metall o'tkazgichda bir xil tezlik bilan  $nS \cdot dl$  zaryadlangan zarrachalar harakat qilayotgan bo'lsin (62 - rasm). Ularning har biri  $ye$  zaryadga ega bo'lib,  $\vec{r}$  radius - vektorli  $M$  - nuqtada quyidagi magnit maydon kuchlanganligini hosil qiladi:

$$\vec{H} = \frac{e \vec{p} \cdot \vec{r}}{4\pi r^3 \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}, \quad (35.5)$$

Shu nuqtada barcha zaryadlar quyidagi natijaviy magnit maydon kuchlanganligini hosil qiladi:

$$d\vec{H} = \frac{n \cdot S \cdot dl \cdot e \vec{p} \cdot \vec{r}}{4\pi r^3 \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}, \quad (35.6)$$

Agar,  $\vec{v}$  - vektor va  $dl$  skalyar kattaliklarni  $v$  - skalyar va  $d\vec{\ell}$  vektor kattaliklarga almashtirsak, quyidagiga ega bo'lamiz:

$$d\vec{H} = \frac{n \cdot S \cdot v \cdot e \vec{\ell} \cdot \vec{r}}{4\pi r^3 \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}$$

Zarrachalar harakati tezligi  $v \ll c$  bo'lsa va  $r$  o'rniga o'rtacha radius- vektor qiymatidan foydalansak:

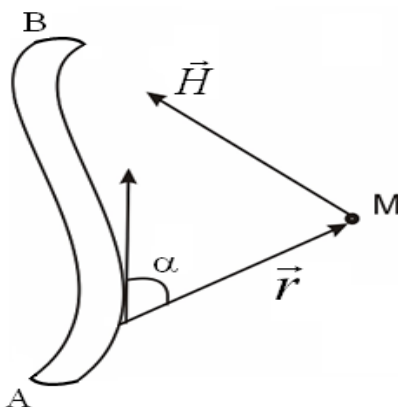
$$\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}} \approx 1, \quad I = n \cdot S \cdot v \cdot \ell,$$

$$d\vec{H} = \frac{I \cdot \vec{\ell} \cdot \vec{r}}{4\pi r^3}, \quad (35.7)$$

ga ega bo'lamiz. Bu *Bio-Savar-Laplas qonunining differentsial ko'rinishidir.*

Chegaralangan uzunlikdagi o'tkazgich kesimidan oqayotgan tokning  $M$  nuqtada hosil qilgan magnet maydon kuchlanganligini, kesimning  $A$  va  $B$  nuqtalari chegarasida (34.7) ifodani integrallash bilan topamiz (63 - rasm):

$$\vec{H} = \frac{I}{4\pi} \int_A^B \frac{1}{r^3} \vec{dl} \cdot \vec{r} \quad (35.8)$$

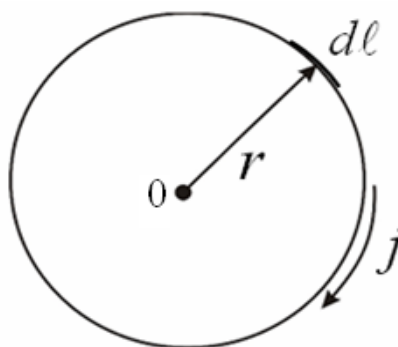


63 - rasm. Chegaralangan uzunlikdagi o'tkazgich magnet maydon kuchlanganligi

Bu *Bio-Savar-Laplas qonunining integral ko'rinishidir*. Hisoblash qulay bo'lishi uchun (35.8) - ifodani quyidagicha skalyar ko'rinishda yozish mumkin:

$$H = \frac{I}{4\pi} \int_A^B \frac{dl \cdot \sin \alpha}{r^2} \quad (35.9)$$

**1 - misol.** Aylana ko'rinishdagi tokli o'tkazgichning markazida hosil bo'ladigan magnet maydon kuchlanganligini aniqlab ko'ramiz (64 - rasm).



64 - rasm. Aylana shaklidagi tokli o'tkazgich

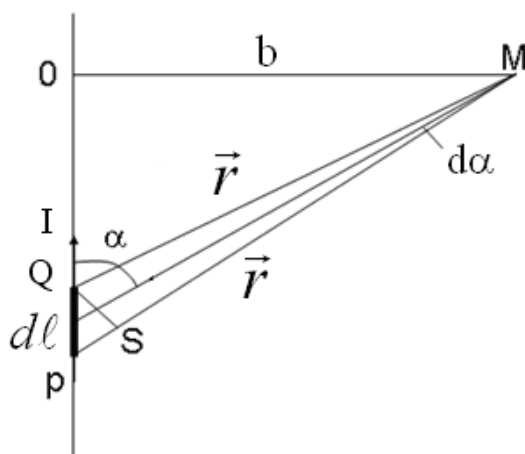


O'tkazgich bo'laklarini hosil qilgan magnit maydon kuchlanganligi bir xil yo'nalishda bo'lgani sababli, ularning yig'indisini skalyar ko'rinishda quyidagicha yozish mumkin,  $d\vec{\ell} \perp \vec{r}$  bo'lganligi uchun  $\sin\alpha = 1$  ga teng

$$H = \frac{I}{4\pi r^2} \int_{\ell} d\ell = \frac{I}{4\pi r^2} \cdot 2\pi r = \frac{I}{2r}, \quad (35.10)$$

**2 - misol.** To'g'ri chiziqli, uzunligi cheksiz bo'lgan o'tkazgichdan  $b$  masofada joylashgan  $M$  nuqtada maydon kuchlanganligini hisoblab ko'ramiz (65 - rasm). Bu yerda ham o'tkazgich elementlari hosil qilgan magnit maydon kuchlanganligi yo'nalishlari bir xildir.

ROM uchburchakdan  $r = \frac{b}{\sin\alpha}$  ekanligini topamiz.  $QS$  kesma  $r$  radiusning kichik yoyi deb bilsak, u  $QMS$  kichik burchak yoki  $d\alpha$  burchakka yondashadi. U holda  $QS = r \cdot d\alpha$  ga teng bo'ladi.

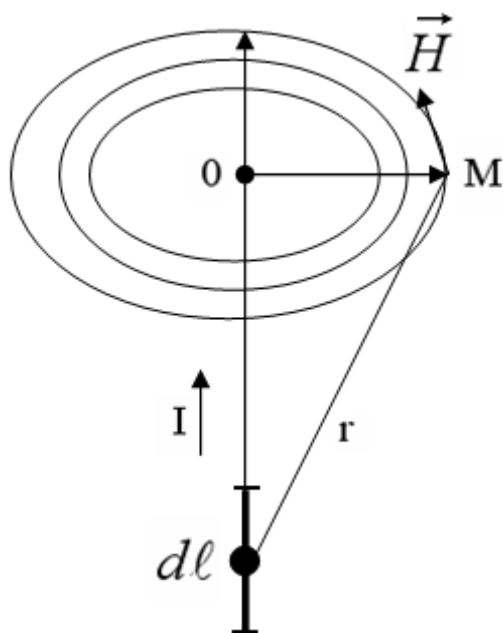


65 - rasm. Uzunligi cheksiz bo'lgan tokli o'tkazgichning magnit maydon kuchlanganligi

Ikkinchi tarafdan  $PQS$  uchburchakdan  $dl$  gipotenuza  $QS$  katet bilan quyidagicha bog'langan

$$PQ = dl, \quad QS = dl \sin\alpha$$

$$rd\alpha = dl \cdot \sin\alpha, \quad dl = \frac{rd\alpha}{\sin\alpha} = \frac{bd\alpha}{\sin^2\alpha}$$



**66 - rasm. Tokli o'tkazgichning magnit maydon kuchlanganligining yo'nalishi**

O'tkazgich uzunligi cheksiz bo'lganligi uchun integrallash chegarasi  $\alpha = 0$  dan  $+\pi$  orasida bo'ladi.

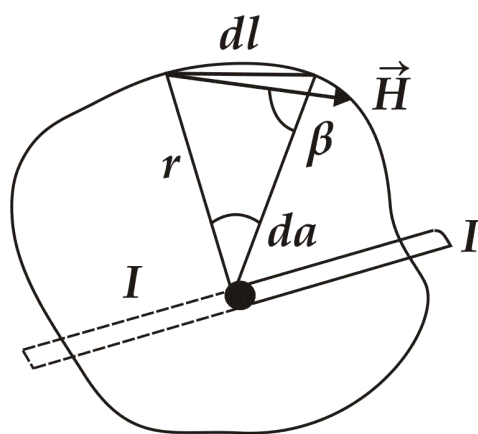
$$H = \frac{I}{4\pi b} \int_0^{\pi} \sin d\alpha = \frac{I}{4\pi b} (-\cos \alpha) \Big|_0^{\pi} = \frac{I}{2\pi b} , \quad (35.11)$$

Magnit maydon kuchlanganligi yo'nalishi  $d\vec{\ell}$  va  $\vec{r}$  vektorlar joylashgan tekislikka perpendikulyardir (66 - rasm).

### 36 - §. Magnit induktsiyasi vektori tsirkulyatsiyasi

$I$  tokli, to'g'ri chiziqli uzun o'tkazgichga perpendikulyar joylashgan yopiq yassi konturni tasavvur etamiz (67 - rasm). Konturda tokli o'tkazgichdan  $r$  masofada joylashgan  $d\ell$  elementar kesmani olamiz. Tokning magnit maydon kuchlanganligi  $d\ell$  kesma nuqtalarida radius-vektorga perpendikulyar joylashgan bo'lib,  $d\ell$  kesma bilan  $\beta$  burchak tashkil etadi.

$$H = \frac{I}{2\pi r} , \quad H_{\ell} = H \cos \beta$$



67 - rasm. To'g'ri chiziqli o'tkazgichga perpendikulyar joylashgan yassi kontur

$\vec{H}_\ell$  - magnit maydon kuchlanganligi  $\vec{H}$  ning  $d\vec{\ell}$  yo'nalishga proektsiyasidir,  $d\ell_\perp = dl \cdot \cos \beta = dl$  kesmaning  $\vec{H}$  - yo'nalishga proektsiyasidir. Ikkinchi tarafdin  $d\ell_\perp$  yoyning uzunligi  $r d\alpha$  ga teng. Bu holda,

$$H_\ell dl = H \cdot \cos \beta \cdot dl = H dl_H = Hr \cdot d\alpha$$

$$H \cdot r d\alpha = \frac{I}{2\pi r} \cdot r \cdot d\alpha = \frac{I d\alpha}{2\pi} , \quad (36.1)$$

(36.1) - ifodani yopiq kontur uzunligi bo'yicha integrallaymiz

$$\oint H_\ell dl = \oint \frac{I \times da}{2\pi} = \frac{I}{2\pi} \times 2\pi = I , \quad (36.2)$$

Agar, yopiq kontur ichidan bir nechta o'tkazgichlar o'tsa, u holda  $I$  - barcha o'tkazgichlardan o'tayotgan toklar yig'indisiga tengdir.

$$\oint H_\ell dl = \sum I_i = I , \quad (36.3)$$

Bu ifoda magnit maydon kuchlanganligi vektorining yopiq kontur bo'yicha tsirkulyatsiyasi deb ataladi.

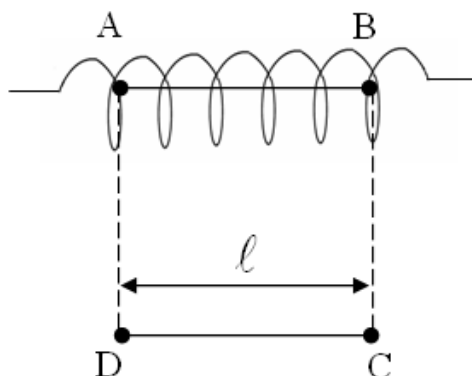
Magnit maydon induktsiyasi vektorining tsirkulyatsiyasi quyidagicha ifodalanadi:

$$B = \mu_0 H \quad , \quad \oint B_l dl = \mu_0 I \quad , \quad (36.4)$$

Elektrostatik maydon kuchlanganligi vektorining yopiq kontur bo'yicha tsirkulyatsiyasi nolga teng va u potentsial xarakterga ega edi.

(36.3) va (36.4) ifodalardan ko'rinadiki, tokning magnit maydoni uchun kuchlanganlik va induksiya tsirkulyatsiyasi nolga teng emas, shuning uchun magnit maydon uyurmali yoki solenoid ko'rinishli xarakterga egadir. Bu maydonda ma'lum bir nuqtadagi potentsial har xil qiymatlarga ega bo'ladi.

Bir tekis o'ralgan o'ramali va to'g'ri chiziqli uzun solenoidning ichida magnit maydon kuch chiziqlari solenoid o'qiga parallel yo'nalgan deb hisoblaymiz (68 - rasm).



68 - rasm. To'g'ri chiziqli solenoid

Shunday solenoid uchun magnit maydon kuchlanganligi  $\vec{H}$  miqdorini topishga urinib ko'ramiz.

$ABCD$  - to'g'ri burchakli yopiq konturni olamiz. Konturning  $AV$  qismi solenoid ichida bo'lib, maydon kuch chiziqlariga paralleldir.

Magnit maydon kuchlanganligi ( $\vec{H}$ ) yopiq kontur bo'yicha tsirkulyatsiyasini konturning alohida bo'laklariga tegishli to'rtta integral ko'rinishda olamiz:

$$\oint H_l dl = \int_{AB} H_l dl + \int_{BC} H_l dl + \int_{CD} H_l dl + \int_{DA} H_l dl = nI l$$

Bu yerda  $l$  -  $AB$  va  $CD$  bo'laklar uzunligi,  $n$  - o'ramlar zichligi,  $n l$  - o'ramlar soniga tengdir.

Solenoid tashqarisidagi katta masofada maydon kuchlanganligi juda kichikdir, shuning uchun  $CD$  bo'lakda u nolga teng.  $BC$  va  $DA$  bo'laklar kuch chiziqlariga perpendikulyar bo'lgani uchun  $\vec{H}$  ham nolga tengdir.  $VS$  va  $DA$  bo'laklarga  $H\ell$  ning proektsiyasi ham nolga tengdir. Shu sababli to'rtta integraldan faqat bittasi

$$\oint_{AB} H_l dl$$

nolga teng emas.  $AV$  bo'lakning nuqtalarida  $H_\ell$  o'zgarmas bo'ladi

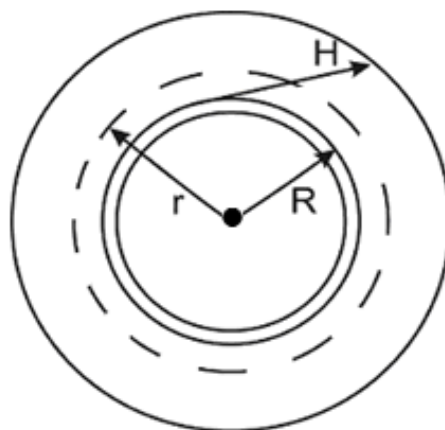
$$H_\ell = H = const$$

natijada

$$\oint H_l dl = H \oint_{AB} dl + H\ell + n\ell l, \quad (36.5)$$

$N$  ta o'ramli solenoidni bukib, halqa shakliga keltirsak – toroid hosil bo'ladi (69 - rasm).  $r$  – toroidning o'rta chizig'ining radiusi,  $n$  – toroidning birlik uzunligidagi o'ramlar soni.

Toroid magnet maydoni kuch chiziqlari aylana ko'rinishida bo'ladi.



**69 - Rasm. Toroid**

$\vec{H}$  vektor istalgan nuqtada maydon kuch chiziqlariga urinma bo'ylab yo'nalgan, shu sababli

$$H_\ell = H = const .$$

$R$  radiusli konturni olamiz. Toroiddagi simlar o'ramining soni  $n \cdot 2\pi r$  ga teng va barcha kuch chiziqlari konturni sizib o'tadi.

Tsirkulyatsiya ifodasiga asosan:

$$\oint H_l dl = H \oint dl = H 2\pi R = n 2\pi r I, \quad (36.6)$$

bu yerdan

$$H = \frac{r}{R} n \cdot I, \quad (36.7)$$

Agar toroid juda tor bo'lsa,

$$\frac{r}{R} = 1$$

ga tengdir. U holda

$$H = n l$$

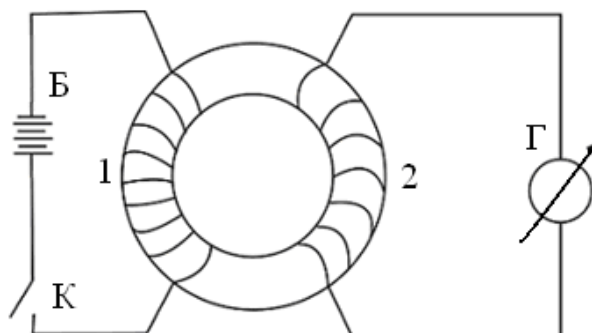
ga teng bo'ladi.

\

### 37 - §. Faradeyning elektromagnit induksiya hodisasi.

#### Lents qonuni

Elektromagnit induksiya hodisasi hozirgi zamon fizikasi va texnikasining eng muhim hodisalaridan biri bo'lib, u Faradey tomonidan 1831 yilda ochilgan. Faradey o'tkazgan tajribalaridan birida temir halqa olib, unga ko'p o'ramlardan iborat bo'lgan ikkita mis cho'lg'am o'radi: 1 - cho'lg'am uchlariga tok manbai bilan K kalit ulangan bo'lib, ikkinchisiga galvanometr ulangan (70 - rasm)..



70-rasm. Ikki cho'lg'amli transformator

Birinchi cho'lg'amda kalit ulanib, tok hosil bo'lganda, ikkinchi cho'lg'amda tok impulsi hosil bo'lgan va galvanometr mili bir tomonga og'a boshlagan va juda tez nolga qaytgan. Birinchi cho'lg'am kaliti uzilganda ham ikkinchi cho'lg'amda tok impulsi hosil bo'lib, galvanometr mili teskari tarafga og'ib, yana juda tez nolga qaytgan.

Ko'p sonli tajribalardan quyidagi qonuniyatlar aniqlangan:

Vaqt bo'yicha o'zgaradigan tashqi magnit maydonida joylashgan o'tkazgichda *elektr yurituvchi kuch* paydo bo'ladi.

Agar o'tkazgich yopiq bo'lsa, unda induktsiyaviy tok hosil bo'ladi. O'tkazgichda *induktsiya hisobiga* hosil bo'lgan *EYuK* kattaligi shu o'tkazgichni kesib o'tuvchi magnit induktsiyasi oqimining o'zgarish tezligiga proporsionaldir:

$$\varepsilon_U = -\frac{d\Phi}{dt}, \quad (37.1)$$

Bu ifoda *Faradey-Maksvell qonuni* deb ataladi.

Yopiq zanjirni kesib o'tuvchi magnit induktsiyasi oqimining o'zgarishini, shu zanjir atrofidagi magnit maydonini o'zgartirish yoki yopiq o'tkazgichni vaqt bo'yicha o'zgarimas magnit maydonida siljitish hisobiga hosil qilish mumkin.

Birinchi holda, elektr va magnit maydonlarining, Maksvell kashf etgan o'zaro ta'siriga asosan, ya'ni magnit maydonining istalgancha o'zgarishi, elektr maydonining hosil bo'lishiga olib keladi va aksincha.

Ikkinchi holda esa, o'tkazgichdagi erkin elektronlar harakatga kelib induktsiyaviy elektr tokini hosil qiladi.

Elektromagnit induktsiya qonunini energiyaning saqlanish qonuniga asoslanib keltirib chiqarish mumkin.

31-mavzudagi 61 - racmga qaytamiz.

$\ell$  uzunlikdagi o'tkazgich qisqa vaqt ichida, magnit maydon ta'sirida,  $db$  kichik masofaga siljigan bo'lsin. Bu holda tok manbai bajargan ish

$$dA = \varepsilon I \cdot dt, \quad (37.2)$$

ga teng bo'ladi. Boshqa tarafdin, sarflangan energiya ikki qismdan iborat bo'ladi.

a) Djoul-Lents qonuniga asosan o'zkazgichda issiqlik ajralishiga

$$I^2 R \cdot dt, \quad (37.3)$$

va **b)** magnit maydonida  $F = I\ell B$  kuch ta'sirida o'tkazgichni siljitishda bajarilgan ishdan iborat bo'ladi.

$$F \cdot db = I\ell \cdot db \cdot B = I \cdot B \cdot dS = I \cdot d\Phi, \quad (37.4)$$

bu yerda  $R$  - zanjir qarshiligi. Energiyaning saqlanish qonuniga asosan

$$\varepsilon \cdot I \cdot dt = RI^2 \cdot dt + I \cdot d\Phi, \quad (37.5)$$

bu ifodaning ikki tarafini  $I dt$  ga bo'lsak,

$$\varepsilon = RI + \frac{d\Phi}{dt}, \quad (37.6)$$

ga ega bo'lamiz. Bu yerdan

$$I = \frac{\varepsilon - \frac{d\Phi}{dt}}{R} = \frac{\varepsilon + \varepsilon_U}{R}, \quad (37.7)$$

Manbaning  $\varepsilon$  *EYuK* dan tashqari *induktsiyaviy EYuK* deb ataluvchi qo'shimcha *EYuK* ham ta'sir etadi:

$$\varepsilon_U = -\frac{d\Phi}{dt}, \quad (37.8)$$

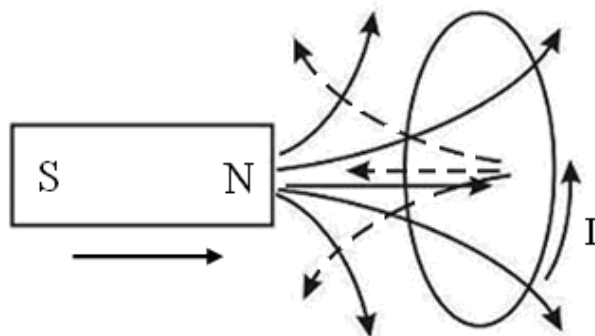
va yana (37.1) - ifodaga ega bo'ldik.

Bu yerda minus ishora, yopiq zanjirni kesib o'tuvchi  $\left(\frac{d\Phi}{dt} > 0\right)$  oqim ortishi bilan induktsiyaviy *EYuK* manba *EYuK* iga teskari yo'nalgan bo'ladi, oqim kamayganda  $\left(\frac{d\Phi}{dt} < 0\right)$  ikkala *EYuK* larning yo'nalishlari bir xil bo'ladi.

Lents qoidasiga asoslanib induktsiyaviy *EYuK*ning yo'nalishini aniqlash mumkin: induktsiyaviy *EYuK* va tok doimo shunday yo'nalishga ega bo'ladiki, u hosil qilgan magnit maydoni shu tokni vujudga keltiruvchi magnit oqimining o'zgarishiga qarshilik qiladi.



**1-misol.** O'tkazgichdan yasalgan halqaga magnitning shimoliy qutbini yaqinlashtirsak (71 - rasm),



**71 - rasm. Doimiy magnitning halqali o'tkazgichda induktsiyaviy tokni hosil qilishi**

halqada  $I$  induktsiyaviy tok hosil bo'ladi, uning magnit maydoni magnitning shimoliy qutbini itarishga harakat qiladi, ya'ni uni yana yaqinlashishiga to'sqinlik qiladi. Natijada, bu induktsiyaviy tokning magnit kuch chiziqlari halqada o'ngdan chapga tomon yo'nalgan bo'ladi, ya'ni biz tarafda pastdan yuqoriga qarab yo'nalgandir.

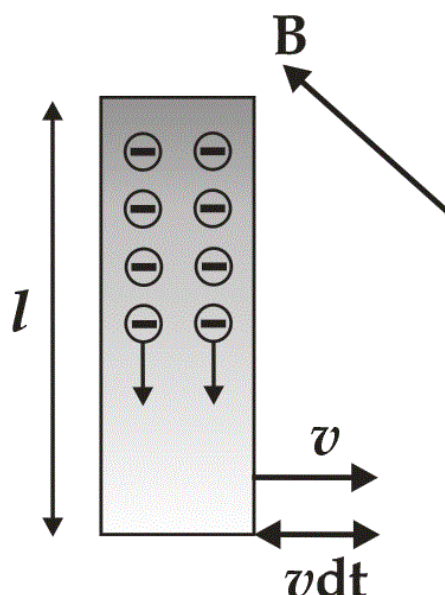
**2-misol.**  $\ell$  uzunlikdagi o'tkazgich, uning uzunligiga perpendikulyar yo'nalishda  $v$  tezlik bilan harakatlansin (72 - rasm).  $B$  induktsiyali magnit maydon harakat yo'nalishi o'tkazgich uzunligiga perpendikulyar bo'lsin. O'tkazgichdagi  $ye$  zaryadli erkin elektronlarning har biri o'tkazgich bilan  $v$  tezlikda harakatlanadi. Ularning har biriga  $f = e\upsilon B$  ga teng Lorents kuchi ta'sir qiladi. Fikran, Lorents kuchini unga teng  $eE = e\upsilon B$  elektr kuchi bilan olmashtiramiz.

$E = v \cdot B$  kattalikni Lorents kuchi maydonining kuchlanganligi deb ataymiz. Bu kuchlanganlik xuddi o'tkazgichning  $\ell$  uzunlikka teng kesmasiga

$$\Delta\varphi = E\ell = \upsilon B\ell$$

potentsiallar farqi qo'yilganday tasavvur etamiz va u induktsiyaviy elektr yurituvchi kuchga tengdir.

$$\varepsilon_U = -\frac{d\Phi}{dt} = -\upsilon B\ell$$



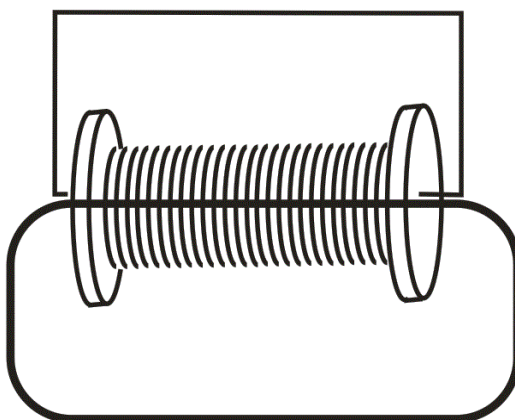
**72 - rasm. Harakat yo'nalishiga perpendikulyar bo'lgan magnit maydonining o'tkazgich elektronlariga ta'siri**

Shunday qilib, o'tkazgichda harakat qilayotgan erkin elektronlarga Lorents kuchining ta'siri (33.1) - ifodasiga olib keladi.

Agar yopiq zanjir  $N$  - ta o'ramlardan iborat bo'lsa va magnit oqimining kuch chiziqlarining har biri shu o'ramlarni kesib o'tsa (73 - rasm), u holda bu oqimning o'zgarishi, zanjirda induktsiyaviy  $EYuK$  ni hosil qiladi:

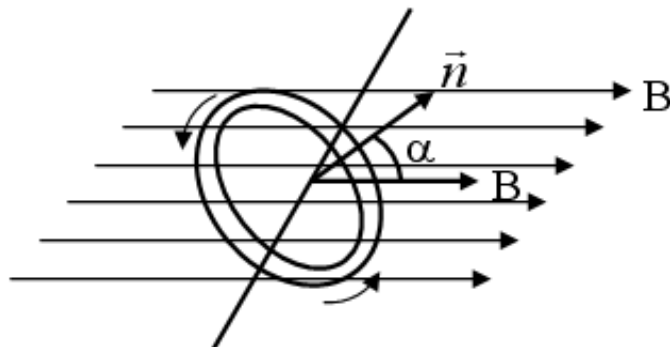
$$\varepsilon_U = -N \frac{d\Phi}{dt} = -\frac{d\psi}{dt}, \quad (37.9)$$

bu yerda  $\psi = NF$  - oqim tutilishi deb ataladi.



**73 - rasm.  $N$  ta o'ramlardan iborat yopiq zanjir**

Kuch chiziqlariga perpendikulyar bo'lgan o'q atrofida,  $V$  induktsiyali bir jinsli magnit maydonida  $\omega$  doimiy burchak tezlik bilan aylanayotgan, har bir  $S$  yuzaga ega bo'lgan  $N$  o'ramlardan iborat ramkaning elektromagnit induktsiyasini ko'rib chiqamiz (74 - rasm)



74 - rasm.  $V$  induktsiyali magnit maydonida aylanayotgan  $N$  o'ramli ramka

Boshlang'ich momentda ( $t = 0$ ), ramka tekisligi  $V$  yo'nalishga perpendikulyar bo'lsin. Bu ramkani kesib o'tuvchi magnit oqimi

$$\Phi_0 = BS$$

dan borat.  $t$  momentda esa, u

$$\Phi = BS \cdot \cos \alpha$$

ga teng bo'ladi. Ramkada magnit oqimining tutilishi

$$\psi = NBS \cdot \cos \alpha$$

ga teng. Induktsiyaviy  $EYUK$  esa, quyidagiga teng bo'ladi:

$$\varepsilon_U = \frac{d\psi}{dt} = NBS \cdot \omega \cdot \sin \omega t = \varepsilon_o \sin \omega t$$

Zanjir qarshiligi  $R$  bo'lsa, ramkadagi induktsiyaviy tok

$$I = \frac{\varepsilon_o}{R} \sin \omega t = I_0 \cdot \sin \omega t , \quad (37.10)$$

ga teng bo'ladi. Bu yerda,  $\varepsilon_0$  va  $I_0$  – induktsiyaviy EYuK va tokning maksimal qiymatlaridir.

(37.10) - ifoda bo'yicha o'zgaruvchi tok, *sinusoidal o'zgaruvchan tok* deb ataladi.

Magnit oqimi tutilishi  $\psi_1$  dan  $\psi_2$  qiymatgacha o'zgarishi uchun ketgan vaqtda zanjir orqali oqib o'tgan  $Q$  zaryad miqdorini hisoblab ko'ramiz:  
 $t$  - vaqt momentida induktsiyaviy tok

$$I = \frac{\varepsilon_U}{R} = -\frac{I}{R} \frac{d\psi}{dt}$$

ga teng.  $dt$  kichik vaqt ichida zanjir orqali  $dQ$  zaryad oqib o'tadi:

$$dQ = -\frac{I}{R} \frac{d\psi}{dt} \cdot dt = -\frac{I}{R} d\psi, \quad (37.11)$$

$\psi_1$  dan  $\psi_2$  gacha intervalda (36.11) - ifodani integrallasak quyidagiga ega bo'lamiz:

$$Q = -\frac{I}{R} \int_{\psi_1}^{\psi_2} d\psi = \frac{\psi_1 - \psi_2}{R} I, \quad (37.12)$$

Magnit maydonining o'zgarishi hisobiga hosil bo'lgan elektr maydon kuch chiziqlari magnit kuch chiziqlarini chirmab oladi.

V induksiya vaqt bo'yicha o'zgargani uchun

$$\frac{\partial B}{\partial t} \neq 0,$$

$\vec{E}$  tsirkulyatsiya vektori, elektrostatik maydon induksiya vektoridan farqli ravishda nolga teng emas.

Shuning uchun bunday elektr maydoni potentsial maydon emas, u uyurmali bo'ladi va bunday maydon nuqtalarida potentsial bir xil qiymatga ega bo'lmaydi. Kuch chiziqlarini boshi va oxiri bo'lmay, ular yopiq chiziqlardan iborat bo'ladi.

### 38 - §. O'tkazgichning induktivligi

Elektr toki oqayotgan har bir o'tkazgich o'zining xususiy magnit maydoni ta'sirida bo'ladi. Tok hosil qilgan magnit oqimi yoki oqim tutilishi, barcha sharoitlarda tok kuchiga proporsionaldir:

$$\psi = LI , \quad (38.1)$$

bu yerda  $L$  - proporsionallik koeffitsienti - o'tkazgichning induktivligi deb ataladi. O'tkazgichning induktivligi uning shakli, o'lchami va magnit singdiruvchanlikka bog'liqdir.

O'tkazgichda magnit maydonining o'zgarishi unda induksiya elektr yurituvchi kuchini qo'zg'atadi va u o'zinduksiya EYuK deb ataladi.

(38.1) – ifodadan ko'rinib turibdiki, o'zinduksiya EYuK ni vujudga kelishi o'tkazgichda tok kuchining yoki o'tkazgich induktivligining o'zgarishi hisobiga sodir bo'ladi. Bu o'zgarishlarda, konturda hosil bo'ladigan o'zinduksiya EYuK  $\varepsilon$  quyidagiga tengdir:

$$\varepsilon_{y3} = -\frac{d\psi}{dt} = -\frac{d(IL)}{dt} = -\left( L\frac{dI}{dt} + I\frac{dL}{dt} \right) , \quad (38.2)$$

Agarda tok kuchi o'zgarishida induktivlik o'zgarmasdan qolsa ( $L = const$ , bu hol faqat moddada ferromagnit xususiyati yo'qligida yuz berishi mumkin), u holda o'zinduksiya EYuK quyidagiga teng bo'ladi:

$$\varepsilon_{y3} = -L\frac{dI}{dt} , \quad (38.3)$$

Bu ifodadagi minus ishora Lents qoidasiga asosan paydo bo'lgan va induksiyaviy tok uni vujudga keltiruvchi sabablarga doimo qarshilik qilish tarafiga yo'nalganligini bildiradi.

XBT da o'tkazgich induktivligining birligi sifatida, o'tkazgichdagi tok kuchi har sekundda 1 A ga o'zgarganda 1 Vb ga teng  $\psi$  - magnit oqimi tutilishini hosil qila oladigan induktivlik qabul qilingan:

$$1Gn = 1\frac{Vb}{A}\left(\frac{Veber}{Amper}\right) , \quad (38.4)$$

(38.3) - ifodadan  $1Gn = 1 V/s/A$  ga teng bo'ladi.

### 39 - §. Solenoidning induktivligi

Uzunligi diametridan katta bo'lgan solenoid induktivligini hisoblab ko'ramiz.  $I$  tok oqayotganda, solenoid ichida induksiyasi  $B = \mu_0 \mu_n I$  ga teng bo'lgan bir jinsli magnit maydoni hosil bo'ladi.

Har bir o'ramdan o'tayotgan magnit oqimi  $F=BS$  ga teng bo'lib, solenoid bo'yicha to'la magnit oqim tutilishi

$$\psi = N\Phi = n\ell \cdot B \cdot S = \mu_0 \mu_n^2 \ell \cdot S \cdot I , \quad (39.1)$$

ga teng bo'ladi. Bu yerda  $\ell$  - solenoid uzunligi,  $S$  - uning ko'ndalang kesimi yuzasi,  $n$  - birlik uzunlikdagi o'ramlar soni. Solenoidning umumiy o'ramlari soni

$$N = n\ell$$

dan iborat bo'lganda, (39.1) - va (38.1) - ifodalarni solishtirish orqali, uzun solenoid induktivligi ifodasini keltirib chiqarish mumkin:

$$L = \mu_0 \mu_n^2 \ell \cdot S = \mu_0 \mu_n^2 \cdot V , \quad (39.2)$$

bu yerda  $V = \ell \cdot S$  - solenoid hajmi. Bu ifodadan  $\mu_0$  ning o'lchov birligini topishimiz mumkin:

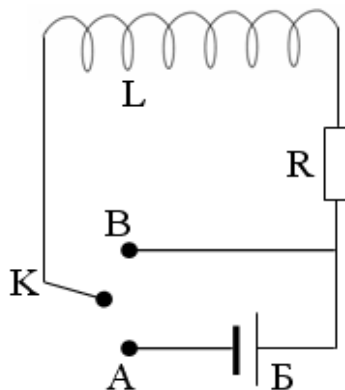
$$\mu_0 = \frac{L}{n^2 \cdot V} , \quad \frac{\text{Genri}}{\text{metr}} \left( \frac{\text{Gn}}{\text{m}} \right)$$

### 40 - §. Zanjirni tok manбайдan uzishda hosil bo'ladigan o'zinduksiya

Katta induktivlikka ega bo'lgan zanjirni tok manбайдan uzishda vujudga keladigan o'zinduksiya hodisasini ko'rib chiqamiz (75 - rasm).

$K$  kalit  $A$  kontaktga ulanganda, zanjirdan miqdori  $Om$  qonuni bilan aniqlanadigan  $I_0$  o'zgarma tok oqa boshlaydi.

$t = 0$  momentda kalitni tok manбайдan uzib,  $V$  kontaktga ulaymiz va yopiq zanjir hosil qilamiz. Tok o'zgarib, kamaya boshlaydi,



75 - Rasm. Katta induktivli elektr zanjiri

zanjirning induktivlik qismida o'zinduksiya  $E_{YuK}$  hosil bo'ladi va tokning kamayishiga qarshilik qilib, uni ma'lum vaqtgacha saqlab qolishga intiladi. Om qonuniga asosan:

$$IR = \varepsilon_{o'z} = -L \frac{dI}{dt}$$

yoki

$$\frac{dI}{dt} = -\frac{R}{L} I ,$$

o'zgaruvchilarni alohida guruhlasak

$$\frac{dI}{I} = -\frac{R}{L} dt , \quad (40.1)$$

ga ega bo'lamiz.

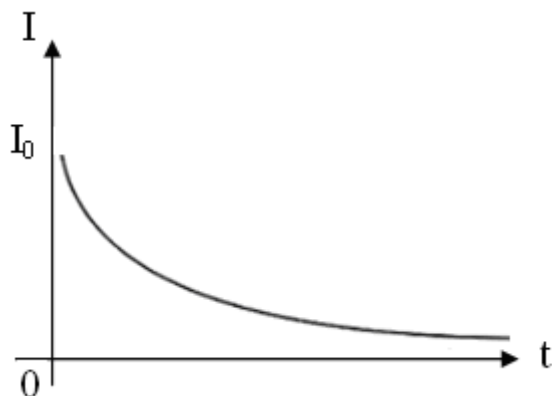
Bu differentsial tenglamaning chap tarafini  $I_0$  dan  $I$  gacha, o'ng tomonini 0 dan  $t$  gacha integrallasak, quyidagiga ega bo'lamiz:

$$\int_{I_0}^I \frac{dI}{I} = -\frac{R}{L} \int_0^t dt \quad \text{yoki} \quad \ln \frac{I}{I_0} = -\frac{R}{L} t .$$

Bu ifodani potentsiallasak

$$I = I_0 e^{-\frac{R}{L} t} , \quad (40.2)$$

ga ega bo'lamiz.



**76 - rasm. Induktivlikka ega bo'lgan elektr zanjirida induktsiyaviy tokning vaqtga bog'liq o'zgarishi**

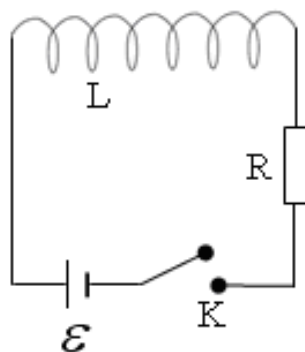
Katta induktivli zanjirni tok manбайдan uzishda xosil bo'lgan tokning vaqt bo'yicha o'zgarish grafigi 76 - rasmda keltirilgan.

Zanjir manбайдan uzilib, yopiq zanjir hosil qilingandan so'ng tokning vaqt bo'yicha o'zgarishi eksponenta bilan xarakterlanadi.

Tok qiymatining nolga tenglashish vaqti  $\frac{R}{L}$  nisbatga bog'liq,  $L$  induktivlik qancha katta bo'lsa, u vaqt shuncha katta bo'ladi.

#### **41 - §. Zanjirni tok manbaiga ulashda hosil bo'ladigan o'zinduktsiya**

Boshlang'ich momentda zanjir ochiq va zanjirdagi tok qiymati nolga teng (77 - rasm).



**77 - Rasm. Induktivlik va qarshilikdan iborat elektr zanjiri**

$t = 0$  vaqt momentida zanjirni manbaga ulasak, undagi tok 0 dan  $I_0$  qiymatgacha orta boradi.



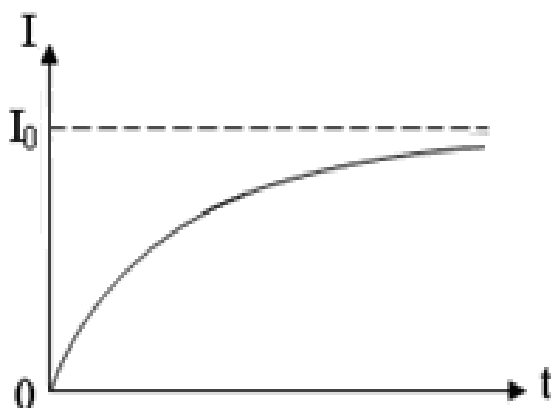
Tokning ortishi (o'zgarishi) qo'shimcha o'zinduktiya  $EYuK$  ni vujudga keltiradi. Om qonuniga asosan, quyidagi ifodani yozishimiz mumkin:

$$IR = \varepsilon + \varepsilon_{o'z} = \varepsilon - L \frac{dI}{dt}$$

Ifodaning barcha qismlarini  $L$  ga bo'lsak

$$\frac{dI}{dt} + \frac{R}{L}I - \frac{\varepsilon}{L} = 0, \quad (41.1)$$

ga ega bo'lamiz. Bu bir jinsli bo'lmagan differentsial tenglamaning yechimi ( $t = 0$  da  $I = I_0$  ga teng bo'lganda)



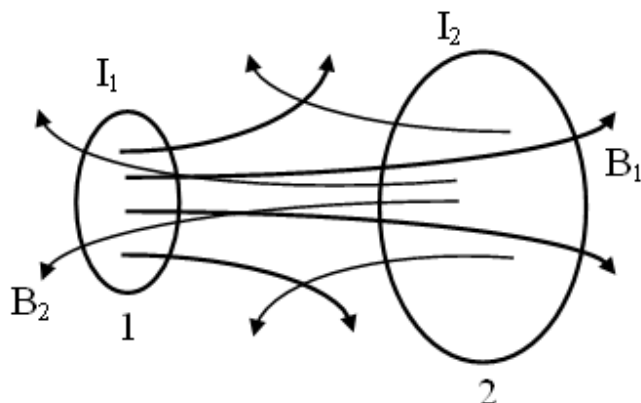
**78 - rasm. Zanjirni tok manbaga ulashda hosil bo'lgan induktsiyaviy tokning vaqtga bog'liq o'zgarishi**

$$I = I_0 \left( 1 - e^{-\frac{R}{L}t} \right), \quad (41.2)$$

dan iboratdir. 78 - rasmda zanjir manbaga ulangandagi tokning o'zgarish grafigi keltirilgan. Tok qiymati eksponentsial ko'rinishda oshib boradi va bunga tegishli vaqt  $\frac{R}{L}$  nisbatga kuchli bog'liqdir.

## 42 - §. O'zaroiduktsiya

79 - rasmda bir-biriga yaqin joylashgan ikkita konturni olamiz.



79 - rasm. Ikkita yopiq kontur orasidagi o'zaroiduktsiya

1 - konturda qandaydir manba orqali  $I_1$  tok oqadi.

Bu tok  $\psi_1 = L_1 I_1$  magnit oqimini hosil qiladi va uning  $\psi_{12}$  qismi 2 - konturni sizib o'tadi.

$$\psi_{12} = L_{12} \cdot I_1 \quad ,$$

$dt$  vaqt ichida  $I_1$  tokni  $dI_1$  qiymatga o'zgartirsak, 2 - konturda o'zinduktsiya EYuK ni hosil qilamiz

$$\varepsilon_{12} = -\frac{d\psi_{12}}{dt} = -L_{12} \frac{dI_1}{dt} \quad , \quad (42.1)$$

Endi esa, konturlar holatini o'zgartirmasdan, 2 - konturga tok manbaini ulab, unda  $I_2$  tok hosil qilamiz. O'z navbatida  $I_2$  tok  $\psi_2 = L_2 I_2$  magnit oqimini vujudga keltiradi. Bu oqimning  $\psi_{21} = L_{21} I_2$  qismi birinchi konturni kesib o'tadi.

$I_2$  tok qiymatini o'zgartirsak, 1 - konturda  $\varepsilon_{21}$  - o'zinduktsiya EYuK hosil bo'ladi:

$$\varepsilon_{12} = -\frac{d\psi_{21}}{dt} = -L_{21} \frac{dI_2}{dt} \quad , \quad (42.2)$$

Agarda konturlarning o'lchamlari va holatlari o'zgarmas saqlansa  $L_{12}$ ,  $L_{21}$  ga teng bo'ladi.

$$L_{21} = L_{12} = M$$

bu yerda  $M$  - ikki konturning o'zaro induksiya koeffitsientidir va uning qiymati ikkita konturning o'zaro bog'lanish darajasini bildiradi.

Bir konturda tokning o'zgarishi ikkinchisida induksiya EYuK ni hosil qilish hodisasi - o'zaro induksiya hodisasi deb ataladi.

$L_{12}$  va  $L_{21}$  koeffitsientlar qiymatlari konturlarning shakli, o'lchamlari va o'zaro joylashishiga bundan tashqari, atrof muhitning magnit singdiruvchanligiga ham bog'liqdir.

Shunday qilib, ikkinchi zanjirda induksiyalangan EYuK qiymati o'zaro induksiya koeffitsienti va birinchi zanjirdagi tokning o'zgarish tezligiga proporsionaldir:

$$\varepsilon = -M \frac{dI}{dt} , \quad (42.3)$$

Bunday induksiya EYuK ning paydo bo'lishi, odatda transformatorlarda kuzatiladi.

### 43 - §. Tokning magnit maydon energiyasi

75 - rasmda keltirilgan chizmani ko'rib chiqamiz.  $I_0$  boshlang'ich tok  $L$  induktivlikli g'altakda magnit maydoni hosil qiladi.  $K$  kalitni  $V$  kontaktga ulanganda zanjirda vaqt bo'yicha so'nuvchi,  $\varepsilon_{o'z}$  - o'zinduksiya EYuK ni tiklab turuvchi  $I$  tok oqa boshlaydi.  $dt$  vaqt ichida bu tokning bajargan ishi quyidagiga teng bo'ladi:

$$dA = \varepsilon_{o'z} \cdot I \cdot dt = -\frac{d\psi}{dt} \cdot I \cdot dt = -I \cdot d\psi , \quad (43.1)$$

Agarda solenoid induktivligi  $I$  tokka bog'liq bo'lmasa ( $L = const$ ), u holda

$$d\psi = L \cdot dI$$

ga teng bo'ladi.

$$dA = -L \cdot I \cdot dI , \quad (43.2)$$

bu ifodani  $I$  dan 0 qiymatgacha integrallasak, magnit maydon yo'qolguncha ketgan vaqt ichida tokning bajarigan ishini baholay olamiz:

$$A = - \int I dI = \frac{LI^2}{2} , \quad (43.3)$$

Magnit maydoni butunlay yo'qolganda, tok oqimi to'xtaydi, bajarilgan ish zanjirda ajralgan issiqlik miqdoriga teng bo'ladi:

$$W_M = \frac{LI^2}{2} , \quad (43.4)$$

bu yerda,  $W_m$  - magnit maydon energiyasidir, u o'tkazgichda (induktivlikda) joylashgan bo'lib, asosan o'tkazgichdan o'tayotgan tokka bog'liqdir ( $L$  - o'tkazgich induktivligi,  $I$  - tok).

Magnit maydon energiyasini

$$I = \frac{H}{n}$$

ifoda yordamida maydon bilan bog'liq bo'lgan kattalik orqali ham ifodalashimiz mumkin:

$$L = \mu_0 \mu n^2 \cdot V , \quad H = nI , \quad I = \frac{H}{n}$$

Shuning uchun:

$$W_M = \frac{\mu_0 \mu H^2}{2} \cdot V , \quad (43.5)$$

ga teng bo'ladi. Bu yerda,  $\mu$  va  $N$  - muhitning magnit sindiruvchanligi va solenoid ichidagi maydon kuchlanganligi,  $V$  - solenoid hajmi.

$$\delta_M = \frac{\mu_0 \mu H^2}{2} - \text{kattalik, magnit maydon energiyasi o'zgarmas}$$

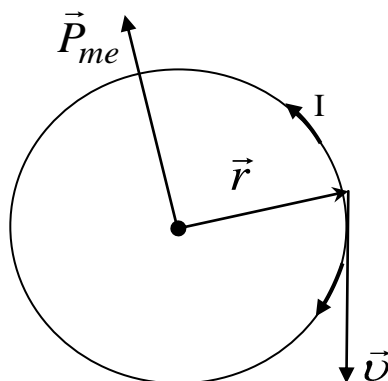
zichlik bilan taqsimlanganligini ko'rsatadi.

## 44 - §. Magnetiklarda magnit maydoni

Tashqi magnit maydonida magnitlanish xususiyatiga ega bo'lgan va atrof - muhitdagi natijaviy magnit maydonini o'zgartira oladigan moddalar – magnetiklar deb ataladi.

Magnetiklarning magnitlanishini Amperning molekulyar toklar to'g'risidagi gipotezasi orqali tushunish mumkin. Klassik fizika tushunchasiga asosan, atomlardagi elektronlar aylana shaklidagi traektoriya – orbita bo'ylab harakatlanadi va orbital tokni hosil qiladilar.

Magnit xususiyatlariga asosan, har bir atom yoki molekulani, yopiq elektron toklar tizimi – molekulyar toklar deb ataladi. Har bir elektron orbital tok  $P_{me}$  magnit momenti bilan xarakterlanadi (80 - rasm).



80 - rasm. Elektronning orbital tok magnit momenti

Bu magnit momenti – elektronning orbital magnit momenti deb ataladi. Bitta elektronning orbital magnit momenti

$$P_{me} = IS$$

ga teng. Bu yerda  $I = e\nu$  - orbital tok,  $ye$  - elektron zaryadi,  $\nu$  - aylanish chastotasi,  $S = \pi r^2$  - orbital tok yuzasi. U holda

$$P_{me} = e\nu\pi r^2, \quad (44.1)$$

Atom va molekuladagi har bir elektron shunday orbital magnit momentiga ega bo'lgani uchun, atom va molekulaning molekulyar toklari hosil qilgan natijaviy magnit momenti elektronlar magnit momentlarining yig'indisiga tengdir:

$$\vec{P}_{mi} = \sum \vec{P}_{me} , \quad (44.2)$$

Magnetiklarning magnitlanishini tavsiflash uchun  $\vec{j}$  - *magnitlanganlik vektori* deb ataladigan kattalik kiritiladi. Bu kattalik magnetikning birlik hajmidagi atom va molekularining orbital magnet momentlari yig'indisiga tengdir:

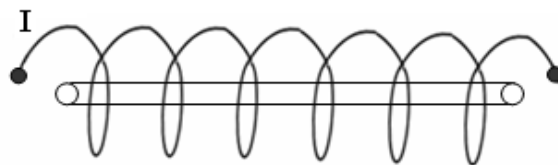
$$\vec{j} = \frac{\sum \vec{P}_{mi}}{\Delta V} , \quad (44.3)$$

bu yerda  $\Delta V$  – magnetikning mumkin bo'lgan eng kichik hajmi va unda magnet maydoni bir jinsli deb hisoblanadi.

Induksiyasi  $\vec{B}_0$  bo'lgan tashqi magnet maydoniga joylashtirilgan magnetikda, induksiyasi  $\vec{B}'$  bo'lgan ichki maydon hosil bo'ladi, shu sababli  $\vec{B}$  - natijaviy magnet maydoni quyidagicha teng bo'ladi:

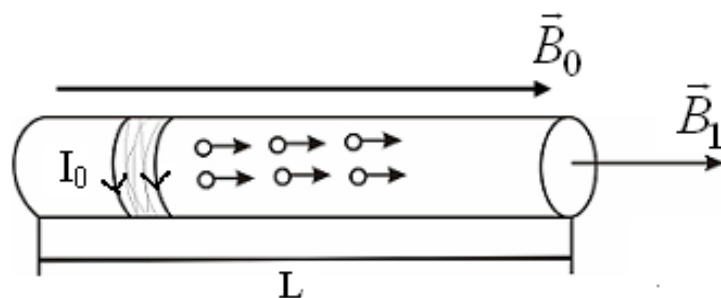
$$\vec{B} = \vec{B}_0 + \vec{B}' , \quad (44.4)$$

Magnetikning  $\vec{B}'$  vektor bilan ifodalanadigan xususiy maydoni bir yo'nalishga yo'naltirilgan molekulyar toklarning magnet momenti bilan aniqlanadi. Faraz qilaylik,  $\vec{B}_0$  induksiyali tashqi bir jinsli magnet maydonida tsilindr ko'rinishda, ko'ndalang kesim yuzasi  $S$  va uzunligi  $L$  bo'lgan bir jinsli magnetik joylashgan bo'lsin (81 - rasm).



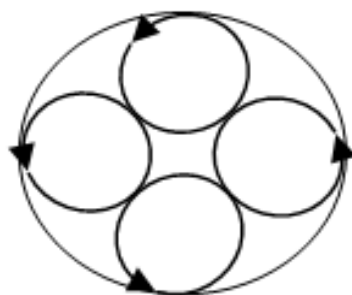
**81 - rasm. Induksiyali bir jinsli magnet maydonida magnetik**

Atom va molekular orbital magnet momentlari magnetikda hosil qilgan  $\vec{B}'$  induksiyali ichki magnet maydoni, tashqi magnet maydoni induksiya vektori  $\vec{B}_0$  yo'nalishi bilan mos tushadi (82 - rasm).



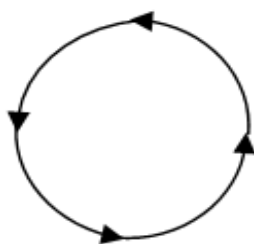
**82 - rasm. Atomlar orbital magnet momentlari ichki maydoni induksiya vektorining yo'nalishi**

Tsilindrik magnetik o'qiga perpendikulyar bo'lgan  $S$  ko'ndalang kesimida barcha molekulyar toklar o'zaro kompensatsiyalashadi (83 - rasm).



**83 - rasm. Tsilindrik magnetik ko'ndalang kesimidagi molekulyar toklar**

Magnetikning yon sirtida, ko'ndalang kesimning perimetrinda toklar noldan farqli bo'ladi (84 - rasm).



**84 - rasm. Magnetikning yon sirtidagi molekulyar toklar**

Natijada, tsilindrik magnetikni solenoidga o'xshatish mumkin va uning tashqi sirtining birlik uzunligida o'tkazgichning  $I_0$  tokli bitta o'rami bor deb hisoblash mumkin. Bu tok magnetikning molekulyar toklariga ekvivalent bo'lganligi uchun  $N'$  kuchlanganlikli va  $V' = \mu_0 I_0$  induktsiyali ichki magnet maydonini hosil qiladi.

$I_0$  tok kattaligini  $\vec{j}$  – magnitlanganlik vektori bilan quyidagicha bog'lash mumkin:

$$|\vec{j}| = \frac{I_0 LS}{LS} = I_0, \quad (44.5)$$

u holda

$$\vec{B}' = \mu_0 \vec{j}, \quad (44.6)$$

Tajribalar ko'rsatishicha, magnitlanganlik vektori

$$\vec{j} = \chi \vec{H}, \quad (44.7)$$

ga tengdir. Bu yerda  $\chi$  - magnetikning magnet qabul qiluvchanligi,  $\vec{j}$  va  $\vec{H}$  ning o'lchov birliklari  $\left(\frac{A}{m}\right)$  bir xil bo'lgani uchun  $\chi$  - o'lchovsiz kattalik hisoblanadi.

(44.6) – va (44.7) – tenglamalardan quyidagiga ega bo'lamiz.

$$\vec{B}' = \mu_0 \chi \vec{H}, \quad (44.8)$$

Natijaviy magnet induksiya ( $\vec{B} = \vec{B}' + \vec{B}_0$ ) ga teng bo'lgani uchun

$$\vec{B} = \mu_0 \vec{H} + \mu_0 \chi \vec{H}, \quad (44.9)$$

$$\vec{B} = \mu_0 (1 + \chi) \vec{H}, \quad (44.10)$$

$(1+\chi)$  ga teng bo'lgan o'lchovsiz kattalik *magnetikning magnet singdiruvchanligi* deb ataladi:

$$\mu = 1 + \chi, \quad (44.11)$$

Shunday qilib, magnetikdagi natijaviy magnet maydoni induksiyasi  $\vec{B}$  magnet maydoni kuchlanganligi  $\vec{H}$  bilan quyidagicha bog'langan bo'ladi:



$$\vec{B} = \mu_0 \mu \vec{H} \quad \text{yoki} \quad \vec{H} = \frac{\vec{B}}{\mu \mu_0}, \quad (44.12)$$

#### 45 - § Maksvell tenglamalari

Maksvell nazariyasiga asosan zaryadlarning tartibli harakati bo'lgan toklardan tashqari, o'zgaruvchan elektr maydoni ham magnit maydoni manbai bo'lishi mumkin.

Elektr maydon induksiya (siljish) vektori  $\vec{D}$  uchun Gauss teoremasini yozamiz

$$N_D = \oint D_n dS = q$$

Bu tenglikning ikki tarafini vaqt bo'yicha differentsiallasak, quyidagiga ega bo'lamiz:

$$\frac{dN_D}{dt} = \frac{d}{dt} \oint D_n dS = \oint \frac{\partial D_n}{\partial t} dS = \frac{dq}{dt}$$

$\vec{D}$  induksiya vektori faqat vaqtga emas, balki koordinataga ham bog'liq bo'lgani uchun  $\frac{\partial D_n}{\partial t}$  xususiy hosila belgisini tanladik,  $q$  zaryadning o'zgarishi faqat zaryadlarning kelishi yoki ketishida, ya'ni tok mavjud bo'lganda sodir bo'ladi.

Tok kuchi

$$I = \frac{dq}{dt} = \int_{(s)} j_n dS,$$

ga teng. Bu yerda,

$$j_n = \frac{\partial D_n}{\partial t}.$$

Tenglikning o'ng tarafi – siljish vektorining o'zgarish tezligidir va u *siljish tokining zichligi* deb ataladi.

Maksvell faraz qilishicha, siljish toki, o'tkazuvchanlik tokiga o'xshash magnit maydonining manbai hisoblanadi. U holda magnit maydoni kuchlanganligi tsirkulyatsiyasi formulasini quyidagicha qayta yozish mumkin:

$$\oint H_l dl = I + I_{siljish} = I + \frac{dD_n}{dt} , \quad (45.1)$$

bu yerda  $I$  - o'tkazuvchanlik toki,  $I_{siljish} = \frac{dD_n}{dt}$  siljish toki.

Bu tenglama *Maksvellning birinchi tenglamasining* differentsial ko'rinishidir.

Dielektrikda, o'tkazuvchanlik toki bo'lmagani uchun, bu tenglama quyidagicha yoziladi:

$$\oint H_l dl = \frac{dD_n}{dt} , \quad (45.2)$$

Bu tenglama quyidagi ma'noga ega: elektr maydonining istalgan o'zgarishi magnit maydonini hosil qiladi. O'z navbatida, magnit maydonining o'zgarishi uyurmali elektr maydonini vujudga keltiradi, uning kuchlanganlik vektori tsirkulyatsiyasi, berilgan konturni kesib o'tuvchi, ishorasi teskari bo'lgan magnit maydoni induksiya oqimining o'zgarish tezligiga tengdir.

$$\oint E_l dl = -\frac{d\Phi}{dt} , \quad (45.3)$$

Bu *Maksvellning ikkinchi tenglamasidir.*

Elektr maydon induksiya oqimi uchun Gauss teoremasi ifodasi

$$\oint D_n dS = q , \quad (45.4)$$

*Maksvellning uchinchi tenglamasi* hisoblanadi.

Magnit maydoni induksiya oqimi uchun Gauss teoremasi ifodasi

$$\oint B_n dS = 0 , \quad (45.5)$$

*Maksvellning to'rtinchi tenglamasidir.*

Elektr maydonining kuchlanganligi va induksiya vektorlarining o'zaro bog'lanishi

$$\vec{D} = \epsilon \epsilon_0 \vec{E} , \quad (45.6)$$

*Maksvellning beshinchi tenglamasidir.*

Magnit maydonining kuchlanganligi va induksiya vektorlarining o'zaro bog'liqlik tenglamasi

$$\vec{B} = \mu\mu_0\vec{H} \quad , \quad (45.7)$$

*Maksvellning oltinchi tenglamasidir.*

Elektr maydoni kuchlanganligini o'tkazuvchanlik toki zichligi bilan bog'liqlik ifodasi

$$\vec{j} = \sigma\vec{E} \quad , \quad (45.8)$$

*Maksvellning yettinchi tenglamasi deb ataladi.*

Bu yuqorida sanab o'tilgan yettita tenglamalar *Maksvellning tenglamalar tizimi* deb ataladi.

Bu tenglamalardan elektr va magnetizmda mavjud bo'lgan barcha qonunlarni keltirib chiqarish mumkin.

### **Nazorat savollari**

1. Magnit maydoni nima? Elektromagnit ta'sirning asosiy mohiyati nimada? Tokli o'tkazgichlar orasidagi ta'sir kuchi qanday ifoda orqali aniqlanadi?
2. Magnit maydonining kuch xarakteristikasi qanday fizik kattalik bilan aniqlanadi?
3. Qanday chiziqlar magnit induksiya chiziqlari deyiladi? Ularning yo'nalishi qanday aniqlanadi?
4. Bio-Savar-Laplas qonunini tushuntirib bering va uni har xil o'tkazgichlarga qanday tadbiiq qilish mumkin?
5. To'liq tok qonuni nima? Solenoid va toroidlarning maydon induktsiyasi qanday topiladi?
6. Elektromagnit induksiya hodisasi nima? Elektromagnit induksiya hodisasi uchun Faradey va Lents qonunlarini tushuntiring. Induktsiya va o'zinduktsiya elektr yurituvchi kuchlari qanday aniqlanadi?
7. Solenoidning induktivligi qanday topiladi?
8. Elektr zanjirini tok manbaiga ulash va uni manbadan uzishda hosil bo'ladigan toklarning qiymati qanday ifodalar bilan aniqlanadi?

9. Magnit maydon energiyasi qanday ifoda bilan topiladi?
10. Maksvell ifodalarini yozib, tushuntirib bering.

## IV Bob. GARMONIK TEBRANISHLAR

### 46 - §. Garmonik tebranma harakat kinematikasi va dinamikasi

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

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

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

$$y = A \cdot \text{Sin}(\omega_0 t + \varphi) , \quad (46.1)$$

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

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

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

Bu yerdan tebranish davri quyidagiga teng bo'ladi:

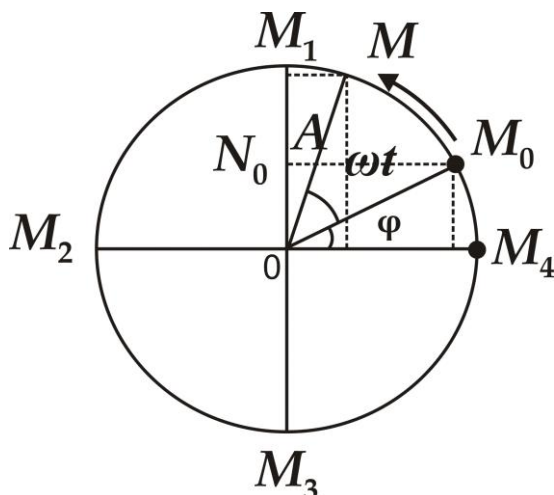
$$T = \frac{2\pi}{\omega_0} , \quad (46.2)$$

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

$$\nu = \frac{1}{T}, \quad (46.3)$$

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

Garmonik tebranishlarga bir misol keltiramiz.  $M$  nuqta  $A$  radiusli aylana bo'ylab  $\omega = \frac{2\pi}{T}$  burchak tezlik bilan tekis harakatlanayotgan bo'lsin (85 - rasm). Harakat boshlanishida,  $t = 0$  da



85 - rasm. Moddiy nuqtaning aylana bo'ylab harakati

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

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

$$y = A \sin(\omega t + \varphi), \quad (46.4)$$

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

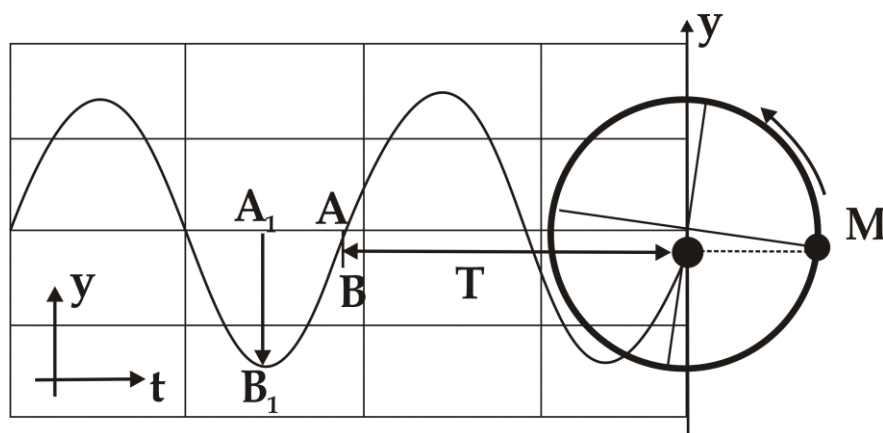
$M$  nuqtaning  $OX$  o'qqa proektsiyasi ham shunday qonun asosida tebranadi:

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

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

Gorizontal o'q bo'yicha vaqtning o'zgarishini, vertikal o'q bo'yicha esa siljishining o'zgarishini keltirsak, siljishning o'zgarishini grafik ravishda tassavur qilish mumkin. Natijada sinusoida qonuniyatini kuzatamiz (86 - rasm).

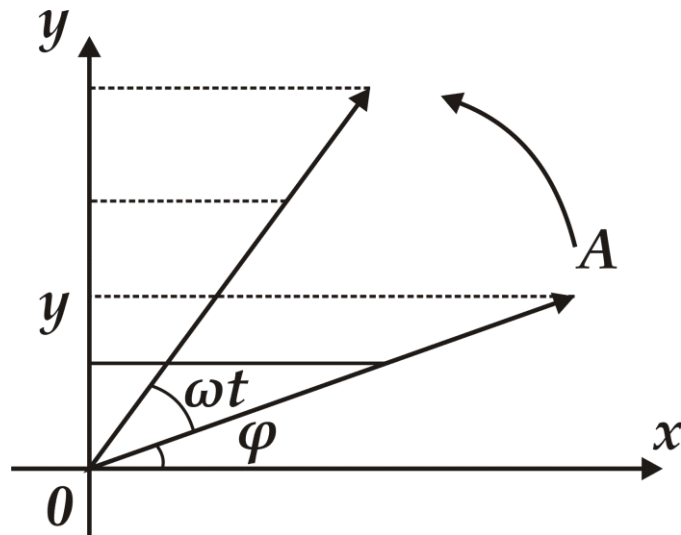
Bu yerda istalgan vertikal  $AV$  kesma shu vaqtdagi siljishni ko'rsatadi,  $A_1V_1$  – amplitudaning maksimal qiymatini,  $T$  – tebranish davrini ko'rsatadi.



**86 - rasm. Moddiy nuqtaning aylana traektoriyasidagi holatini u o'qiga proektsiyasining garmonik tebranishi**

Garmonik tebranishlarning grafik tasvirlash usullaridan yana biri *vektor diagrammalar* usuli hisoblanadi (87 - rasm).

$O$  nuqta atrofida  $\omega_0$  o'zgarmas burchak tezlik bilan aylanayotgan, miqdor jihatdan o'zgarmas  $A$  amplitudaga teng bo'lgan vektorni tasavvur qilamiz. Istalgan  $t$  vaqtdagi  $A$  vektorning vertikal o'qqa proektsiyasi siljishga tengdir, gorizontal o'q bilan hosil qilgan burchagi esa tebranishning fazasini bildiradi.



87 - rasm. Garmonik tebranishning vektor diagramma orqali grafik tasviri

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

$$v = \frac{dy}{dt} = \omega A \cos(\omega t + \varphi) , \quad (46.5)$$

Tezlanishni ham shunday aniqlaymiz:

$$a = \frac{dv}{dt} = -\omega^2 A \sin(\omega t + \varphi) = -\omega^2 y , \quad (46.6)$$

Garmonik tebranayotgan nuqtaning tezlanishi siljishga proporsional bo'lib, ishorasi yo'nalishga teskaridir. (46.1) -, (46.5) - va (46.6) - ifodalar garmonik tebranishning *kinematika qonunlaridir* (88 - rasm).

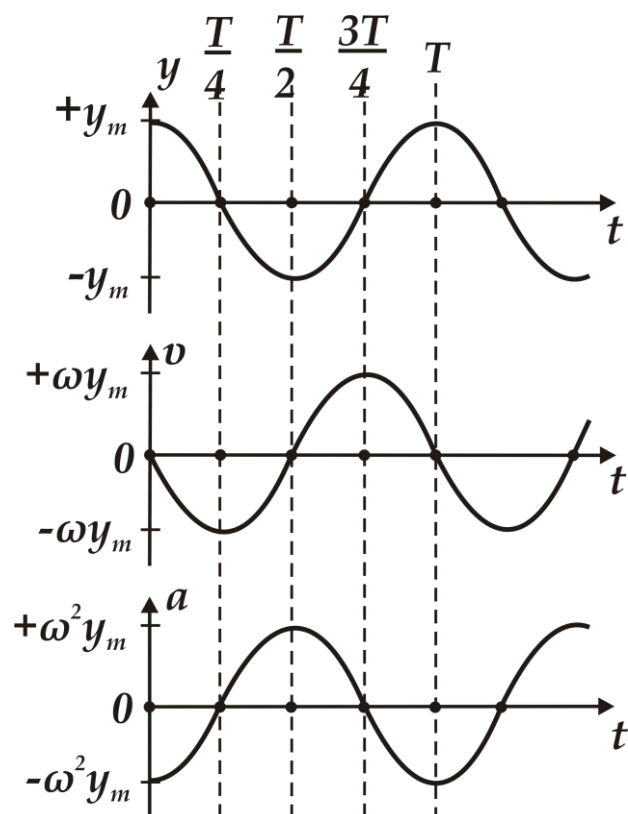
(46.6) - ifodaning ikki tarafini tebranayotgan nuqtaning massasiga ko'paytirsak, garmonik tebranish *dinamikasining qonuniga* ega bo'lamiz.

Vektor ko'rinishda quyidagicha ifodalanadi:

$$\vec{F} = m\vec{a} = -m\omega^2 A \sin(\omega t + \varphi) = -m\omega^2 y , \quad (46.7)$$

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





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

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

$$E = T + U = \text{const} \quad , \quad (46.8)$$

Garmonik qonuniyat bilan tebranayotgan jismning kinetik energiyasi quyidagicha ifodalanadi:

$$T = \frac{m\nu^2}{2} = \frac{m\omega^2 A^2 \cos^2(\omega t + \varphi)}{2} \quad , \quad (46.9)$$

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

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

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

$$U = E - T = \frac{m\omega^2 A^2}{2} - \frac{m\omega^2 A^2 \cos^2(\omega t + \varphi)}{2} = \frac{m\omega^2 A^2 \sin^2(\omega t + \varphi)}{2}, \quad (46.10)$$

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

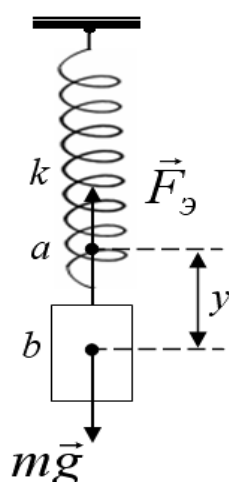
$$F = ma = m \frac{d^2 y}{dt^2} = -m\omega^2 y, \quad \frac{d^2 y}{dt^2} + \omega^2 y = 0, \quad (46.11)$$

Bu ifoda garmonik tebranishlarning *differentsial tenglamasi* deb ataladi. Uning yechimi  $y = A \cdot \sin(\omega t + \varphi)$  dan iboratdir.

#### 47 - §. Prujinali mayatnik

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

**Prujinali mayatnik** – yuqori tarafi qo'zg'almas etib qotirilgan spiralli prujinaning pastiga ilingan  $m$  – massali yukchadan iboratdir (89 - rasm).



89 - rasm. Prujinali mayatnik

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

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

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

$$F = -ky , \quad (47.1)$$

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

Agarda prujinali mayatnikning garmonik tebranishini hisobga olsak, (47.1) - ifodani (46.4) – ifoda bilan solishtirib quyidagi tenglikka ega bo'lamiz:

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

$$k = m\omega^2 = m \frac{4\pi^2}{T^2} , \quad (47.2)$$

Prujinali mayatnikning tebranish davri  $T = 2\pi \sqrt{\frac{m}{k}} , \quad (47.3)$

ga teng bo'ladi.

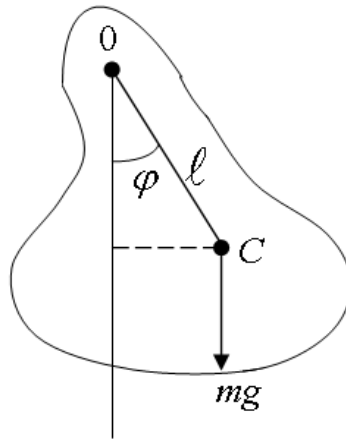
## 48 - §. Fizik mayatnik

*Fizik mayatnik* – bu og'irlik markazi  $S$  nuqtadan o'tgan,  $O$  o'q markazi atrofida tebranadigan jismdan iboratdir (*90 - rasm*).

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

Agar mayatnik kichik  $\varphi$  burchakka og'dirilsa, mayatnikka qo'yilgan kuch momenti

$$M = -mgl \cdot \sin \varphi \approx -mgl \cdot \varphi , \quad (48.1)$$



90 - rasm. Fizik mayatnik

ga teng bo'ladi. Aylanma harakatning asosiy qonunini

$$M = I \frac{d^2 \varphi}{dt^2}, \quad (48.2)$$

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

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

$$\frac{d^2 \varphi}{dt^2} + \frac{mgl}{I} \varphi = 0, \quad (48.3)$$

Bundan fizik mayatnikning tsiklik chastotasi

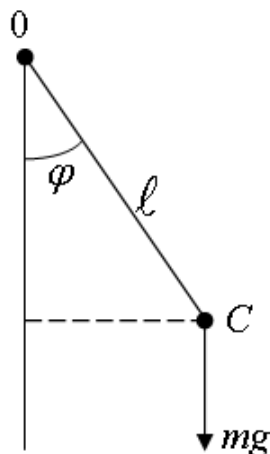
$$\omega = \sqrt{\frac{mgl}{I}}$$

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

$$T = 2\pi \sqrt{\frac{I}{mgl}}, \quad (48.4)$$

## 49 - §. Matematik mayatnik

*Matematik mayatnik* – og'irligi hisobga olinmaydigan,  $\ell$  uzunlikdagi cho'zilmaydigan ipga osilgan  $m$  massali moddiy nuqtadir (91 - rasm).



91 - rasm. Matematik mayatnik

U fizik mayatnikning xususiy holdir. Ip vertikal o'qdan kichik  $\varphi$  burchakka siljitsa,  $m$  massali moddiy nuqtaning inertsia momenti

$$I = m\ell^2$$

ga teng bo'ladi. (48.4) - ifodaga inertsia momenti qiymatini qo'ysak, matematik mayatnikning tebranish davri ifodasiga ega bo'lamiz:

$$T = 2\pi \sqrt{\frac{I}{mg\ell}} = 2\pi \sqrt{\frac{m\ell^2}{mg\ell}} = 2\pi \sqrt{\frac{\ell}{g}}, \quad (49.1)$$

## 50 - §. Elektromagnit tebranishlar

$S$  kondensator va  $L$  induktivlikdan tashkil topgan yopiq elektr zanjirida yuz beradigan zaryad, kuchlanish va toklarning tebranishlarini kuzatamiz.

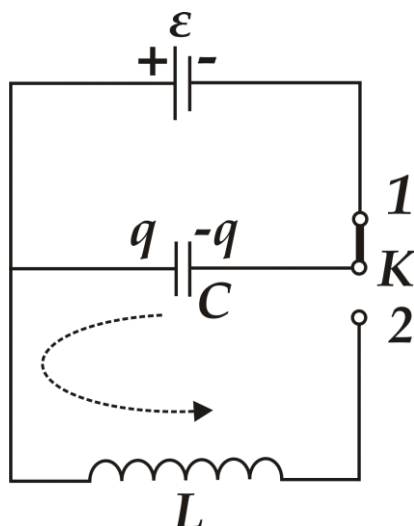
Eng sodda tebranish konturi 92 - rasmda keltirilgan.

Berk zanjirning qarshiligini hisobga olmaymiz.  $K$  kalitni 1 - holatga ulab, kondensatorni  $U_c$  potentsiallar farqigacha zaryadlaymiz. Keyin  $K$

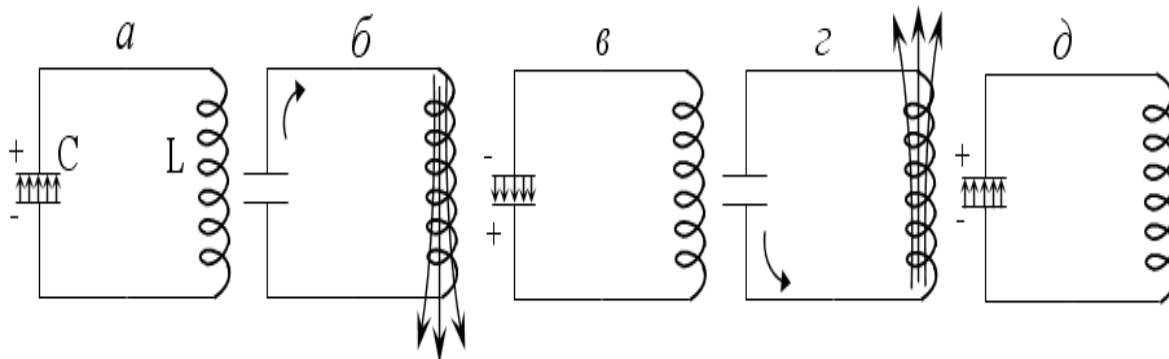
kalitni 2 - holatga keltirib, yopiq zanjir hosil qilamiz. Boshlanishda energiyaning hammasi

$$W = \frac{CU_c^2}{2}$$

kondensatorning elektr maydonida joylashgan bo'ladi (93 a - rasm).



92 - rasm. Eng sodda yopiq elektr zanjir



93 - rasm. Ėpiq elektr zanjirida elektromagnit tebranishlar

Keyin esa kondensator  $L$  induktivlik  $g'$ altagi orqali razryadlana boshlaydi va  $g'$ altak ichida magnit maydoni hosil bo'ladi. Kondensator to'la razryadlanganda zanjir orqali o'tayotgan tok maksimal qiymatga erishadi va barcha energiya  $g'$ altak ichidagi magnit maydoniga joylashgan bo'ladi (93b - rasm).

$$W = \frac{LI^2}{2} = \frac{CU_c^2}{2}$$

$L$  induktivlik g'altak qarshiligi ortishi bilan tokning qiymati kamaya boshlaydi, natijada g'altakda o'zinduksiya elektr yurituvchi kuchi

$$\varepsilon_{o'z} = -L \frac{dI}{dt}$$

paydo bo'ladi. Bu EYuK zanjirdan o'tayotgan tokni o'sha yo'nalishda tiklashga intiladi. Natijada  $S$  kondensator yana zaryadlanib boshlaydi (93v - rasm), ammo kondensator qoplamalarida zaryadlarning ishorasi avvalgi holatiga nisbatan teskari bo'ladi.

Zanjir bo'yicha tok yo'qolganda,  $S$  – kondensator to'la zaryadlanib bo'ladi va barcha energiya kondensator qoplamalari orasidagi elektr maydoniga joylashadi.

Undan keyin teskari yo'nalishda kondensator razryadlanib boshlaydi va barcha energiya g'altak ichidagi teskari yo'nalishdagi magnit maydoniga o'tadi (93g - rasm). Shunday qilib, zanjirdagi elektromagnit tebranish bitta to'la tebranish davridan o'tadi.

Kondensatordagi potentsiallar farqi

$$U_c = \frac{Q}{C}$$

ga tengdir. Kirxgofning 2-qonunidan tebranish konturidagi elektromagnit tebranishning differentsial tenglamasini topamiz

$$-L \frac{dI}{dt} = \frac{Q}{C} \quad \text{yoki} \quad \frac{dI}{dt} + \frac{1}{LC} Q = 0, \quad (50.1)$$

Bu tenglamaning yechimi siljish tenglamasi

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

ga o'xshashdir. Faqat “ $u$ ” tebranuvchi kattalikni  $Q$  zaryadga,  $\omega$  burchak tezlikni  $\frac{1}{\sqrt{LC}}$  bilan almashtirsak, quyidagi ifodaga

$$Q = Q_0 \sin\left(\frac{1}{\sqrt{LC}} t + \varphi\right), \quad (50.2)$$

ega bo'lamiz. Kondensator qoplamalaridagi potentsiallar farqini quyidagicha ifodalash mumkin.

$$U_c = \frac{Q_0}{C} \sin\left(\frac{1}{\sqrt{LC}}t + \varphi\right), \quad (50.3)$$

(50.2) - ifodadan vaqt bo'yicha hosila olsak, tebranish konturidagi tokning vaqt bo'yicha garmonik tebranish ifodasiga ega bo'lamiz:

$$I = \frac{dQ}{dt} = \frac{Q_0}{\sqrt{LC}} \cos\left(\frac{1}{\sqrt{LC}}t + \varphi\right) = \frac{Q_0}{\sqrt{LC}} \sin\left(\frac{t}{\sqrt{LC}} + \varphi + \frac{\pi}{2}\right), \quad (50.4)$$

(50.2) -, (50.3) -, (50.4) - ifodalardan kondensator qoplamalaridagi potentsiallar farqi va kontur bo'yicha toklar o'zgarishi garmonik qonunlarga bo'ysunishi, ularning tebranish chastotalari bir xil qiymatga ega bo'lishi, kuchlanish va zaryadning fazalari bir xil ekanligi va tokning fazasidan  $\pi/2$  qiymatga orqada qolishi ko'rinib turibdi.

Agar tsiklik chastota  $\omega = \frac{1}{\sqrt{LC}}$  ligini hisobga olsak, ideal konturning tebranish davri quyidagiga teng bo'ladi:

$$T = \frac{2\pi}{\omega} = 2\pi\sqrt{LC}, \quad (50.5)$$

Bu ifoda *Tomson formulasi* deb ataladi.

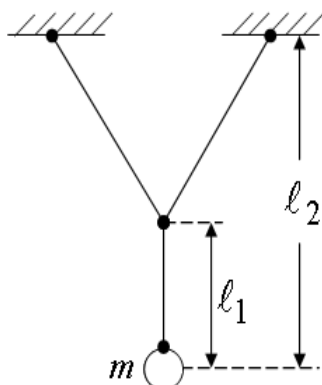
## 51- §. Tebranishlarni qo'shish

Ayrim tebranuvchi tizimlarda jism bir vaqtning o'zida bir necha harakatda qatnashishi mumkin. Shunday tizimlardan biri quyidagi 94 - rasmda keltirilgan.

$m$  massali jism rasm tekisligida  $\ell_1$  uzunlikdagi oddiy mayatnik singari tebranadi. Shu tekislikka perpendikulyar yo'nalishda esa,  $\ell_2$  uzunlikdagi mayatnik kabi tebranadi. Shu sababli, jismning natijaviy harakatini aniqlash zarur bo'ladi.



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



**94 - rasm.  $M$  massali jismning bir-biriga perpendikulyar tekisliklardagi tebranishi**

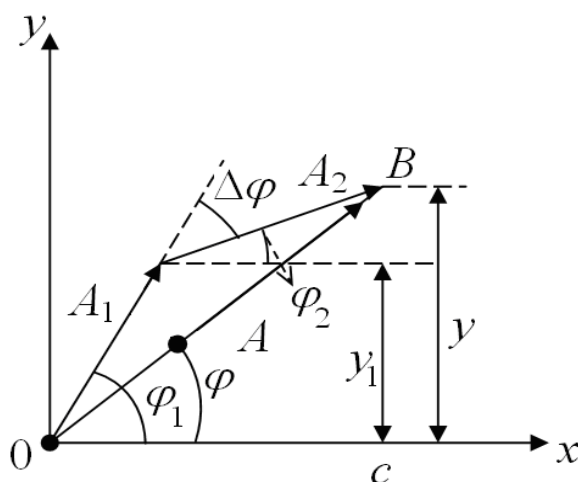
**1) Bir yo'nalishdagi tebranishlarni qo'shish.**

Jism chastotalari bir xil, amplituda va fazalari farq qiladigan ikkita

$$y_1 = A_1 \sin(\omega t + \varphi_1), \quad y_2 = A_2 \sin(\omega t + \varphi_2), \quad (51.1)$$

tebranishlarda ishtirok etadi, deb hisoblaymiz. Tebranishlarni vektorlar diagrammasi usulidan foydalanib qo'shish qulaydir (95 - rasm).  $\vec{A}_1$  va  $\vec{A}_2$  vektorlar bir xil  $\omega$  burchak tezlik bilan aylanishlari sababli, fazalar siljishi doimo o'zgarmasdir. Natijaviy tebranish tenglamasi quyidagichadir:

$$y = y_1 + y_2 = A \sin(\omega t + \varphi), \quad (51.2)$$



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

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

Natijaviy tebranish amplitudasining kvadrati quyidagiga teng:

$$A^2 = A_1^2 + A_2^2 + 2A_1A_2 \cos(\varphi_1 - \varphi_2), \quad (51.3)$$

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

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{A_1 \sin \varphi_1 + A_2 \sin \varphi_2}{A_1 \cos \varphi_1 + A_2 \cos \varphi_2}, \quad (51.4)$$

ga tengdir. Shunday qilib, jism bir xil chastotali, bir yo'nalishda sodir bo'ladigan ikkita garmonik tebranishlarda qatnashib, o'sha chastota bilan, o'sha yo'nalishda garmonik tebranadi. (51.3) - ifodadan,  $A$  amplituda

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

minimal va  $A_1 = A_2$  bo'lganda nol qiymatlarga ega bo'lishi ko'rinib turibdi. Bu yerda  $m = 0, 1, 2, 3, \dots$ , qiymatlarni qabul qiladi. Natijaviy tebranishga o'sha yo'nalishda  $\omega$  burchak tezlikli uchinchi tebranishni qo'shilishi shu chastotali yangi garmonik tebranishga olib keladi.

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

$$\left. \begin{aligned} y_1 &= A_1 \sin(\omega_1 t + \varphi_1) \\ y_2 &= A_2 \sin(\omega_2 t + \varphi_2) \end{aligned} \right\}, \quad (51.5)$$

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

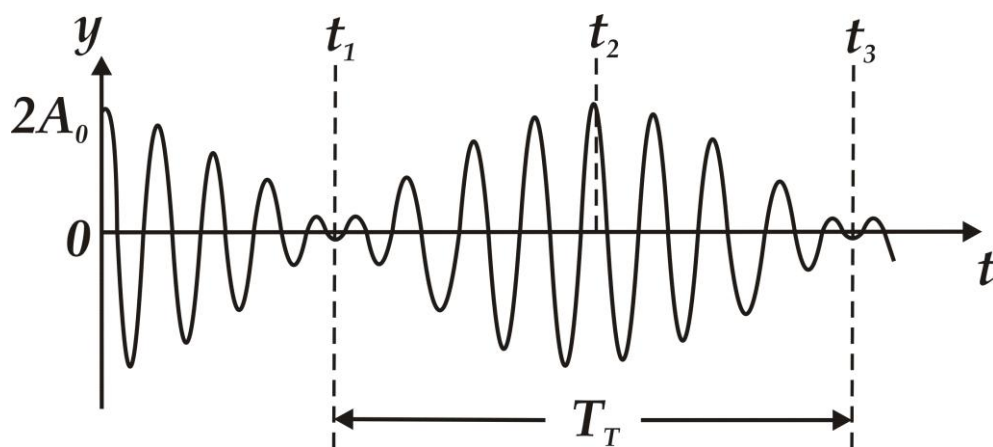
Faraz qilaylik,  $\omega_2 > \omega_1$  bo'lsin. Bu holda, tebranishlarni qo'shishni analitik usul bilan amalga oshirish qulaydir.

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

$$y = y_1 + y_2 = 2A_0 \cos\left(\frac{\omega_1 - \omega_2}{2} t\right) \sin\left(\frac{\omega_1 + \omega_2}{2} t + \varphi\right), \quad (51.6)$$

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

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



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

Amplituda vaqtga bog'liq bo'lib,  $\omega_1$  va  $\omega_2$  yarim farqlariga teng bo'lgan chastota bo'yicha o'zgarib turadi. Bunday tebranish 96 - rasmda keltirilgan, uzluksiz chiziq siljish o'zgarishini, amplituda o'zgarishi esa natijaviy tebranishni tasvirlaydi. Natijaviy tebranish amplitudasi goh ortib, goh kamayib turadi. Shunday davriy o'zgaradigan amplitudali tebranish *tepkilar* yoki *tepkili tebranishlar* deb ataladi.

Tebranishni tashkil etuvchilarning amplitudalari bir-biriga teng bo'lmasa, natijaviy tebranish amplitudasi nolgacha tushmaydi va fazalar farqi  $\pi$  ga teng bo'lganda minimumdan o'tadi. (51.6) - tenglamadan quyidagiga ega bo'lamiz:

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

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

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

### 3) Bir-biriga perpendikulyar bo'lgan tebranishlarni qo'shish.

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

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

$$y = A_1 \sin(\omega_0 t + \varphi_1), \quad x = A_2 \sin(\omega_0 t + \varphi_2), \quad (51.7)$$

bu yerda  $\Delta\varphi = \varphi_2 - \varphi_1$  ikkala tebranish fazalari farqidir. (51.7) - tenglamalardan ikkita bir-biriga o'zaro perpendikulyar bo'lgan tebranishlarda qatnashayotgan nuqtaning harakat traektoriyasi tenglamasiga ega bo'lamiz:

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

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

$$\frac{y^2}{A_1^2} + \frac{x^2}{A_2^2} + 2\frac{xy}{A_1 A_2} \cos(\varphi_2 - \varphi_1) = \sin^2(\varphi_2 - \varphi_1), \quad (51.8)$$

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

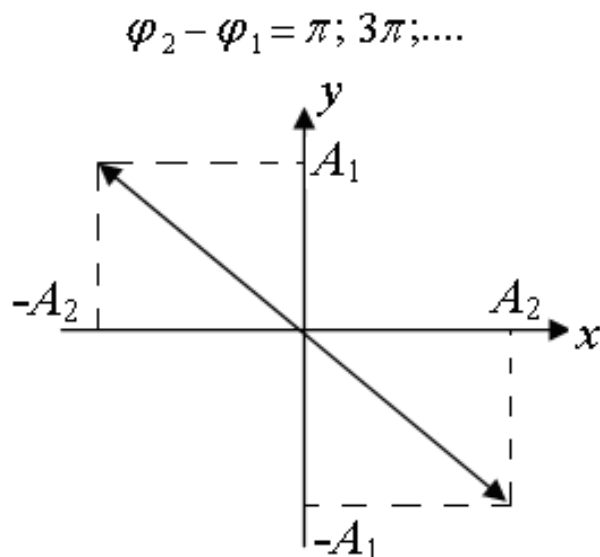
Bir necha xususiy hollarda traektoriya formulalarini tekshirib ko'ramiz.

a) Fazalar farqi nolga teng bo'lsin, ya'ni  $\Delta\varphi = 0$ . U holda (51.8) - tenglama quyidagi ko'rinishni oladi

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

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

to'g'ri chiziqdan iboratdir. Nuqta koordinatalar tizimining ikkinchi va to'rtinchi kvadrantlaridan o'tuvchi chiziq bo'ylab tebranadi (97 - rasm).



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

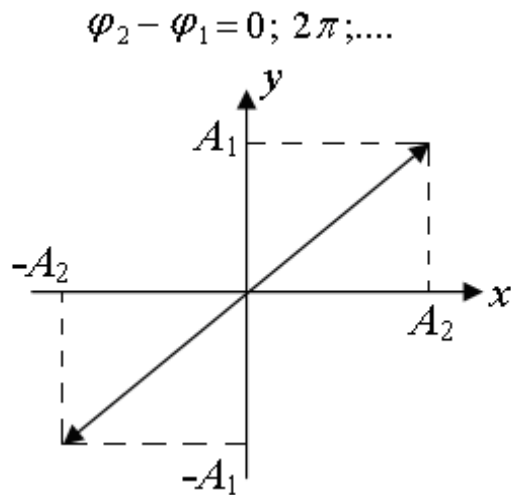
Nuqtaning siljishi  $r = \sqrt{A_1^2 + A_2^2} \cdot \sin \omega_0 t$  ga teng bo'ladi. Bu yerda  $A = \sqrt{A_1^2 + A_2^2}$  - uning amplitudasi,  $\omega_0$  - tsiklik chastotasidir.

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

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

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

Bu to'g'ri chiziq koordinatalar tizimining birinchi va uchinchi kvadrantlaridan o'tadi (98 - rasm).

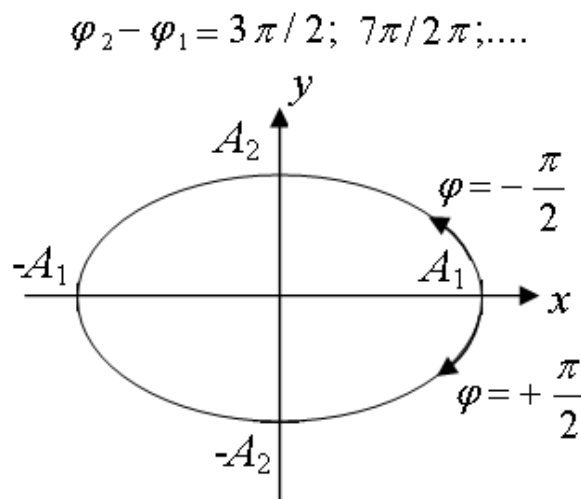


**98 - rasm. Fazalar farqi.  $\pi$  ga teng bo'lgan tebranishlar qo'shilishidagi natijaviy tebranish ( $\Delta\varphi = \pi$ )**

v) fazalar farqi  $\Delta\varphi = \pm\frac{\pi}{2}$  ga teng bo'lsin, u holda (51.8) - tenglama ellips tenglamasiga o'tadi:

$$\frac{x^2}{A_1^2} + \frac{y^2}{A_2^2} = 1$$

Bu yerda ellipsning yarim o'qlari tebranish amplitudalariga teng bo'ladi.  $\Delta\varphi = \frac{\pi}{2}$  va  $\Delta\varphi = -\frac{\pi}{2}$  hollar ellips bo'yicha harakat yo'nalishlari bilan farq qiladilar (99 - rasm).  $A_1 = A_2$  bo'lganda ellips aylanaga aylanadi.

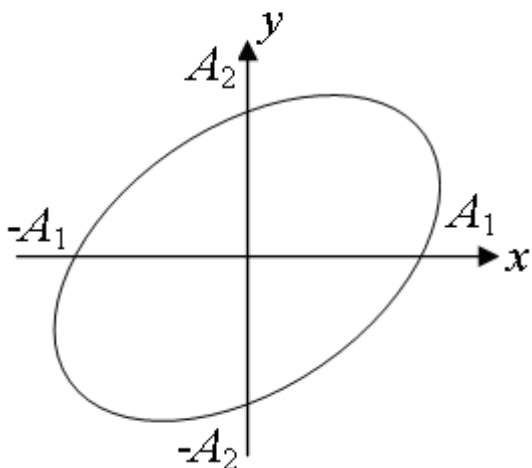


**99 -rasm. Fazalar farqi  $\pm\frac{\pi}{2}$  ga teng bo'lgan tebranishlar qo'shilishidagi natijaviy tebranish**

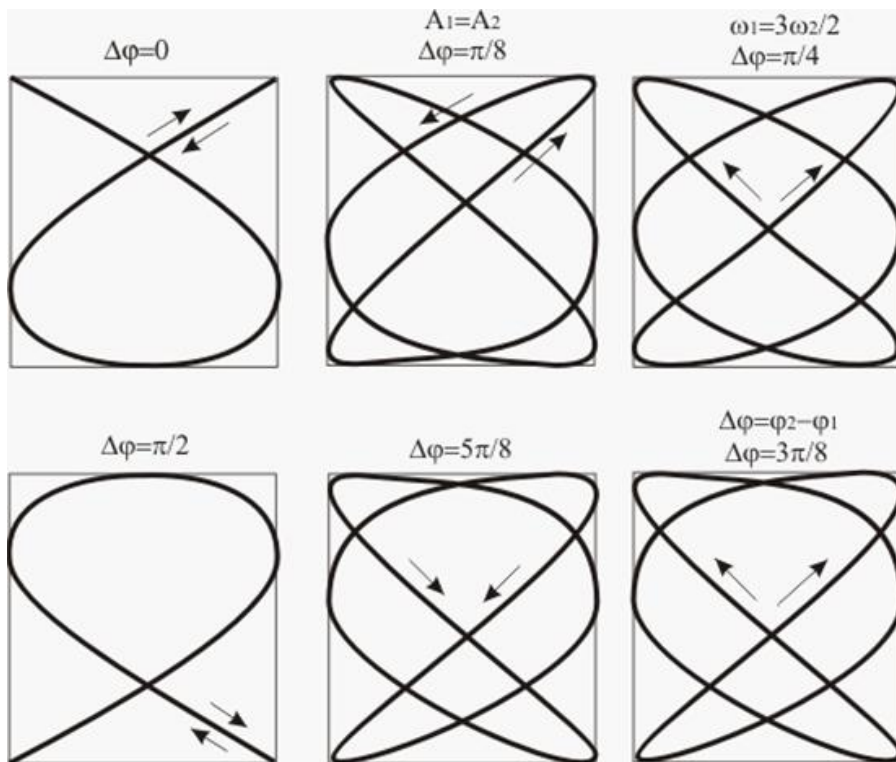
g) Ikkala tebranish davrlari bir xil bo'lib, fazalar farqi  $\frac{\pi}{2}$  dan farq qilsa, nuqtaning traektoriyasi og'ishgan ellips ko'rinishga ega bo'ladi (100 - rasm).

d) Tebranishni tashkil etuvchilar davrlari har xil bo'lganda va har xil boshlang'ich fazalarda natijaviy tebranish traektoriyalari murakkab ko'rinishga ega bo'ladi. Ularning ayrim ko'rinishlari 101 - rasmda keltirilgan.

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



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



101 - rasm. Lissaju figuralari

Bunday egri chiziqlar *Lissaju figuralari* deb ataladi.

## 52 - §. So'navchi mexanik va elektromagnit tebranishlar

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

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

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

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

### Erkin mexanik tebranishlar

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

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

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

$$m \frac{d^2 y}{dt^2} = F + F_\kappa = -m\omega_0^2 y - r \frac{dy}{dt}, \quad (52.1)$$

Bu yerda  $y$  - tebranuvchi kattalik,  $\omega_0$  - qarshilik kuchi yo'qligidagi tebranishlar chastotasi yoki tebranuvchi tizimning xususiy chatotasidir.

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



$$\frac{d^2 y}{dt^2} + \frac{r}{m} \frac{dy}{dt} + \omega_0^2 y = 0, \quad (52.2)$$

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

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

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

$$\frac{d^2 y}{dt^2} + 2\beta \frac{dy}{dt} + \omega_0^2 y = 0, \quad (52.3)$$

Bu tenglamaning yechimi

$$y = A_0 e^{-\beta t} \sin(\omega' t + \varphi), \quad (52.4)$$

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

$$\omega' = \sqrt{\omega_0^2 - \beta^2} = \sqrt{\omega_0^2 - \frac{r^2}{4m^2}}, \quad (52.5)$$

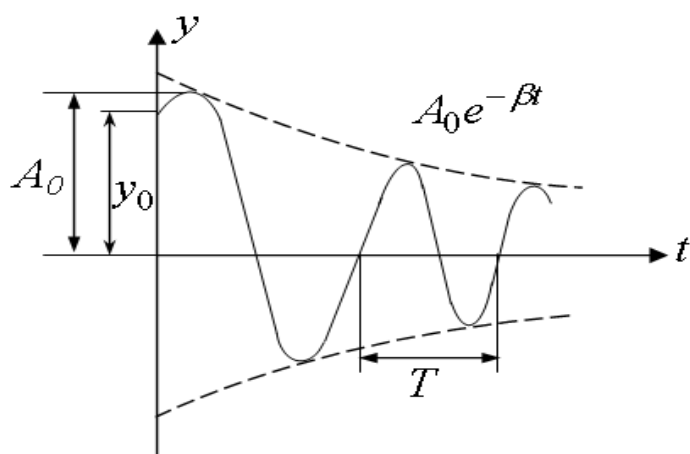
Muhitning qarshiligi bo'lmagan holatda ( $r = 0$ ) (52.5) – ifoda tizimning *xususiy chastotasiga* tenglashadi:

$$\omega' = \omega_0.$$

(52.4) - funktsiya ko'rinishiga qarab, tizimning harakatini  $\omega'$  chastotali, amplitudasi vaqt bo'yicha o'zgaradigan quyidagi

$$A \sin \equiv A_0 e^{-\beta t}$$

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



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

102 - rasmda amplituda va siljishning vaqtga bog'liq egri chiziqlari keltirilgan. Egri chiziqlarning yuqorigisi

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

funktsiya grafigini belgilaydi. Bu yerda  $A_0$  va  $y_0$  boshlang'ich momentdagi amplituda va siljishning qiymatlaridir.

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

$$y_0 = A_0 \sin \alpha$$

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

Amplituda "e" marta kamayishga ketgan vaqt

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

ga tengdir. So'nuvchi tebranishlar davri

$$T = \frac{2\pi}{\omega'}, \quad (52.6)$$

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

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

So'nish koeffitsienti ortishi bilan tebranish davri orta boradi.

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

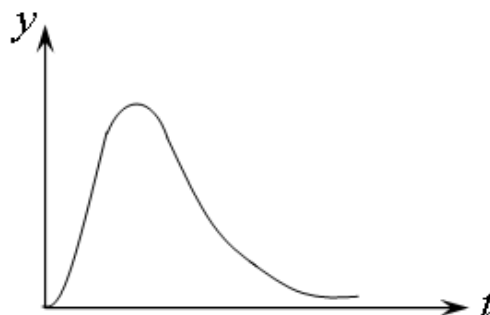
$$\frac{A(t)}{A(t+T)} = e^{\beta T}, \quad (52.7)$$

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

$$\delta = \ln \frac{A(t)}{A(t+T)} = \ln e^{\beta T} = \beta T, \quad (52.8)$$

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

Yuqorida ta'kidlangandek, so'nish koeffitsienti  $r$  qarshilik koeffitsientiga to'g'ri va tebranuvchi jismning massasiga teskari proporsionaldir.



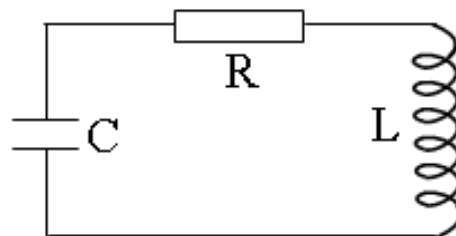
**103 - rasm. Davriy bo'lmagan aperiodik tebranish  $\beta > \omega_0$**

(52.5) - ifodadan tsiklik chastota  $\omega'$  xususi chastota -  $\omega_0$  dan

kichikligi ko'rinib turibdi. Agarda muhitning qarshiligi juda katta bo'lsa  $\beta > \omega_0$  dir, ildiz ostidagi  $\omega_0^2 - \beta^2$  ifoda manfiy, tsiklik chastota esa mavhum bo'ladi. Bu holatda jism davriy bo'lmagan - **aperiodik** harakat qilaboshlaydi (103 - rasm).

### Qarshilikli elektromagnit zanjirdagi erkin so'navchi tebranishlar

Kondensator, g'altak va qarshilikdan iborat bo'lgan har qanday zanjirda elektromagnit so'navchi tebranishlar sodir bo'ladi. Shunday zanjir 104 - rasmda tasvirlangan.



104 - rasm. Qarshilikli elektromagnit zanjiri

Agar kondensatorni zaryadlasak va zanjirni o'z holicha qoldirsak, unda so'navchi elektromagnit tebranishlar sodir bo'ladi. Chunki tok zanjir bo'yicha qarshilik qismidan o'tayotganda elektr energiyasi issiqlik energiyasi ajralib chiqishiga sarf bo'ladi. Shu sababli, konturdagi energiya zahirasi va tebranishlar amplitudasi asta - sekin kamaya boradi, natijada tebranishlar so'na boshlaydi.

So'navchi elektromagnit tebranish uchun Kirxgofning II qoidasini yozamiz:

$$-L \frac{dI}{dt} = RI + \frac{Q}{C}, \quad (52.9)$$

bu yerda  $RI$  – qarshilikdagi kuchlanish tushishidir.  $I$  ni  $\frac{dQ}{dt}$  va  $\frac{dI}{dt}$  ni  $\frac{d^2Q}{dt^2}$

bilan almashtirsak, quyidagiga ega bo'lamiz:

$$\frac{d^2Q}{dt^2} + 2\beta \frac{dQ}{dt} + \omega_0^2 Q = 0, \quad (52.10)$$

Bu ifoda erkin so'navchi tebranishlarning differentsial tenglamasini o'zidir. Bu vaqtda tebranuvchi kattaliklar bir-biriga quyidagicha o'xshashlikka egadirlar.

$$y \rightarrow Q, \quad r \rightarrow R, \quad m \rightarrow L \quad \text{va} \quad \omega_0 \rightarrow \frac{1}{\sqrt{LC}}$$

Endi  $\beta = \frac{R}{2L}$ ,  $\omega_0^2 = \frac{1}{LC}$  belgilashlarni kiritsak (52.10) – ifoda quyidagi ko'rinishni oladi

$$\frac{d^2 Q}{dt^2} + 2\beta \frac{dQ}{dt} + \omega_0^2 Q = 0, \quad (52.11)$$

Bu differentsial tenglama so'navchi mexanik tebranishlarning differentsial tenglamasiga o'xshashdir.  $\beta^2 < \omega_0^2$  yoki  $\frac{R^2}{4L^2} < \frac{1}{LC}$  shartlar bajarilgan holda, (52.11) – ifodaning yechimi quyidagidan iborat bo'ladi.

$$Q = Q_0 e^{-\beta t} \sin(\omega' t + \alpha), \quad (52.12)$$

bu yerda

$$\omega' = \sqrt{\omega_0^2 - \beta^2} = \sqrt{\frac{1}{LC} - \frac{R^2}{4L^2}}, \quad (52.13)$$

Bu holda ham, elektromagnit so'navchi tebranishlar chastotasi  $\omega'$  xususiy chastota  $\omega_0$  dan kichikdir.

$R = 0$  bo'lganda  $\omega' = \omega_0 = \frac{1}{\sqrt{LC}}$  shart bajariladi. Faza o'zgarishi nolga teng bo'lgan ( $\alpha = 0$ ) oddiy holatni ko'ramiz.

$$Q = Q_0 e^{-\beta t} \sin \omega' t, \quad (52.14)$$

Tok uchun

$$I = Q_0 e^{-\beta t} [-\beta \sin \omega' t + \omega' \cos \omega' t], \quad (52.15)$$

$\omega' = \sqrt{\omega_0^2 - \beta^2}$  tenglamadan xususiy chastotani quyidagicha ifodalash mumkin.

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

Natijada tok qiymati quyidagi ko'rinish oladi:

$$I = \omega_0 Q e^{-\beta t} \left[ -\frac{\beta}{\sqrt{\omega'^2 + \beta^2}} \sin \omega' t + \frac{\omega'}{\sqrt{\omega'^2 + \beta^2}} \cos \omega' t \right], \quad (52.16)$$

Kondensator qoplamalaridagi kuchlanish tushishi quyidagiga teng bo'ladi:

$$U = \frac{Q}{C} = \frac{Q_0}{C} e^{-\beta t} \sin(\omega' t + \alpha) = U_0 e^{-\beta t} \sin(\omega' t + \alpha), \quad (52.17)$$

Qarshilikli tebranish konturida kondensator qoplamalaridagi zaryad, kuchlanish tushishi va toklar bir xil so'nish koeffitsienti bilan erkin so'nuvchi tebranish hosil qiladilar. Bu holda zaryad va kuchlanish bir xil fazada tebranadilar, tok fazasi esa doimo  $\frac{\pi}{2}$  burchakda oldinda boradi.

### 53 - §. Majburiy mexanik tebranishlar

Doimo ta'sir qiluvchi, davriy tashqi kuch ta'sirida tizimning tebranishi *majburiy tebranishlar* deb ataladi. Ta'sir etuvchi kuch *majbur etuvchi kuch* deb ataladi.

Oddiy holatlarda bu kuch garmonik qonuniyatlarga asosan o'zgaradi:

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

bu yerda  $F_0$  – majbur etuvchi kuchning amplitudasi,  $\omega$  - shu kuch o'zgarishining tsiklik chastotasi. Odatda, tebranayotgan tizimga majbur etuvchi kuchdan tashqari, qaytaruvchi kuch  $F_q = -ky = -m\omega_0^2 y$  va muhitning qarshilik kuchi  $F_{qarshilik} = -r\dot{y} = r \frac{dy}{dt}$  ta'sir etadi. Bu kuchlarning

ta'siri natijasida  $m$  massali tizim Nyutonning II qonuniga asosan  $a$  - tezlanish oladi.

$$ma = -ky - r\upsilon + F_0 \sin \omega t, \quad (53.1)$$

Bu ifodaning ikki tarafini  $m$  massaga bo'lsak,  $m$  tebranayotgan jismning tezlanishi ifodasiga ega bo'lamiz:

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

Quyidagi almashtirishlardan so'ng

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

majburiy tebranishlarning tenglamasiga ega bo'lamiz:

$$\frac{d^2y}{dt^2} + 2\beta\frac{dy}{dt} + \omega_0^2 y = f_0 \sin \omega t, \quad (53.2)$$

Bu ifoda ikkinchi tartibli, chiziqli, bir jinsli bo'lmagan differentsial tenglamadir. Tenglamaning yechimi ikki funktsiyaning yig'indisidan iboratdir:

$$y = A_0 e^{-\beta t} \sin\left(\sqrt{\omega_0^2 - \beta^2}\right)t + A \sin(\omega t + \varphi), \quad (53.3)$$

Shunday qilib, majburiy tebranish

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

tsiklik chastotali so'nuvchi tebranish va  $\omega$  chastotali garmonik tebranishlar yig'indisidan iboratdir.

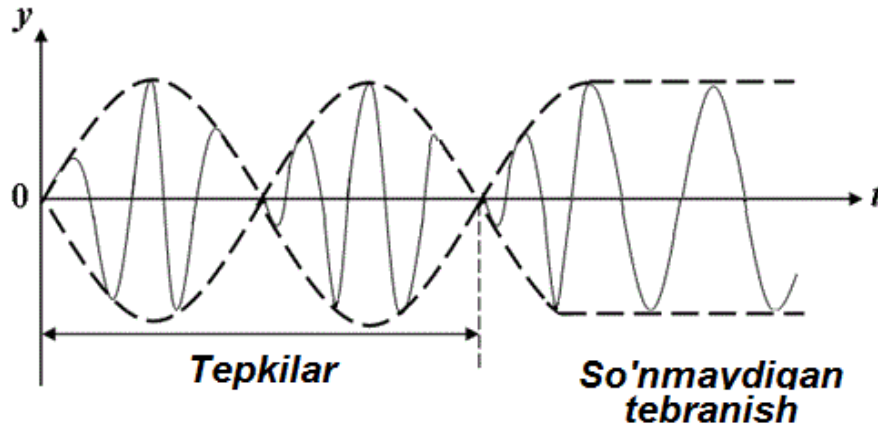
Avval,  $\omega' \neq \omega$  holatda *tepkilar* hosil bo'ladi, undan keyin birinchi tebranish so'nadi va toza majburiy garmonik tebranish

$$y = A \sin(\omega t + \varphi) \quad , \quad (53.4)$$

qoladi (105 - rasm).

Bu yechimni (53.2)-ifodaga qo'yib, ayrim o'zgartirishlardan so'ng quyidagiga ega bo'lamiz:

$$A^2(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + 4\beta^2 A^2 \omega^2 = f_0^2 \quad , \quad (53.5)$$



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

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

$$A = \frac{f_0}{\sqrt{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + 4\beta^2 \omega^2}} \quad , \quad (53.6)$$

$$\operatorname{tg} \varphi = -\frac{2\beta\omega}{\omega_0^2 - \omega^2} \quad , \quad (53.7)$$

Tebranishning amplitudasi va fazasi tizimning  $\omega_0$  va  $\beta$  parametrlariga bog'liqdir.  $\omega_0$  va  $\beta$  ning aniq qiymatlarida  $\omega$  chastotani o'zgartirib, amplitudaning maksimal qiymatiga erishish mumkin.

$\omega \rightarrow \omega_{pe3}$  bo'lganda majburiy tebranishlar amplitudasining birdaniga ortishi hodisasi - *rezonans hodisasi* deb ataladi.

Rezonans hodisasi sodir bo'ladigan chastota *rezonans chastotasi* deb ataladi va uni (53.6) - ifodaning maxraji minimumga erishishi sharti orqali aniqlanadi

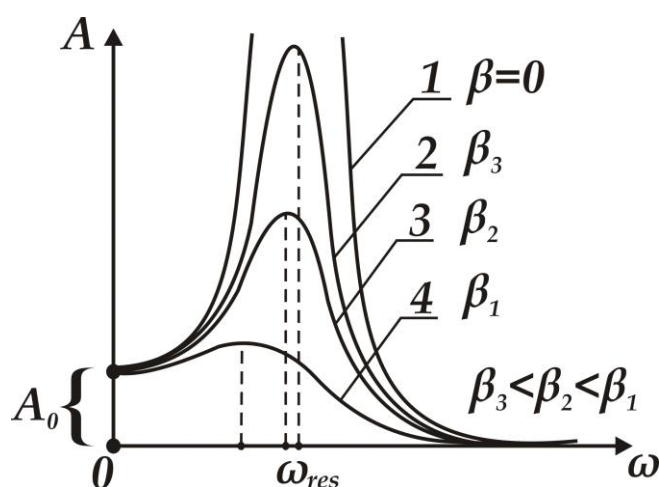


$$\frac{d}{d\omega} \sqrt{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + 4\beta^2 \omega^2} = 0$$

$$4(\omega_0^2 - \omega^2)\omega + 8\beta^2 \omega = 0 \quad (\omega_0^2 - \omega^2) + 2\beta^2 = 0$$

$$\omega_{rez} = \sqrt{\omega_0^2 + 2\beta^2} \quad , \quad (53.8)$$

106 - rasmda majburiy tebranishlar amplitudasi tashqi kuchning chastotasiga bog'liq egri chiziqlari - *rezonans chiziqlari* keltirilgan.

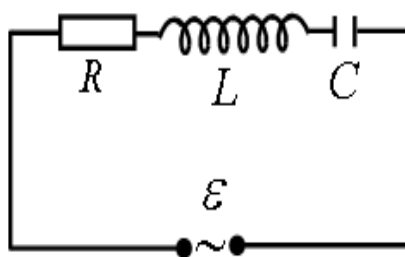


**106 - rasm. Majburiy tebranishlar amplitudalarining rezonans chiziqlari**

Rezonans chastotasi  $\beta$ -so'nish koeffitsientiga bog'liq va  $\beta \rightarrow 0$  bo'lganda,  $\omega_{pez} = \omega_0$ ,  $A \rightarrow \infty$  ga intiladi.  $\beta$  qancha kichik bo'lsa, egri chiziq shuncha yuqoriga ko'tariladi va o'tkir xarakterga ega bo'ladi. Natijada, rezonans chastotasi tizimning  $\omega_0$  xususiy chastotasiga yaqinlashadi.

## 54 - §. Majburiy elektromagnit tebranishlar

Elektromagnit tebranishlar so'nmasligi uchun, tebranish konturiga  $R$  - qarshilik,  $L$  - induktivlik va  $S$  - sig'imga ketma-ket va parallel ulangan,  $\mathcal{E} = \mathcal{E}_0 \sin \omega t$  garmonik qonun bo'yicha o'zgaradigan, majbur etuvchi tashqi EYuK kiritiladi (107 - rasm).



107 - rasm. Majburiy elektromagnit tebranishni hosil qiluvchi elektr zanjir

Kirxgof qonuniga asosan  $\varepsilon$  ning oniy qiymati kontur elementlaridagi kuchlanish tushishlarining oniy qiymatlari yig'indisiga tengdir

$$U_L + U_R + U_C = \varepsilon, \quad (54.1)$$

bu yerda  $U_L$  - induktivlikdagi,  $U_R$  - qarshilikdagi va  $U_C$  - kondensatordagi kuchlanish tushishlaridir. (54.1) - ifodada quyidagi almashtirishlarni amalga oshirsak

$$U_L = L \frac{d^2 Q}{dt^2}; \quad U_R = R \frac{dQ}{dt}; \quad U_C = \frac{Q}{C}; \quad \varepsilon = \varepsilon_0 \sin \omega t$$

majburiy elektromagnit tebranishlarning differentsial tenglamasiga ega bo'lamiz.

$$L \frac{d^2 Q}{dt^2} + R \frac{dQ}{dt} + \frac{1}{C} Q = \varepsilon_0 \sin \omega t, \quad (54.2)$$

Bu tenglamaning yechimini konturdagi tok uchun quyidagicha ifodalash mumkin:

$$I = I_0 \sin(\omega t - \varphi), \quad (54.3)$$

va uni integrallasak, kondensator qoplamalaridagi zaryadning o'zgarish qonunini topishimiz mumkin:

$$Q = \int I_0 \sin(\omega t - \varphi) dt = -\frac{I_0}{\omega} \cos(\omega t - \varphi) = \frac{I_0}{\omega} \sin\left(\omega t - \varphi - \frac{\pi}{2}\right), \quad (54.4)$$

o'z navbatida bu tenglamani differentsiallasak, g'altakdagi tokning o'zgarish tezligini topishimiz mumkin.

$$\frac{d^2 Q}{dt^2} = I_0 \omega \cos(\omega t - \varphi) = I_0 \omega \sin\left(\omega t - \varphi + \frac{\pi}{2}\right), \quad (54.5)$$

54.1÷54.4 - ifodalardan foydalansak, quyidagi majburiy elektromagnit tebranishlar tenglamasini keltirib chiqaramiz:

$$L\omega I_0 \sin\left(\omega t - \varphi + \frac{\pi}{2}\right) + RI_0 \sin(\omega t - \varphi) + \frac{I_0}{\omega C} \sin\left(\omega t - \varphi - \frac{\pi}{2}\right) = \varepsilon_0 \sin \omega t, \quad (54.6)$$

(54.1)- va (54.6)- tenglamalardan quyidagi qonuniyatlarni tasavvur qilishimiz mumkin:

$$1) U_L = L\omega I_0 \sin\left(\omega t - \varphi + \frac{\pi}{2}\right); R_L = \omega L \text{ konturning induktivlik}$$

qarshiligidagi kuchlanishning tebranish qonuni;

2)  $U_R = RI_0 \sin(\omega t - \varphi)$  -  $R$  aktiv qarshilikdagi kuchlanishning tebranish qonuni;

$$3) U_C = \frac{1}{\omega C} I_0 \sin\left(\omega t - \varphi - \frac{\pi}{2}\right), R_C = \frac{1}{\omega C} \text{ sig'im qarshiligidagi}$$

kuchlanishning tebranish qonuni.

$$\text{Bu yerda } \omega LI_0 = U_{L0}; \quad RI_0 = U_{R0}; \quad \frac{I_0}{\omega C} = U_{C0} - \text{induktivlik, qarshilik}$$

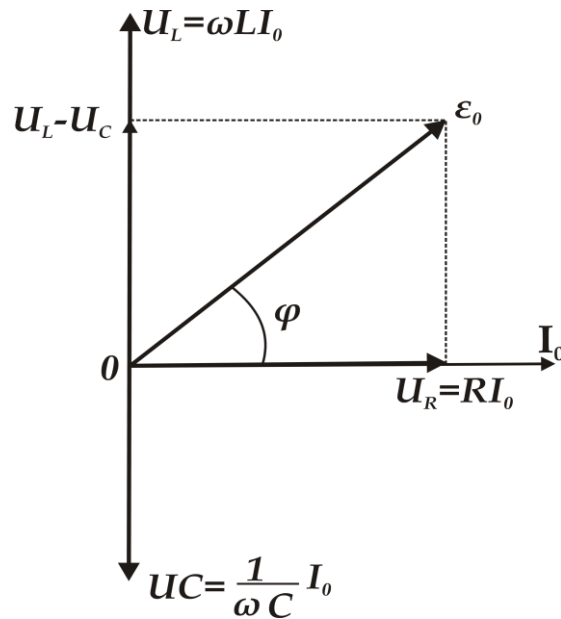
va sig'imdagi kuchlanishlarining amplituda qiymatlaridir.

$U_L, U_R$  va  $U_C$  kuchlanishlarni taqqoslasak,  $U_R$  ga nisbatan  $U_L$  fazasi

$+\frac{\pi}{2}$  oldinda,  $U_C$  fazasi, esa  $-\frac{\pi}{2}$  orqada qoladi (108 - rasm).

Rasmda yuqoridagi kuchlanishlarning fazaviy holatlari kuchlanishning vektor diagrammasi ko'rinishida keltirilgan. Diagrammadan

$$\varepsilon_0^2 = R^2 I_0^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right)^2 I_0^2, \quad (54.7)$$



108 - rasm. Elektromagnit zanjirning induktivlik qarshiligi va sig'imidagi kuchlanishlarning amplitudalari

Bu yerdan

$$I_0 = \frac{\varepsilon_0}{\sqrt{R^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right)^2}}, \quad (54.8)$$

$\sqrt{R^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right)^2}$  - tebranish konturining impedansi – yoki to'la qarshiligi deb ataladi.

Kuchlanishlar diagrammasidan  $\varphi$  boshlang'ich fazani ham topish mumkin.

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{\omega L - \frac{1}{\omega C}}{R}, \quad (54.9)$$

Tok kuchining amplitudasi konturning ( $L$ ,  $R$  va  $C$ ) parametrlaridan tashqari  $\varepsilon_0$  majburlovchi EYuK va uning tsiklik chastotasiga bog'liq.

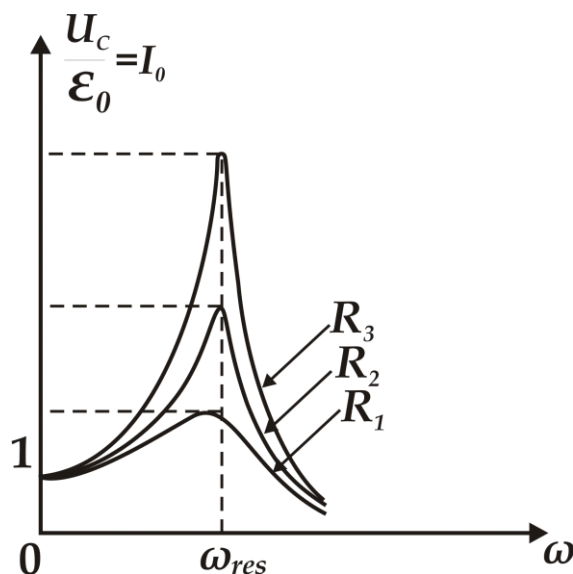
$I_0$  tok kuchi amplitudasining  $\omega$  - tsiklik chastotaga bog'liqligi 109 - rasmda keltirilgan.

Majbur etuvchi EYuK ning  $\omega$  chastotasi o'zgarishi bilan

$$\omega L = \frac{1}{\omega C}$$

teng bo'lish holatiga erishish mumkin va konturning reaktiv qarshiligi nolga aylanadi:

$$\left( \omega L - \frac{1}{\omega C} \right) = 0, \quad (54.10)$$



**109 - rasm. Tebranish konturi tok kuchi amplitudasining tsiklik chastotaga bog'liq o'zgarishi  $R_1 < R_2 < R_3$**

Bu shart bajarilganda zanjirdagi tok kuchining amplitudasi maksimal bo'ladi va faqat aktiv qarshilikka bog'liq bo'ladi.

$$I_{0\max} = \frac{\varepsilon_0}{R}, \quad (54.11)$$

$R, L, C$  ga majbur etuvchi EYuK ni ketma-ket ulanganda tebranish konturidagi tok kuchi amplitudasining birdan ortish hodisasi *kuchlanishning rezonansi* deb ataladi. Rezonans sodir bo'ladigan  $\omega_{rez}$  chastota *rezonans chastotasi* deb ataladi va (54.10) - shart bilan aniqlanadi:

$$\omega_{rez} = \frac{1}{\sqrt{LC}} = \omega_0, \quad (54.12)$$

bu yerda  $\omega_0$  - tebranish konturining xususiy chastotasidir. 109 - rasmda keltirilgan egri chiziqlar *rezonans egri chiziqlari* deb ataladi. Barcha egri chiziqlarning maksimumi, mexanik rezonansdan farqli ravishda,

$\omega_{rez}$  chastotaga to'g'ri keladi.

Kuchlanishning rezonansida  $U_L$  va  $U_C$  o'zlarining maksimal qiymatlariga erishadilar:

$$U_{L_0} = U_{C_0} = \varepsilon_0 \frac{\sqrt{\frac{L}{C}}}{R}, \quad \frac{U_{C_0}}{\varepsilon_0} = \frac{\sqrt{\frac{L}{C}}}{R} = \eta, \quad (54.13)$$

nisbat *tebranish konturining aslligi* deb ataladi. Bu yerda  $\sqrt{\frac{L}{C}}$  konturning to'lqin qarshiligidir.

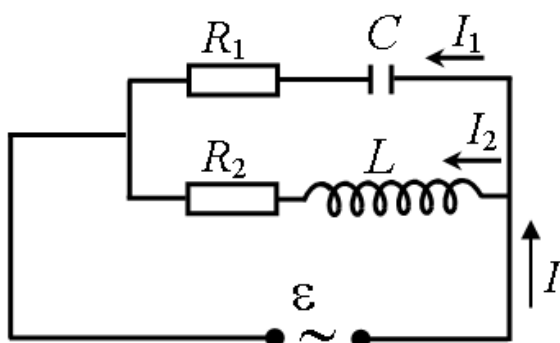
Endi majbur etuvchi *EYuK* ning tebranish konturi induktivligi va sig'imiga parallel ulanish holatini ko'rib chiqamiz (*110 - rasm*).

Tarmoqlardagi aktiv qarshiliklarni juda kichik deb hisoblaymiz va ularni inobatga olmasak ham bo'ladi.

$$R_1 = R_2 = 0.$$

U holda, vaqtning istalgan momentida, o'zaro parallel bo'lgan sig'im va induktivlikdagi kuchlanishlar bir-biriga tengdir.

$$U_L = U_C = \varepsilon$$



*110 - rasm. Induktivlik va sig'imga parallel ulangan EYuK li tebranish konturi*

Zanjirning ikkala tarmog'idagi har bir tokning amplituda qiymatlari va ularning fazalarini quyidagicha hisoblash mumkin.

$$I_{01} = \frac{\varepsilon_0}{1} ; \left[ R_1 = 0, \omega L = 0 \right] \text{ va } \operatorname{tg} \varphi_1 = \frac{-1}{\omega C} = -\infty, \quad (54.14)$$

$$I_{02} = \frac{\varepsilon_0}{\omega L} ; \left( R_2 = 0, \omega = \frac{1}{\infty} = 0 \right) \text{ va } \operatorname{tg} \varphi_2 = \frac{\omega L}{0} = \infty, \quad (54.15)$$

Bu tenglamalardan  $\varphi_1 = \frac{\pi}{2}$ ,  $\varphi_2 = \frac{3}{2}\pi$  ga tengdir. Tashqi zanjirda tokning amplitudasi

$$I_0 = |I_{01} - I_{02}| = \varepsilon_0 \left| \omega C - \frac{1}{\omega L} \right|, \quad (54.16)$$

ga teng.

Agarda  $\omega = \omega_{rez} = \frac{1}{LC}$  bo'lsa,

$$I_0 = \varepsilon_0 \left| \frac{C}{\sqrt{LC}} - \frac{\sqrt{LC}}{L} \right| = \varepsilon_0 \left| \sqrt{\frac{C}{L}} - \sqrt{\frac{C}{L}} \right| = 0, \quad (54.17)$$

Bu holda kontur qarshiligi katta bo'lgan filtrni eslatadi.

### Nazorat savollari

1. Qanday tebranishlar garmonik tebranishlar deb ataladi? Ularning asosiy xarakteristikalarini (amplituda, faza, davri, chastota, tsiklik chastota) tushuntiring.
2. Prujinali, matematik, fizik mayatniklarning tebranish davrlari qanday topiladi?
3. Elektromagnit tebranishlar nima?
4. Bir tomonga yo'nalgan yoki o'zaro perpendikulyar bo'lgan ikki tebranishlarni qo'shing.
5. Erkin mexanik tebranishlar tenglamasini yozing. So'nish koeffitsienti nima? So'nishning logarifmik dekrementi nima?
6. Elektromagnit zanjirdagi erkin so'nuvchi tebranishlarning differentsial tenglamasi yechimini toping?

7. Majburiy mexanik va elektromagnit tebranishlar. Ularni tenglamasi, amplituda qiymati va majburiy tebranishlar chastotalarini yozing?
8. Kuchlanish va tok rezonansi hodisasini tushuntiring?



## V Bob. TO'LQIN HODISALARI

### 55 - §. To'lqin hodisalari

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

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

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

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

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

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

*Tsilindrik to'lqinlar*.

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

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

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

Bo'ylama to'lqinlarning tarqalish tezligi

$$v_b = \sqrt{\frac{E}{\rho}}, \quad (55.1)$$

dan iborat. Bu yerda  $E$  - Yung moduli,  $\rho$  - elastik muhitning zichligi.

*Ko'ndalang to'lqinlarda* muhit zarrachalari to'lqin tarqalish yo'nalishiga perpendikulyar yo'nalishlarda tebranadilar. Ko'ndalang

to'liqning tarqalishi siljish deformatsiyasiga bog'liq bo'ladi va u faqat qattiq jismlarda kuzatiladi.

Ko'ndalang to'liqin tarqalish tezligi quyidagidan iborat:

$$v_k = \sqrt{\frac{G}{\rho}}, \quad (55.2)$$

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

$$v_b > v_k$$

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

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

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

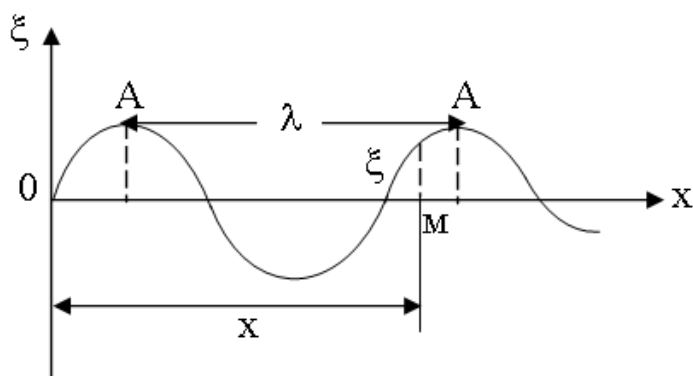
$$\xi = A \sin(\omega t + \varphi), \quad (55.3)$$

qonun bo'yicha garmonik tebranish hosil qilsin. Bu yerda  $A, \omega, \varphi$  - tebranishning amplitudasi, tsiklik chastotasi va boshlang'ich fazasidir. U holda  $OX$  o'qidagi  $M$  nuqtada  $\xi$  kattalikning tebranishi  $\xi_0$  tebranishdan faza bo'yicha orqada qoladi:

$$\xi = A \sin \left[ \omega \left( t - \tau \right) + \varphi \right] = A \sin \left( \omega t - \frac{\omega}{v} x + \varphi \right) = A \sin \left( \omega t - kx + \varphi \right), \quad (55.4)$$

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

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



111 - rasm. Garmonik tebranuvchi to'lqin

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

To'lqin soni deb  $2\pi$  masofadagi uzunlik birligida joylashadigan to'lqin uzunliklari soniga aytiladi.

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

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

$$\xi = \frac{A_0}{r} \sin(\omega t - kr + \varphi), \quad (55.5)$$

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

Istalgan to'lqinning funktsiyasi to'lqin deb ataluvchi differentsial tenglamaning yechimidir.

$Ox$  yo'nalishda tarqalayotgan yassi to'lqin uchun to'lqin tenglamasini topib ko'ramiz.

$\xi$  dan  $t$  va  $x$  bo'yicha ikkinchi tartibli xususiy hosilalarni olamiz.

$$\frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2} = -\omega^2 A \sin(\omega t - kx + \varphi) = -\omega^2 \xi, \quad (55.6)$$

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

Ikki tenglamaning o'ng taraflarini taqqoslasak

$$\frac{\partial^2 \xi}{\partial x^2} = \frac{1}{v^2} \frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2}, \quad (55.7)$$

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

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

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

$$\frac{\partial^2 \xi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \xi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \xi}{\partial z^2} = \frac{1}{v^2} \frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2}, \quad (55.8)$$

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

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

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

$$\frac{dx}{dt} = \frac{\omega}{k} = \frac{\alpha}{T} = v, \quad (55.9)$$

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

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

$$U = v - \lambda \frac{dv}{dt}, \quad (55.10)$$

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

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

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

To'liqin jarayoni tebranayotgan bir nuqtadan ikkinchisiga energiyani uzatish bilan bog'liqdir. Agarda  $dV$  hajm elementida  $m$  massali  $n$  ta tebranayotgan zarrachalar bo'lsa, u holda har bir zarrachaning energiyasi

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

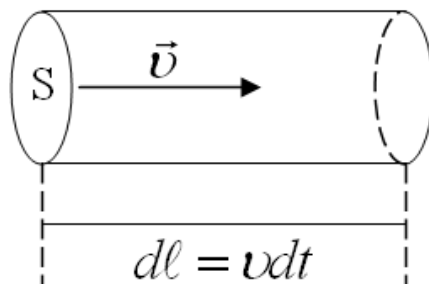
dan iborat bo'ladi.

Energiyaning hajmiy zichligi, ya'ni birlik hajmdagi zarrachalar energiyasi

$$w = \frac{dE}{dV} = \frac{mn\omega^2 A^2}{2} = \frac{\omega^2 A^2}{2} \rho, \quad (55.11)$$

bu yerda  $\rho = mn$  - muhit zichligidir.

Birlik vaqtda to'liqin tarqalish yo'nalishiga perpendikulyar bo'lgan birlik sirt yuzasidan ko'chiriladigan energiya - *energiya oqimining zichligi* deb ataladi. Uni shunday tasavvur etish mumkin: Kesimi  $dS$  va  $d\ell = vdt$  bo'lgan kichik tsilindr bo'ylab (112 - rasm),



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

to'liqin  $\nu$  fazaviy tezlik bilan tarqalayotgan bo'lsin. Bu tsilindr hajmidagi energiya quyidagiga teng bo'ladi.

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

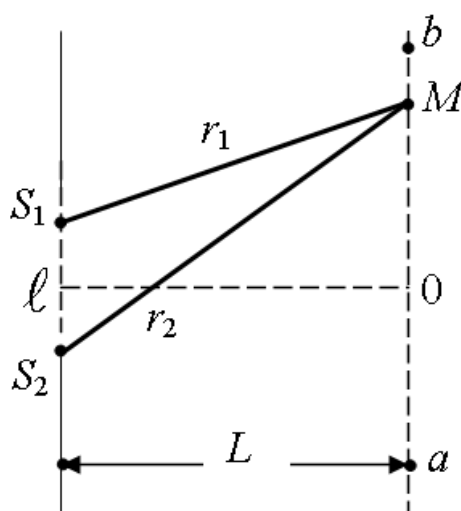
Energiya oqimi zichligi esa

$$j = \frac{dE}{ds \cdot dt} = \frac{w \cdot \nu \cdot dt \cdot ds}{ds \cdot dt} = w \cdot \nu = \frac{S w^2 A^2 \nu}{2}, \quad (55.12)$$

ga teng bo'ladi. Buni vektor ko'rinishda shunday ifodalash mumkin  $\vec{j} = w \vec{U}$ . Energiya ko'chishi bo'yicha yo'nalgan bu vektor *energiya oqimi zichligining vektori* yoki *Umov vektori* deb ataladi.

## 56 - §. To'liqin superpozitsiyasi

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



113 - rasm. Ikkita nuqtaviy manbadan bir xil yo'nalishda tarqalayotgan to'liqlarning qo'shilishi

Tajribalardan olingan bu tasdiq to'liqlarning *superpozitsiya printsipti* deb ataladi. Zarrachalarning natijaviy harakati tashkil etuvchi tebranishlarning chastota, amplituda va fazalariga bog'liqdir. Bir xil yo'nalishga ega bo'lgan manbadan chiqayotgan ikkita to'liqning qo'shilishi alohida qiziqish tug'diradi. Masalan, bu to'liqlar  $S_1$  va  $S_2$  nuqtaviy manbalardan qo'zg'atilgan bo'lib ularning chastotalari  $\omega_1$  va  $\omega_2$ , boshlang'ich fazalari bir xil va nolga teng bo'lsin (113 - rasm).

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

$$\left. \begin{aligned} \xi_1 &= A_1 \sin\left(\omega_1 t - \frac{2\pi}{\lambda_1} r_1\right) \\ \xi_2 &= A_2 \sin\left(\omega_2 t - \frac{2\pi}{\lambda_2} r_2\right) \end{aligned} \right\}, \quad (56.1)$$

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

$$A = \sqrt{A_1^2 + A_2^2 + 2A_1 A_2 \cos(\varphi_1 - \varphi_2)}, \quad (56.2)$$

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

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

Agarda tebranishlar chastotasi bir-biriga teng bo'lmasa

$$\omega \neq \omega_2,$$

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

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

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

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

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

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

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

Agarda manbalar to'liqlarining chastotalari teng bo'lsa,

$$\omega_1 = \omega_2 ,$$

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

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

Chastotalari bir xil va tebranishlari o'zgarmas fazalar farqiga ega bo'lgan to'liqlar *kogerent to'liqlar* deb ataladi.

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

$$\Delta = r_1 - r_2$$

kattalikka bog'liq bo'ladi va bu *yo'lning geometrik farqi* deb ataladi. (55.2) - ifodadan kogerent to'liqlar uchun

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



bo'lgan nuqtalarda amplituda maksimal qiymatga erishadi:

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

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

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

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

$$\Delta = m\lambda , \quad (56.3)$$

Bu shart, to'lqinlar qo'shilishida *tebranishlarning kuchayish sharti* deb ataladi.

Kogerent to'lqinlar uchun,

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

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

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

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

$$\varphi_1 - \varphi_2 = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot \Delta = (2m+1)\pi \quad \text{yoki} \quad \Delta = (2m+1)\frac{\lambda}{2} , \quad (56.4)$$

Bu tenglik *tebranishlarning susayish sharti* deb ataladi.

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

$$A_1 = A_2$$

u holda to'lqinlar kuchayadigan nuqtalarda

$$A = 2A_1$$

ga teng bo'ladi, to'lqinlar susayadigan nuqtalarda

$$A = 0$$

ga teng bo'ladi.

Shunday qilib, kogerent to'lqinlarning bir-birining ustiga tushishi fazaning ayrim nuqtalarida muhit zarrachalari tebranishlarining turg'un kuchayishiga va boshqa nuqtalarida tebranishning susayishiga olib keladi. Bu hodisa *tebranishlarning interferentsiyasi* deb ataladi. (56.3) - va (56.4) tengliklardagi  $m$  kattalik *interferentsiya maksimumi* yoki *minimumining tartibi* deb ataladi.

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

Agarda manbalar orasidagi masofa

$$\ell \ll L$$

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

$$\Delta = \frac{\ell y}{L}, \quad (56.5)$$

ga teng bo'ladi.

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

$$Y_m = \frac{m\lambda L}{l}, \quad Y_{m+1} = \frac{(m+1)\lambda L}{l}, \quad (56.6)$$

Qo'shni maksimumlar yoki minimumlar orasidagi masofa *interferentsiya yo'llari kengligi* deb ataladi. (56.6) -ifodadan interferentsiya yo'llari kengligi quyidagiga tengdir:

$$\Delta y = Y_{m+1} - Y_m = \frac{h}{l} \lambda, \quad (56.7)$$

To'lqinlar interferentsiyasida energiyalar yig'indisi murakkab ko'rinishga ega. To'lqinlar interferentsiyasi muhitning qo'shni sohalari orasida

tebranishlar energiyasining qayta taqsimlanishiga olib keladi. Ammo energiyaning umumiy miqdori o'zgarmay qoladi.

### 57- §. Turg'un to'lqinlar

Bir xil amplitudali ikkita qarama-qarshi yo'nalgan to'lqinlarni qo'shilishida juda muhim bo'lgan interferentsiya hodisasi kuzatiladi. Natijada paydo bo'lgan tebranma jarayon *turg'un to'lqin* deb ataladi. Amalda turg'un to'lqinlar to'lqinlarni to'siqlardan qaytishida hosil bo'ladi.  $x$  - o'qi bo'ylab, qarama - qarshi yo'nalishlarda tarqalayotgan, amplituda va chastotalari bir xil bo'lgan ikkita yassi to'lqinning tenglamasini yozamiz.

$$\left. \begin{aligned} \xi_1 &= A \sin \left( \omega t - \frac{2\pi}{\lambda} x \right) \\ \xi_2 &= A \sin \left( \omega t + \frac{2\pi}{\lambda} x \right) \end{aligned} \right\}, \quad (57.1)$$

Bu ikki tenglamani qo'shsak, natijaviy to'lqin tenglamasini keltirib chiqaramiz:

$$\xi = \xi_1 + \xi_2 = 2A \cos \frac{2\pi}{\lambda} x \cdot \sin \omega t, \quad (57.2)$$

Bu tenglamadan, turg'un to'lqinning har bir nuqtasida uchrashayotgan, to'lqinlar chastotasiga teng chastotali tebranishlar kuzatilishi ko'rinib turibdi va uning amplitudasi  $x$  ga quyidagicha bog'liq bo'ladi:

$$A_{tur} = 2A \cos \frac{2\pi}{\lambda} x$$

Koordinatalari quyidagi shartlarni:

$$\frac{2\pi}{\lambda} x = 2m\pi \quad (m = 0, 1, 2, \dots), \quad (57.3)$$

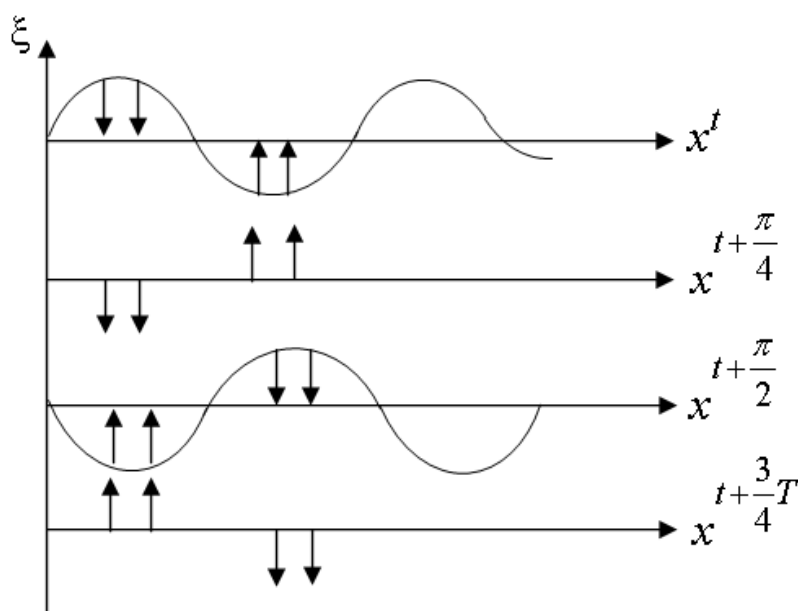
qanoatlantiradigan nuqtalarda amplituda o'zining  $2A$  maksimal qiymatiga erishadi. Bu nuqtalar *turg'un to'lqinning do'ngliklari* deb ataladi. Koordinatalari

$$\frac{2\pi}{\lambda} x = \pm (m+1) \frac{\pi}{2}, \quad (57.4)$$

shartni qanoatlantiradigan nuqtalarda to'liqin amplitudasi nolga aylanadi va bu nuqtalar *turg'un to'liqinning tugunlari* deb ataladi. Qo'shni tugunlar yoki do'ngliklar orasidagi masofa turg'un to'liqinning to'liqin uzunligi deb ataladi va u (57.3) - va (57.4) - ifodadan, chopar to'liqinning to'liqin uzunligini yarmiga teng bo'ladi

$$\lambda_{tur} = \frac{\lambda_{yug}}{2}$$

$2A \cos \frac{2\pi}{\lambda} x$  – ko'paytma, nol qiymatni kesib o'tganda o'zining ishorasini o'zgartiradi, shu sababli, tugunning har xil tomonlaridagi tebranishlar fazasi  $\pi$  ga farq qiladi, ya'ni ikki tomondagi zarrachalar qarama - qarshi fazalarda tebranadilar.



**114 - rasm. Turg'un to'liqinlar**

114 - rasmda muhit zarrachalarining  $1/4$  davrga teng vaqt momentlaridagi holatlari keltirilgan. Ko'rsatkichlar bilan zarrachalar tezligi ko'rsatilgan. Yugurayotgan to'liqindan farqli ravishda turg'un to'liqinda energiya uzatilishi kuzatilmaydi.

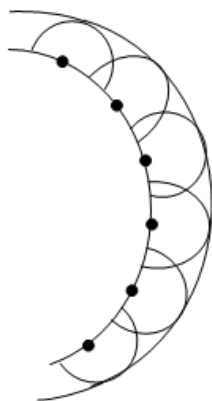
Energiya davriy ravishda, muhitni elastik deformatsiyalab, kinetik energiyadan potentsial energiyaga va teskariga o'tib turadi. Qaytish

nuqtalarida, tushayotgan va qaytayotgan to'liqlar tebranishi bir xil fazada sodir bo'ladi, shuning uchun bu tebranishlar qo'shilganda amplitudalar kuchayadi.

## 58 - §. Gyuygens printsipt

Gyuygens printsipt yordamida to'liqlarning tarqalish hodisalarini kuzatish osonlashadi. Bu printsiptga asosan, to'liq harakati yetib borgan har bir nuqta ikkilamchi to'liqlar manbaiga aylanadi: bu to'liqlarni o'rab oluvchi egri chiziq keyingi momentdagi to'liqlar fronti holatini beradi (*115 - rasm*).

Gyuygens printsiptidan foydalanib, ikki muhit chegarasidan to'liqlarni qaytish va sinish qonunlarini keltirib chiqarish mumkin.

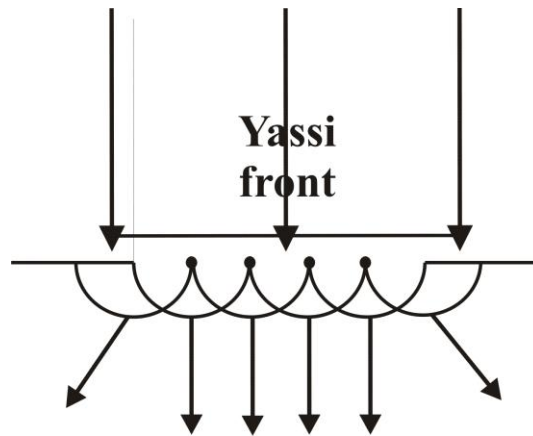


### *115 - rasm. Ikkilamchi to'liqlarning hosil bo'lish markazlari*

To'liqlarning burchak ostida tushganidagi sinishi har xil muhitdagi, ularning har xil tezliklarga ega bo'lishi bilan tushuntiriladi.

Gyuygens printsipt, to'liqlarga xos bo'lgan, ularning to'g'ri chiziqli tarqalishidan og'ishini tushuntirib bera oladi.

Agarda to'liqlar chegaralanmagan fazoda tarqalsalar, ular o'zlarining to'g'ri chiziqli yo'nalishini saqlab qoladilar. O'z yo'lida to'siqlarga duch kelsa, uni o'rab o'tishga intilishadi. Bu hodisa *difraktsiya hodisasi* deb ataladi.



**116 - rasm. Ikkilamchi to'lqinlar frontining hosil bo'lishi**

Masalan, ko'p teshikli yassi to'siqqa unga parallel bo'lgan to'lqin fronti tushayotgan bo'lsin (116 - rasm).

Gyuygens printsiptiga asosan, yassi to'lqinning har bir teshigiga to'g'ri kelgan nuqtalar ikkilamchi to'lqinlar markaziga aylanadilar. Bu ikkilamchi to'lqinlarni o'rab oluvchi egri chiziqni chizsak, u ikkilamchi to'lqin fronti geometrik soya sohasini ham egallay boshlaydi.

### **Nazorat savollari**

1. To'lqin nima? Qanday to'lqinlarni bilasiz? To'lqinlarning tarqalish tezligi qanday fizik kattaliklarga bog'liq? To'lqin siljish tenglamasining differentsial ko'rinishini yozing? To'lqinlarning fazaviy va guruhli tezligini tushuntirib bering.
2. To'lqinlarni qo'shing. Superpozitsiya printsipti qanday bo'ladi? Turg'un to'lqinlar va ularning tenglamasi qanday ko'rinishda?
3. Elektromagnit to'lqinlarni hosil bo'lishi va differentsial tenglamasi qanday ko'rinishda? Ularni tarqalish tezligini hisoblang? Umov-Poyting vektorini tushuntirib bering.

## VI Bob. AKUSTIKA

### 59 - §. Akustika

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

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

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

$$I = \frac{1}{2} A^2 \omega^2 \rho v \quad (59.1)$$

bu yerda  $A$  to'lqin amplitudasi,  $\omega$  - to'lqinning tsiklik chastotasi,  $\rho$  - muhit zichligi,  $v$  - to'lqin tarqalishining fazaviy tezligidir.

Misol uchun, chastota o'zgarmas bo'lganda, amplituda ikki marotaba kuchayadi, tovush jadalligi esa bir marotaba oshadi. XBT da tovush jadalligi birligi  $Vt/m^2$  da o'lchanadi, SGS tizimida esa  $\frac{Erg}{sm^2s}$  da o'lchanadi.

Elastik muhitda bo'ylama tovush to'lqinlarining tarqalishi muhitning hajmiy deformatsiyalanishi bilan bog'liqdir. Shuning uchun muhitning har bir nuqtasidagi bosim uzluksiz tebranib turadi va u muhit bosimining muvozanatdagi qiymati va  $\Delta P$  qo'shimcha bosim yig'indisiga tengdir.  $\Delta P$  qo'shimcha bosim muhitning tovush bosimi deb ataladigan deformatsiyasi ta'sirida vujudga keladi.

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

$$\Delta P = \rho v \frac{\partial S}{\partial t} , \quad (59.2)$$

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

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

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

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

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

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

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

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

Odatda, ultratovush to'liqlarni generatsiya qilish uchun, asosan p'ezoelektrik va magnitostriksiyaviy nurlatgichlar ishlatiladi.

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

Ultratovushli nurlarning ikki muhit chegarasida qaytishi va sinishi geometriyaviy optika qonunlariga asosan sodir bo'ladi. Shuning uchun ultratovush nurlari tarqalish yo'nalishini o'zgartirish va fokuslashda har xil



shakldagi oynalar, tovushli linzalar, prizmalar va boshqa qurilmalar qo'llaniladi.

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

## **Nazorat savollari**

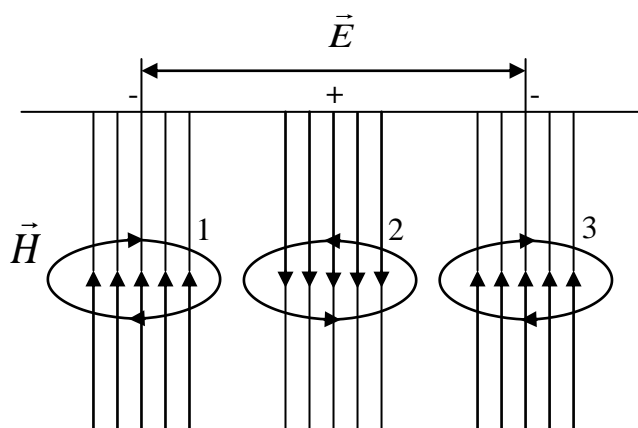
1. Tovushning kuchi, balandligi va tembrini tavsiflab bering?
2. Tovush jadalligi nima?
3. Tovushli linzalar va oynalar qaysi maqsadlarda ishlatiladilar?
4. Ultratovushlarni har xil muhitlarda tarqalishi va yutilishini tushuntirib bering?

## VII bob. ELEKTROMAGNIT TO'LQINLAR

### 60 - §. Elektromagnit to'lqinlar

Dielektrik uchun Maksvellning (1) - va (2) - tenglamalaridan quyidagi fikr kelib chiqadi, ya'ni elektr va magnit maydonlarning o'zaro bog'liqligi, bu maydonlardan birining o'zgarishi qo'shni nuqtalarda boshqasining paydo bo'lishini eslatadi. Bu esa fazoda *elektromagnit to'lqinlarni* paydo bo'lishi va tarqalishiga olib keladi.

Faraz qilaylik, fazoning qandaydir joyida (117 - rasm, 1-nuqtada) kuchlanganligi  $\vec{E}$  bo'lgan elektr maydoni hosil qilingan.



**117 - rasm. Elektromagnit to'lqin tarqalishida elektr va magnit maydonlarning taqsimlanishi**

Maydon kuchlanganligini 0 dan  $E$  gacha o'zgarishi Maksvellning 1 - tenglamasiga asosan

$$\oint H_{\ell} dl = \frac{\partial D_n}{\partial t}$$

elektr maydon kuch chiziqlarini o'rab oluvchi magnit maydonini hosil bo'lishiga olib keladi.

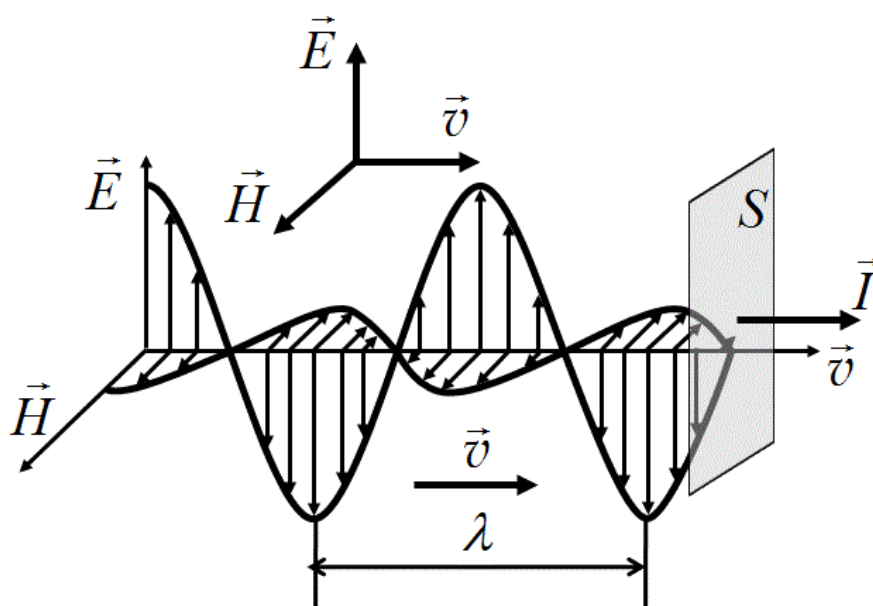
Kuchlanganligi  $\vec{H}$  bo'lgan magnit maydonining paydo bo'lishi, Maksvellning 2 - tenglamasiga asosan

$$\oint E_{\ell} dl = - \frac{d\Phi}{dt}$$

yana elektr maydonini hosil qiladi. Elektr maydoni uyurmali va yopiq bo'lib 2 - nuqtada pastga, 1 - nuqtada yuqoriga yo'nalgan bo'ladi.

Shunday qilib, qandaydir nuqtada paydo bo'lgan elektr (yoki magnit) maydoni barcha yo'nalishlarda bir vaqtda tarqaladigan elektr va magnit to'lqinlarning manbai bo'lib qoladi. Elektr va magnit to'lqinlarining majmuasi *elektromagnit to'lqin* deb ataladi.

Bu holda, elektromagnit to'lqin o'tuvchi har bir nuqtada  $\vec{E}$  va  $\vec{H}$  kuchlanganliklarning har biri maksimumgacha o'sib, nolgacha kamayishga intiladi. Agarda boshlang'ich nuqtada maydon kuchlanganligi uzoq vaqt  $E = E_0 \sin \omega t$  qonuniyat bilan tebranib tursa, u holda to'lqin o'tadigan har bir nuqtada  $\vec{E}$  va  $\vec{H}$  maydon kuchlanganliklari ham shu qonuniyat bilan tebranadilar. Bu ikkala vektorlar bir-biriga perpendikulyar bo'lib, to'lqin tarqalishi yo'nalishiga perpendikulyardir, ya'ni elektromagnit to'lqin *ko'ndalang to'lqindir*.



**118 - rasm. Elektromagnit to'lqinning elektr va magnit kuchlanganlik vektorlari yo'nalishlari**

Ikki maydon kuchlanganliklari vektorlarining vaqtning bir onida har xil nuqtalarda yo'nalganliklari 118 - rasmda keltirilgan.

Maksvell tenglamalaridan quyidagi differentsial tenglamalarni keltirib chiqarish mumkin:

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial z^2} &= \varepsilon \varepsilon_0 \mu \mu_0 \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} \\ \frac{\partial^2 \vec{H}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \vec{H}}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \vec{H}}{\partial z^2} &= \varepsilon \varepsilon_0 \mu \mu_0 \frac{\partial^2 \vec{H}}{\partial t^2} \end{aligned} \right\}, \quad (60.1)$$

Bu elektr va magnit to'liqlarining mos ravishda to'liqin tenglamalaridir. Bu tenglamalarni to'liqinning differentsial tenglamasi

$$\frac{\partial^2 \xi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \xi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \xi}{\partial z^2} = \frac{1}{U^2} \frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2}$$

bilan solishtirsak, elektr va magnit to'liqlarning fazali tezliklari bir xil ekanligi ko'rinib turibdi

$$U = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon \varepsilon_0 \mu \mu_0}},$$

yani faqat to'liqin tarqaladigan muhitning dielektrik va magnit singdiruvchanliklariga bog'liq ekan.

Vakuumdagi  $\varepsilon = \mu = 1$  ga teng bo'lgani uchun to'liqlarning fazali tezliklari yorug'likning vakuumdagi tezligiga tengdir.

$$U = c = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_0 \mu_0}} = 299729 \text{ km/s.}$$

Agar  $c = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_0 \mu_0}}$  ekanligini hisobga olsak, elektromagnit to'liqining istalgan muhitdagi tarqalish tezligi uchun Maksvell formulasini keltirib chiqaramiz:

$$U = \frac{c}{\sqrt{\varepsilon \mu}}, \quad (60.2)$$

X o'qi bo'ylab tarqalayotgan yassi elektromagnit to'lqin uchun, elektromagnit to'lqinning ko'ndalang ekanligini hisobga olgan holda, quyidagiga ega bo'lamiz:

$$E_x = H_x = 0$$

$E_z = H_z = 0$  ekanligini hisobga olsak, Maksvell tenglamasidan X o'qi bo'ylab tarqalayotgan yassi elektromagnit to'lqinning differentsial tenglamalarini keltirib chiqaramiz:

$$\frac{\partial^2 E_y}{\partial x^2} = \frac{\varepsilon\mu}{c^2} \frac{\partial^2 E_y}{\partial t^2}; \quad \frac{\partial^2 H_z}{\partial x^2} = \frac{\varepsilon\mu}{c^2} \frac{\partial^2 H_z}{\partial t^2}, \quad (60.3)$$

Bu tenglamalarning eng oddiy yechimlari quyidagi funktsiyalardan iboratdir:

$$E_y = E_0 \sin(\omega t - kx + \alpha_1); \quad H_z = H_0 \sin(\omega t - kx + \alpha_2), \quad (59.4)$$

Bu yerda  $\omega$  - to'lqin chastotasi,  $k = 2\pi/\lambda = \omega/v$  to'lqin sonidir,  $\alpha_1$  va  $\alpha_2$   $x = 0$  nuqtadagi tebranishlarning boshlang'ich fazalaridir.

Elektromagnit to'lqin uchun, quyidagi tenglik

$$\varepsilon\varepsilon_0 E_0^2 = \mu\mu_0 H_0^2, \quad (60.5)$$

o'rinlidir. Bu tenglikdan elektr va magnit maydon vektorlarining tebranishlari bir xil fazada ( $\alpha_1 = \alpha_2$ ) sodir bo'lishi ko'rinib turibdi va bu vektorlarning amplitudalari bir-biri bilan quyidagicha bog'langandir.

$$E_0 \sqrt{\varepsilon\varepsilon_0} = H_0 \sqrt{\mu\mu_0}, \quad (60.6)$$

Yassi elektromagnit to'lqin tenglamasining vektor ko'rinishi quyidagichadir:

$$\vec{E} = \vec{E}_0 \sin(\omega t - kx); \quad \vec{H} = H_0 \sin(\omega t - kx), \quad (60.7)$$

bu yerda fazalar farqi nolga tengdir  $\alpha_1 = \alpha_2 = 0$ .

Elektromagnit to'liqlar, har qanday to'liqlarga o'xshash, energiyani ko'chirish xususiyatiga egadirlar.

Elektromagnit maydon energiyasi zichligi  $w$  elektr va magnit maydonlar energiyalari zichliklari yig'indisidan iborat.

$$w = w_E + w_H = \frac{\varepsilon\varepsilon_0 E^2}{2} + \frac{\mu\mu_0 H^2}{2}, \quad (60.8)$$

Fazoning berilgan nuqtasida  $\vec{E}$  va  $\vec{H}$  vektorlar bir xil fazada o'zgaradilar. Shu sababli,  $Y_{e0}$  va  $N_0$  larning amplituda qiymatlari orasidagi (60.6) - nisbat ularning boshqa oniy qiymatlari uchun ham o'rinlidir. Bundan, to'liqinning elektr va magnit maydonlari energiyalari zichligi vaqtning har bir momenti uchun bir xildir degan fikr tug'iladi, yani

$$w_E = w_H$$

Shuning uchun

$$w = 2w_E^* = \varepsilon\varepsilon_0 E^2, \quad (60.9)$$

$E\sqrt{\varepsilon\varepsilon_0} = H\sqrt{\mu\mu_0}$  tenglikdan foydalanib, (60.9) - ifodani quyidagicha qayta yozish mumkin:

$$w = \sqrt{\varepsilon\varepsilon_0\mu\mu_0} EH = \frac{1}{\nu} EH$$

bu yerda  $\nu$  - elektromagnit to'liqin tarqalish tezligi. Elektromagnit to'liqin energiyasi oqimi zichligi vektori quyidagiga tengdir:

$$S = w \cdot \nu = EH, \quad (60.10)$$

$\vec{E}$  va  $\vec{H}$  vektorlar o'zaro bir - biriga perpendikulyar va to'liqin tarqalishi yo'nalishi bilan o'ng burama tizimini tashkil etadi. Shu sababli,  $[\vec{E}\vec{H}]$  vektor yo'nalishi energiyaning ko'chishi yo'nalishiga mos keladi.

Elektromagnit to'liqin energiyasi oqimi zichligi vektorini  $\vec{E}$  va  $\vec{H}$  vektorlarning ko'paytmasi sifatida tasavvur qilish mumkin

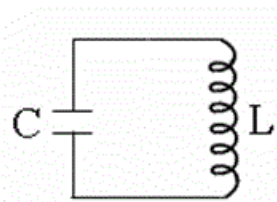
$$\vec{S} = \vec{E} \cdot \vec{H} \quad , \quad (60.11)$$

va bu  $\vec{S}$  - vektor *Umov - Poynting vektori* deb ataladi.

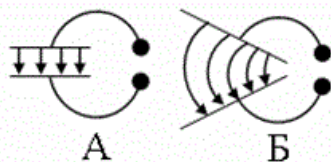
## 61 - §. Elektromagnit to'liqlar shkalasi

Amalda elektromagnit to'liqlar manbai bo'lib istalgan elektr tebranish konturi yoki o'zgaruvchan elektr toki oqayotgan o'tkazgich bo'lishi mumkin. Elektromagnit to'liqlarni qo'zg'atish uchun fazoda o'zgaruvchan elektr maydonini (siljish tokini) yoki mos ravishda o'zgaruvchan magnit maydonini hosil qilish zarurdir. Manbaning nurlanish qobiliyati uning shakli, o'lchamlari va tebranish chastotasi bilan aniqlanadi.

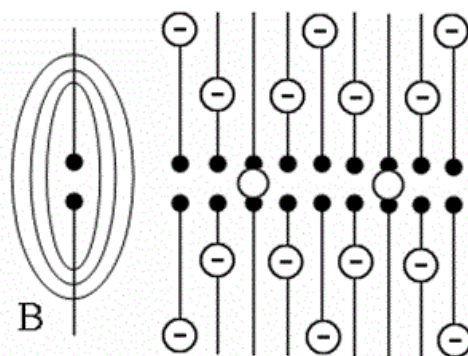
Nurlanish sezilarli bo'lishi uchun, o'zgaruvchan elektr maydoni hosil bo'ladigan fazoning hajmi katta bo'lishi kerak. Shu sababli,



**119 rasm.**  
**Elektromagnit to'liqining eng oddiy manbai**



**120 rasm**  
**Ochiq tebranish konturi**



**121 rasm.**  
**Dipolli elektr maydon tebranishi**

elektromagnit to'liqlar hosil qilish uchun yopiq tebranish konturlarini ishlatib bo'lmaydi, chunki kondensator qoplamalari orasida elektr maydoni, induktivlik g'altagi ichida magnit maydoni joylashgan bo'ladi. Ępiq tebranish konturida (119 - rasm) sig'im va induktivlik katta qiymatga ega bo'lgani uchun tebranish davri va elektromagnit to'liq uzunligi katta bo'ladi:

$$\lambda = \nu T = 2\pi\nu\sqrt{LC} \quad , \quad (61.1)$$



To'lqin uzunligini qisqartirish uchun induktivlik va sig'im qiymatini qisqartirish kerak. Shu sababli, Gerts o'z tajribalarida g'altak o'rami va kondensator qoplamalari yuzasini kamaytirib, qoplamalar orasini kengaytirish hisobiga yopiq tebranish konturidan ochiq tebranish konturiga o'tish usulini topdi (120 - rasm, A, B).

Natijada chaqnash oralig'i bilan ajralgan ikkita sterjenli (simli) tebranish konturini hosil qildi (120 - rasm, V). Agarda, yopiq tebranish konturida o'zgaruvchan elektr maydoni kondensator qoplamalari orasiga joylashgan bo'lsa (120 - rasm, A), ochiq tebranish konturida esa, o'zgaruvchan elektr maydoni kontur atrofidagi fazoni egallaydi (120 - rasm, B) va elektromagnit nurlanish jadalligini kuchaytiradi.

Ikkita sterjenli tebranish konturining uchlariga qarama-qarshi zaryadlar kiritilsa, sterjen atrofida elektr maydoni kuch chiziqlari hosil bo'ladi. Qarama-qarshi zaryadlar bir-biri bilan tortishib o'tkazgichda tok hosil qiladilar, bu tok o'z navbatida o'tkazgich atrofida elektr maydonini hosil qiladi.

121 - rasmda butun davrning 1/8 qismiga tegishli zaryadlarning joylashishi keltirilgan. Rasmdan ko'rinishcha, bu o'z navbatida, dipol elektr maydoni tebranishini tasavvur etadi.

Vibratorning o'rtasida qarama-qarshi zaryadlar duch kelsa, ular bir-birini neytrallaydi va elektr kuch chiziqlarining uchlari zaryadlardan uziladi. Ajralgan elektr maydon kuch chiziqlari vibratorning barcha taraflariga tarqala boshlaydi.

Gerts shunday vibrator orqali 100 *mGts* chastotali elektromagnit to'lqinlarni hosil qila oldi. Bu to'lqinlarning to'lqin uzunligi taxminan 3 *m* ga tengdir.

Sterjenlarning qalinligi va uzunligini yanada kamaytirish hisobiga P.N.Lebedov  $\lambda = 6 \div 4 \text{ mm}$  li elektromagnit to'lqinlarini hosil qildi.

Elektromagnit to'lqinlar keng chastota spektri yoki to'lqin uzunligiga  $\lambda = C / \nu$  ega bo'lib, bir-biridan generatsiya va qayd qilish usullari hamda o'zining xususiyatlari bilan farq qiladi.

To'lqin uzunligi  $0,1 \div 10^3 \text{ m}$  kenglikdagi elektromagnit to'lqinlar radioaloqa va tasvirni uzatishda (uzun, o'rta, qisqa, ultraqisqa va detsimetrli radioto'lqinlar) ishlatiladi.

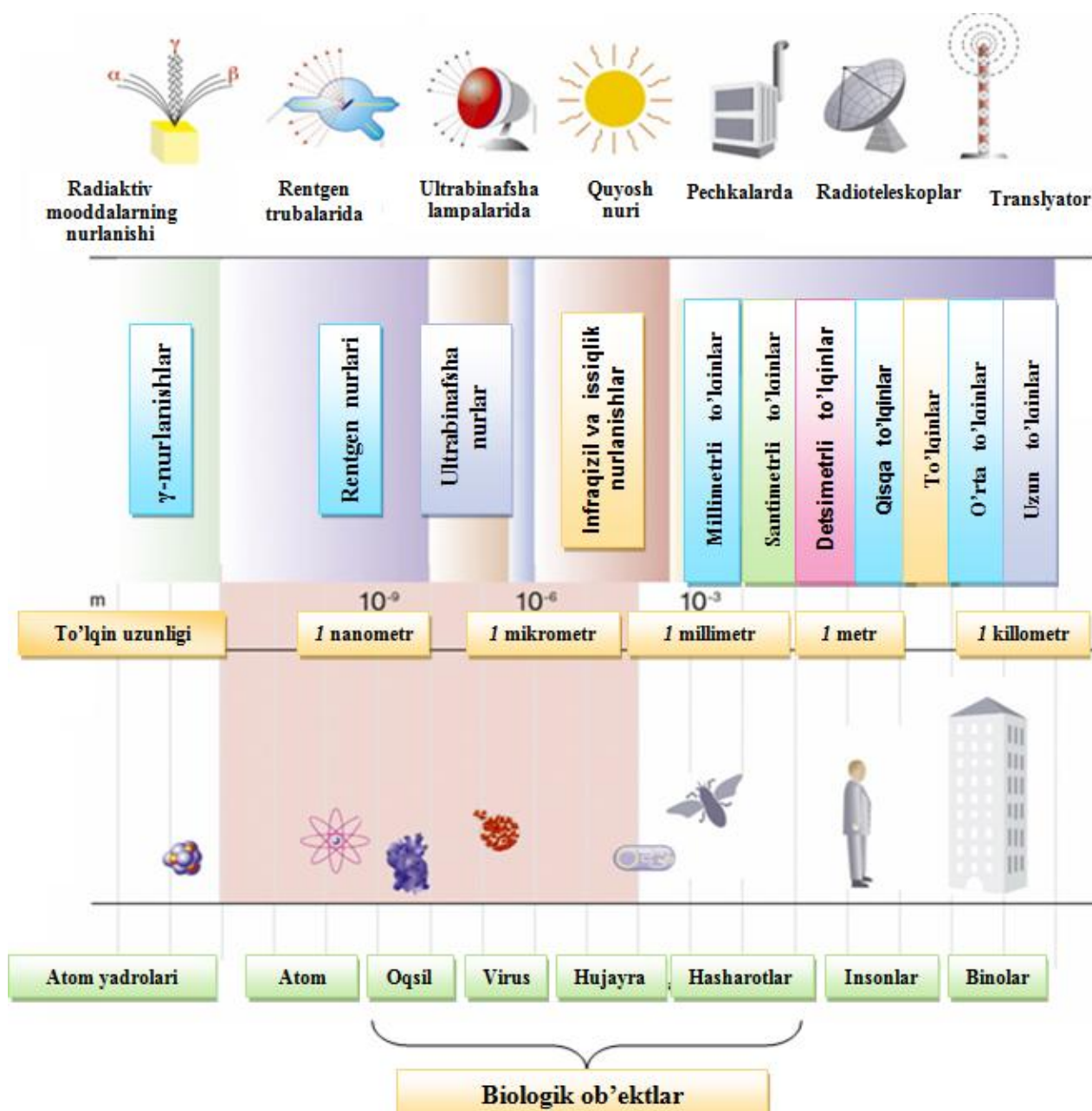
## *Elektromagnit to'liqlar shkalasi*

**1-jadval**

Nurlanish turlari	To'liqin uzunligi, $m$	To'liqin chastotasi, $Hz$	Nurlanish manbalari
Radioto'liqlar	$10^{-4} - 10^3$	$3 \cdot 10^5 - 3 \cdot 10^{12}$	Tebranish konturi Gerts vibratori lampali generator
Ėrug'lik to'liqlari:	$5 \cdot 10^{-4} - 10^{-9}$	$6 \cdot 10^{11} - 3 \cdot 10^{17}$	
Infraqizil	$8 \cdot 10^{-7} - 5 \cdot 10$	$8 \cdot 10^{11} - 3,75 \cdot 10^{14}$	Lampalar
Ko'zga ko'rinadigan nurlar	$8 \cdot 10^{-7} - 4 \cdot 10^{-7}$	$3,75 \cdot 10^{14} - 7,5 \cdot 10^{14}$	Lazerlar
Ultrabinafsha nurlar	$10^{-9} - 4 \cdot 10^{-7}$	$7,5 \cdot 10^{14} - 3 \cdot 10^{17}$	Lazerlar
Rentgen nurlari	$6 \cdot 10^{-12} - 2 \cdot 10^{-9}$	$1,5 \cdot 10^{17} - 5 \cdot 10^{19}$	Rentgen trubalari
$\gamma$ -nurlanish	$< 6 \cdot 10^{-12}$	$> 5 \cdot 10^{19}$	Radioaktiv parchalanish, yadro jarayonlari, kosmik nurlanish

To'liqin uzunligi  $10^{-8} \div 10^{-4} \text{ m}$  kenglikda bo'lgan elektromagnit to'liqlar, uchta gruppadagi optik to'liqlardan iboratdir: infraqizil, ko'zga ko'rinadigan ( $7,6 \cdot 10^{-7} \div 4 \cdot 10^{-4} \text{ m}$ ) va ultrabinafsha nurlardir.

Nihoyatda qisqa to'liqinli nurlar modda ichiga kirish xususiyatiga ega bo'lgan rentgen va gamma - nurlardan iborat.



122-rasm. Elektromagnit to'loinlar shkalasi

### Nazorat savollari

1. Elektr va magnit maydonlarining o'zaro bog'liqligini tushuntiring. Elektromagnit to'loin nima?
2. Elektr va magnit to'loinlarining fazali tezliklari ifodasini keltiring.
3. Yassi elektromagnit to'loinning differentsial tenglamasini keltiring. Umov - Poyting vektorini tushuntiring.
4. Elektromagnit to'loinlar shkalasi nima?

## VIII BOB. OPTIKA. NURLANISHNING KVANT TABIATI

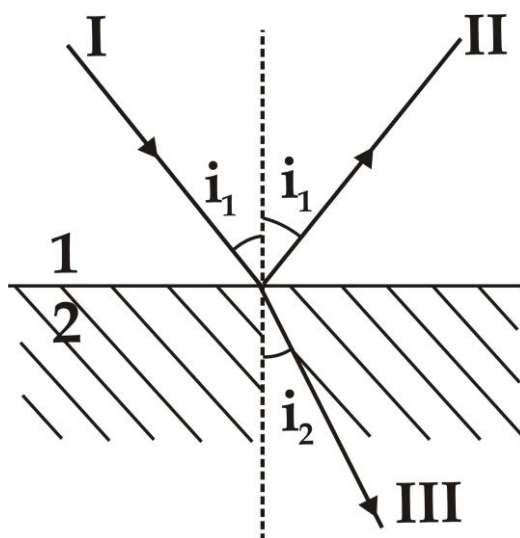
### 62 - §. Optikaning asosiy qonunlari

Yorug'lik nurining tabiati o'rnatilishidan oldin optikaning quyidagi asosiy qonunlari ma'lum edi:

Yorug'lik nurining optik bir jinsli muhitda to'g'ri chiziqli tarqalish qonuni; yorug'lik nuri dastalarining bir-biriga bog'liq bo'lmaslik qonuni; yorug'likning qaytish va sinish qonunlari.

**Yorug'likning to'g'ri chiziqli tarqalish qonuni.** Optikaviy bir jinsli muhitda yorug'lik nuri to'g'ri chiziqli tarqaladi, chunki nuqtaviy yorug'lik manbai bilan shaffof bo'lmagan buyumlar yoritilganda, buyumlar shaklida aniq soya hosil bo'ladi. Yorug'lik nurlari to'lqin uzunligiga yaqin bo'lgan o'lchamli buyumlar yoritilganda, bu qonundan chetlashish kuzatiladi.

**Yorug'lik nurlari dastalarining bir-biriga bog'liq bo'lmaslik qonuni.** Alohida yorug'lik nuri dastasida kuzatiladigan hodisalar boshqa dastalar bir vaqtda mavjud bo'lish yoki bo'lmasligiga bog'liq bo'lmaydi. Yorug'lik oqimini alohida yorug'lik dastalariga ajratib, tanlangan yorug'lik dastasi ta'siri boshqa dastalarga bog'liq emasligini oson isbotlash mumkin.



*123-rasm. Ikki muhit chegarasida yorug'likning sinishi va qaytishi*

Agarda, yorug'lik nuri ikki muhit chegarasiga tushsa (123 - rasm), I tushuvchi nur II qaytgan va III singan nurlarga ajraladi, ularning tarqalish yo'nalishlari qaytish va sinish qonunlari bilan belgilanadi.

**Qaytish qonuni.** Qaytgan nur tushuvchi nur va tushish chegarasiga o'tkazilgan perpendikulyar bilan bir tekislikda yotadi, qaytish burchagi tushish burchagiga teng bo'ladi:

$$i'_1 = i_1 , \quad (62.1)$$

**Sinish qonuni.** Tushuvchi nur singan nur va tushish nuqtasida ikki muhit chegarasiga o'tkazilgan perpendikulyar bilan bir tekislikda yotadi, tushish burchagining sinusini sinish burchagi sinusiga nisbati berilgan muhitlar uchun o'zgarmas kattalik hisoblanadi:

$$\frac{\sin i_1}{\sin i_2} = n_{21} , \quad (62.2)$$

bu yerda  $n_{21}$  – ikkinchi muhitning birinchi muhitga nisbatan *nisbiy sindirish ko'rsatkichidir*. Ikki muhitning nisbiy sindirish ko'rsatkichlari ularning absolyut sindirish ko'rsatkichlarining nisbatiga tengdir:

$$n_{21} = \frac{n_2}{n_1} , \quad (62.3)$$

Muhitning absolyut sindirish ko'rsatkichi elektromagnit to'lqinning vakuumdagi tezligining muhitdagi fazaviy tezligiga nisbatiga tengdir:

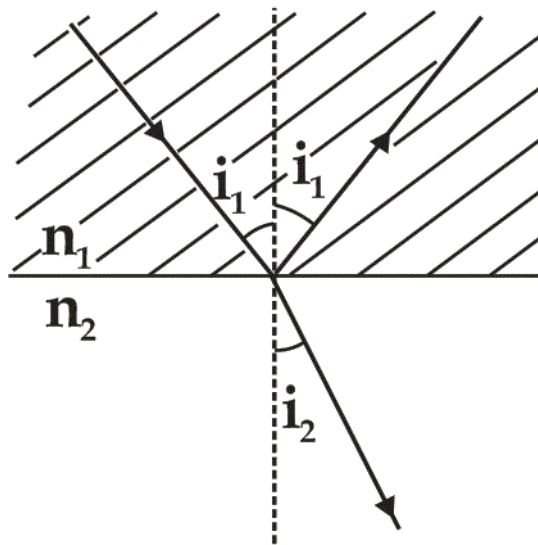
$$n = \frac{c}{v} , \quad (62.4)$$

bu yerda  $n = \sqrt{\varepsilon\mu}$  ga teng,  $\varepsilon$  va  $\mu$  – muhitning dielektrik va magnit singdiruvchanligidir. Sinish qonunini quyidagicha qayta ifodalash mumkin:

$$n_1 \sin i_1 = n_2 \sin i_2 , \quad (62.5)$$

Agarda, yorug'lik katta sindirish ko'rsatkichli  $n_1$  muhitdan o'tib kichik sindirish ko'rsatkichli  $n_2$  muhitda, misol uchun, shishadan suvga o'tib tarqalsa, u holda

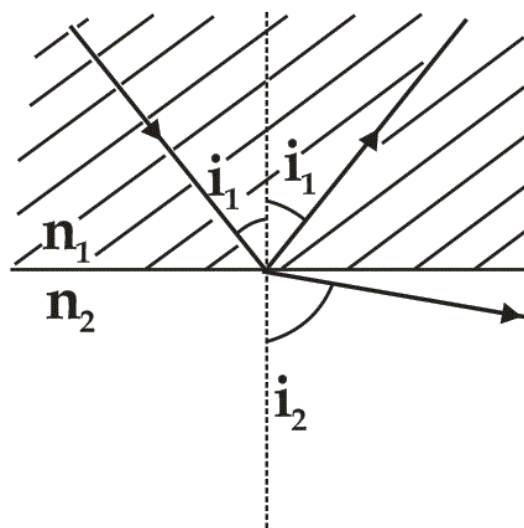
$$\frac{\sin i_2}{\sin i_1} = \frac{n_1}{n_2} > 1$$



**124 - rasm. Har xil sindirish ko'rsatkichli muhitlar chegarasida sinish hodisasi**

bo'lib, singan nur normaldan uzoqlashadi va  $i_2$  sinish burchagi  $i_1$  tushish burchagidan katta bo'ladi (124 – rasm).

Tushish burchagi oshishi bilan sinish burchagi asta-sekin osha boradi va qandaydir chegaraviy tushish burchagi qiymatida ( $i_1 - i_{\text{cheg.}}$  chegaraviy burchakda) sinish burchagi  $\frac{\pi}{2}$  ga tenglashadi.  $i_1 = i_{\text{cheg.}}$  holatda tushayotgan nur to'liq qaytadi (125 - rasm).



**125 – rasm. Ikki muhit chegarasida nurning to'la qaytishi**

Demak, tushish burchagining  $i_{\text{cheg.}}$  qiymatlarida to'la qaytish hodisasi kuzatiladi. Chegaraviy tushish burchagi  $i_2 = \frac{\pi}{2}$  shartdan topiladi.

$$n_1 \sin i_{\text{cheg.}} = n_2 \sin \frac{\pi}{2}, \quad \sin i_{\text{cheg.}} = \frac{n_2}{n_1} = n_{21} \quad (62.6)$$

To'la qaytish hodisasi, yorug'lik optikaviy zich muhitdan zich bo'lmagan muhitga o'tganda, kuzatiladi.

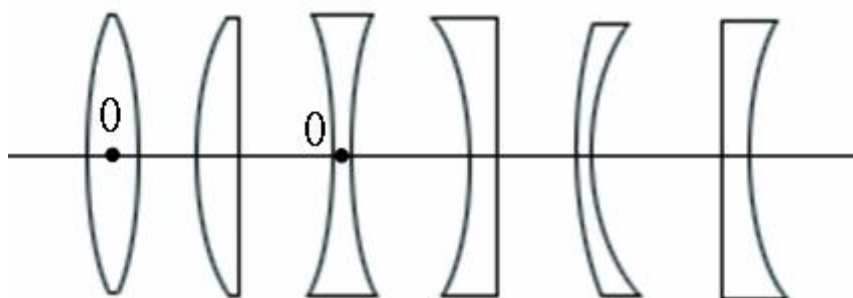
### 63-§. Geometriyaviy optika elementlari

Yorug'likning tarqalish qonunlarini yorug'lik nurlari tushunchalari orqali o'rganiladigan optika bo'limi *geometriyaviy optika* deb ataladi.

Yorug'lik nurlari deb, to'lqin sirtlariga normal bo'lgan chiziqlar bo'yicha tarqaladigan yorug'lik energiyalari oqimiga aytiladi.

Linzalar deyilganda, ikkita sirt bilan chegaralangan tiniq jismlar tushuniladi. Ikkita sirdan biri, odatda, sferik yoki tsilindrik, ikkinchisi—sferik yoki yassi bo'lishi mumkin. Bu sirtlar yorug'lik nurini sindirib, buyumlarning optik tasvirini shakllantirishi mumkin. Odatda linzalar shisha, kvarts, kristall va plastmassa moddalaridan tayyorlanadi.

Tashqi ko'rinishiga qarab linzalar: ikki tarafi qavariqli, yassi qavariqli, ikki tarafi botiqli, yassi botiqli, bir tarafi qavariq -ikkinchisi botiqli, bir tarafi botiq ikkinchisi qavariqli bo'lishi mumkin (*126 - rasm*).



*126 – rasm Linzalarning turlari*

Optik xususiyatlariga qarab linzalar yig'uvchi va sochuvchi linzalarga bo'linadilar.

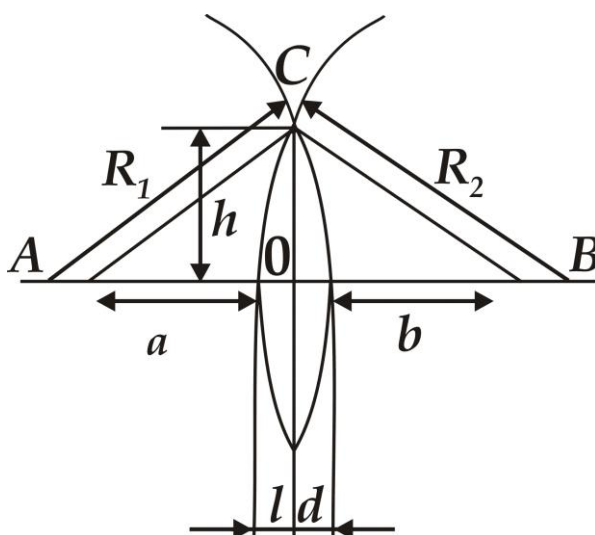
Sirt radiuslariga nisbatan qalinligi kichik bo'lgan linzalar yupqa linzalar deb ataladi. Linzalarning sirtlari egriligi markazidan o'tuvchi to'g'ri chiziq *linzaning bosh optik o'qi* deb ataladi. Bosh optik o'qda yotuvchi va

undan yorug'lik nuri o'tganda sinmaydigan nuqta *linzaning optik markazi* deb ataladi.

Linza sirlari egrilik radiuslarini ( $R_1$  va  $R_2$ ), linzadan buyumgacha ( $a$ ) va uning tasvirigacha ( $b$ ) bo'lgan masofalar bilan bog'liqligini ko'rsatuvchi nisbat – *yupqa linzaning ifodasi* deb ataladi. Bu ifodani keltirib chiqarish uchun eng qisqa vaqt talab qilinadigan usuldan foydalaniladi, ya'ni yorug'lik nuri traektoriyasini bosib o'tish uchun eng minimal vaqt talab qilinadigan traektoriya olinadi.

Yorug'lik nurining linza orqali o'tgan ikkita traektoriyasini ko'rib chiqamiz (*127 - rasm*). Bosh optik o'qdan o'tuvchi,  $A$  va  $V$  nuqtalarni tutashtiruvchi  $A0V$  va linzaning yuqori qirrasidan o'tuvchi  $ASV$  nurlarni ko'rib chiqamiz.  $0V$  traektoriyani nur  $t_1$  vaqtda bosib o'tadi:

$$t_1 = \frac{a + N(l + d) + b}{c}$$



**127 – rasm. Yorug'lik nurining linza orqali o'tishi**

bu yerda  $N = \frac{n}{n_1}$  – nisbiy sindirish ko'rsatkichidir. Nur  $A0V$  traektoriyani bosib o'tish uchun  $t_2$  vaqt sarflaydi

$$t_2 = \frac{\sqrt{(a+l)^2 + h^2} + \sqrt{(b+d)^2 + h^2}}{c}$$

$t_1 = t_2$  ga teng bo'lgani uchun, quyidagi ifodaga ega bo'lamiz:



$$a + N(l + d) + b = \sqrt{(a + l)^2 + h^2} + \sqrt{(b + d)^2 + h^2} , \quad (63.1)$$

agarda, yupqa linza uchun  $h \ll (a + l)$ ,  $h \ll (b + d)$  ekanligini hisobga olsak, quyidagi ifodalarni keltirib chiqarish mumkin:

$$\begin{aligned} \sqrt{(a + l)^2 + h^2} &= a + l + \frac{h^2}{2(a + l)} \\ \sqrt{(b + d)^2 + h^2} &= (b + d) + \frac{h^2}{2(b + d)} \end{aligned}$$

Bu tengliklarni (2.1) ifodaga qo'ysak *linzalarning umumiy ifodasiga* ega bo'lamiz:

$$(N - 1)(l + d) = \frac{h^2}{2} \left( \frac{1}{a + l} + \frac{1}{b + d} \right) , \quad (63.2)$$

Yupqa linzalar uchun  $l \ll a$ ,  $d \ll b$  bo'lgan holda quyidagi linza ifodasini keltirib chiqarish mumkin:

$$(N - 1)(l + d) = \frac{h^2}{2} \left( \frac{1}{a} + \frac{1}{b} \right)$$

bu yerda  $l = \frac{h^2}{2R_2}$  va  $d = \frac{h^2}{2R_1}$  ga tengdir.

$$\text{U holda} \quad (N - 1) \left( \frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right) = \frac{1}{a} + \frac{1}{b} , \quad (63.3)$$

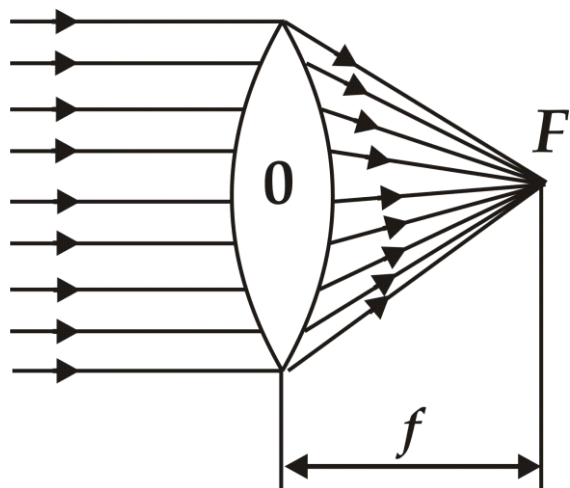
*yupqa linzaning ifodasiga* ega bo'lamiz.

Linzaning qavariq sirti egriligi radiusi musbat, botiq sirt egriligi radiusi manfiy hisoblanadi. Agarda, buyumdan linzaning optik markazigacha masofa cheksiz bo'lsa, linzaga tushayotgan nurlarni parallel deb hisoblash mumkin (*128 - rasm*), u holda

$$(N - 1) \left( \frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_1} \right) = \frac{1}{b}$$

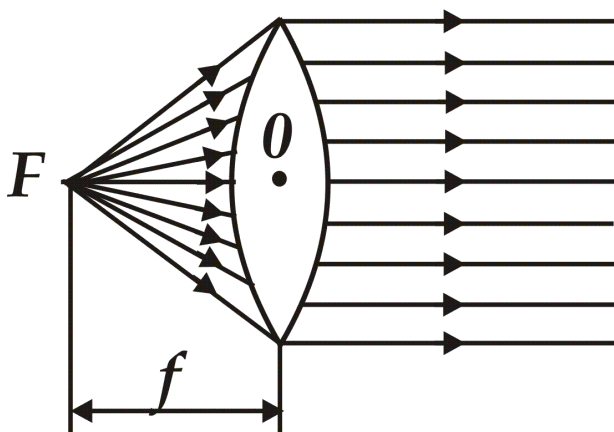
va bu holatga mos masofa  $b = OF = f$  linzaning fokus masofasi deb ataladi:

$$f = \frac{1}{(N-1)\left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2}\right)}$$



128 – rasm. Buyum linzadan cheksizlikda bo'lganda nurlarning tarqalishi

Fokus masofa linzaning nisbiy sindirish ko'rsatkichi va egriliklar radiuslariga bog'liqdir. Agarda,  $b = \infty$  bo'lsa, ya'ni tasvir cheksizlikda bo'lsa, linzadan chiqayotgan nur bir-biriga parallel bo'lib tarqaladi (129 - rasm) va  $a = f$  ga tenglashadi.



129 – rasm. Linzadan tasvir cheksizlikda bo'lganda nurlarning tarqalishi.

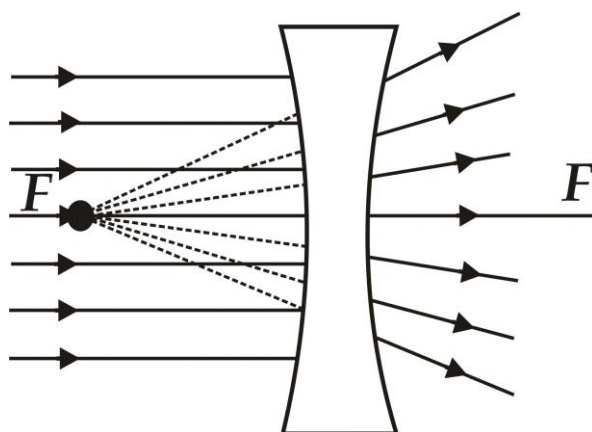
$$(N-1)\left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2}\right) = \frac{1}{f} = \Phi, \quad (63.4)$$

kattalik *linzaning optik kuchi* deb ataladi va uning o'lchov birligi – dioptriy hisoblanadi. 1 – dioptriy – fokus masofasi 1 m ga teng bo'lgan linzaning optik kuchidir: 1 dioptriy = 1/m.

Musbat optik kuchga ega bo'lgan linzalar *yig'uvchi*, manfiy optik kuchga ega bo'lganlari esa *sochuvchi linzalar* deb ataladi.

Linzaning fokusidan o'tuvchi, bosh optik o'qqa perpendikulyar bo'lgan tekislik – *linzaning fokal tekisligi* deb ataladi.

Odatda, yig'uvchi linzadan farqli, sochuvchi linzalarda mavhum fokuslar mavjud bo'ladi (130 - rasm).



130 – rasm. Sochuvchi linzada yorug'lik nurining tarqalishi

Linzaning optik kuchi ifodasidan foydalanib linzaning ifodasini quyidagicha yozish mumkin:

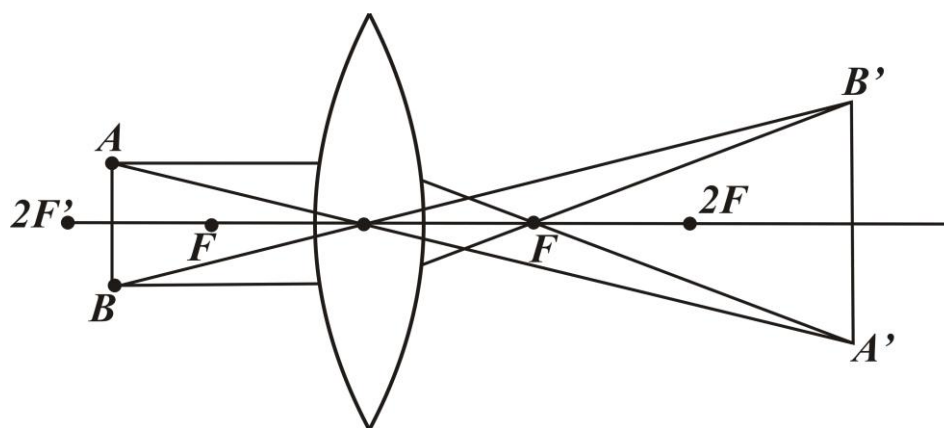
$$\frac{1}{a} + \frac{1}{b} = \frac{1}{f}$$

Sochuvchi linzalar uchun  $f$  va  $b$  masofalar manfiy hisoblanadi.

Linzalarda buyumning tasviri quyidagi nurlar orqali amalga oshiriladi:

- linzaning optik markazidan o'tuvchi nur;
- bosh optik o'qqa parallel yo'nalgan nur (bu nur linzadan singanda linzaning ikkinchi fokusi orqali o'tadi);
- linzaning birinchi fokusi orqali o'tadigan nur (bu nur linzadan singandan so'ng, linzaning bosh optik o'qiga parallel bo'lib chiqadi).

131 - rasmda yig'uvchi linza orqali tasvirni tuzish usuli keltirilgan. Tasvir va buyumning chiziqli o'lchamlari nisbati *linzaning chiziqli kattalashtirishi* deb ataladi.



131 – rasm. Yig'uvchi linzada tasvirni hosil qilish

## 64 - §. Asosiy fotometrik kattaliklar va ularning birliklari

Yorug'lik nuri va uning manbalari jadalligini o'lchash bilan shug'ullanadigan optikaning bo'limi – fotometriya deb ataladi. Fotometriyada quyidagi kattaliklar ishlatiladi:

- energetik kattaliklar – optik nurlanishning energetik parametrlarini tavsiflaydilar;
- yorug'lik kattaliklari – yorug'likning fiziologik ta'sirini tavsiflaydilar.

### Energetik kattaliklar

1.  $F_e$  – nurlanish oqimi, nurlanish energiyasining ( $W$ ) nurlanish vaqtiga ( $t$ ) nisbatiga aytiladi:

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

Nurlanish oqimining o'lchov birligi Vatt dan ( $Vt$ ) iborat.

2. Yoritish yoki nurlanish qobiliyati  $R_e$  – sirtning  $F_e$  nurlanish oqimini shu sirtning ko'ndalang kesimi yuzasiga nisbatiga teng:

$$R_e = \frac{\Phi_e}{S}$$

ya'ni sirtning *nurlanish oqimi zichligini* bildiradi.

Nurlanishning birligi  $\text{Vt}/\text{m}^2$  dan iborat.

3. *Yorug'likning energetik kuchi*  $I_e$  - nuqtaviy nurlanish oqimi  $F_e$  ni, shu nurlanish tarqalayotgan teles burchakka ( $\omega$ ) nisbatiga tengdir:

$$I_e = \frac{\Phi_e}{\omega}$$

Yorug'likning energetik kuchi birligi bir *steradian* burchakka to'g'ri kelgan bir Vattli nurlanish oqimini bildiradi ( $\text{Vt}/\text{sr}$ ).

4. *Energetik ravshanlik*  $V_e$  - nurlayotgan sirt elementi yorug'ligi energetik kuchini  $\Delta I_e$ , nurlanish yo'nalishiga perpendikulyar bo'lgan tekislikdagi element yuzasi proektsiyasiga nisbatiga teng kattalik bilan o'lchanadi:

$$B_e = \frac{\Delta I_e}{\Delta s}$$

Energetik ravshanlik birligi  $\text{Vt}/\text{sr}\cdot\text{m}^2$  ga tengdir.

5. *Energetik yoritilganlik*  $E_e$  - yoritiladigan birlik yuzaga tushayotgan nurlanish oqimiga teng kattalikdir. Uning birligi  $\text{Vt}/\text{m}^2$  dir.

### **Yorug'lik kattaliklari**

Optikaviy o'lchashlarda har xil nurlanish qabul qilgichlari ishlatiladi (ko'z, fotoelementlar va fotokuchaytirgichlar). Ular har xil to'lqin uzunlikdagi yorug'likka o'ziga xos sezgirlikka ega bo'ladilar.

Yorug'lik o'lchashlari sub'ektiv bo'lgani uchun, yorug'lik birliklari faqat ko'rinadigan yorug'lik spektri sohasi uchun keltiriladi.

1. *Yorug'lik kuchining* birligi XB tizimida – bir kandelaga tengdir. Kandela – yorug'likning energetik kuchi  $1/683 \text{ Vt}/\text{sr}$  bo'lgan  $540 \cdot 10^{12}$  Gts chastotali elektromagnit nurlanish chiqarayotgan manbaning berilgan yo'nalishdagi yorug'lik kuchidir.

2. *Yorug'lik oqimi*  $F$  qabul qilgich sezgirligiga to'g'ri keladigan optikaviy nurlanish quvvatidir, uning birligi 1 lyumen –  $1 \text{ kd}/\text{sr}$  ga teng.

3. *Ravshanlik*  $V_\varphi$  –  $\varphi$  yo'nalishdagi yorug'lik kuchini  $I$  nurlatayotgan yuzaning nurlanish yo'nalishiga perpendikulyar tekislikdagi proektsiyasiga nisbatiga teng kattalikka aytiladi:

$$B_{\varphi} = I / S \cos \varphi$$

uning birligi  $kd/m^2$  dir.

4. *Yoritilganlik*  $Ye$  – yuzaga tushayotgan yorug'lik oqimini ( $F$ ) shu yuzaga nisbatiga teng kattalikka aytiladi.

$$E = \frac{\Phi}{S}$$

uning birligi 1 lyuks –  $1 lm/m^2$  dir.

## 65 - §. Yorug'lik nurining tabiati

Yorug'lik nuri tabiati to'g'risidagi birinchi tasavvurlar qadimgi greklar va misrliklarda paydo bo'lgan. XVII asr oxiriga kelib yorug'likning ikkita nazariyasi I.Nyuton tomonidan *korpuskulyar nazariya* va R.Guk va X.Gyuygens tomonidan *to'lqin nazariyasi* shakllana boshladi.

Korpuskulyar nazariyaga asosan, yorug'lik nuri sochuvchi jismlardan chiquvchi zarrachalar (korpuskulalar) oqimidan iboratdir. Nyuton yorug'lik zarrachalari harakati mexanika qonunlariga bo'ysunadi, degan fikrda edi. Misol uchun, yorug'likning aks qaytishi elastik sharchaning tekislikdan urilib qaytishiga o'xshatgan edi.

Yorug'likning sinishi yorug'lik zarrachalarining bir muhitdan ikkinchisiga o'tishida, tezligini o'zgarishi hisobiga sodir bo'ladi, deb tushuntiriladi. Korpuskulyar nazariya bo'yicha, vakuum – muhit chegarasida yorug'likning sinishi quyidagi qonunga bo'ysunadi:

$$\frac{\sin \varphi}{\sin \psi} = \frac{\nu}{c} = n, \quad (65.1)$$

bu yerda  $s$  – yorug'likning vakuumdagi tezligi,  $\nu$  yorug'likning muhitdagi tarqalish tezligini bildiradi. Korpuskulyar nazariyaga asosan,  $n > 1$  bo'lgan holda, yorug'likning muhitdagi tarqalish tezligi  $\nu$  vakuumdagi tarqalish tezligi  $s$  dan katta bo'lishi kerak. Nyuton interferentsiya manzarasining hosil bo'lishini yorug'lik chiqishi va tarqalishi bilan bog'liq jarayonlarda qandaydir davriylik bor degan taxminlarga asosan tushuntirishga harakat qildi.

Shunday qilib, Nyutonning korpuskulyar nazariyasi to'liq elementlariga o'xshash tasavvurlarni o'z ichiga ola boshladi.

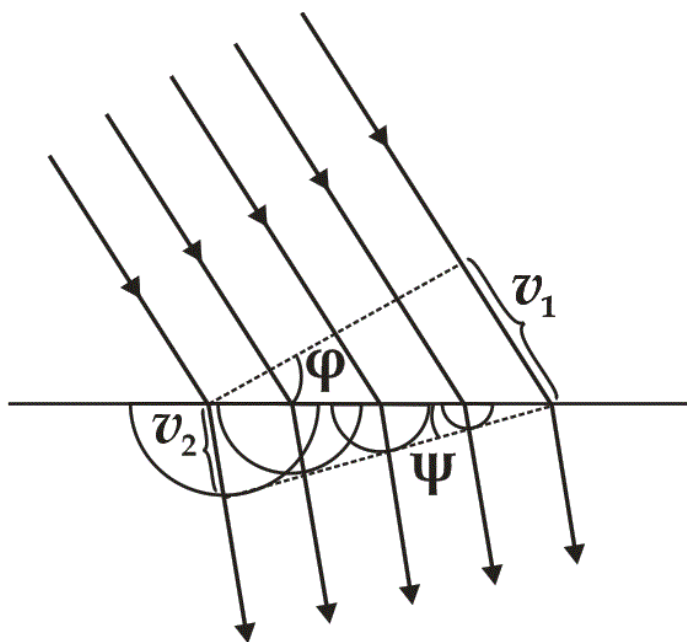
Korpuskulyar nazariyadan farqli ravishda, yorug'likning to'liq nazariyasi yorug'likning mexanik to'liqlarga o'xshash, to'liq jarayonidan iborat, deb hisoblaydi.

To'liq nazariyasi asosida *Gyuygens printsipi* yotadi. Gyuygens printsipiga asosan, to'liq yetib borgan har bir nuqta ikkilamchi to'liqlar manbaiga aylanadi, manbani o'rab oluvchi egri chiziq keyingi ondagi to'liq fronti holatini belgilaydi. Gyuygens printsipiga asoslanib yorug'likning qaytish va sinish qonunlarini osonlikcha isbotlash mumkin.

132 – rasmda, ikkita tiniq muhit chegarasida singan to'liqlar tarqalish yo'nalishlarini aniqlovchi Gyuygens chizmalari tasvirlangan. To'liq nazariyasi vakuum – muhit chegarasida yorug'likning sinishini quyidagi ifoda bilan ta'riflaydi:

$$\frac{\sin \varphi}{\sin \psi} = \frac{v_1}{v_2} = \frac{c}{v} = n, \quad (65.2)$$

To'liq nazariyasi asosida olingan sinish qonuni Nyutonning sinish qonuniga qarama – qarshidir. To'liq nazariyasi yorug'likning muhitdagi tarqalish tezligi vakuumdagi tezligidan kichik ekanligini isbotlaydi:  $v < c$ .



132 – rasm. Ikkita tiniq muhit chegarasida ikkilamchi to'liqlar manbalarining hosil bo'lishi

Shunday qilib, XVIII asr boshlarida yorug'lik tabiatini tushuntirishda bir-biriga zid bo'lgan ikkita yondoshish mavjud bo'la boshladi: Nyutonning korpuskulyar va Gyuygensning to'lqin nazariyalari. Bu ikkala nazariyalar yorug'lik nurining to'g'ri chiziqli tarqalishini, sinish va qaytish qonunlarini tushuntirib bera oldi.

XVIII asrni - bu ikkita nazariyalar o'rtasidagi kurash asri deb atasa bo'ladi. XIX asr boshlarida bu holat tubdan o'zgardi.

To'lqin nazariyasi – korpuskulyar nazariyadan ustun bo'la boshladi. Bunga ingliz fizigi T. Yung va frantsuz fizigi O. Frenel tomonidan interferentsiya va difraktsiya hodisalarini ilmiy izlashda olingan natijalar sabab bo'ldi.

1851 yilda J. Fuko muhim ahamiyatga ega bo'lgan to'lqin nazariyasining tajribaviy tasdiqini oldi, suvda yorug'likning tarqalish tezligini o'lchab,  $v < c$  ekanligini isbotladi.

1865 yilda Maksvell yorug'likning elektromagnit nazariyasini yaratdi: unda yorug'lik har xil muhitlarda

$$v = \frac{c}{\sqrt{\epsilon\mu}}$$

tezlik bilan tarqaluvchi, juda qisqa elektromagnit to'lqinlardan iborat deb hisobladi, yorug'likning vakuumdagi tarqalish tezligi

$$c = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0\mu_0}}$$

ga teng ekanligini isbotladi.

Maksvell nazariyasi yorug'likning nurlanish va yutilish jarayonini, fotoelektrik effektini va Kompton sochilishini tushuntira olmadi. Xuddi shunga o'xshash, Lorents nazariyasi ham, yorug'likni moddalar bilan o'zaro ta'sirini, xususan, qora jismning issiqlik nurlanishidagi to'lqin uzunligiga bog'liq energiya taqsimotini tushuntira olmadi.

M. Plank tomonidan taklif etilgan gipotezaga asosan, yorug'likning nurlanishi va yutilishi uzluksiz bo'lmay, **diskret** xususiyatga egadir, ya'ni aniq portsiyadan (kvantlardan) iboratdir. Bu kvant energiyasi quyidagicha ifodalanadi:



$$\varepsilon_0 = h\nu, \quad (65.3)$$

bu yerda  $h$  – Plank doimiysi. Plank gipotezasi qora jismning issiqlik nurlanishini ham oson tushuntira oldi.

1905 yilda A.Eynshteyn *yorug'likning kvant nazariyasini* kashf etdi. Bu nazariyaga asosan, yorug'lik nurlanishi va tarqalishi *fotonlar – yorug'lik kvantlari oqimi* ko'rinishida sodir bo'lib, ularning energiyasi quyidagi nisbat bilan aniqlanadi:

$$m_\Phi = \frac{\varepsilon_0}{c^2} = \frac{h\nu}{c^2} = \frac{h}{\lambda c}, \quad (65.4)$$

yorug'likning tarqalish qonunlari, yorug'likning moddalar bilan o'zaro ta'siri to'g'risidagi nazariyalar yorug'lik murakkab xususiyatga ega ekanligini ko'rsatadi. (65.3) – va (65.4) – ifodalardan ko'rinib turibdiki, yorug'lik harakatidagi korpuskulyar va elektromagnit to'lqin xarakterlari umumiylikka ega ekanligini ko'rsatib turibdi. Demak, yorug'lik tabiati *korpuskulyar - to'lqin dualizmi* tasavvuridan iboratdir.

## 66 - § Yorug'lik to'lqinlarining kogerentligi va monoxromatikligi

To'lqin interferentsiyasi kuzatilishi sharti ularning *kogerentligidadir*, ya'ni bir necha tebranma va to'lqin jarayonlarining vaqt bo'yicha va fazoda bir-biriga muvofiq ravishda kechishidir:

$$E = ACos(\omega t - kx)$$

Amalda, biron bir yorug'lik manbai qat'iy monoxromatik yorug'lik to'lqinlari chiqarmasligi sababli, istalgan bir-biriga bog'liq bo'lmagan yorug'lik manbalari nurlatayotgan yorug'lik to'lqinlari doimo nokogerentdir. Shu sababli, tajribada bir-biriga bog'liq bo'lmagan manbalardan chiqqan yorug'lik to'lqinlari bir-birini ustiga tushsa ham interferentsiya hodisasi kuzatilmaydi.

Ikkita bir-biriga bog'liq bo'lmagan yorug'lik manbalaridan chiqadigan yorug'lik to'lqinlarining nokogerentligi va nomonoxromatikligining fizikaviy sababi, atomlarning yorug'lik chiqarish mexanizmidadir.

Ikkita alohida yorug'lik manba'ida, nurlanish vaqtida, atomlar bir-biriga bog'liq bo'lmagan holda chiqadilar. Har bir atomda yorug'lik nurlanish jarayoni chegaralangan va qisqa vaqt ( $10^{-8}$  s) davom etadi. Bu vaqtda energetik qo'zg'atilgan atom o'zining asl holiga qaytadi va u yorug'lik chiqarishini to'xtatadi. Atom qayta qo'zg'alib, yana yangi boshlang'ich faza bilan yorug'lik to'lqinlarini chiqara boshlaydi.

Har bir yangi nur chiqarish jarayonida ikkita bir-biriga bog'liq bo'lmagan atom nurlanishlari orasidagi fazalar farqi o'zgargani uchun atomlardan o'z holicha chiqqan yorug'lik to'lqinlari nokogerent bo'ladilar.

Atomlarning  $\sim 10^{-8}$  sek vaqt kengligida chiqaradigan yorug'lik to'lqinlari taxminan o'zgarmas tebranish amplitudasi va fazasiga ega bo'ladilar. Aksincha, katta vaqt intervalida to'lqinlarning amplitudalari va fazalari o'zgarib turadi.

Atomlarning alohida qisqa impulsiga o'xshash uzoq - uzoq yorug'lik nurlanishi – *to'lqin tizmasi* deb ataladi.

Bitta atomning ketma-ket chiqargan tizmalarining boshlang'ich fazalari bir-biridan farq qiladilar.

Istalgan nomonoxramatik yorug'lik to'lqinlarini bir-birini o'rnini oladigan, bir-biriga bog'liq bo'lmagan garmonik tizimlar majmuasidan iborat, deb hisoblash mumkin. Bir tizimning o'rtacha davom etadigan vaqti  $\tau_{kog}$  – *kogerentlik vaqti* deb ataladi.

Demak, kogerentlik faqat bitta tizma davomida saqlanib, kogerentlik vaqti nurlanish vaqtdan ortiq bo'la olmaydi  $\tau_{kog} \approx \tau_n$ .

Agarda yorug'lik to'lqini bir jinsli muhitda tarqalayotgan bo'lsa, u holda fazoning ma'lum nuqtasidagi to'lqin fazasi faqat kogerentlik vaqti davomida saqlanib turadi. Bu vaqt ichida, vakuumda, yorug'lik to'lqini  $\ell_{kog} = c\tau_{kog}$  masofagacha tarqaladi, bu masofa *kogerentlik uzunligi* (yoki tizma uzunligi) deb ataladi.

Shunday qilib, kogerentlik uzunligiga teng masofada bir necha to'lqinlar kogerentligini yo'qotishga ulgura olmaydilar.

Demak, yorug'lik to'lqinlari interferentsiyasini kuzatish uchun optik yo'llar farqlari kogerentlik uzunligidan kichik bo'lishi zarur.

Agarda to'lqinlar monoxramatik bo'lsalar, chastota spektri kengligi kichik bo'lib, kogerentlik vaqti  $\tau_{kog}$  - katta bo'ladi,  $\ell_{kog}$  - kogerentlik uzunligi esa uzun bo'ladi. Fazoning birdan bir nuqtasida kuzatiladigan tebranishlar kogerentligi – *vaqtli kogerentlik* deb ataladi.

Interferentsiya hodisasini kuzatish imkonini beradigan ikkita yorug'lik manbaining o'lchamlari va o'zaro joylashishi *fazoviy kogerentlik* deb ataladi.

Fazoviy kogerentlik uzunligi (yoki *kogerentlik radiusi*) deb, ko'ndalang yo'nalishda to'lqin tarqalishning maksimal masofasiga aytiladi.

$$\tau_{kog} \sim \lambda/\varphi$$

bu yerda  $\lambda$  – yorug'lik to'lqinlari uzunligi,  $\varphi$  - manbaning burchakli o'lchami.

Quyosh nurlarining mumkin bo'lgan eng kichik kogerentlik radiusi (Yerdan Quyoshning burchak o'lchami  $\varphi \approx 10^{-2}$  radian va  $\lambda \approx 0,5$  mkm )  $\approx 0,05$  mm tashkil etadi.

Bunday kichik kogerentlik radiusida, inson ko'zining aniqlash imkoniyati taxminan 0,1 mm tashkil etganligi uchun, to'g'ridan - to'g'ri Quyosh nurlarining interferentsiyasini kuzatish mumkin emas.

## 67 - § Yorug'lik to'lqinlarining interferentsiyasi

Faraz qilaylik, ikkita monoxromatik yorug'lik to'lqinlari bir-birining ustiga tushib, fazoning belgilangan nuqtasida bir xil chastotali to'lqinlarni qo'zg'atsin:

$$X_1 = A_1 \cos(\omega t + \varphi_1) \quad \text{va} \quad X_2 = A_2 \cos(\omega t + \varphi_2)$$

$X$  – deganda to'lqinlarning  $Ye$  elektr va  $N$  magnit maydonlari kuchlanganliklarini tasavvur etamiz.  $Ye$  va  $N$  vektorlar bir-biriga perpendikulyar bo'lgan tekisliklarda tebranadilar, elektr va magnit maydonlari kuchlanganliklari esa, superpozitsiya printsiptiga bo'ysunadilar. Berilgan nuqtadagi natijaviy tebranish amplitudasi quyidagiga tengdir:

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

To'lqinlar kogerent bo'lgani uchun,  $\cos(\varphi_2 - \varphi_1)$  vaqt bo'yicha

o'zgarmas qiymatga ega bo'ladi, shu sababli natijaviy to'lqin jadalligi quyidagicha ifodalanadi:

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos(\varphi_2 - \varphi_1), \quad (6.1)$$

bu yerda  $I \sim A^2$ .  $\cos(\varphi_2 - \varphi_1) > 0$  bo'lgan nuqtalarda to'liqin jadalligi  $I > I_1 + I_2$  ga teng.  $\cos(\varphi_2 - \varphi_1) < 0$ , bo'lgan nuqtalarda to'liqin jadalligi  $I < I_1 + I_2$  ga teng.

Demak, ikkita kogerent yorug'lik to'liqinlari biri-birining ustiga tushganda yorug'lik oqimining fazoviy qayta taqsimlanishi kuzatilib, ayrim nuqtalarda to'liqin jadalligining maksimumi, boshqa nuqtalarda minimumi kuzatiladi. Bu hodisa *yorug'lik to'liqinining interferentsiyasi* deb ataladi.

Nokogerent to'liqinlar uchun fazalar farqi  $\varphi_2 - \varphi_1$  uzluksiz o'zgarib turadi, vaqt bo'yicha  $\cos(\varphi_2 - \varphi_1)$  ning o'rtacha qiymati nolga teng bo'lganligi uchun, natijaviy to'liqin jadalligi barcha yerda bir xil bo'ladi,  $I_1 = I_2$  bo'lganda  $2I_1$  ga teng bo'ladi.

Yorug'lik to'liqinlarining interferentsiyasini kuzatish uchun kogerent yorug'lik to'liqinlariga ega bo'lish kerak. Kogerent yorug'lik to'liqinlarini olish uchun bir manbadan chiqqan to'liqinni ikkita to'liqinga ajratish usulidan foydalaniladi. Bu ikki to'liqin har xil optik yo'l bosib, biri-birining ustiga tushganda interferentsiya manzarasi kuzatiladi.

Masalan, belgilangan O nuqtada to'liqin ikkita kogerent to'liqinlarga ajralgan bo'lsin. Interferentsiya manzarasi kuzatiladigan M nuqtagacha birinchi to'liqin  $n_1$  sindirish ko'rsatkichiga ega bo'lgan muhitda  $S_1$  yo'l bosadi, ikkinchi to'liqin esa  $n_2$  sindirish ko'rsatkichiga ega bo'lgan muhitda  $S_2$  yo'l bosadi.

Agarda O nuqtada tebranish fazasi  $\omega t$  bo'lsa, M nuqtada birinchi to'liqin  $A_1 \cos \omega \left( t - \frac{S_1}{v_1} \right)$  tebranish, ikkinchi to'liqin esa  $A_2 \cos \omega \left( t - \frac{S_2}{v_2} \right)$  tebranish hosil qiladilar. Buerda  $v_1 = \frac{c}{n_1}$ ,  $v_2 = \frac{c}{n_2}$ , mos ravishda birinchi va ikkinchi to'liqinlarning fazaviy tezliklaridir.

M nuqtada to'liqinlar hosil qilgan tebranishlar fazalari farqi

$$\delta = \omega \left( \frac{S_2}{v_2} - \frac{S_1}{v_1} \right) = \frac{2\pi}{\lambda_0} (S_2 n_2 - S_1 n_1) = \frac{2\pi}{\lambda_0} (L_2 - L_1) = \frac{2\pi}{\lambda_0} \Delta$$

ga teng bo'ladi. Berilgan muhitda  $Sn = L$  yorug'likning *optik yo'l uzunligi* deb ataladi,  $\Delta = L_2 - L_1$  esa *optik yo'l farqi* deb ataladi.

Agarda optik yo'llar farqi vakuumba butun to'liqin sonlariga teng bo'lsa

$$\Delta = \pm m\lambda_0 \quad (m = 0, 1, 2, \dots) \quad , \quad (6.2)$$

fazalar farqi  $\pm 2m\pi$  ga teng bo'ladi va  $M$  nuqtada ikkala to'lqin hosil qilgan to'lqinlar bir xil fazada bo'ladilar. Bu esa *interferentsiya maksimumini kuzatish shartini* bildiradi. Agarda optik yo'l farqi:

$$\Delta = \pm (m+1) \frac{\lambda_0}{2} \quad , \quad (m = 0, 1, 2, \dots) \quad , \quad (6.3)$$

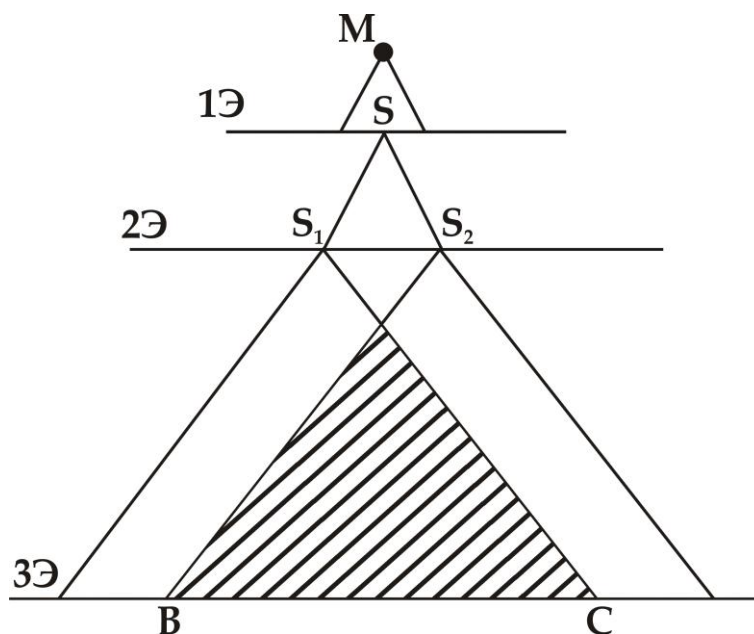
bo'lsa, u holda  $\delta = \pm (m+1)\pi$  ga teng bo'ladi va  $M$  nuqtada ikkala to'lqin xosil qilgan tebranishlar bir-biriga qarama-qarshi fazada bo'ladi. Bu ifoda interfertsianing *minimumini kuzatish sharti* bo'lib xizmat qiladi.

## 68 - §. Yorug'lik to'lqinlarining interferentsiyasini kuzatish usullari

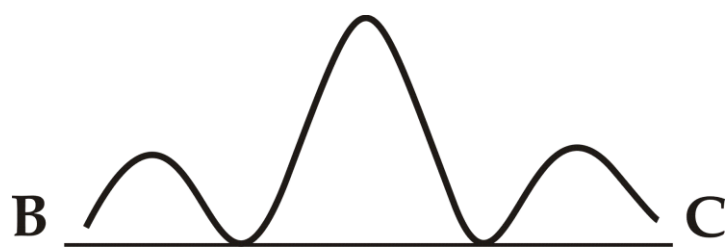
### Yung usuli

$M$  manbadan chiqqan monoxromatik yorug'lik to'lqini  $S$  tor tirqishli 1 ekranga tushadi (133 - rasm) va undan o'tib  $S_1$  va  $S_2$  tirqishli 2 ekranga o'tadi.

Bu ikki tirqish ikkita kogerent to'lqinlar manbai hisoblanadi.  $S_1$  va  $S_2$  tirqishdan chiqqan kogerent to'lqinlar  $E$  ekranda bir-birini ustiga



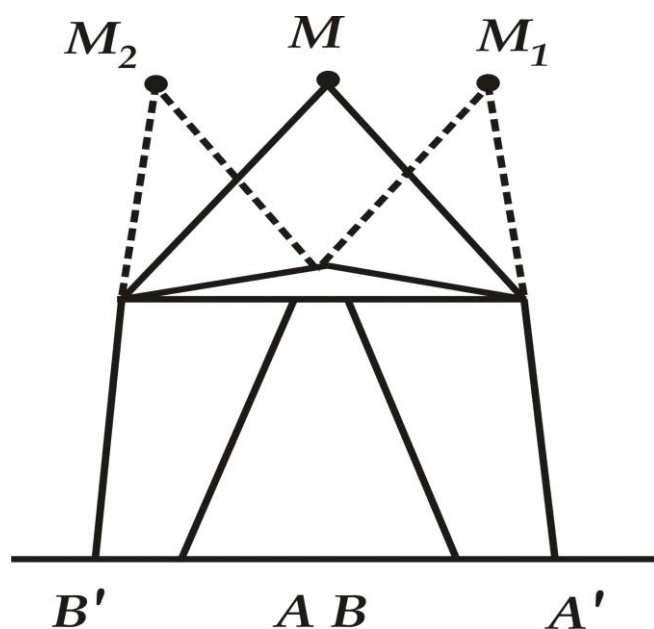
133 – rasm. Yorug'lik to'lqinlari interferentsiyasini kuzatishning Yung usuli



*134 – rasm. Yung usulidagi interferentsiya manzarasi*

tushib VS sohada interferentsiya manzarasini hosil qiladi. VS sohadagi yoritilganlik taqsimoti 134 - rasmda keltirilgan.

### **Biprizmadagi Frenel tajribasi**



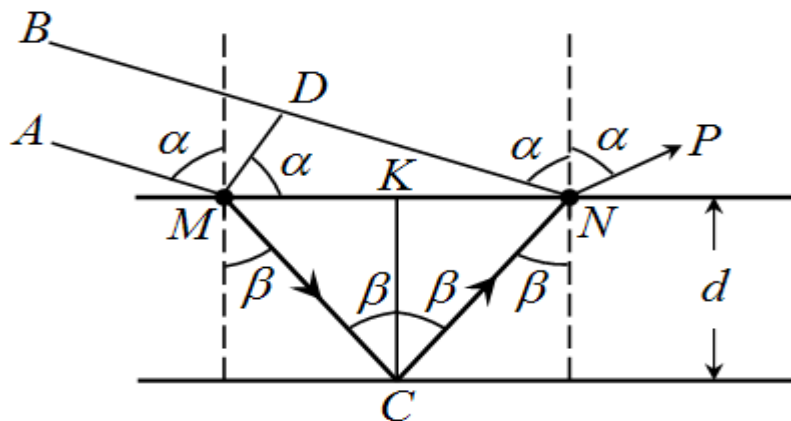
*135 – rasm. Biprizmadagi Frenel tajribasi*

Biprizma – uch tomonli shisha prizmadan iborat bo'lib, uning tomonlari orasidagi bitta burchagi  $180^\circ$  ga yaqin bo'ladi (135 – rasm).

*M* manbadan yorug'lik to'lqinlari biprizmaga tushganda, biprizmaning chap tarafidan yorug'lik to'lqinlari o'ng tomonga og'ib ekranning *AA'* nuqtalari orasiga yo'naladi. Biprizmaning o'ng tarafi yorug'lik to'lqinlarini chap tarafga og'dirib, ekranning *VV'* nuqtalari orasiga yo'naltiradi. Yorug'lik nurlarining orqaga qaytganlari *M<sub>1</sub>* va *M<sub>2</sub>* mavhum tasvirlarni hosil qiladi va ekranda yorug'lik to'lqinlarining interferentsiyasi manzarasi kuzatiladi.

## Yupqa tiniq plastinkada yorug'lik interferentsiyasi

Parallel yorug'lik to'liqlari dastasi  $\alpha$  - burchak ostida  $d$  qalinlikdagi yupqa plastinkaning  $MN$  yuqori qirrasiga tushsin (136 - rasm).  $AM$  nur  $\beta$  - burchak ostida sinib, past qirraning  $S$  nuqtasidan qaytib,  $N$  nuqtada yana sinib,  $NP$  yo'nalishda tashqariga chiqadi.



136 – rasm. Yupqa tiniq plastinkadagi yorug'lik interferentsiyasi

Ikkinchi  $DN$  nur  $N$  nuqtaga tushib,  $\alpha$  burchak ostida qaytib, u ham  $NP$  yo'nalishda tarqaladi. Ikkala nur kogerent bo'lib, optik yo'llar farqiga ega bo'ladi, shu sababli ular interferentsiya manzarasini hosil qiladilar.

Bu ikkala nur orasidagi geometrik yo'l farqi

$$\delta = 2MC - DN$$

ga teng. O'z navbatida  $MS = \frac{d}{\cos \beta}$  ga teng,  $DN$  esa quyidagi ifoda bilan aniqlanadi:

$$DN = 2MK \sin \alpha = 2d \operatorname{tg} \beta \sin \alpha ,$$

chunki,  $MK = d \operatorname{tg} \beta$  dir.

$\sin \alpha = n \sin \beta$  ekanligini hisobga olsak,

$$\delta = 2 \frac{d}{\cos \beta} - \frac{2dn \sin^2 \beta}{\cos \beta} = \frac{2d(1 - n \sin^2 \beta)}{\cos \beta}$$

tenglikka ega bo'lamiz.

Interferentsiya manzarasi faqat geometrik yo'llar farqiga bog'liq bo'lmay, to'liqlarning fazalar farqi va muhitning xususiyatiga ham

bog'liqdir. Birinchi nur  $S$  nuqtada kichik zichlikli muhitdan (havo yoki vakuumdan),  $N$  nuqtada esa zichligi katta bo'lgan muhitdan qaytadi, nur fazasi sakrab o'zgarib, yo'llar farqi  $\frac{\lambda}{2}$  ga oshadi. U holda optik yo'llar farqi

$$\delta = 2 \frac{dn}{\cos \beta} - \frac{2dn \sin^2 \beta}{\cos \beta} - \frac{\lambda}{2} = 2dn \cos \beta - \frac{\lambda}{2} = 2d \sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha} - \frac{\lambda}{2}$$

ga teng bo'ladi. Optik yo'llar farqi  $m\lambda$  ga teng bo'lsa, qaytgan yorug'lik nurlari kuchayadi va kuchayish sharti quyidagicha bo'ladi:

$$\delta = 2d \sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha} - \frac{\lambda}{2} = m\lambda$$

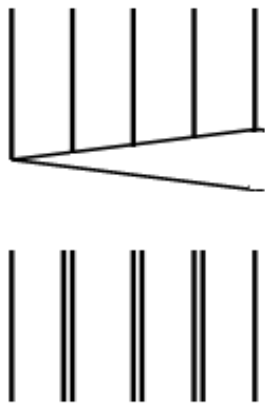
yoki 
$$2d \sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha} = (2m + 1) \frac{\lambda}{2}$$

Optik yo'llar farqi  $(2m - 1) \frac{\lambda}{2}$  ga teng bo'lsa, qaytgan yorug'lik nurlari susayadi va susayish sharti quyidagicha bo'ladi.

$$2d \sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha} - \frac{\lambda}{2} = (2m - 1) \frac{\lambda}{2}$$

yoki

$$2d \sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha} = m\lambda$$



**137 – rasm. Bir xil qalinlik ko'rinishdagi interferentsiya manzarasini kuzatish**



137 - rasmda oralarida ponaga o'xshash yupqa havo qatlami bor bo'lgan shisha plastinka keltirilgan. Plastinkalar yuqoridan yoritilganda yorug'lik nurlari ponaning ikki sirtidan qaytadi, natijada parallel yorug' va qorong'i tasmalardan iborat interferentsiya manzarasi kuzatiladi. Bu yerda kuzatiladigan yorug' tasmalar *bir xil qalinlik chiziqlari* deb ataladi.

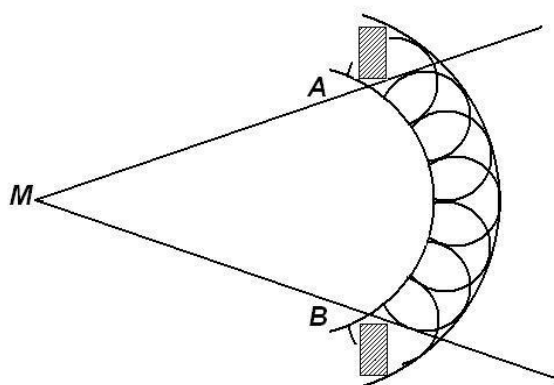
## 69 - §. Yorug'lik difraktsiyasi

Yorug'likning to'siqlarni aylanib o'tish hodisasi *yorug'likning difraktsiyasi* deb ataladi. Optikada, bu hodisa yorug'likning geometrik soya sohalariga kirishini bildiradi.

Yorug'lik difraktsiyasini o'rganish mohiyati faqat yorug'lik va soya oralaridagi o'tkinchi (oraliq) sohani o'rganish bilan cheklanmaydi. Difraktsiya nazariyasi to'lqin nazariyasini geometrik optika qoidalari bilan muvofiqlashtirish imkonini beradi.

**Gyuygens – Frenel printsipti.** Difraktsiyaning aniq nazariyasi juda murakkabdir. Shu sababli, Gyuygens-Frenel printsiptiga asoslangan taqribiy usullar katta ahamiyatga ega bo'ladi.

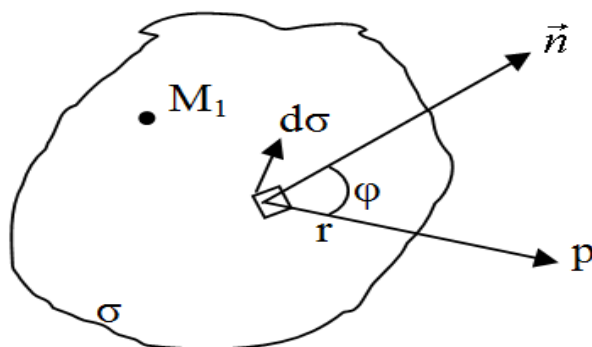
Gyuygens printsiptiga asosan,  $AV$  to'lqin frontining har bir nuqtasini ikkilamchi sferik to'lqinlar manbai deb hisoblash mumkin (138 - rasm).



### 138 – rasm. Ikkilamchi sferik to'lqinlar manbalarining hosil bo'lishi

Frenel esa, bu printsiptga, ikkilamchi to'lqinlar o'zaro ta'sirlashib interferentsiya manzarasini hosil qilishi mumkin, degan fikrni qo'shimcha qildi.

$M_1$  yorug'lik manbaini ixtiyoriy yopiq  $\sigma$  sirt bilan o'raymiz (139 - rasm).



139 – rasm.  $d\sigma$  sirtli yorug'lik manbai

$d\sigma$  sirt elementining hosil qilgan tebranishining  $R$  nuqtaga siljishi quyidagiga teng bo'ladi:

$$d\xi = k(\varphi) \frac{A_0 d\sigma}{r} \sin(\omega t - kr + \alpha_0), \quad (69.1)$$

bu yerda  $A_0$  –  $d\sigma$  elementdagi tebranish amplitudasi,  $r$  –  $d\sigma$  elementdan  $R$  nuqtagacha bo'lgan masofa,  $k(\varphi)$  – og'ish koeffitsienti,  $R$  yo'nalish bilan  $d\sigma$  yuzaga o'tkazilgan  $\vec{n}$  normal orasidagi  $\varphi$  burchakka bog'liq kattalik.  $\varphi = \frac{\pi}{2}$  bo'lganda  $k(\varphi) = 0$  dir.  $R$  nuqtadagi natijaviy tebranish superpozitsiya printsipiga asosan

$$\xi = \int_{(\tau)} k(\varphi) \frac{A_0}{r} \sin(\omega t - kx + \alpha_0) d\sigma, \quad (69.2)$$

ga teng.

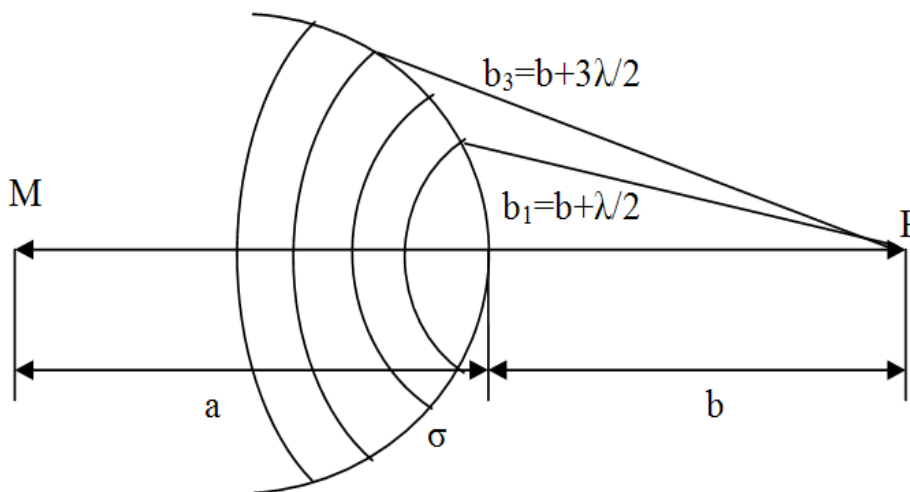
Bu ifoda Gyuygens-Frenel printsipining analitik ifodasidir. Bu ifoda orqali hisoblar bajarish katta qiyinchilik tug'diradi. Shu sababli, Frenel tomonidan taklif etilgan, soddalashgan usullarni ko'rib chiqamiz.

## 70 - §. Frenel sohalari

$M$  nuqtaviy yorug'lik manbaining sferik to'lqin frontiga mos tushadigan  $\sigma$  sirtini olamiz va bu sirtning markazi nuqtaviy manbada yotadi deb hisoblaymiz (140 - rasm).

To'lqin frontining barcha nuqtalari bir xil chastota va fazada tebranadi, natijada kogerent manbalar majmuasini ifodalaydi.  $\sigma$  sirtini, istalgan ikkita qo'shni soha to'lqinlari  $R$  nuqtaga qarama-qarshi fazada keladigan, halqali sohalarga ajratamiz:

$$b_m = b + m \frac{\lambda}{2}$$



**140 – rasm. Sferik to'lqin frontini Frenel sohalariga ajratish**

Frenel sohalari yuzasi bir-biriga tengdir. Sohalardagi tebranishlar amplitudalari  $m$  – ortishi bilan monoton ravishda kamayib boradi:

$$A_1 > A_2 > A_3 > \dots > A_{m-1} > A_m > A_{m+1}$$

Istalgan sohadagi tebranishlar amplitudasi qo'shni sohalarning amplitudalarining o'rtacha yig'indisiga teng bo'ladi:

$$A_m = \frac{A_{m-1} + A_{m+1}}{2}, \quad (70.1)$$

Juft sohalarning amplitudalari bir xil ishorada bo'lsa, toq sohalarning amplitudalari boshqa ishorada bo'ladi. Natijaviy tebranish amplitudasi quyidagiga teng bo'ladi:

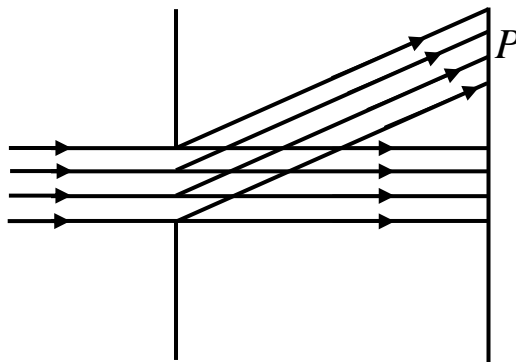
$$A = \frac{A_1}{2} + \left( \frac{A_1}{2} - A_2 + \frac{A_3}{2} \right) + \left( \frac{A_3}{2} - A_4 + \frac{A_5}{2} \right) + \dots \approx \frac{A_1}{2}, \quad (70.2)$$

Shunday qilib,  $R$  nuqtadagi barcha to'liqlar frontining ta'siri markaziy soha - ta'sirining yarmiga ekvivalentdir.

## 71 - §. Yorug'likning har xil to'siqlardan o'tishida kuzatiladigan difraktsiya hodisalari

### Oddiy to'siqlardagi Frenel difraktsiyasi

Agarda manba va  $R$  kuzatuv nuqtasi to'siqdan katta masofada joylashsa, u holda to'siqqa tushayotgan va  $R$  nuqtaga yo'nalgan yorug'lik nurlari deyarli parallel bo'ladilar. Bu holda kuzatiladigan difraktsiya – Fraungofer difraktsiyasi yoki parallel nurlar difraktsiyasi deb ataladi. (141 - rasm).



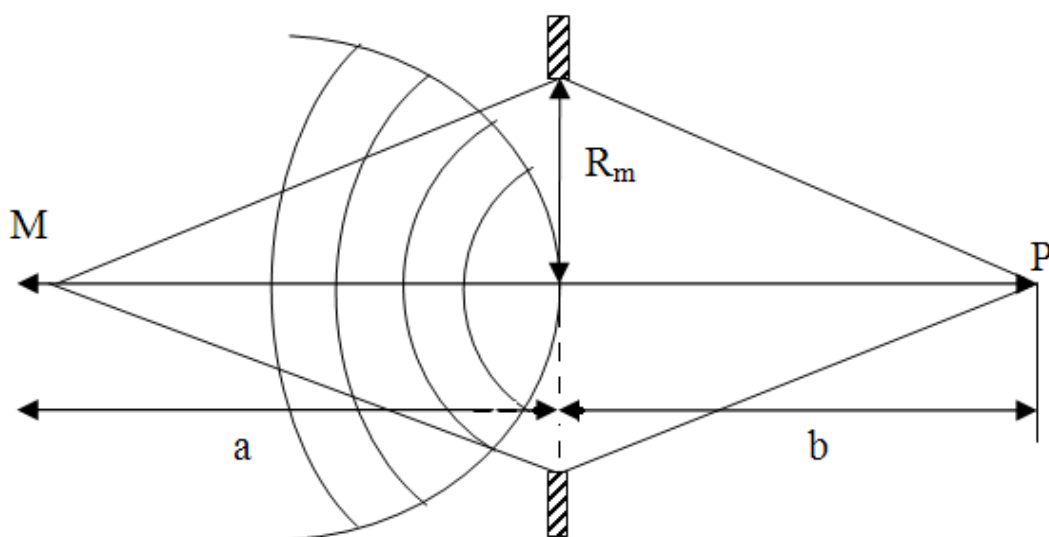
141 - rasm. Parallel nurlar difraktsiyasi

### Dumaloq teshikdan o'tgan nurlar difraktsiyasi

Nuqtaviy  $M$  yorug'lik manbai va  $R$  kuzatuv nuqtasi orasiga dumaloq tirqishli tiniq bo'lmagan ekranni joylashtiramiz (142 - rasm). Frenel printsipiga asosan, ekran to'liqlar frontining bir qismini to'sadi. Yorug'lik oqimining ekrandagi taqsimlanishi teshikka nechta Frenel sohalari sig'ishiga bog'liq.

Agarda, 1-Frenel sohasi ochiq bo'lsa, 70.2 - ifodaga asosan,  $R$  nuqtadagi yorug'likning amplitudasi, yorug'likning erkin tarqalishiga nisbatan, ikki marta (jadalligi esa 4 marta) katta bo'ladi.

Agarda, teshikka 2 ta Frenel sohasi joylashsa, interferentsiya hisobiga  $R$  nuqtada to'liqlar bir-birini yo'qqa chiqaradi.



142 – rasm. Dumaloq teshikli ekrandagi difraktsiya

Teshikka joylashadigan Frenel sohasining soni  $R_m$  – tashqi radiusi bilan quyidagicha bog'langan bo'ladi

$$m = \frac{R_m^2}{\lambda} = \left( \frac{1}{a} + \frac{1}{b} \right) \quad \text{yoki} \quad R_m = \sqrt{\frac{ab}{a+b}} m \lambda \quad , \quad (71.1)$$

Demak, Frenel sohasining radiusi to'siq bilan kuzatuv nuqtasi orasidagi masofa va to'lqin uzunligiga bog'liq ekan.

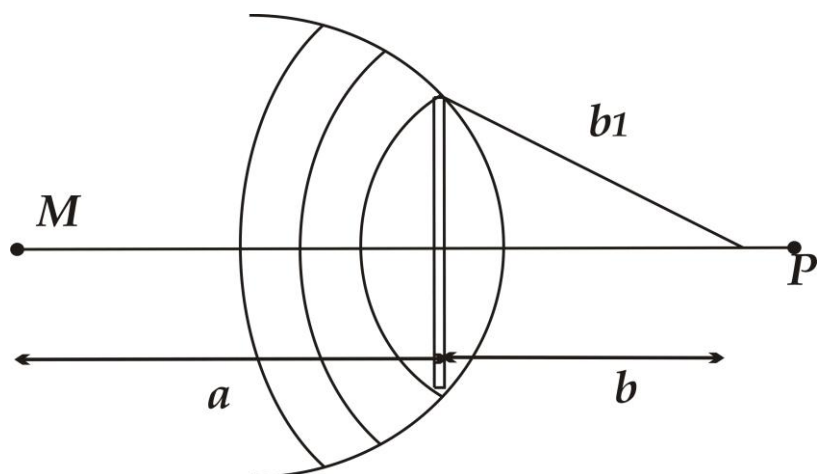
$R$  kuzatuv nuqtasida yorug'lik jadalligini, barcha juft yoki toq Frenel sohasini to'sish bilan, ko'p marta kuchaytirish mumkin. Kuzatiladigan difraktsiya parallel bo'lmagan nurlar difraktsiyasi deb ataladi.

### Dumaloq diskdan o'tgan yorug'lik nurlari difraktsiyasi

To'siq dumaloq diskdan iborat bo'lgan holda (143 - rasm) sferik to'lqin frontining yopilmagan qismini, ekran chegarasidan boshlab Frenelning halqaviy sohasiga ajratamiz.

$R$  nuqtadagi yorug'likning amplitudasi 1-Frenel sohasining shu nuqtada hosil qila oladigan amplitudasining yarmiga teng bo'ladi. Diskning diametri qanday bo'lishiga qaramay, uning geometrik soyasi markazida yorug' dog' kuzatiladi. Geometrik soyadan tashqarida interferentsiya hisobiga

konsentrik qorong'i va yorug' xalqalar tizimi kuzatiladi.



143 – rasm. Dumaloq diskli to'siqdagi difraktsiya

Agarda disk ko'p Frenel sohalari to'sadigan bo'lsa, yorug' va soyalarning tor sohasida yorug'lik jadalligi sust bo'lgan yorug' va qorong'i halqalar kuzatiladi.

### Yorug'likning to'g'ri chiziqli tarqalishi

Frenel sohalari usuli yorug'lik to'lqinlarining to'g'ri chiziqli tarqalishi to'g'risidagi tushunchaning qo'llash chegarasini baholash imkonini beradi.

Agarda Frenel sohalari o'lchamlariga nisbatan ekran o'lchamlari katta bo'lsa, difraktsiya hodisasini inobatga olmay, yorug'likni to'g'ri chiziqli nur, deb hisoblash mumkin. To'lqin uzunligi  $\lambda$  qancha qisqa bo'lsa, Frenel sohalari o'lchami shuncha kichik bo'ladi va geometrik optikaning taxminiy tushunchalaridan aniqroq foydalanish mumkin.

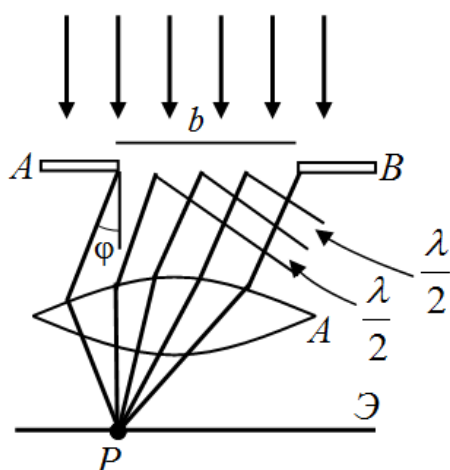
(10.1) – ifodadan ko'rinib turibdiki, Frenel sohasining radiusi nafaqat ekran va manba orasidagi masofaga bog'liq bo'lmay, ekran va kuzatish nuqtasi orasidagi masofaga ham bog'liqdir.

Bu masofalar qanchalik katta bo'lsa, Frenel sohalari radiusi ham katta bo'ladi va yuqori darajada geometrik optika tushunchalaridan chetlashish kuzatiladi.

## 72 - §. Bitta tirqishli to'siqdagi Fraungofer difraktsiyasi

Cheksiz uzunlikdagi  $b$  tor tirqishli  $AV$  ekranga perpendikulyar ravishda parallel nurlar oqimi tushayotgan bo'lsin (*144 - rasm*).

Tirqishga tushayotgan nur yo'nalishi bilan  $\varphi$  burchak ostidagi yo'nalishda tarqalayotgan nurlarni ko'ramiz.



*144 – rasm. Bitta tirqishli to'siqdagi difraktsiya*

Difraktsiya hodisasini kuzatish uchun nurlar qarshisiga linza qo'yamiz. Uning optik o'qi  $AV$  ekranga perpendikulyardir. U holda parallel nurlar singandan so'ng linzadan o'tib, uning fokal tekisligidagi  $R$  nuqtada yig'iladilar. Linza nurlarning qo'shimcha yo'llar farqini hosil qilmaydi.

To'lqinning tekis fronti tirqishga yetib borib  $AV$  holatni egallaganda, tirqishning barcha nuqtalarini Gyuygens printsipiga asosan, yangi kogerent to'lqinlar manbai deb, hisoblasa bo'ladi.

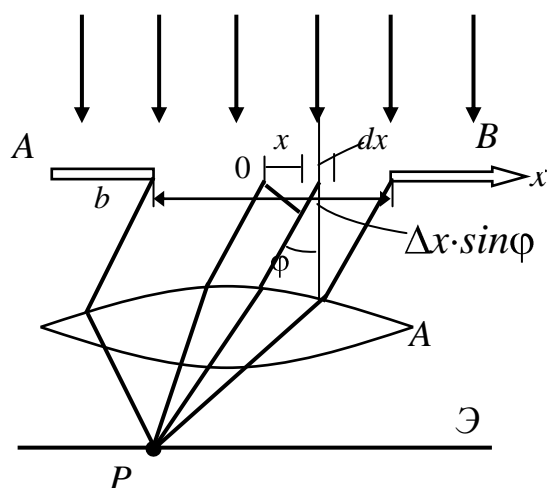
Frenel sohalari usuli yordamida to'lqin sirtining ochiq qismi chegaralarida yo'l farqi  $\frac{\lambda}{2}$  ga teng bo'lgan parallel yo'lakchalarga ajratamiz. Bu yo'lakchalarni Frenel sohalari deb hisoblaymiz. Ikkita qo'shni Frenel sohalaridan chiquvchi to'lqinlar  $R$  nuqtaga qarama-qarshi fazalarda yetib keladilar.

Bu tuzilishda sohalari soni juft bo'lsa,  $R$  nuqtadagi natijaviy amplituda nolga teng bo'ladi.

Berilgan  $\varphi$  burchakda toq Frenel sohalari joylashsa, u holda bitta soha ta'siri kompensatsiyalashmay qoladi va  $R$  nuqtada yoritilganlikning maksimumi kuzatiladi. Maksimum va minimum kuzatiladigan shartlar quyidagicha bo'ladi:

$$b \sin \varphi_{\min} = 2m \frac{\lambda}{2} ; \quad b \sin \varphi_{\max} = (2m + 1) \frac{\lambda}{2}$$

$\varphi$  burchak bilan aniqlanadigan yo'nalishdagi ikkilamchi to'lqinlarning interferentsiyasini hisoblash uchun AV to'lqin frontining ochiq qismini elementar  $dx$  yo'lakchalarga bo'lamiz



145 – rasm. Toq Frene sohali tirqishdagi difraktsiya

(145 - rasm). U holda,  $x$  koordinatali  $dx$  yo'lakchanning  $R$  nuqtada hosil qiladigan tebranishini quyidagicha ifodalash mumkin:

$$d\xi = \frac{A_0}{b} \cos(\omega t - kx \sin \varphi) dx , \quad (72.1)$$

bu yerda  $kx \sin \varphi$  - koordinatalari 0 va  $x$  bo'lgan,  $dx$  elementar yo'lakchadan  $R$  nuqtaga kelgan tebranishlarning fazalari farqi,  $\frac{A_0}{b} dx = dA$   $dx$  bo'lakning hosil qilgan tebranishi amplitudasidir.

(72.1) – ifodani tirqish kengligi bo'yicha integrallasak,  $R$  nuqtadagi natijaviy maydonni topish mumkin. Quyidagi belgilashni kiritamiz:

$$\alpha = \frac{\kappa b}{2} \sin \varphi = \frac{\pi b}{\lambda} \sin \varphi , \quad (72.2)$$

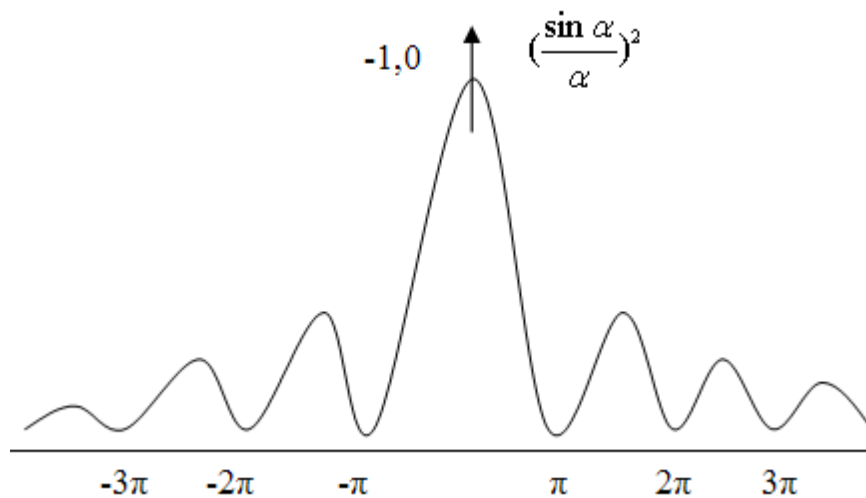


$$\xi = \int_{-\frac{b}{2}}^{+\frac{b}{2}} d\xi = A_0 \cdot \frac{\sin \alpha}{\alpha} \cos(\omega t - \alpha) \quad , \quad (72.3)$$

Istalgan  $R$  nuqtadagi nurlanish jadalligi amplitudaning kvadratiga proporsionaldir:

$$I_\varphi = CA_0^2 \left( \frac{\sin \alpha}{\alpha} \right)^2 = I_0 \frac{\sin^2 \left( \frac{\pi}{2} b \sin \varphi \right)}{\left( \frac{\pi}{2} b \sin \varphi \right)^2} \quad , \quad (72.4)$$

Ma'lumki,  $\lim_{\alpha \rightarrow 0} \left( \frac{\sin \alpha}{\alpha} \right) = 1$  ga teng. Shusababli, (72.4) – funktsiya  $\alpha = 0$  da maksimumga ega bo'ladi. (72.2) – ifodadan,  $\varphi = 0$  va  $\alpha = m\pi$  bo'lganda minimum kuzatiladi, bu yerda  $m = \pm 1, \pm 2$  va h.k.



**146 - rasm.**  $\left( \frac{\sin \alpha}{\alpha} \right)^2$  funktsiyaning chizmasi

Demak, bitta tirqishda yorug'lik jadalligi minimumi kuzatish sharti quyidagidan iborat:

$$b \sin \varphi = m\lambda \quad , \quad (72.5)$$

bu yerda  $m$  – *minimum tartibi* deb ataladi. Minimumlar orasida yoritilganlik maksimumlari joylashgan, ularning holati quyidagi shart bilan aniqlanadi:

$$b \sin \varphi = (2m + 1) \frac{\lambda}{2} \quad , \quad (72.6)$$

$\varphi$  burchak qiymati ortishi bilan maksimum jadalligi kamaya boradi. Yorug'lik oqimining katta qismi bosh (~90%), birinchi (~5%) va ikkinchi (~2%) maksimumlar atrofida yig'iladi.

Kuzatilishi mumkin bo'lgan minimumning eng katta tartibi

$$\sin \varphi \leq 1, \quad m < \frac{b}{\lambda}$$

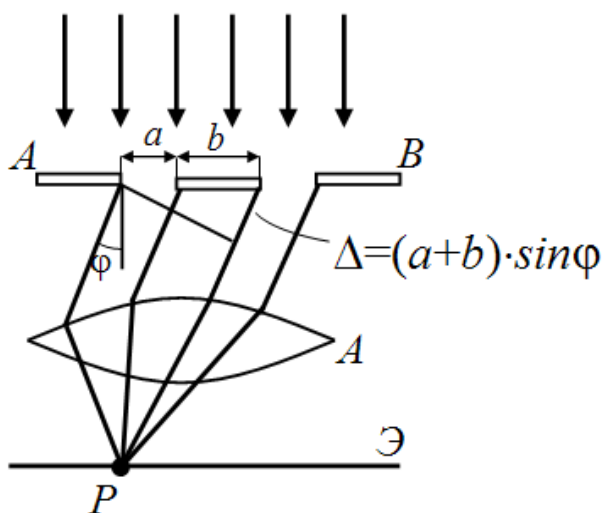
ga teng. (72.4) – ifodadan  $I_0 = I_f$  ekanligi ko'rinib turibdi, ya'ni difraktsiyaviy manzara linzaning markaziga nisbatan simmetrikdir.

Tirqishga monoxromatik bo'lmagan yorug'lik nurlari tushsa, difraktsiya manzarasi maksimumlari har xil rangli nurlar uchun ekranning har xil nuqtalariga joylashadi va difraktsiyaviy spektr hosil qiladi. Markaziy maksimum oq nurdan tashkil topadi. O'ng va chap taraflarda markazga yaqinroqda binafsha nurlar difraktsiya spektrlari kuzatiladi.

### 73 - §. Difraktsiyaviy panjara

Kengligi  $a$  bo'lgan, tiniq bo'lmagan oraliqlar bilan bo'lingan, bir xil  $b$  kenglikdagi parallel tirqishlar qatori -difraktsiyaviy panjara deb ataladi. Bu yerda  $d = a + b$  kattalik *difraktsiyaviy panjara davri* yoki *doimiysi* deb ataladi.

Parallel nurlar dastasi tushayotgan, ikkita tirqishdan iborat eng sodda panjarani ko'rib chiqaylik (147 - rasm).



147 – rasm. Eng sodda difraktsiyaviy panjara

Ikkita tirqishda kuzatiladigan difraktsiyaviy manzara minimum va maksimumlari holatlari bir tirqishli difraktsiyadagi holatlar ustiga tushmaydi. Chunki ikki tirqishli holda, nurlarning birinchi tirqish va ikkinchi tirqishlardan hosil bo'lgan interferentsiyasi tufayli difraktsiyaviy manzaralar bir-birining ustiga tushmaydilar.

Maksimum va minimum kuzatilishi shartlari quyidagichadir:

$$(a + b) \sin \varphi = m\lambda \quad , \quad (73.1)$$

$$(a + b) \sin \varphi = (2m + 1) \frac{\lambda}{2} \quad , \quad (73.2)$$

Istalgan  $R$  nuqtada uchta imkoniyat bo'lishi mumkin:

a) (1)- va (2)- difraktsiyaviy manzaralar maksimumlari bir-birini ustiga tushadi;

b) bitta manzara maksimumi ikkinchi manzara minimumiga mos tushadi;

g) bitta manzara minimumi ikkinchi manzara minimumiga mos tushadi.

a) va b) holatlar manzarasi bir-birini ustiga tushganda  $R$  nuqtada maksimum va minimum kuzatiladi. b) holatda faqat minimum kuzatiladi.

Shunday qilib, ikkita tirqishdagi difraktsiya manzarasida, bitta tirqishdagiga nisbatan maksimumlar ko'proq kuzatiladi. Tirqishlar soni oshishi minimumlar sonini oshishiga olib keladi.

$$D_{\varphi} = \frac{d\varphi}{d\lambda} \quad \text{va} \quad D_{\text{chiz}} = \frac{d\ell}{d\lambda}$$

kattaliklar, mos ravishda, *burchakli* va *chiziqli dispersiya* deb ataladi.

Bu yerda  $d\varphi$  va  $d\ell$ ,  $d\lambda = \lambda_2 - \lambda_1$  to'liq uzunligi bilan farq qiladigan spektral chiziqlar orasidagi burchakli chiziqli masofalardir.

Difraktsiyaviy panjaraning burchakli dispersiyasini topishga harakat qilamiz. Buning uchun bosh maksimum kuzatilishi shartini  $(a + b) \sin \varphi = m\lambda$  differentsialaymiz

$$d \cos \varphi d\varphi = m d\lambda$$

$$D_{\varphi} = \frac{d\varphi}{d\lambda} = \frac{m}{d \cos \varphi}$$

$\varphi$  ning kichik qiymatlarida,  $\cos \varphi \approx 1$  ga teng. Shuning uchun

$$D_{\varphi} \approx \frac{m}{d}$$

ga teng bo'ladi.

Difraktsiyaviy *panjaraning aniqlash kuchi* deb  $R = \frac{\lambda}{d\lambda}$  o'lchovsiz kattalikka aytiladi. Bu kattalik ikkita yonma-yon turgan spektral chiziqlarni alohida aniqlash imkoniyatini ko'rsatadi (*148 - rasm*).



**148 – rasm. Difraktsiyaviy panjaraning aniqlash kuchi**

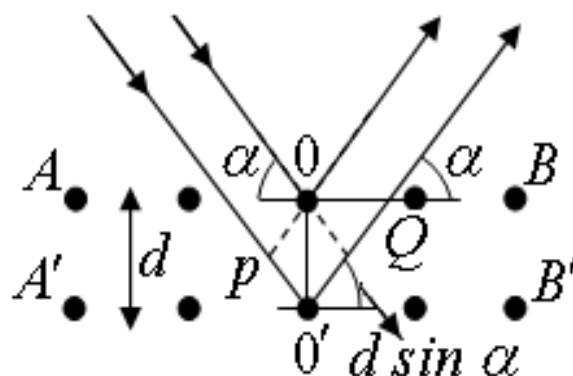
Agarda, bitta maksimum markazi, ikkinchisining markazidan taxminan  $d\lambda = \lambda_2 - \lambda_1$ , eng kichik to'lqin uzunligi masofasida joylashsa, bu holda spektral chiziqlar alohida aniqlangan hisoblanadilar.

Difraktsiyaviy panjara uchun aniqlash kuchi  $R = mN$  ga tengdir. Bu yerda  $N$  tirqishlar soni,  $m$  – maksimum kuzatilish tartibi.

Hozirgi zamon difraktsiyaviy panjaralar 200 000 dan ortiq chiziqlardan iborat bo'ladi va spektral chiziqlarni alohida aniqlash imkoniyati 400 000 dan ortiqdir.

Difraktsiyaviy panjara sifatida fazoviy davrlikka ega bo'lgan istalgan tuzilmani tushunish mumkin. To'lqin uzunligi  $0,1 \cdot 10^{-9} m$  ga teng bo'lgan rentgen nurlari difraktsiyasini olish uchun atom va ionlardan tashkil topgan, fazoviy davrlikka ega bo'lgan kristall panjaradan foydalanish mumkin (*149 - rasm*).

$AV$  va  $A_1V_1$  tekisliklardagi qo'shni atomlardan qaytgan nurlar orasidagi  $R0'\varphi$  yo'l farqi:



149-rasm. Fazoviy davrlikka ega bo'lgan difraktsiyaviy panjara

$$2d \sin \alpha$$

ga teng. Interferentsiya kuchayishi Bregg - Vulf shartiga binoan bajariladi:

$$2d \sin \alpha = m\lambda \quad ,$$

bu yerda  $m = 0, \pm 1, \pm 2, + \dots$

Hozirgi davrda, fizikada rentgen nurlari difraktsiyasiga asoslangan ikkita yo'nalish paydo bo'ldi: rentgen spektroskopiyasi va rentgen strukturaviy analizi.

#### 74 - §. Yorug'lik dispersiyasi

Monoxromatik yorug'lik to'lqinlarining bir muhitdan ikkinchisiga o'tishida, sinish qonuniga asosan, yorug'lik nurlari yo'nalishi shunday o'zgaradiki, bunda tushish burchagi sinusini sinish burchak sinisusiga nisbati tushish burchagiga bog'liq bo'lmaydi.

Bu nisbat, ikkala muhitdagi to'lqinlarning fazaviy tezliklari nisbatiga tengdir

$$\frac{\sin i}{\sin C} = \frac{v_1}{v_2} = n_{21} \quad , \quad (74.1)$$

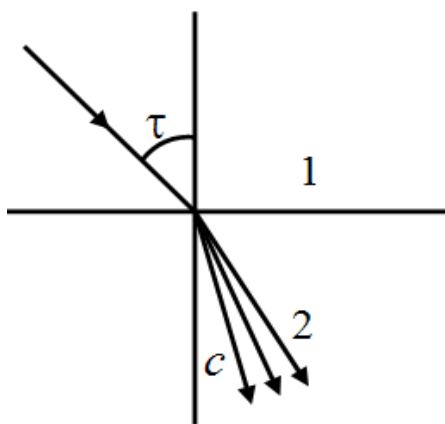
$n_{21}$  – kattalik *ikkita muhitning nisbiy sindirish ko'rsatkichi* deb ataladi. Agarda birinchi muhit vakuum bo'lsa, undagi yorug'lik tezligi  $s$  ga teng bo'ladi, bu holda

$$\frac{\sin i_0}{\sin C} = \frac{c}{v} = n \quad , \quad (74.2)$$

$n$  – ikkinchi muhitning absolyut sindirish ko'rsatkichi bo'ladi.

Agarda vakuumdan iborat muhit sirtiga har xil to'lqin uzunligidagi parallel nurlar dastasi tushsa, ikkinchi muhitda ular har xil yo'nalishda tarqalib, yelpig'ich hosil qiladilar (150 - rasm). Bu hodisa har xil uzunlikdagi yorug'lik to'lqinlarining moddiy muhitdagi tarqalish tezliklari har xil bo'lishi bilan tushuntiriladi. Demak, bu to'lqinlar uchun muhitni sinish ko'rsatkichi – yorug'likning vakuumdagi to'lqin uzunligi funksiyasidir.

$$n = f(\lambda_0) ; \quad v = f(\lambda_0)$$



**150 – rasm. Yorug'lik nuri yelpig'ichining hosil bo'lishi**

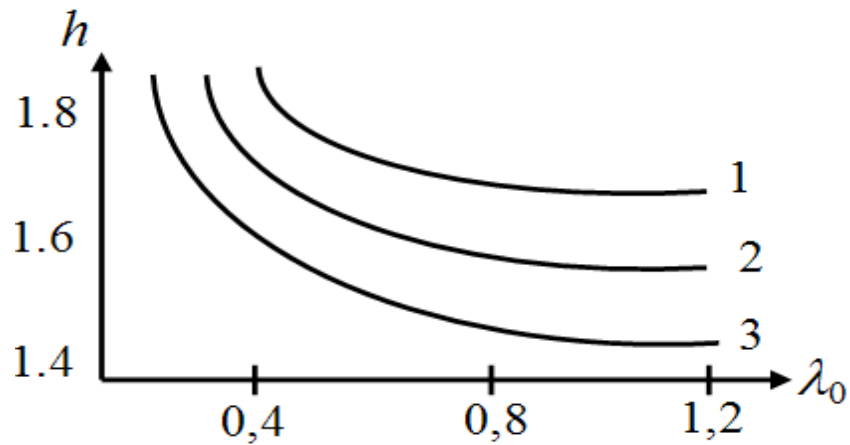
Bu moddaning optik xususiyatini yorug'likning to'lqin uzunligi yoki chastotasiga bog'liq bo'lishi *yorug'likning dispersiyasi* deb ataladi.

Har bir moddada uning o'lchov birligi sifatida, moddaning dispersiyasi, ya'ni vakuumdagi sindirish ko'rsatkichidan yorug'likning to'lqin uzunligi bo'yicha olingan hosila  $\frac{dn}{d\lambda}$  ishlatiladi. Ko'p hollarda bu hosila qiymati manfiydir,  $\lambda_0$  oshishi bilan sindirish ko'rsatkichi qiymati kamayadi.

151 - rasmda shisha, kvarts va flyuorit kabi tiniq moddalarning dispersiyasi  $n = f(\lambda_0)$  keltirilgan. Bu holdagi dispersiya – normal dispersiya deb ataladi.

Agarda  $\frac{dn}{d\lambda}$  hosila musbat bo'lsa, dispersiya-*anomal* deb ataladi.

Anomal dispersiya berilgan muhitda, ayrim to'lqin uzunlikdagi yorug'likning yutilishi hisobiga kuzatiladi.



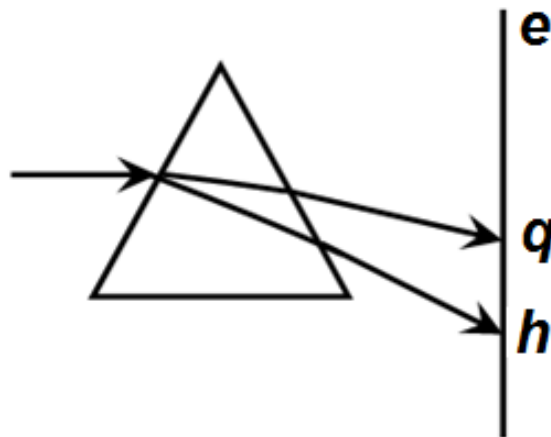
151 – rasm. Shisha (1), kvarts (2) va flyuoritning (3) dispersiyasi

Normal dispersiyada sindirish ko'rsatkichining to'lqin uzunligiga bog'liqligi Koshi tenglamasi bilan ifodalanadi:

$$n \approx n_0 + \frac{a}{\lambda_0^2}, \quad (74.3)$$

bu yerda  $n_0$  – juda katta to'lqin uzunligidagi sindirish ko'rsatkichidir.  $n_0$  va  $a$  berilgan muhit uchun doimiy kattaliklardir.

Agarda uchburchakli prizmaning chap qirrasiga har xil to'lqin uzunlikdagi oq yorug'likning parallel nurlari tushsa, ular har xil sinib, har xil yo'nalishda tarqaladilar (152 - rasm).



152 – rasm. Uchburchakli prizmadagi yorug'lik dispersiyasi

Bu tarqalish ikkinchi qirradan o'tganda kuchayadi. Prizmaning o'ng tarafiga qo'yilgan yassi ekranning har xil joylariga har xil rangli nurlar tushib spektr hosil qiladi.

Uzunroq to'liqinli nurlar (qizil nurlar) prizmadan kamroq og'adi, qisqa to'liqinli nurlar (havo rangli) ko'proq og'adi.

Prizma orqali olingan spektr difraktsiyaviy panjaradan olingan spektrdan farq qiladi. Difraktsiyaviy panjarada nurlarning boshlang'ich yo'nalishdan og'ishi  $\lambda_0$  ga proporsional bo'ladi, prizmada esa to'liqin uzunligiga bog'liq og'ish teskari va murakkabdir.

Normal dispersiya, tushayotgan to'liqinning elektr maydoni tebranishini, berilgan muhitning atomlari yadrolariga elastik tortilish kuchi orqali bog'langan elektronlar bilan o'zaro ta'siri orqali tushuntiriladi.

Maydon ta'sirida bunday elektronlar maydon tebranishi chastotasi bilan tebrana boshlaydilar. Natijada, bu elektronlar xuddi shu chastotada fazasi boshlang'ich fazadan farqli bo'lgan, ikkilamchi to'liqinlarni nurlatadilar.

Muhit ichida, tushayotgan to'liqinlar ikkilamchi to'liqinlar bilan qo'shib, tushayotgan to'liqinlar fazasidan farq qiladigan fazaga ega bo'lgan natijaviy to'liqinlarni xosil qiladilar. Bu fazadan qolishlar, muhitdan to'liqin o'tishi bilan yig'ila borib to'liqin tezligining kamayish samarasini beradi. Tebranish chastotasi katta bo'lganda muhitda birlik uzunlikda fazadan orqada qolish katta bo'ladi, natijaviy to'liqin tezligi ko'proq kamayadi, sinish ko'rsatkichi orta boradi. Normal dispersiya shundan iboratdir.

## 75 - §. Yorug'likning yutilishi va sochilishi

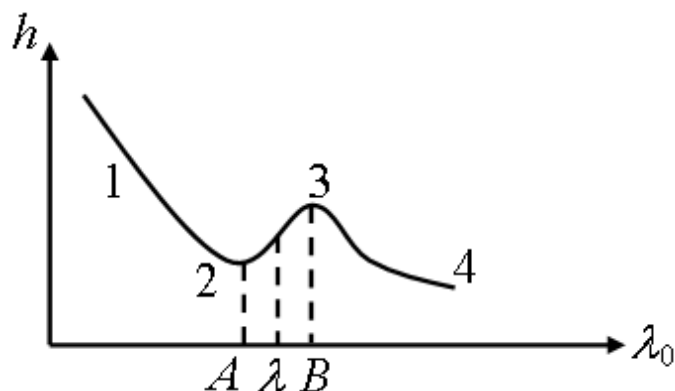
Jismga oq nur tushganda, u alohida uzunlikdagi to'liqinlarni yutib, shu to'liqin uzunligi atrofida sinish ko'rsatkichini to'liqin uzunligiga bog'liq ravishda o'sishini va anomal dispersiyani kuzatilishini ta'minlaydi (153- rasm).

Yorug'likni yutuvchi jismdan o'tgan nurlarni spektrga ajratsak, xar xil rangli fonda qora chiziqlar va yutilgan nurlar to'liqin uzunligiga tegishli kengroq sohalar kuzatiladi. Bunday chiziqlar majmuasi jismning *yutilish spektrini* beradi.

$I$  jadallikdagi monoxromatik yorug'lik  $dx$  qalinlikdagi yutuvchi qatlam sirtiga perpendikulyar ravishda tushayotgan bo'lsin va qatlamning boshqa tarafidan yorug'lik  $I - dI$  jadallik bilan chiqsin. Juda yupqa qatlam uchun jadallik kamayishi qatlam qalinligi va boshlang'ich jadallikka to'g'ri proporsionaldir

$$dI = -\mu I dx$$





153 – rasm. Jismning yutilish spektri

Bu yerda  $\frac{dI}{I} = -\mu dx$ . Agarda qatlam qalinligi  $d$  katta bo'lsa, uni yupqa qatlamlar majmuasi deb hisoblab, jadallik o'zgarishni  $I_0$  dan  $I$  gacha, qalinlikni esa, 0 dan  $d$  gacha integrallaymiz

$$\int_{I_0}^I \frac{dI}{I} = -\mu \int_0^d dx \quad ; \quad \ln \frac{I}{I_0} = -\mu d$$

Natural logarifmdan oddiy sonlarga o'tsak, quyidagi ifodaga

$$\frac{I}{I_0} = e^{-\mu d} \quad \text{yoki} \quad I = I_0 e^{-\mu d}$$

ega bo'lamiz. Bu ifoda *Buger-Lambert qonunini* tavsiflaydi. Bu yerda  $\mu$  - berilgan moddaning yorug'likni yutish koeffitsientidir va u to'lqin uzunligiga bog'liq bo'ladi:

$$\mu = \mu_0(\lambda_0)$$

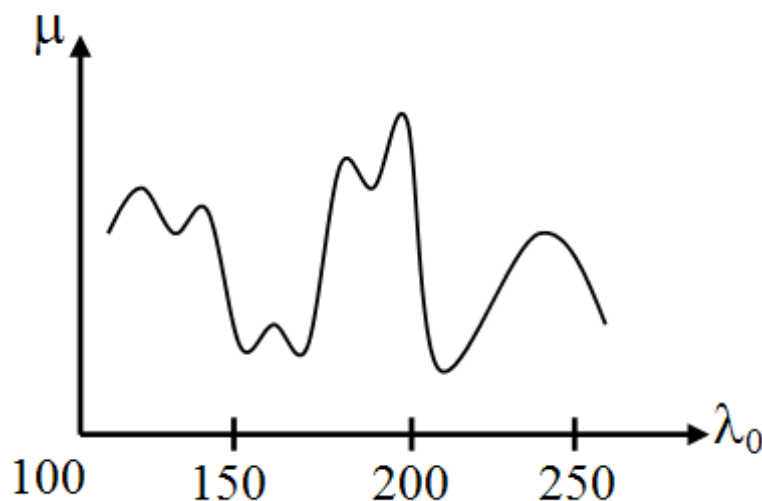
Bo'yalgan qorishmalar uchun  $\mu$  qorishmalar konsentratsiyasiga proporsionaldir

$$\mu = kc$$

va bu holda Buger-Lambert qonuni quyidagi ko'rinishda yoziladi:

$$I = I_0 e^{-kcd}, \quad (75.1)$$

yutilish koeffitsientini to'liqin uzunligiga bog'liqligi grafik ko'rinishda 154 - rasmda xlorli tseziy moddasi uchun tasvirlangan.



*154 – rasm. Xlorli tseziy moddasining yutilish spektri*

Bu rasmda spektrning ultrabinafsha qismi tasvirlangan. Egri chiziq cho'qqilari yutilish sohalariga tegishlidir.

Tiniq jismlarda, spektrning ko'zga ko'rinadigan qismida, yutilish sohaları bo'lmaydi, ultrabinafsha va infraqizil sohalarida yutilish kuzatiladi. Yorug'lik spektrining ko'zga ko'rinadigan qismida yutilish sohaları jismning rangini bildiradi. Masalan, qizil shisha qizil nurlarni deyarli yutmaydi va qolgan nurlarni yaxshi yutadi. Shuning uchun, qizil shishani oq nur bilan yoritsak, qizilga o'xshaydi, yashil nur bilan yoritsak qora, ya'ni yashil nurga tiniqmasligini ko'rsatadi.

Metallar, ko'p erkin elektronlarga ega bo'lgani uchun, yorug'likni kuchli yutadi, elektronlar esa yorug'lik to'liqinining o'zgaruvchan elektr maydoni ta'sirida, amplitudasi katta bo'lgan tebranma harakatga keladilar. Elektronlarni tebranma harakatga keltirish uchun zarur bo'lgan energiya, yorug'lik to'liqinining energiya zahirasidan sarflanadi. Ammo tebranayotgan elektronlar ham shu chastotalarda to'liqin nurlatadi, bu esa yorug'likning qaytishiga sabab bo'ladi.

Shunday qilib, metallar yorug'likni kuchli yutadi va kuchli sochadi. Yarim o'tkazgichlar yorug'likni kamroq yutadilar, dielektriklar esa undan ham kam yutadilar.

Yorug'lik to'liqinlarining, muhit atomlari elektronlari bilan o'zaro

ta'sirlashuvida, elektronlar tebranma harakatga kelib yorug'lik chiqaradilar. Tabiiy nurlarda tebranishlarning barcha yo'nalishlari teng ehtimolli bo'lganligi uchun, atomlar chiqarayotgan yorug'lik barcha yo'nalishlarda sochilishi mumkin. Agarda muhit atomlari bir tekis taqsimlangan bo'lsa, sochilgan nurlar kogerent bo'ladilar va interferentsiya tufayli bir-birini yo'qqa chiqaradilar. Bu holda muhit optik jihatdan bir jinsli bo'lib, nurlarni sochmaydi.

Agarda, muhitda zarrachalar tartibsiz taqsimlansalar, u holda, ular sochgan yorug'lik nokogerentdir va sochilish barcha taraflarda o'rinli bo'ladi. Ammo, amalda, kimyoviy bir jinsli bo'lgan muhit molekulari ham, issiqlik harakati va betartib hosil bo'lgan quyuqlik yoki siyrakliklar hisobiga nur sochadilar.

Agarda, bir jinsli bo'lmagan quyuqlik yoki siyrakliklar o'lchamlari to'lqin uzunligiga nisbatan kichik bo'lsa, u holda istalgan yo'nalishdagi sochilgan yorug'lik jadalligi tushayotgan to'lqin uzunligiga quyidagicha bog'langan bo'ladi (Reley qonuni):

$$I \sim \frac{1}{\lambda^4}, \quad (75.2)$$

Atmosfera havosi zarrachalarining o'lchamlari kichik bo'lganda quyosh nurining qisqa to'lqinlarini (binafsha, ko'k va yashil) jadal sochadi va nurning katta to'lqinlarini (qizil, sariq) yomon sochadi. Shu sababli, havoning rangi yuqori qatlamda, yashil yoki ko'k rangda (havo rangda) bo'ladi.

## 76 - §. Yorug'likning qutblanishi

Yorug'lik vektorining tebranish yo'nalishlari qandaydir usul bilan tartibli holatda bo'lsa, u yorug'lik qutblangan deb hisoblanadi.

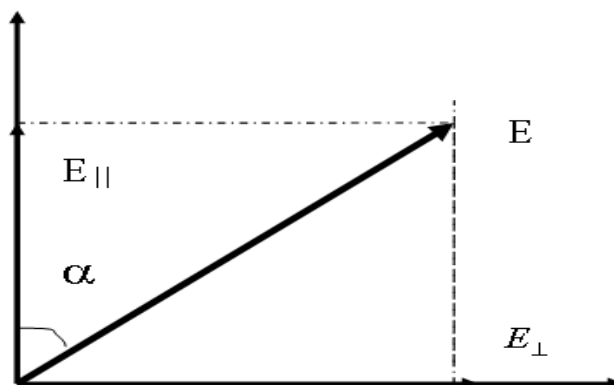
Tabiiy yorug'likda har xil yo'nalishdagi tebranishlar tez va tartibsiz ravishda bir-biriga o'rnini bo'shatib turadi.

Tabiiy yorug'likni qutblangan yorug'likka aylantirish jarayoni - *yorug'likning qutblanishi*, uni amalga oshiruvchi qurilma - *qutblantirgich (polarizator)* deb ataladi. Bunday qurilmalar qutblanish tekisligiga parallel tekislikda bo'lgan tebranishlarni erkin o'tkazadi va qutblanish tekisligiga perpendikulyar bo'lgan tebranishlarni to'la yoki qisman ushlab qoladi.

Qutblantirgich orqali tabiiy yorug'lik o'tayotganda  $\vec{E}$  yorug'lik vektorini ikkita tashkil etuvchiga  $\vec{E}_{\parallel}$  va  $\vec{E}_{\perp}$  ga ajratish mumkin (155 - rasm).  $E_{\parallel}$  - tashkil etuvchisi polyarizator orqali erkin o'tadi,  $E_{\perp}$  tashkil etuvchisi esa unda yutiladi. O'tgan to'lqin jadalligi

$$E_{\parallel}^2 = E^2 \cos^2 \alpha$$

ga proporsionaldir.



**155 – rasm. Tabiiy yorug'likni ikki xil yo'nalishdagi tebranishlarga ajratish**

Shu sababli, ideal polyarizator orqali yorug'likning o'tgan qismi quyidagi o'rtacha qiymatga tengdir:

$$E_{\parallel} = E \cos \alpha , \quad E_{\perp} = E \sin \alpha , \quad (76.1)$$

$$\langle \cos^2 \alpha \rangle = \frac{1}{2}$$

Shunga asosan, tabiiy yorug'likni, bir xil jadallikka ega bo'lgan va bir-biriga perpendikulyar tekisliklarda qutblangan, ikkita elektromagnit to'lqinlarning bir-birini ustiga tushishi, deb tasavvur qilish mumkin. Agarda, polyarizatorga  $I_0 \sim E^2$  jadallikdagi yassi qutblangan yorug'lik tushsa, u holda polyarizatoridan chiqqan yorug'lik jadalligi quyidagi ifoda bilan aniqlanadi

$$I = I_0 \cos^2 \alpha , \quad (76.2)$$

bu ifoda *Malyus qonuni* deb ataladi. Agarda yorug'lik tekisliklari  $\alpha$  burchak hosil qilgan ikkita polyarizatoridan o'tsa, u holda birinchi polyarizatoridan jadalligi

$$I_0 = \frac{1}{2} I_{tab}$$

bo'lgan yassi qutblangan yorug'lik chiqadi va ikkinchisidan Malyus qonuniga asosan

$$I_0 = \frac{1}{2} I_{tab} \cos^2 \alpha, \quad (76.3)$$

jadallikdagi yorug'lik chiqadi.

Ikkinchi polyarizator yorug'likka mos keladigan o'q atrofida aylanganda,  $\alpha$  burchak  $0 \div 2\pi$  qiymatlarda o'zgaradi, yorug'lik jadalligi  $\alpha = 0$  va  $\alpha = \pi$  (ikkala polyarizatorlar bir - biriga parallel bo'lganda) qiymatlarda maksimumga erishadi va  $\alpha = \frac{\pi}{2}$  va  $\alpha = \frac{3}{2}\pi$  qiymatlarda (polarizatorlar bir-biriga perpendikulyar bo'lganda) ikki marta nolga aylanadi. Bu yorug'lik jadalligi tebranishlariga qarab, uning qutblanganligini va tebranish tekisligi yo'nalishini aniqlash mumkin. Shu sababli, ikkinchi polyarizator analizator vazifasini o'tashi mumkin.

Bir yo'nalishdagi tebranish boshqa yo'nalishlardagi tebranishlardan ustun bo'ladigan yorug'lik, qisman qutblangan hisoblanadi. Polyarizator nur bilan mos keladigan o'q atrofida aylanganda qisman qutblangan yorug'lik jadalligi  $I_{max}$  dan  $I_{min}$  gacha o'zgaradi.

$$P = \frac{I_{max} - I_{min}}{I_{max} + I_{min}}, \quad (76.4)$$

Bu ifoda *polarizatorning tartibi* deb ataladi.

Yassi qutblangan yorug'lik uchun  $I_{min} = 0$  bo'lgan holda,  $R = 1$  ga teng bo'ladi, tabiiy yorug'lik uchun esa  $I_{min} = I_{max}$  bo'lganda,  $R = 0$  ga teng bo'ladi.

## 77 - §. Qaytish va sinishda yorug'likning qutblanishi

Ikki muhit chegarasiga yorug'lik tushganda, yorug'lik to'lqini qisman aks etib qaytadi va qisman sinadi.

Dielektrlarda, qaytgan yorug'lik jadalligi tushayotgan to'lqin qutblanishi,  $i$  tushish burchagi va  $r$  sinish burchagiga bog'liqligini Frenel ko'rsatgan.

$\vec{E}$  vektor tebranishi tushish tekisligiga perpendikulyar bo'lgan holda, qutblangan yorug'lik uchun yorug'lik jadalligi

$$I_{\perp} = I_0 \frac{\sin^2(i-r)}{\sin^2(i+r)}, \quad (77.1)$$

ga teng bo'ladi.

$\vec{E}$  vektor tebranishi tushish tekisligida bo'lgan holda, qutblangan yorug'lik uchun, yorug'lik jadalligi

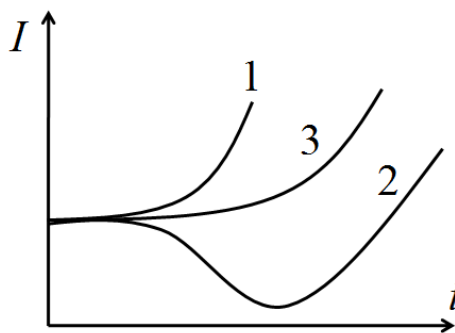
$$I_{\parallel} = I_0 \frac{\operatorname{tg}^2(i-r)}{\operatorname{tg}^2(i+r)}, \quad (77.2)$$

ga teng bo'ladi.

Tabiiy yorug'lik uchun qaytgan to'lqin jadalligi quyidagiga teng bo'ladi:

$$I = I_{\perp} + I_{\parallel} = \frac{1}{2} I_0 \left[ \frac{\sin^2(i-r)}{\sin^2(i+r)} + \frac{\operatorname{tg}^2(i-r)}{\operatorname{tg}^2(i+r)} \right], \quad (77.3)$$

Qaytgan yorug'lik jadalligini tushish burchagiga bog'liqlik xarakteri grafik ravishda 156 - rasmda tasvirlangan.



156 – rasm. Qaytgan yorug'lik nuri jadalligining tushish burchagiga bog'liqligi

1 - chiziq (77.1) – ifodaga, 2 - chiziq (77.2) - ifodaga va 3 - chiziq (77.3) - ifodaga mos keladi.

Yorug'lik qutblanishi har xil usullar bilan amalga oshirilgan bo'lsa, u sirt chegarasidan har xil jadallikda aks etadi, u holda aks etgan yorug'lik qisman qutblangan bo'ladi.

Qutblanish tartibi tushish burchagiga bog'liq bo'ladi. Agarda, tushish

burchagi  $i+r = \frac{\pi}{2}$  bo'lsa, u holda  $tg(i+r) = \infty$  va  $I_{II} = 0$  bo'ladi, ya'ni qaytgan yorug'likda, tushish tekisligiga perpendikulyar bo'lgan tebranishlar kuzatiladi. Qaytgan to'lqin esa butunlay qutblangan bo'ladi.

$n_{21} = \frac{\sin i}{\sin r}$  va  $i+r = \frac{\pi}{2}$  nisbatlardan quyidagiga ega bo'lamiz:

$$tgn = n_{21} , \quad (77.4)$$

Bu ifoda *Bryuster qonunini* ifodalaydi va shu shartni qanoatlantiruvchi tushish burchagi *Bryuster burchagi* deb ataladi.

Singan yorug'lik, doimo tushish tekisligida tebranishlari ustun keladigan qisman qutblangan bo'ladi. Bryuster burchagida tushadigan yorug'likda bu ustunlik yaqqol ko'rinadi.

Tekis qutblangan yorug'lik nuri olish usullaridan biri - yorug'likni dielektrik chegarasiga Bryuster burchagida tushirishdan iborat bo'ladi.

## 78 - §. Qo'sh nur sinishi

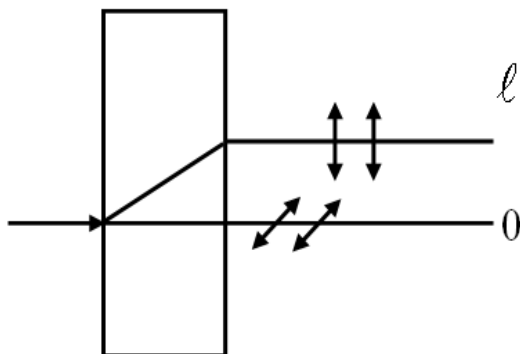
Yorug'lik qandaydir kristalldan o'tganda, yorug'lik nuri ikkita nurga ajraladi. Qo'sh nur sinishida bitta nur odatdagi sinish qonunini qanoatlantiradi, tushayotgan nur va normal tekisligida yotadi. Bu nur *odatdagi nur* deb ataladi (157 - rasm).

$\ell$  - yo'nalishdagi ikkinchi nur uchun  $\frac{\sin i}{\sin r}$  nisbat tushish burchagi

o'zgarganda doimiy saqlanmaydi. Bu nur *odatdan tashqari nur* deb ataladi.

Nur normal bo'lib tushganda ham, odatdan tashqari nur boshlang'ich yo'nalishdan og'ishi mumkin, burchak ostida tushganda esa, tushayotgan nur va sinish sirtiga normal tekisliklarda yotmaydi. Bu esa odatdagi va odatdan

tashqari bo'lgan nurlarning sinish ko'rsatkichlari xar xil ekanligini bildiradi yoki kristallda har xil tezliklar bilan tarqaladilar.



157 – rasm. Qo'sh nur sinishi

Qo'sh nur sinish hodisasi, kubik kristallardan tashqari, barcha tiniq kristallarda kuzatiladi.

Odatdagi va odatdan tashqari nurlarni tekshirish, ular bir-biriga o'zaro perpendikulyar yo'nalishlarda to'la qutblanganliklarini aniqlash imkonini beradi. Ikkala nur kristalldan chiqayotganda faqat qutblanish yo'nalishlari bilan farqlanadilar.

Ayrim kristallarda nurlardan biri boshqasiga nisbatan kuchli yutiladi. Bu hodisa – *yorug'likning dixroizmi* deb ataladi.

Qo'sh nur sinishi, kristall ichida har xil yo'nalishlarda kristallning tuzilishi va xususiyati har xilligi bilan tushuntiriladi. Bu holda kristall *anizotrop muhit* ko'rinishida bo'ladi.

Kubik bo'lmagan kristallarda  $\varepsilon$  dielektrik singdiruvchanlik kristall panjara yo'nalishlariga bog'liq bo'ladi.  $n = \sqrt{\varepsilon}$  bo'lgani uchun sindirish ko'rsatkichi ham kristall panjara yo'nalishlariga bog'liq bo'ladi.

Qo'sh nur sinishi hodisasi tabiiy yorug'likdan, qutblangan yorug'lik nurini olish imkonini beradi. Buning uchun qo'sh nur sinishini hosil qiladigan kristall yordamida tabiiy nurni odatdagi va odatdan tashqari nurlarga ajratiladi. Undan so'ng nurlardan birini chetga og'diriladi yoki yutilishiga majbur qilinadi, ikkinchisi esa qutblangan nur sifatida foydalaniladi. Qo'sh nur sinishi tiniq izotrop moddalarda, har xil tashqi ta'sir ostida kuzatilishi mumkin. Bu vaqtda sun'iy anizotrop modda paydo bo'ladi.

Sun'iy anizotrop modda mexanik deformatsiya yoki elektr maydoni (Kerr effekti) ta'sirida hosil bo'lishi mumkin.

Qutblangan nur normal holda kristallga tushganda nur dastasi yana odatdagi va odatdan tashqari nurlarga ajraladi, ular bir yo'nalishda, turli



tezliklarda tarqaladilar. Ular orasida  $\delta$  optik yo'l farqi va  $\Delta\varphi$  fazalar farqi hosil bo'ladi:

$$\delta = (n_0 - n_e)d ; \quad \Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} \delta = \frac{2\pi}{\lambda} (n_0 - n_e)d , \quad (78.1)$$

Odatdagi va odatdan tashqari nurlarda tebranishlar o'zaro perpendikulyar bo'lgani uchun, ularni qo'shganda elliptik ko'rinishdagi tebranishlar hosil bo'ladilar va  $\vec{E}$  vektor uchi ellipsni chizadi. Bunday yorug'lik elliptik ko'rinishda qutblangan deb ataladi. Agarda fazalar farqi  $\Delta\varphi = \pi$  bo'lsa, qo'shilgan tebranishlar to'g'ri chiziqqa aylanadi.

### 79 - §. Qutblanish tekisligining aylanishi

Yorug'lik ayrim moddalardan o'tganda, yorug'lik vektori tebranishi tekisligining aylanishi kuzatiladi. Bunday imkoniyatga ega bo'lgan moddalar, optik aktiv moddalar deb ataladi. Bular – kvarts, shakar eritmasi va boshqalardan iboratdir.

Optik aktiv moddalarda, qutblanish tekisligining burilish burchagi nur bosib o'tgan  $l$  yo'lga to'g'ri proporsionaldir. Kristallarda:

$$\varphi = \alpha l , \quad (79.1)$$

Eritmalarda esa, qutblanish tekisligining aylanish burchagi eritma konsentratsiyasiga ham bog'liq bo'ladi:

$$\varphi = \alpha c l , \quad (79.2)$$

$\alpha$  - koeffitsient qutblanish tekisligining *solishtirma aylanish ko'rsatkichi* deb ataladi va u tushayotgan yorug'lik to'lqin uzunligiga bog'liqdir.

### 80 - §. Issiqlik nurlanishi

Tabiatda nur chiqish hodisalari juda ko'pdir. Nurlanish ximiyaviy reaksiya natijasida, gazlardan elektr toki o'tish jarayonida, qattiq jismlarni

tezlatilgan elektronlar dastasi bilan bombardimon qilinganda, va nihoyat, jismlar haroratini ko'targanimizda hosil bo'ladi.

Nurlanishning eng ko'p tarqalgan turi – jismlarni qizdirishda paydo bo'ladigan nurlanishdir. Bu *issiqlik nurlanishi* deb ataladi. Issiqlik nurlanishi ixtiyoriy haroratda vujudga kelib, past haroratlarda infraqizil nur ko'rinishida, yuqori haroratlarda qizg'ish, zarg'aldoq va oq yorug'lik nurlar ko'rinishida namoyon bo'ladi.

Issiqlik nurlanishi jarayoni jismning harorati bilan muvozanat holatida sodir bo'ladi. Bu holda, jismning harorati ortishi bilan, uning nurlanish jadalligi ham ortib boradi. Muvozanatda bo'lgan holat va jarayonlarga termodinamika qonunlarini qo'llash mumkin.

Issiqlik nurlanishini tavsiflash uchun ba'zi kattaliklarni aniqlab olamiz.

Nurlanayotgan jismning birlik sirtidan ( $S = 1m^2$ ) barcha yo'nalishlar bo'ylab ( $\Omega = 2\pi$  fazoviy burchak) chiqayotgan energiya oqimi jismning energiyaviy yorituvchanligi  $R_e$  deb ataladi.

Biror sirtga nurlanish oqimi tushganda bu nurlanishning bir qismi sirtidan qaytadi, bir qismi sinib o'tib ketadi va qolgan qismi jismda yutiladi.

Demak, tushuvchi nurlanish oqimi har uchala oqimlar yig'indisidan iboratdir:

$$F_o = F_q + F_{yu} + F_s.$$

Oddiy o'zgarishlarni bajarsak, quyidagi ifodaga ega bo'lamiz:

$$1 = \frac{\Phi_q}{\Phi_0} + \frac{\Phi_{yu}}{\Phi_0} + \frac{\Phi_s}{\Phi_0}$$

Bu yerda  $\rho = \frac{\Phi_q}{\Phi_0}$  – jismning nur qaytarish koeffitsienti,  $a = \frac{\Phi_{yu}}{\Phi_0}$  - nur yutish koeffitsienti va  $D = \frac{\Phi_s}{\Phi_0}$  - nur o'tkazish koeffitsienti deb ataladi.

Shaffof jismlarda, bu koeffitsientlarning yig'indisi 1 ga teng bo'ladi

$$\rho + a + D = 1, \quad (80.1)$$

Agarda jism nur o'tkazmasa,  $D = 0$ ,

$$\rho + a = 1$$

ga teng bo'ladi. Agarda jismning yutish koeffitsienti ham nolga teng bo'lsa, ya'ni  $a = 0$ , u holda

$$\rho = 1$$

teng bo'lib, jism *absolyut oq jism* deb ataladi va tushuvchi nurlanishning barchasini qaytaradi.

Agarda  $a = 1$  shart bajarilsa, bunday jism *absolyut qora jism* deb ataladi.

Agarda,  $\rho$  birdan kichik bo'lib, uning nur yutish qobiliyati hamma chastotalar uchun bir xil bo'lsa ( $a = \text{const}$ ), bunday jism *kul rang jism* deb ataladi.

Tajribadan ma'lum bo'lishicha, jismlarning nur chiqarish qobiliyati ( $r$ ) jismning temperaturasiga va nurlanish chastotasiga bog'liqdir. Nur chiqarish qobiliyati ma'lum bo'lgan holda energiyaviy yorituvchanlikni hisoblash mumkin:

$$R_{et} = \int_0^{\infty} r_{\omega T} d\omega, \quad (80.2)$$

Ixtiyoriy jismning nur chiqarish va nur yutish qobiliyatlari o'rtasida aniq bog'lanish Kirxgof qonuni deb ataladi: nur chiqarish va yutish qobiliyatlarining o'zaro nisbati jismlarning tabiatiga bog'liq bo'lmay, hamma jismlar uchun chastota va haroratning universal funktsiyasidir

$$\frac{r_{\omega T}}{a_{\omega T}} = f(\omega, T), \quad (80.3)$$

Absolyut qora jismda  $a_{\omega T} = 1$  bo'lgani uchun

$$r_{\omega T} = f(\omega, T)$$

tenglikka ega bo'lamiz.

Demak, Kirxgofning universal funktsiyasi absolyut qora jismning nur chiqarish qobiliyatining o'zidir.

$f(\omega, T)$  funktsiyaning ko'rinishini nazariy keltirib chiqarish juda murakkab masaladir.

Stefan (1879 y.) tajriba natijalarini tahlil qilib, istalgan jismning energiyaviy yorituvchanligi absolyut haroratning to'rtinchi darajasiga proporsional, degan xulosaga keldi.

Boltsman bu ishlarni davom etdirib, termodinamik mulohazalarga tayanib, absolyut qora jismning energiyaviy yorituvchanligi uchun quyidagi ifodani keltirib chiqardi:

$$R_{\text{y}} = \int_0^{\infty} f(\omega, T) d\omega = \sigma T^4, \quad (80.4)$$

Bu ifoda Stefan-Boltsman qonuni,  $\sigma = 5,7 \cdot 10^{-8} \text{ Vt/m}^2 \text{ grad}^4$  esa, Stefan-Boltsman doimiysi deb ataladi.

Stefan-Boltsman qonuni energiyaviy yorituvchanlikni haroratga bog'liqligini ko'rsatish bilan, spektral taqsimot funktsiyasini ham aniqlash imkonini beradi.

O'z navbatida, Vin elektromagnit nazariya qonunlaridan foydalanib, taqsimot funktsiyasi uchun quyidagi ifodani taklif etdi:

$$f(\omega, T) = \omega^3 F\left(\frac{\omega}{T}\right), \quad (80.5)$$

Bu yerda  $F\left(\frac{\omega}{T}\right)$  - chastotaning haroratga nisbatining noma'lum funktsiyasidir.

Nurlanish spektri maksimumining to'lqin uzunligini absolyut temperaturaga ko'paytmasi doimiy kattalikdir.

$$\lambda_m \cdot T = b, \quad (80.6)$$

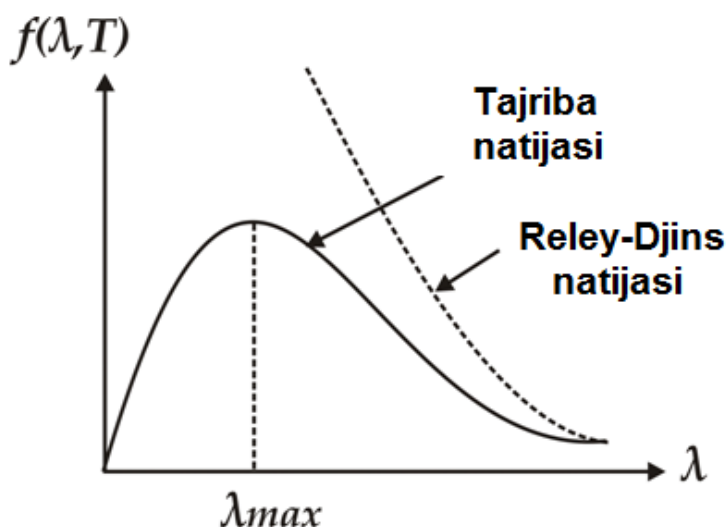
va bu ifoda *Vinning siljish qonuni* deb ataladi. Bu yerda

$$b = 2,9 \cdot 10^7 \text{ A}^0 \text{ grad} = 2,9 \cdot 10^3 \mu \cdot \text{grad}$$

Reley va Djins energiyaning erkinlik darajasi bo'yicha teng taqsimlanishini hisobga olib  $f(\omega, T)$  funktsiyaning aniq ko'rinishini keltirib chiqardilar.

$$f(\omega, T) = \frac{\omega^2}{4\pi^2 c^2} kT \quad \text{yoki} \quad f(\nu, T) = \frac{2\pi \nu^2}{c^2} kT, \quad (80.7)$$

Reley – Djins ifodasi faqat katta to'lqin uzunliklarida tajriba natijalari bilan mos keladi, kichik to'lqin uzunliklar uchun mutlaqo zid natijaga olib keladi (158 - rasm).



158 – rasm. Absolyut qora jismning nurlanish spektri

Uzluksiz chiziqlar absolyut qora jismning tajribada olingan nurlanish spektri natijalarini, uzoq-uzuq chiziqlar Reley - Djins ifodasining hisob natijalarini bildiradi:

$$R_e = \frac{2\pi kT}{c^2} \int_0^{\infty} \nu^2 d\nu = \infty$$

$f(\omega, T) = \frac{\omega^2}{4\pi^2 c^2} kT$  ifodani  $\omega$  bo'yicha yechib, 0 dan  $\infty$  oraliqda integrallaganda energiyaviy yorituvchanlik qiymatini baholash mumkin.

M.Plank  $f(\omega, T)$  funktsiyaning tajriba natijalariga mos keluvchi ifodasini keltirib chiqardi. U o'z nazariyasida klassik fizika qonunlariga mos kelmaydigan ba'zi o'zgartirishlarni kiritdi, ya'ni elektromagnit nurlanish energiyasi portsiya (kvant) miqdorida tarqaladi va energiya kvanti quyidagiga teng, deb hisobladi.

$$\varepsilon = h\nu = \hbar\omega, \quad (80.8)$$

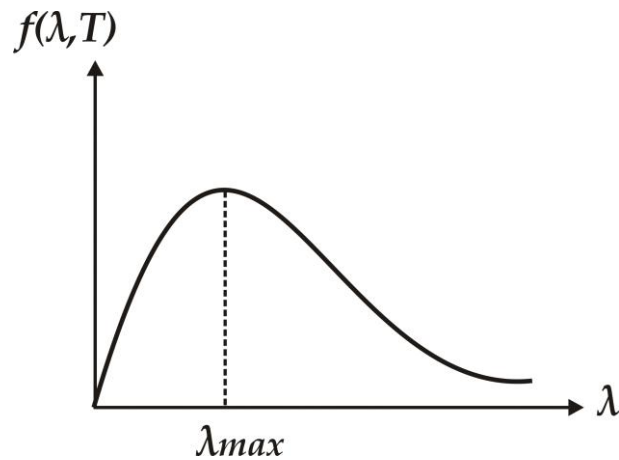
Bu erda  $\hbar$  - Plank doimiysi deb ataladi.

$$\hbar = \frac{h}{2\pi} = \frac{6,67 \cdot 10^{-34}}{6,28} \approx 1,054 \cdot 10^{-34} \text{ J} \cdot \text{s}$$

Absolyut qora jismning nurlanishi uchun, Plank ifodasi chastota yoki to'liq uzunligiga bog'liq bo'lib, quyidagi tenglik bilan ifodalanadi

$$f(\omega, T) = \frac{\hbar\omega^3}{4\pi^2 c^2} \frac{1}{e^{\frac{\hbar\omega}{kT}} - 1} \quad \text{yoki} \quad \varphi(\lambda, T) = \frac{4\pi\hbar c^2}{\lambda^5} \frac{1}{e^{\frac{\hbar\omega}{kT}} - 1}, \quad (80.9)$$

Plank ifodasining hisob natijalari tajriba natijalari bilan katta aniqlikda bir-biriga mos keldi (159 - rasm).



**159 – rasm. Absolyut qora jism nurlanish spektrining Plank ifodasi**

(80.9) – ifodadan Stefan-Boltsman va Vin ifodalarini oson keltirib chiqarish mumkin.

$$R_s = \int_0^{\infty} f(\omega, T) d\omega = \int_0^{\infty} \varphi(\lambda, T) d\lambda = \int_0^{\infty} \frac{4\pi^5 k^4}{15\hbar^3 c^2} T^4 = \sigma \cdot T^4, \quad (80.10)$$

$$\sigma = \frac{4\pi^5 k^4}{15\hbar^3 c^2} \approx 5,67 \cdot 10^{-8} \text{ Vt} / \text{m}^2 \text{ zpa} \text{ } ^\circ\text{K}^4$$

Shunday qilib, Plank muvozanatli issiqlik nurlanishining tugallangan ifodasini nazariy keltirib chiqardi va bu kvant nazariyasining asoslaridan biri deb hisoblanadi.

Olisdan nur tarqatayotgan jismlarning yoki yuqori haroratli, qizigan jismlarning haroratini oddiy usullar bilan o'lchab bo'lmaydi.

Bunday hollarda haroratni ularning nurlanish spektriga qarab aniqlash mumkin. Jismlarning nurlanishiga qarab ularning haroratini aniqlovchi usullarning barchasi optik pirometriya va o'lchash asboblari esa, optik pirometrlar deb ataladi.

Ular ikki xil – radiatsiyaviy va optik pirometrlarga bo'linadi. Radiatsiyaviy pirometrlarda qizdirilgan jismning 0 dan  $\infty$  bo'lgan chastota kengligida tarqalayotgan to'la issiqlik nurlanishi jamlanadi. Optik pirometrlarda nurlanish spektrining tegishli kichik qismini qabul qilish orqali jism harorati aniqlanadi.

## 81 - §. Fotoeffekt

Absolyut qora jismning issiqlik nurlanishini yorqin tushuntirgan Plank gipotezasi, fotoeffekt hodisasini ham tushunib yetishda o'z ifodasini topdi va u kvant nazariyasini shakllantirishda katta ahamiyatga ega bo'ldi.

Fotoeffekt – tashqi, ichki va ventilli bo'lishi mumkin.

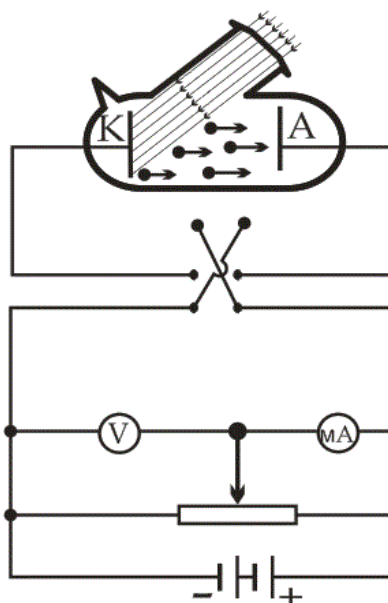
Elektromagnit nurlanish ta'sirida moddalardagi elektronlarning tashqariga chiqish hodisasi *tashqi fotoelektrik effekt (fotoeffekt)* deb ataladi. Tashqi fotoeffekt asosan qattiq jismlarda (metallar, yarim o'tkazgichlar, dielektriklar) hamda gazlardagi alohida atom va molekulalarda (fotoionlashish) kuzatiladi.

Fotoeffekt Gerts tomonidan 1887 yilda birinchi marta kuzatilgan. U, gazlarni uchqun chiqish davrida ultrabinafsha nurlanish bilan nurlatganda razryad jarayonining kuchayishini kuzatgan.

Fotoeffekt xodisasini birinchi marta Stoletov mukammal o'rgangan. Fotoeffekt hodisasini o'rganuvchi qurilma tuzilishi 160 - rasmda keltirilgan.

Vakuum trubkadagi  $K$  - elektrod katod deb ataladi va u tekshirilayotgan har xil metallardan tayyorlanadi.  $A$  – elektrod anod deb ataladi va metall to'rdan iborat bo'ladi. Ikkala elektrod tashqi kuchlanishga ulangan bo'lib,  $R$  o'zgaruvchan qarshilik (potentsiometr) yordamida kuchlanish qiymati va

ishorasini o'zgartirish mumkin. O'rganiladigan metall (katod) monoxromatik yorug'lik bilan yoritilganda hosil bo'ladigan tokni zanjirga ulangan milliampermetr orqali o'lchash mumkin.



**160 – rasm. Fotoeffekt hodisasini o'rganuvchi qurilma**

O'tkazilgan tajribalar natijalariga asoslanib, Stoletov quyidagi qonuniyatlarni o'rnatdi:

- 1) metallardagi fotoeffekt hodisasiga ultrabinafsha nurlar ko'proq ta'sir ko'rsatadi;
- 2) yorug'lik ta'sirida moddalar asosan manfiy zaryadlarni yo'qotadi;
- 3) yorug'lik ta'sirida hosil bo'ladigan tok kuchi uning jadalligiga to'g'ri proporsionaldir.

Tompson 1898 yilda yorug'lik ta'sirida chiqadigan zarrachalarning solishtirma zaryadini o'lchadi va ular elektronlardan iborat ekanligini isbotladi.

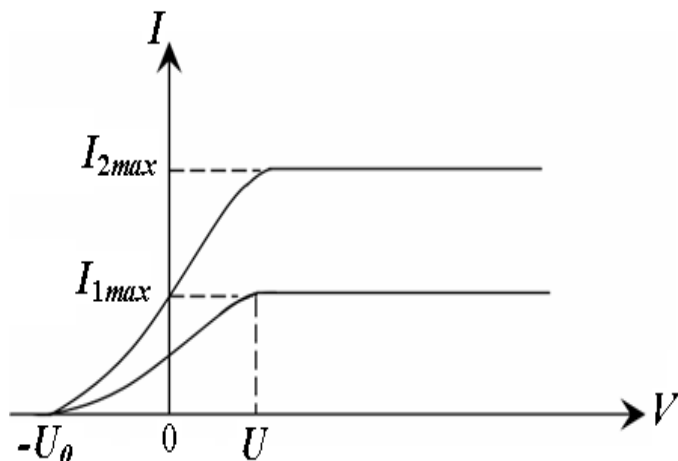
Yarim o'tkazgich yoki dielektrlarning energetik spektridagi bog'langan energetik holatlardan erkin energetik holatlarga elektromagnit nurlanish ta'sirida elektronlarning o'tishi - *ichki fotoeffekt* deb ataladi, chunki elektronlar bir energetik holatdan yuqorigi energetik holatlarga o'tib, moddadan tashqariga chiqmaydilar.

Ikkita yarim o'tkazgich yoki metall – yarim o'tkazgich kontaktlarini yorug'lik bilan yoritilganda foto elektr yurituvchi kuch (*EYuK*) hosil bo'lish jarayoniga ventilli fotoeffekt deb ataladi. Bu hodisa quyosh energiyasini to'g'ridan - to'g'ri elektr energiyasiga aylantirish imkonini yaratib beradi.



156 - rasmdagi qurilmadan foydalanib, yorug'lik ta'sirida katod chiqaradigan elektronlar oqimi hosil qiladigan  $I$  fototokning elektrodlar orasidagi kuchlanish tushishiga bog'liqligini, ya'ni *fotoeffektning volt-amper xarakteristikasini (VAX)* o'rganish mumkin.

Chastotalari bir xil, jadalliklari ikki xil yoritilganlik uchun fototokning VAX 161 - rasmda keltirilgan.



**161 – rasm. Fotoeffektning volt – amper xarakteristikasi**

Ikkita elektrod orasidagi kuchlanish tushishi  $U$  ortishi bilan, boshlanishda fototok asta-sekin ortaboradi, ya'ni katoddan chiqib, anodga yetib boradigan fotoelektronlar soni oshib boradi. Egri chiziqlarning qiyalik qiyofasi katoddan elektronlar xil tezlikda otilib chiqishini ko'rsatadi.

Fototokning maksimal qiymati  $I_{max} = I_{to'y}$ , ya'ni to'yinish fototokining boshlanishi shunday  $U$  kuchlanish tushishi bilan aniqlanadiki, bunday kuchlanish tushishida katoddan chiqayotgan elektronlar anodga yetib kelishga ulguradilar:

$$I_t = en, \quad (81.1)$$

bu yerda  $n$  – katodning 1 sekunda chiqargan elektronlar soni.

Volt-amper xarakteristikadan  $U = 0$  bo'lganda fototok nolga aylanmasligi ko'rinib turibdi, chunki katoddan chiqayotgan ayrim elektronlar noldan farqli  $v$  boshlang'ich tezlikka ega bo'lib, ma'lum kinetik energiyaga ega bo'lganlari uchun, tashqi maydonsiz anodga yetib kela oladilar.

Fototok nolga teng bo'lishi uchun, elektronlarga ishorasi manfiy bo'lgan, elektronlarni to'xtatib qoluvchi ( $-U_0$ ) kuchlanish qo'yish kerak.

demak,  $U = -U_0$  bo'lganda, hattoki  $U_{\max}$  – maksimal tezlikka ega bo'lgan elektronlar ham to'xtatib qoluvchi kuchlanishni yenga olmaydilar va anodga yetib kela olmaydilar, natijada fototok nolga aylanadi.

Berilgan katod moddasi va yorug'lik nuri chastotasi uchun to'xtatib qoluvchi  $-U_0$  kuchlanishni o'lchash, katoddan chiqayotgan fotoelektronlarning tezligi va kinetik energiyasi qiymatlarini aniqlash imkonini beradi:

$$\frac{m\nu_{\max}^2}{2} = eU_0, \quad (81.2)$$

Har xil katod materiallari uchun, katodga tushayotgan yorug'likning chastotasi va har xil yoritilganlik jadalliklarida olingan fotoeffekt VAX natijalariga asosan quyidagi uchta fotoeffekt qonunlari o'rnatildi:

1. Stoletov qonuni. Katodga tushayotgan yorug'likning belgilangan chastotasida, birlik vaqtda katoddan ajralib chiqayotgan fotoelektronlar soni yorug'lik jadalligiga proporsionaldir;

2. Fotoelektronlar boshlang'ich tezligining maksimal qiymati katodga tushayotgan yorug'lik jadalligiga bog'liq bo'lmay, faqat  $\nu$  chastotaga bog'liq bo'lib, uning oshishi bilan chiziqli o'sib boradi;

3. Har bir modda uchun fotoeffektning «qizil chegarasi» mavjud, ya'ni yorug'likning  $\nu_0$  – minimal chastotasi mavjud bo'lib, bu chastotada yorug'likning istalgan jadalligida fotoeffekt kuzatiladi.

Bu qonunlarni tushuntirish uchun Eynshteyn 1905 yilda fotoeffektning kvant nazariyasini ishlab chiqdi. Bu nazariyada,  $\nu$  chastotali yorug'lik nurlanishda ham, tarqalishda ham va moddalarda yutilishda ham alohida energiya portsiyalari

$$\varepsilon_0 = h\nu$$

orqali namoyon bo'ladi. Shunday qilib, yorug'lik tarqalishini uzluksiz to'lqin jarayoni deb tasavvur qilmay, uni fazoda diskret yorug'lik kvantlari oqimi sifatida, vakuumda esa  $s$  tarqalish tezligi bilan harakatlanadi, deb hisoblash kerak. Bu elektromagnit nurlanish kvantlari fotonlar deb ataladi.

Kvant nazariyasiga asosan, har bir kvantni faqat bitta elektron yutishi mumkin. Shu sababli, yorug'lik ta'sirida katoddan ajralib chiqqan fotoelektronlar yorug'lik jadalligiga proporsionaldir (fotoeffektning  $I$  qonuni).

Katodga tushayotgan foton energiyasi elektronni metallan chiqish ishini ( $A$ ) yengishga va chiqayotgan fotoelektroniga  $m\nu_{\max}^2/2$  kinetik energiya berishga sarf bo'ladi.

$$h\nu = A + \frac{m\nu_{\max}^2}{2}, \quad (81.3)$$

Bu ifoda tashqi *fotoeffektning Eynshteyn tenglamasi* deb ataladi va fotoeffektning II va III qonunlarini tushuntira oladi.

Eynshteyn tenglamasidan, fotoelektronning maksimal kinetik energiyasi tushayotgan nurlanish chastotasi oshishi bilan chiziqli o'sib borishi va nurlanish jadalligiga bog'liq emasligi ko'rinib turibdi.

Yorug'lik chastotasi kamayishi bilan fotoelektronning kinetik energiyasi pasayib, qandaydir kichik chastotada  $\nu = \nu_0$  fotoeffekt kuzatilmaydi:

$$\nu_0 = \frac{A}{h}, \quad (81.4)$$

Ana shu  $\nu_0$  chastota berilgan metall uchun *fotoeffektning «qizil chegarasi»* bo'ladi va faqat elektronning chiqish ishiga bog'liq bo'ladi.

(81.2) -, (81.3) – va (81.4) – ifodalardan quyidagiga ega bo'lamiz:

$$eU_0 = h(\nu - \nu_0), \quad (81.5)$$

## 82 - §. Yorug'lik bosimi

Eynshteynning yorug'lik kvantlari to'g'risidagi gipotezasiga asosan, yorug'lik diskret energiya portsiyalari – *fotonlar* sifatida nurlanadi, yutiladi va fazoda tarqaladi.

Foton energiyasi  $\varepsilon_0 = h\nu$  ga teng. Foton massasini uning energiyasi orqali ifodalash mumkin:

$$m_\gamma = \frac{h\nu}{c^2}, \quad (82.2)$$

Fotonni elementar zarracha deb hisoblasak,  $s$  yorug'lik tezligi bilan tarqalishi sababli, turg'un massasini nolga teng, deb hisoblash mumkin.

Fotonning impulsi

$$P_{\gamma} = \frac{\varepsilon_0}{c} = \frac{h\nu}{c}, \quad (82.2)$$

ga teng.

Fotonning massasi, impulsi va energiyasi uning korpuskulyar xususiyatini belgilaydi,  $\nu$  - chastotasi esa, yorug'likning to'lqin xususiyatini belgilaydi.

Foton, agarda impulsga ega bo'lsa, u holda jismga tushayotgan yorug'lik unga bosim ta'sirini o'tkazadi, chunki foton sirtga urilganda, unga o'z impulsini uzatadi.

Jism sirtiga  $\nu$  chastotali monoxromatik yorug'lik nuri tushayotgan bo'lsin. Agarda birlik sirt yuzasiga birlik vaqtda  $N$  ta foton tushsa, jism sirtining  $\rho$  - qaytarish koeffitsientiga asosan  $\rho N$  fotonlar qaytadi,  $(1 - \rho)N$  fotonlar esa jismda yutiladi.

Har bir yutilgan foton sirtga  $P_{\gamma} = \frac{h\nu}{c}$  impuls uzatadi, qaytgan foton esa

$$2P_{\gamma} = \frac{2h\nu}{c}$$

impuls uzatadi. U holda sirtga ta'sir etuvchi bosim quyidagiga teng bo'ladi:

$$P = \frac{2h\nu}{c} \rho N + \frac{h\nu}{c} (1 - \rho)N$$

$$P = (1 + \rho) \frac{h\nu}{c} N$$

bu yerda  $h\nu$  bitta fotonning energiyasi bo'lgani uchun,

$$Nh\nu = E$$

barcha fotonlarning energiyasi bo'ladi yoki sirtga tushayotgan yoritilganlik energiyasi bo'ladi.

Bu yerda  $\frac{E_e}{c} = W$  - nurlanish energiyasining *hajmiy zichligi* deb ataladi. Shuning uchun, yorug'lik sirtga normal tushishida hosil qilgan bosimi

$$P = \frac{E_e}{c}(1 + \rho) = W(1 + \rho) \quad , \quad (82.3)$$

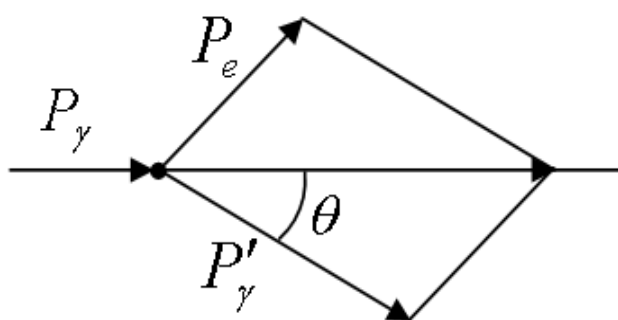
ga teng bo'ladi.

### 83 - §. Kompton effekti

1923 yilda Kompton rentgen nurlarining turli moddalarda sochilishini o'rganib, sochilayotgan nurlarning to'lqin uzunligi tushayotgan nurlar to'lqin uzunligidan katta ekanligini aniqladi.

$$\Delta\lambda = \lambda' - \lambda = 2\lambda_0 \sin^2 \frac{\theta}{2} \quad , \quad (83.1)$$

bu yerda  $\lambda$  - tushayotgan rentgen nurining to'lqin uzunligi,  $\lambda'$  - sochilgan nurlar to'lqin uzunligi,  $\theta$  - sochilgan nur bilan tushuvchi nur orasidagi burchakdir (*162 - rasm*)  $\lambda_0 = 0,0242 \text{ A}^0$  nurning tabiati va to'lqin uzunligiga bog'liq bo'lmagan o'zgarmas kattalikdir.



**162– rasm. Fotoni moddaning erkin elektroni bilan to'qnashishi**

Ultraqisqa to'lqinli elektromagnit nurlanishning moddalardagi erkin elektronlarda, to'lqin uzunligi oshishi bilan bog'liq elastik sochilishi – *Kompton effekti* deb ataladi.

Korpuskulyar xususiyatiga ega bo'lgan fotonlar moddalarning erkin elektronlari bilan elastik to'qnashishida, foton elektronga, energiya va

impulsning saqlanish qonuniga asosan, o'zining energiya va impulsining bir qismini uzatadi.

Moddaga tushayotgan fotonning energiya va impulsi

$$\varepsilon_{\gamma} = h\nu \quad , \quad P_{\gamma} = \frac{h\nu}{c}$$

ga teng. Tinch holatda turgan elektronning energiyasi  $W_0 = mc^2$  ga teng.

Foton elektron bilan to'qnashganda energiya va impulsining bir qismini berib  $\theta$  burchak ostida sochiladi. Sochilayotgan foton energiya va impulsi quyidagiga teng bo'ladi:

$$\varepsilon'_{\gamma} = h\nu' \quad , \quad P'_{\gamma} = \frac{h\nu'}{c}$$

Sochilayotgan fotonning energiyasi  $\varepsilon'_{\gamma}$  va  $\nu'$  chastotasi kamaygani uchun, uning to'lqin uzunligi  $\lambda$  oshadi. Tinch holatda turgan elektron  $p_e = m\nu$  impuls va  $W = mc^2$  energiyaga ega bo'lib, elastik to'qnashish hisobiga harakatga keladi.

Energiyaning saqlanish qonuniga asosan

$$mc^2 + h\nu = mc^2 + h\nu' \quad , \quad (83.2)$$

ga ega bo'lamiz. Impulsning saqlanish qonuniga asosan

$$(m\nu)^2 = \left(\frac{h\nu}{c}\right)^2 + \left(\frac{h\nu'}{c}\right)^2 - 2\frac{h^2}{c^2}\nu\nu'\cos\theta$$

ga ega bo'lamiz.

$\nu = \frac{c}{\lambda}$  ,  $\nu' = \frac{c}{\lambda'}$  va  $\Delta\lambda = \lambda' - \lambda$  ekanligini hisobga olib

$$\Delta\lambda = \frac{h}{m_0c}(1 - \cos\theta) = \frac{2h}{m_0c}\sin^2\frac{\theta}{2} \quad , \quad (83.3)$$

to'lqin uzunliklari farqi ifodasiga ega bo'lamiz. Bu yerda

$$\lambda_0 = \frac{h}{m_0 c} = 0,0242 \text{ \AA}$$

ga tengdir.

## 84 - §. Modda zarrachalarining korpuskulyar – to'liqin dualizmi

Frantsuz olimi Lui de Broyl 1923 yilda yorug'likning ikkiyoqlama tabiatini hisobga olib, korpuskulyar – to'liqin dualizmining universalligi gipotezasini ilgari surdi.

De Broyl korpuskulyar xususiyat bilan bir qatorda to'liqin xususiyatiga faqat fotonlar emas, balki elektronlar va istalgan boshqa zarrachalar ham ega ekanligini ta'kidladi. Bu gipotezaga asosan, mikrozarrahalar, bir tarafdin energiya va impuls – korpuskulyar xususiyat biriktirilishi bilan, ikkinchi tarafdin  $\nu$  chastota va  $\lambda$  to'liqin uzunligi – to'liqin xususiyati ham biriktiriladi.

Fotonlar uchun korpuskulyar va to'liqin xususiyatlari quyidagi miqdoriy bog'lanishga egadirlar:

$$E = h\nu \quad , \quad p = \frac{h}{\lambda} \quad , \quad (84.1)$$

Bu ifoda, faqat tinch holatda massaga ega bo'lmagan foton uchun emas, balki tinch holatda massaga ega bo'lgan boshqa zarrachalar uchun ham o'rinlidir.

Shunday qilib impuls ga ega bo'gan istalgan zarrachalar

$$\lambda = \frac{h}{p} \quad , \quad (84.2)$$

de Broyl tenglamasi bilan aniqlanadigan to'liqin uzunlikdagi to'liqin jarayoni bilan taqqoslanadi. Bu nisbat  $r$  impuls ga ega bo'lgan istalgan zarracha uchun o'rinlidir. De Broyl gipotezasi tez orada tajribada o'z tasdig'ini topdi.

1927 yilda Devison va Djeremerlar tabiiy difraktsiyaviy panjara - nikel kristall panjarasidan elektronlar dastasi sochilganda aniq difraktsiyaviy manzarani kuzatdilar, ya'ni elektronlar to'liqin xususiyatiga ega ekanligini

isbotladilar. Difraktsiya maksimumlari Vulf-Breg ifodasiga

$$\lambda = \frac{2d}{m} \sin \theta, \quad m = 0, 1, 2, \dots, \quad (84.3)$$

mos kelib, Breg to'liqin uzunligi de Broyl ifodasidagi  $\lambda = \frac{h}{p}$  to'liqin uzunligiga juda katta aniqlikda teng keldi.

Keyinchalik tezlatilgan elektronlar dastasi (energiyasi  $\approx 50 \text{ keV}$ ) qalinligi  $\sim 1 \text{ mk}$  bo'lgan metall qog'ozdan o'tganda ham difraktsiyaviy manzara kuzatildi.

Bu tajribalar elektronlar oqimi yordamida o'tkazilgani uchun, to'liqin xususiyati faqat elektronlar oqimiga taaluqlimi?, yoki yakka elektronlarga ham tegishlimi? degan savollar tug'ildi.

1948 yilda Fabrikant juda kuchsiz elektronlar dastasi bilan tajriba o'tkazganda, ya'ni kuzatuvchi asbobdan har bir elektron alohida o'tganda ham, difraktsiyaviy manzarani kuzatdi. Demak, to'liqin xususiyati faqat zarrachalar to'plamiga emas, balki yakka zarrachalar uchun ham taalluqli ekan.

Keyinchalik, difraktsiyaviy hodisalar neytronlar, protonlar, atom va molekulyar dastalar uchun ham kuzatildi.

Zarrachalarning to'liqin xususiyatini tajribada tasdiqlanishi, uni moddaning umumiy xususiyatidir, degan fikrga olib keldi. U holda to'liqin xususiyati makroskopik jismlar uchun ham o'rinlimi?, nima uchun tajribada kuzatilmaydi?, degan savollar tug'ildi.

Misol uchun massasi  $10^{-3} \text{ kg}$  bo'lgan zarracha  $1 \text{ m/s}$  tezlik bilan harakatlanayotgan bo'lsa, (84.3) – ifodaga asosan, de Broyl to'liqin uzunligi  $\lambda = 6,66 \cdot 10^{-32} \text{ m}$  bo'lish kerak. Bunday to'liqin uzunlikka ega bo'lgan to'liqinlar difraktsiya hodisasini kuzatish uchun, doimiyligi  $d \cong 10^{-31} \text{ m}$  bo'lgan kristall panjara bo'lishi kerak. Shunday kristall panjara tabiatda bo'lmagani uchun, bunday makroskopik zarracha difraktsiyasini kuzatib bo'lmaydi. Shu sababli, makroskopik jismlar faqat korpuskulyar xususiyatini namoyon etadilar.

Modda zarrachalarining ikkiyoqlama korpuskulyar – to'liqin tabiatini tasavvur etish, zarracha energiyasi va chastotasining o'zaro bog'liqligi

$$\varepsilon = h\nu \quad (84.4)$$



bilan yanada mustahkamlanadi.

### **Nazorat savollari**

1. Muhitning nisbiy sindirish ko'rsatkichi nima?
2. Ikki muhit chegarasida nurning to'la qaytishini tushuntiring.
3. Linzaning optik markazi va optik kuchi nima?
4. Gyuygens printsipli yorug'lik nurining qanday tabiatini tushuntira oladi?
5. Yorug'lik nurining kogerentlik vaqti, uzunligi va to'lqin tizmasini tushuntiring
6. Yorug'lik nurlarining interferentsiyasi nima?
7. Yorug'lik difraktsiyasi qanday hodisa?
8. Yorug'lik dispersiyasi sinish qonuniga qanday bog'langan?
9. Yutilish spektri nima?
10. Yorug'lik vektorining tebranishlari yo'nalishini qanday usul bilan o'zgartirish mumkin?
11. Absolyut qora va oq jismlar bir - biridan nima bilan farqlanadilar?
12. Fotoeffekt turlarini tushuntirib bering.
13. Modda zarrachalarining korpuskulyar - to'lqin dualizmini tushuntiring.

## IX BOB. KVANT FIZIKASI

### 85 - §. De Broyl to'liqining fizik ma'nosi

Ma'lum  $\nu$  tezlik bilan erkin harakatlanayotgan,  $m$  massali zarrachani qaraylik. Uning uchun de Broyl to'liqining fazaviy va guruhli tezliklarini hisoblab ko'ramiz. Fazaviy tezligi quyidagiga tengdir:

$$\nu_{faz} = \frac{\omega}{k} = \frac{\hbar\omega}{\hbar k} = \frac{E}{p} = \frac{mc^2}{m\nu} = \frac{c^2}{\nu}, \quad (85.1)$$

Bu yerda  $E = \hbar\omega$ ,  $p = \hbar k$  va  $k = \frac{2\pi}{\lambda}$  - to'liqin soni.  $c > \nu$  bo'lgani uchun, de Broyl to'liqining fazaviy tezligi, yorug'likning vakuumdagi tezligidan kattadir.

Fazaviy tezlikning yorug'lik tezligidan katta yoki kichik bo'lishi to'liqinning guruhli tezligiga bog'liq bo'ladi.

Guruhli tezlikni quyidagicha ifodalash mumkin.

$$U = \frac{d\omega}{dk} = \frac{d(\hbar\omega)}{d(\hbar k)} = \frac{dE}{dp}$$

Erkin zarracha energiyasi

$$E = \sqrt{m_0^2 c^4 + p^2 c^2}, \quad (85.2)$$

ga teng bo'lgani uchun

$$\frac{dE}{dp} = \frac{Pc^2}{\sqrt{m_0^2 c^4 + p^2 c^2}} = \frac{Pc^2}{E} = \frac{m\nu c^2}{mc^2} = \nu$$

Demak, de Broyl to'liqining guruhli tezligi zarrachaning tezligiga teng ekan. Fotonning guruhli tezligi

$$\nu = \frac{pc^2}{E} = \frac{mcc^2}{mc^2} = c$$

o'sha fotonning tezligiga tengdir.

De Broyl to'qlini dispersiya hodisasiga bo'ysunadi, ya'ni to'qlin tezligi to'qlin uzunligiga bog'liq bo'ladi.

To'qlinning fazaviy tezligini erkin zarrachaning energiyasi orqali ifodalasak

$$v_{\text{faz}} = \frac{E}{p} = \frac{\sqrt{m_0^2 c^4 + p^2 c^2}}{p}$$

$p = \hbar k = \frac{2\pi\hbar}{\lambda}$  bo'lgani uchun, fazaviy tezlik to'qlin uzunligiga bog'liq bo'ladi.

## 86 - §. Geyzenberg noaniqliqlarining munosabati

Modda zarrachalarining ikkiyoqlamalik korpuskulyar – to'qlin tabiatiga asosan, ularga zarrachaning yoki to'qlinning barcha xususiyatlarini belgilash mumkin emas. Shu sababli, mikrozarrachalar xususiyatlarini o'rganishda klassik mexanika tushunchalariga ayrim cheklashlar kiritish zarur bo'ladi.

Masalan, klassik mexanikada istalgan zarracha aniq traektoriya bo'ylab harakatlanadi va istalgan vaqtda zarrachaning koordinata va impulsini katta aniqlikda belgilash yoki aniqlash mumkin.

To'qlin xususiyatiga ega bo'lgan mikrozarrachalar klassik zarrachalardan butunlay farqlanadilar. To'qlin xususiyatiga ega bo'lgan mikrozarrachaning bir aniq traektoriya bo'yicha harakatlanishida, uning aniq koordinatasi va impulsini to'g'risida so'z yuritish mumkin emas.

To'qlin xususiyatli zarracha impulsini to'qlin uzunligiga bog'liq bo'lsa ham, «berilgan nuqtadagi to'qlin uzunligi» degan tushuncha fizik ma'noga ega emas, shuning uchun aniq impulsiga ega bo'lgan mikrozarracha koordinatasi noaniqdir va uning teskarisidir.

Geyzenberg mikrozarracha to'qlin xususiyatini va unga bog'liq cheklashlarni hisobga olib, mikrozarrachaning koordinatasi va impulsini bir vaqtda aniq ifodalash mumkin emas, degan fikrga keldi.

Mikrozarrachalar koordinatalari va impulsilari noaniqliklarining o'zaro nisbatlari quyidagi shartlarni qanoatlantiradilar:

$$\begin{cases} \Delta x \Delta p_x \geq h, \\ \Delta y \Delta p_y \geq h, \\ \Delta z \Delta p_z \geq h. \end{cases} \quad (86.1)$$

Mikrozarracha koordinatalari va ularga mos impulslarining proektsiyalari noaniqliklari ko'paytmalari  $h$  dan kichik bo'lmaydi.

(86.1) – ifodaga asosan, zarracha koordinatasi aniq bo'lsa ( $\Delta x = 0$ ), bu holda impulsning  $0x$  o'qiga proektsiyasi qiymati

$$\Delta p_x \rightarrow \infty$$

butunlay noaniq bo'ladi.

Noaniqlik munosabati, bir vaqtda, zarracha harakatining klassik xususiyati (koordinatalari, impulsi) va to'lqin xususiyatlaridan foydalanilgan holda keltirib chiqarilgan.

Klassik mexanikada zarracha koordinatalari va impulsini xohlagan aniqlikda o'lchash mumkin bo'lsa, *noaniqlik munosabati* mikrozarrachalarga klassik mexanikani qo'llashning *kvant cheklanishini* ko'rsatadi.

Noaniqlik munosabatini quyidagi ko'rinishda ifodalaymiz:

$$\Delta x \Delta v_x \geq \frac{h}{m}, \quad (86.2)$$

Bu ifodadan, zarracha massasi qancha katta bo'lsa, uning tezligi va koordinatalari noaniqligi shuncha kichik bo'ladi. Bu zarrachaga katta aniqlikda traektoriya tushunchasini qo'llash mumkin bo'ladi.

Masalan, massasi  $10^{-12}$  kg va chiziqli o'lchamlari  $10^{-6}$  m bo'lgan changcha koordinatasi, uning o'lchamiga nisbatan 0,01 aniqlikda o'lchansa ( $\Delta x = 10^{-8}$  m), (86.2) – ifodaga asosan, tezlik noaniqligi

$$\Delta v_x = \frac{6,62 \cdot 10^{-34}}{10^{-8} \cdot 10^{-12}} \text{ m/s} \approx 6,62 \cdot 10^{-14} \text{ m/s}$$

qiymati zarrachaning barcha mumkin bo'lgan tezliklari qiymatiga ta'sir etmaydi. Bunday makroskopik jismlarning to'lqin xususiyati umuman namoyon bo'lmaydi va noaniqlikka ta'sir etmaydi.

Agarda, elektronlar dastasi  $x$  o'qi bo'ylab  $v = 10^8$  m/s tezlik bilan harakatlenganda uning aniqligi 0,01 % ( $\Delta v_x \approx 10^4$  m/s) bo'lsa, bu holda koordinata noaniqligi

$$\Delta x = \frac{h}{m\Delta v_x} = \frac{6,62 \cdot 10^{-34}}{9,11 \cdot 10^{-31} \cdot 10^4} = 7,27 \cdot 10^{-8} \text{ m}$$

ga teng bo'ladi, ya'ni elektronning holatini yetarlicha aniqlikda o'lchash imkoniyati paydo bo'ladi va elektronning traektoriyasi to'g'risida so'z yuritish mumkin.

Vodorod atomi atrofida elektron harakatlenganda, uning koordinatalari noaniqligi  $\Delta x \approx 10^{-10}$  m bo'lsin. U holda, tezligining noaniqligi  $\Delta v_x = 7,27 \cdot 10^6$  m/s bo'ladi. Bu hol uchun klassik mexanikadan foydalansak, elektron aylana orbitasi radiusi  $\sim 0,5 \cdot 10^{-10}$  m bo'lgan yadro atrofida harakatlenganda, uning tezligi noaniqligi  $v \approx 2,3 \cdot 10^6$  m/s bo'ladi. Demak tezlik noaniqligi, tezlikning o'zini qiymatidan bir necha marta katta bo'lar ekan. Shu sababli, atomdagi elektronlarning harakatini ifodalashda klassik mexanika qonunlaridan foydalanib bo'lmaydi.

Kvant nazariyasida zarrachalarning energiyasi va vaqt bo'yicha ham noaniqlik munosabati mavjud

$$\Delta E \cdot \Delta t > h \quad , \quad (86.3)$$

$\Delta E$  – harakat energiyasining o'lchash vaqtidagi noaniqligi,  $\Delta t$  – esa, o'lchash jarayoni davomiyligining noaniqligi. Energiya noaniqligi

$$\Delta E \geq h/\Delta t$$

tizimning o'rtacha yashash vaqti kamayishi bilan oshib boradi.

## 87 - §. To'liqin funktsiyasi va uning statistik ma'nosi

Mikrozarrachalarning qattiq jismlardagi harakatini o'rganishda, noaniqliklar munosabati tufayli, klassik mexanikani qo'llashdagi chegaralashlar, XX asrda, mikrozarrachalarning to'liqin xususiyatini inobatga olib, ularning harakati va o'zaro ta'sirlashishi qonunlarini ifoda qilish uchun kvant mexanikasi yaratildi. Kvant mexanikasi, asosan Plank gipotezasi,

Shredinger, Geyzenberg, Dirak va Eynshteynlarning ilmiy ishlariga asoslangandir.

De Broyl to'liqinining fizikaviy tabiatini chuqurroq tasavvur etish uchun, yorug'lik to'liqlari va mikrozarachalar uchun kuzatiladigan difraktsiya manzaralarini taqqoslab ko'ramiz.

Yorug'lik to'liqlari difraktsiyasi manzarasida, fazoning har xil nuqtalarida, to'liqlar bir-birini ustiga tushishi sababli, natijaviy tebranish amplitudalari goh kuchayishi, goh susayishi mumkin. Yorug'lik tabiatiga ko'ra, difraktsiyaviy manzara jadalligi yorug'lik to'liqini amplitudasining kvadratiga proportsionaldir

$$I \sim A^2$$

Foton nazariyasiga asosan, jadallik difraktsiyaviy manzara kuzatiladigan nuqtaga tushayotgan fotonlar soni bilan aniqlanadi ( $Nh$ ).

Bitta foton uchun amplituda kvadrati, bu yoki boshqa nuqtaga fotonning tushish ehtimolligini belgilaydi.

Mikrozarrachalar uchun kuzatiladigan difraktsiyaviy manzara, har xil yo'nalishlarda sochilgan va qaytgan mikrozarachalar oqimining notekis taqsimlanishi bilan xarakterlanadi. Difraktsiyaviy manzara maksimumlari, to'liqin nazariyasiga asosan, de Broyl to'liqlar jadalligi katta bo'lgan yo'nalishlarga mos keladi. Boshqa tarafdin, De Broyl to'liqlari jadalligi, zarachalar soni ko'p bo'lgan joyda katta bo'ladi, ya'ni de Broyl to'liqini jadalligi fazoning berilgan nuqtasiga tushayotgan fotonlar sonini belgilaydi. Shu sababli, mikrozarachalarda kuzatiladigan difraktsiyaviy manzara statistik (ehtimollik) qonuniyatdan iborat bo'ladi.

Demak, kvant nazariyasining eng muhim xususiyatlaridan biri mikrozarachaning holatini ta'riflashda ehtimollik nazariyasidan foydalanish zaruriyatidir.

1926 yilda M.Born to'liqin qonuniyati bilan, mikrozarachaning fazoda bo'lish ehtimolligi emas, balki ehtimollik amplitudasi -  $\psi(x, y, z, t)$  o'zgaradi deb taklif etdi.

$\psi(x, y, z, t)$  kattalik -  $\psi$  funktsiya yoki *to'liqin funktsiyasi* deb ataladi. Ehtimollik amplitudasi mavhum bo'lishi mumkinligi uchun,  $W$  – ehtimollik to'liqin funktsiyasi modulining kvadratiga proportsionaldir:

$$W \sim |\psi(x, y, z, t)|^2, \quad (87.1)$$

Bu yerda  $|\psi|^2 = \psi \cdot \psi^*$ ,  $\psi^* - \psi$  funktsiyaga mos mavhum funktsiyadir.

Demak, mikrozarracha holatini to'liq funktsiyasi orqali ta'riflash, statistik yoki ehtimollik tusga egadir. To'liq funktsiyasi modulining kvadrati  $t$  vaqtda, koordinatalari  $x$  va  $x + dx$ ,  $u$  va  $u + du$ ,  $z$  va  $z + dz$  bo'lgan sohada zarrachaning bo'lish ehtimolligini belgilaydi.

Kvant mexanikasida, mikrozarrachalar holatini ta'riflovchi to'liq funktsiya zarrachalarning korpuskulyar va to'liq xususiyatlarini o'zida aks ettiruvchi funktsiyadir.

$dV$  hajm elementida zarrachani topish ehtimolligi

$$dw = |\psi|^2 dV, \quad (87.2)$$

ga teng. Bu yerda

$$|\psi|^2 = \frac{dw}{dV}$$

*ehtimollik zichligini* belgilaydi.

Shunday qilib  $\psi$  - to'liq funktsiyasi emas, balki de Broyl to'liqining jadalligini ko'rsatuvchi, uning modulini kvadrati  $|\psi|^2$  fizik ma'noga egadir.

Chegaralangan hajmda –  $V$ ,  $t$  vaqt momentida zarrachani topish ehtimolligi

$$w = \int_V dw = \int_V |\psi|^2 dV$$

ga teng. Bu funktsiya qiymati 1 ga teng bo'lganda zarrachaning bu hajmda bo'lish ehtimolligi eng katta qiymatga ega bo'ladi, va

$$\int_{-\infty}^{+\infty} |\psi|^2 dV = 1, \quad (87.3)$$

ehtimollikni tartibga solish yoki *normallash sharti* deb ataladi. Bu shart zarrachaning fazo va vaqt bo'yicha (borligini) mavjudligini belgilaydi.

To'liq funktsiyasi superpozitsiya printsipini qanoatlantiradi. Agarda, tizim  $\psi_1, \psi_2, \dots, \psi_n$  to'liq funktsiyalari bilan ifodalanadigan har xil holatlarda bo'lsa, uning umumiy holatini quyidagicha ta'riflash mumkin.

$$\psi = \sum_n c_n \psi_n$$

bu yerda  $c_n (n=1,2,\dots)$  - ihtiyoriy kompleks sonlardan iborat bo'ladi. Demak, kvant mexanikasida to'liq funktsiyalarini (ehtimollik amplitudalarini) qo'shish mumkin. Klassik statistikada bir-biriga bog'liq bo'lmagan hodisalar uchun ehtimolliklarni qo'shish teoremasi qo'llaniladi.

Mikrozarrachalar holatining asosiy xarakteristikasi bo'lgan  $\psi$  to'liq funktsiyasi, kvant mexanikasida holatlarga tegishli fizikaviy kattaliklarning o'rtacha qiymatini hisoblash imkoniyatini beradi.

Masalan, elektronning yadrodan qanday o'rtacha masofada  $\langle r \rangle$  bo'lishini quyidagi ifoda orqali hisoblash mumkin:

$$\langle r \rangle = \int_{-\infty}^{+\infty} r |\psi|^2 dV$$

## 88 - §. Shredinger tenglamasi

De Broyl to'liqlarini va Geyzenberg noaniqlik munosabatlarini izohlash quyidagi fikrga olib keldi:

- kvant mexanikasida mikrozarrachalarning har xil kuch maydonlaridagi harakatini ta'riflovchi harakat tenglamasi zarrachalarning to'liq xususiyatini yoritib berishi zarur bo'ladi.

Asosiy tenglama  $\psi(x, y, z, t)$  to'liq funktsiyasiga nisbatan va elektromagnit to'liqlarni xarakterlovchi to'liq tenglamasiga o'xshash bo'lishi kerak. Bunday tenglama *Shredingerning umumiy tenglamasi* deb ataladi va quyidagi ko'rinishga ega bo'ladi:

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \Delta \psi + U(x, y, z, t) \psi = i\hbar \frac{\partial \psi}{\partial t}, \quad (88.1)$$

bu yerda  $\hbar = \frac{h}{2\pi}$ ,  $m$  - zarracha massasi,  $\Delta$  - Laplas operatori

$\left( \Delta \psi = \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} \right)$ ,  $i$  - mavhum birlik,  $U(x, y, z, t)$  - kuch



maydonidagi zarrachaning potentsial funktsiyasi,  $\psi(x, y, z, t)$  – zarrachaning to'liqin funktsiyasi. Bu ifoda *vaqtga bog'liq bo'lgan Shredinger tenglamasi* deb ataladi.

Mikrodunyoda sodir bo'ladigan ko'p fizikaviy hodisalar uchun, bu tenglamani, vaqtga bog'liqligidan chiqarib, soddalashtirish mumkin. bu holda Shredinger tenglamasi energiya qiymatlari belgilangan bo'lgan stantsionar holatlarga to'g'ri keladi, ya'ni zarracha harakatlanayotgan kuch maydoni o'zgarmas bo'lishi kerak  $U(x, y, z, t)$ .

Shredinger tenlamasining yechimi - bittasi koordinataga bog'liq bo'lgan, ikkinchisi vaqtga bog'liq bo'lgan funktsiyalar ko'paytmasidan iborat bo'ladi

$$\psi(x, y, z, t) = \psi(x, y, z) e^{-i\frac{E}{\hbar}t}, \quad (88.2)$$

bu yerda  $E$  – zarrachaning to'la energiyasi, u o'zgarmas maydon uchun o'zgarmas kattalikdir. (27.2) – ifodani Shredinger tenglamasiga qo'ysak

$$-\frac{\hbar^2}{2m} e^{-i\frac{E}{\hbar}t} \Delta\psi + U\psi e^{-i\frac{E}{\hbar}t} = i\hbar \left( -i\frac{E}{\hbar}t \right) \psi e^{-i\frac{E}{\hbar}t}$$

ga ega bo'lamiz. Tenglamaning ikki tarafini  $e^{-i\frac{E}{\hbar}t}$  ga bo'lsak, quyidagini keltirib chiqaramiz:

$$\Delta\psi + \frac{2m}{\hbar^2} (E - U)\psi = 0, \quad (88.3)$$

bu ifoda *stantsionar holatlar uchun Shredinger tenglamasi* deb ataladi.

Differentsial tenglamalar nazariyasida bu tenglama behisob yechimlarga ega, ammo ular orasida fizikaviy ma'noga ega bo'lganini, chegaraviy shartlar qo'yilganda aniqlanadi.

Shredinger tenglamasi uchun bunday chegaraviy shartlar quyidagilar bo'lishi mumkin:

- to'liqin funktsiyasi davriyligi;
- to'liqin funktsiyasining chekliligi, aniqligi va uzluksizligi (birinchi hosilasi ham).

Demak,  $\psi$  - davriy funktsiyaga javob beradigan yechimlarga haqiqiy fizikaviy ma'noga ega bo'ladi. Bu yechimlar to'la energiyaning barcha qiymatlarida emas, balki qo'yilgan masalaga tegishli ayrim qiymatlarida

o'rinli bo'ladi va energiyaning bunday qiymatlari – *xususiy yechimlar* deb ataladi.

Xususiy qiymatlarga mos bo'lgan funktsiyalar *xususiy funktsiyalar* deb ataladi.

## 89 - §. Erkin zarrachaning harakati

Erkin zarrachaning harakatida ( $U(x) = 0$ ) uning to'la energiyesi kinetik energiya bilan mos tushadi.  $X$  o'qi bo'ylab harakatlanayotgan erkin zarracha stasionar holati uchun Shredinger tenglamasi quyidagi ko'rinishga ega bo'ladi:

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{2m}{\hbar^2} E \psi = 0 \quad , \quad (89.1)$$

Bu tenglamaning xususiy yechimi quyidagi funktsiyadan iboratdir:

$$\psi(x) = A e^{ikx}$$

bu yerda  $A = const$ ,  $k = const$ . Energiyaning xususiy qiymatlari

$$E = \frac{\hbar^2 k^2}{2m} \quad , \quad (89.2)$$

dan iborat bo'ladi.

$\psi(x) = A e^{ikx} = A e^{\frac{i}{\hbar} \sqrt{2mE} x}$  - funktsiya  $\psi(x, t)$  to'lqin funktsiyaning koordinataga tegishli qismidir.

Erkin zarracha harakatining vaqtga bog'liq to'lqin funktsiyasi quyidagidan iborat:

$$\psi(x, t) = A^{-i\omega t + ikx} = A^{-\frac{i}{\hbar}(Et - P_x x)} \quad , \quad (89.3)$$

bu yerda

$$\omega = \frac{E}{\hbar} \quad \text{va} \quad k = \frac{P_x}{\hbar}$$

Vaqtga bog'liq funktsiya de Broylning yassi monoxramatik to'lqinidir.

Energiyaning xususiy qiymatlari ifodasidan energiyaning impulsga bog'liqligini o'rnatishimiz mumkin

$$E = \frac{\hbar^2 k^2}{2m} = \frac{P_x^2}{2m}$$

Erkin zarrachaning energiyasi istalgan qiymatlarni qabul qilishi mumkin, ya'ni uning energetik spektri **uzluksiz** bo'ladi.

Shunday qilib erkin kvant zarracha de Broylning yassi monoxromatik to'lqini bilan ifodalanadi. Bu holda fazoning berilgan nuqtasida vaqtga bog'liq bo'lmagan zarrachani bo'lish ehtimolligi zichligi quyidagiga teng bo'ladi:

$$|\psi|^2 = \psi\psi^* = |A|^2$$

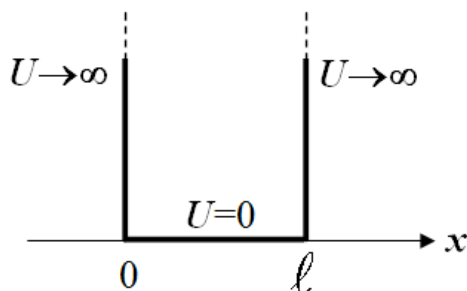
va istalgan nuqtalarda o'zgarmas bo'ladi.

### **90 - §. Devorlari cheksiz baland bo'lgan potentsial chuqurlikdagi zarrachaning holati**

Bunday chuqurlik quyidagi potentsial energiya bilan ifodalanadi (163 - rasm):

$$U(x) = \begin{cases} \infty, & x < 0, \\ 0, & 0 \leq x \leq \ell, \\ \infty, & x > \ell. \end{cases}$$

bu yerda  $\ell$  - chuqurlik kengligi, zarracha energiyasining hisob boshi potentsial chuqurlik tubida yotadi.



**163 – rasm. Devorlari cheksiz baland bo'lgan potentsial chuqurlik**

Statsionar holat uchun Shredinger tenglamasi bir o'lchamli masalalarda quyidagi ko'rinishga ega bo'ladi:

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{2m}{\hbar^2} (E - U)\psi = 0, \quad (90.1)$$

Chuqurlik devorlari cheksiz baland bo'lgani uchun, zarracha potentsial to'siq ichida bo'ladi, uni to'siqdan tashqarida topish ehtimolligi nolga tengdir. Chuqurlik chegarasida uzluksiz to'lqin funktsiyasi ham nolga aylanadi. Demak, chegaraviy shartni quyidagicha ifodalash mumkin:

$$\psi(0) = \psi(\ell) = 0, \quad (90.2)$$

Chuqurlik ichida Shredinger tenglamasi quyidagi ko'rinishni oladi:

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{2m}{\hbar^2} E\psi = 0$$

yoki

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + k^2 \psi = 0, \quad (90.3)$$

bu yerda  $k^2 = \frac{2m}{\hbar^2} E$  ga teng.

Differentsial tenglamaning umumiy yechimi quyidagicha ifodalanadi:

$$\psi(x) = A \sin kx + B \cos kx$$

Chegaraviy shart  $\psi(0) = 0$  bo'lgani uchun  $V = 0$ . U holda

$$\psi(x) = A \sin kx, \quad (90.4)$$

$\psi(\ell) = A \sin k\ell = 0$  shart faqat quyidagi hollarda bajariladi

$$k\ell = n\pi$$

Bu yerda  $n$  – butun sonlar,

$$k = \frac{n\pi}{\ell} , \quad (90.5)$$

zarracha energiyasining xususiy qiymatlari

$$E_n = \frac{n^2 \pi^2 \hbar^2}{2m\ell^2} \quad (n = 1, 2, 3, \dots) , \quad (90.6)$$

ga teng bo'ladi. Demak, devorlari cheksiz baland bo'lgan potentsial chuqurlikdagi zarracha energiyasi  $E_n$  faqat *aniq diskret qiymatlarga* ega bo'ladi, ya'ni *kvantlangan bo'ladi*.

Energiyaning kvantlangan qiymatlari *energetik sathlar* deb ataladi, bu energetik sathlarni belilovchi  $n$  son *bosh kvant soni* deb ataladi.

(29.4) – ifodaga, to'lqin sonining qiymatini qo'ysak, funktsiyaning xususiy qiymatini topamiz:

$$\psi(x) = A \sin \frac{n\pi}{\ell} x$$

Normallashtirish shartidan integrallashtirishning doimiysini ( $A$ ) topish mumkin

$$A^2 \int_0^{\ell} \sin^2 \frac{n\pi}{\ell} x dx = 1$$

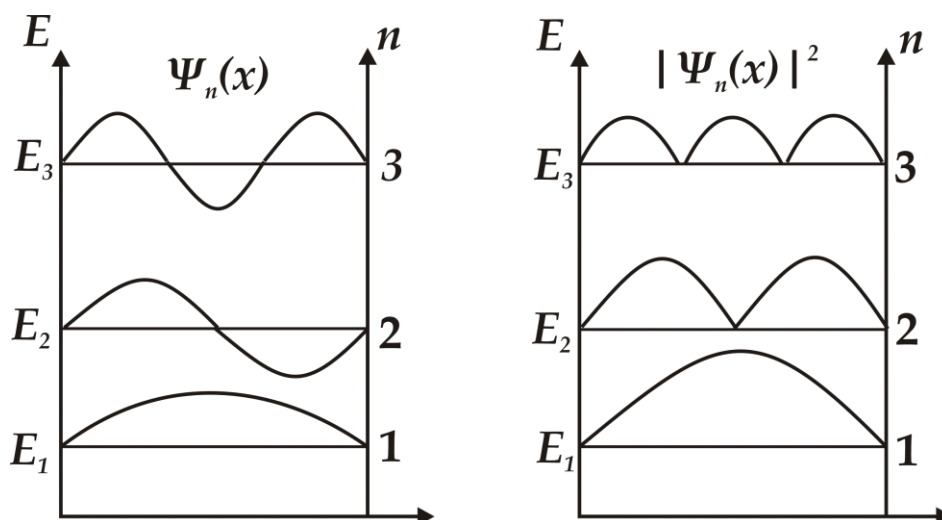
bu yerda  $A = \sqrt{\frac{2}{\ell}}$  ga teng, xususiy funktsiyalar ko'rinishi quyidagicha bo'ladi:

$$\psi_n(x) = \sqrt{\frac{2}{\ell}} \sin \frac{n\pi}{\ell} x \quad (n = 1, 2, 3, \dots) , \quad (90.7)$$

Quyidagi 164 - rasmda xususiy funktsiyalar va ularga mos energiyalarning  $n = 1, 2, 3$  sonlarga mos grafiklari keltirilgan.

Rasmdan,  $n = 2$  bo'lganda zarrachani chuqurlik o'rtasida bo'lish ehtimolligi nolga teng. Ikkita energetik sathlar orasidagi energetik masofa quyidagiga teng bo'ladi:

$$\Delta E_n = E_{n+1} - E_n = \frac{\pi^2 \hbar^2}{2m\ell^2} (2n+1) \approx \frac{\pi^2 \hbar^2}{m\ell^2} n , \quad (90.8)$$



**164 – rasm. Xususiy funktsiyalar va ularning energiyalarini bosh kvant sonlariga bog'liqlik grafigi**

Misol uchun, chuqurlik kengligi  $\ell = 10^{-1}m$  bo'lganda elektronning qo'shni sohalardagi energetik farqi

$$\Delta E_n \approx 10^{-35} n \cdot G \approx 10^{-16} n \cdot eV$$

ga teng bo'ladi. Demak energetik sathlar bir-biriga juda yaqin joylashgandir.

Agarda potentsial chuqurlik kengligi atom o'lchamlariga yaqin bo'lsa,  $\ell = 10^{-10}m$  elektron uchun

$$\Delta E_n \approx 10^{-7} n \cdot G \approx 10^2 n eV$$

bo'ladi.

### **91 - §. Zarrachaning potentsial to'siq orqali o'tishi.**

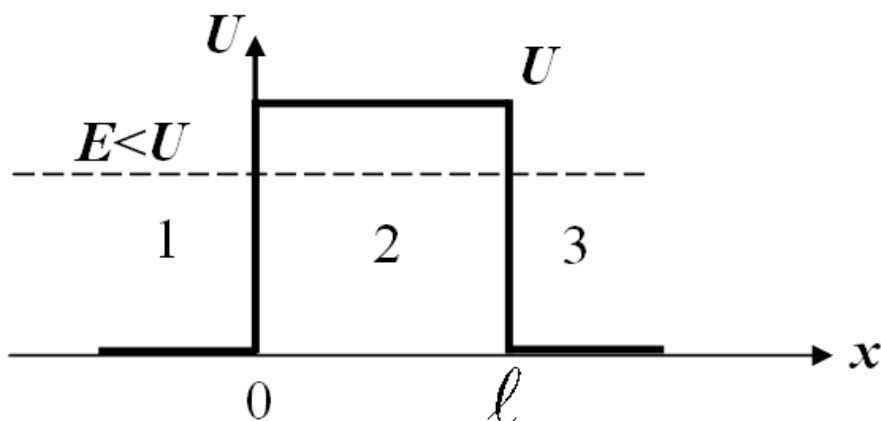
#### **Tunnel effekti**

Zarrachaning bir o'lchamli, x o'qi bo'ylab, eng sodda to'g'ri burchak shaklidagi potentsial to'siq orqali harakatini kuzataylik (165 - rasm).

To'g'ri burchak shaklidagi potentsial to'siq balandligi  $U$  va kengligi  $\ell$  bo'lgan hol uchun chegaraviy shartlarni keltiramiz.

$$U(x) = \begin{cases} 0, & x < 0 \\ U, & 0 < x < \ell \\ 0, & x > \ell \end{cases}$$

Bu chegaraviy shartlarda,  $Ye$  energiyali klassik zarracha potensial to'siqqa duch kelganda:  $E > U$  bo'lganda to'siq ustidan o'tadi,  $E < U$  bo'lganda to'siqdan urilib qaytib, orqa tomonga harakat qiladi, ya'ni zarracha to'siq orqali o'ta olmaydi.



165 – rasm. To'g'ri to'rt burchak shaklidagi potensial to'siq

Mikrozarracha (kvant zarracha) energiyasi  $E > U$  bo'lgan holda, to'siq ustidan o'tishidan tashqari, zarracha to'siqqa urilib, orqaga qaytish ehtimoli noldan farqli bo'lishi mumkin. Uning energiyasi  $E < U$  bo'lganda ham, zarracha  $x > \ell$  sohada bo'lish ehtimoli noldan farqli bo'lishi mumkin, ya'ni zarracha to'siq orqali o'tishi mumkin.

Statsionar holatlar uchun Shredinger tenglamasi, 1- va 3- sohalarda  $\left(k^2 = \frac{2mE}{\hbar^2}\right)$ , quyidagi ko'rinishga ega bo'ladi.

$$\frac{\partial^2 \psi_{1,3}}{\partial x^2} + k^2 \psi_{1,3} = 0 \quad ,$$

2-soha uchun,  $\left(q^2 = \frac{2m(E-U)}{\hbar^2}\right)$  bo'lganda,

$$\frac{\partial^2 \psi_2}{\partial x^2} + q^2 \psi_2 = 0 \quad , \quad (91.1)$$

Bu differentsial tenglamalarning umumiy yechimlari tegishli sohalarda quyidagi ko'rinishlarga ega bo'ladi:

1 - soha uchun:

$$\psi_1(x) = A_1 e^{ikx} + B_1 e^{-ikx}, \quad (91.2)$$

2 - soha uchun:

$$\psi_2(x) = A_2 e^{ikx} + B_2 e^{-ikx},$$

3 - soha uchun:

$$\psi_3(x) = A_3 e^{ikx} + B_3 e^{-ikx}, \quad (91.3)$$

Xususan, 1 - soha uchun to'liq to'lqin funktsiyasi quyidagicha ifodalanadi:

$$\psi_1(x, t) = \psi_1(x) e^{-\frac{i}{\hbar} Et} = A_1 e^{-\frac{i}{\hbar}(Et - p \cdot x)} + B_1 e^{-\frac{i}{\hbar}(Et + p \cdot x)}, \quad (91.4)$$

Bu ifodaning 1- hadi  $x$  - o'qi bo'ylab tarqalayotgan yassi to'lqin ko'rinishiga ega, ikkinchi hadi esa,  $x$  - o'qiga teskari yo'nalishda tarqalayotgan yassi to'lqindan iborat. 3 - sohada to'lqin faqat  $x$  - o'qi bo'ylab tarqaladi va orqa tomonga tarqalmaydi, shu sababli, 3 - ifodada  $V_3$  koeffitsient nolga teng bo'ladi.

2 - soha uchun yechim  $E > U$  va  $E < U$  nisbatlarga bog'liq bo'ladi.  $E < U$  hol alohida qiziqish tug'diradi, chunki klassik zarracha bu holda potentsial to'siq ichida bo'la olmaydi.

$q = i\beta$  - mavhum sondan iborat bo'lgani uchun

$$\beta = \sqrt{2m(U - E)}$$

tenglikka ega bo'lamiz.

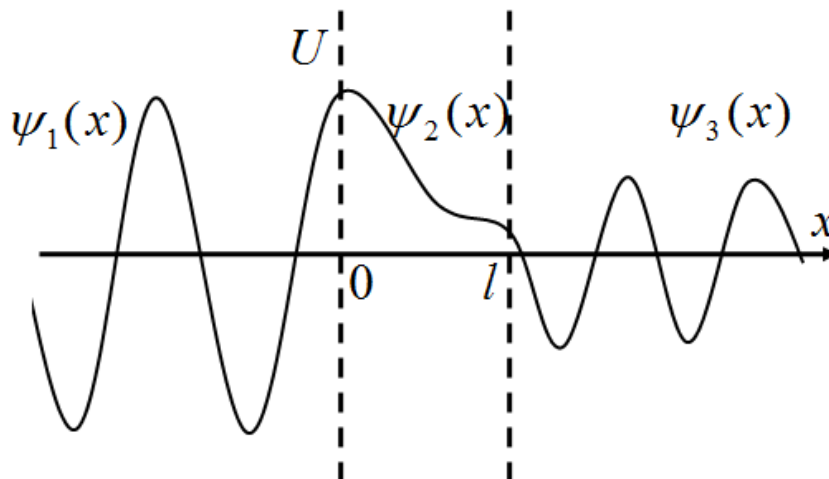
$V_3 = 0$  va  $q$  ning qiymatini hisobga olganda, uchala soha uchun Shredinger tenglamalari yechimlari quyidagi ko'rinishga ega bo'ladilar:

$$\begin{aligned} \psi_1(x) &= A e^{ikx} + B_1 e^{-ikx}, & 1 - c. \\ \psi_2(x) &= A_2 e^{-\beta} + B_2 e^{\beta x}, & 2 - c. \\ \psi_3(x) &= A_3 e^{ikx}, & 3 - c. \end{aligned}, \quad (30.5)$$



2 - sohada, eksponenta ko'rsatkichlari mavhum bo'lmay, haqiqiy sonlardan iborat bo'lgani uchun, ikki tarafga tarqaladigan yassi to'lqinlar bo'lmaydi.

$\psi_1(x)$ ,  $\psi_2(x)$  va  $\psi_3(x)$  funktsiyalar ko'rinishi 166 - rasmda keltirilgan.



166 – rasm. To'lqin funktsiyasining potentsial to'siq sohasidagi ko'rinishi

Rasmdan ko'rinishicha, to'siq ichida va 3 - sohada to'lqin funktsiyasi nolga teng emas ekan. Shu sababli, mikrozarracha to'lqin xususiyatiga ega bo'lgani uchun belgilangan kenglikdagi potentsial to'siq orqali o'ta oladi.

Shunday qilib, kvant mexanikasi *tunnel effekti* deb ataladigan yangi hodisani tushuntirib berish imkoniyatiga ega.

Tunnel effektini ifodalash uchun potentsial to'siqning *shaffoflik koeffitsienti* degan tushunchasi kiritiladi. Bu koeffitsient to'siqni o'tgan zarrachalar oqimi zichligini to'siqqa tushayotgan zarrachalar oqimi zichligiga nisbati bilan aniqlanadi:

$$D = |A_3|^2 / |A_1|^2$$

$|A_3 / A_1|^2$  nisbatni aniqlash uchun, to'siq chegaralarida  $\psi$  va  $\psi'$  funktsiyalarning uzluksizligi shartidan foydalanamiz:

$$\left. \begin{aligned} \psi_1(0) &= \psi_2(0), \\ \psi_1'(0) &= \psi_2'(0), \\ \psi_2(l) &= \psi_3(l), \\ \psi_2'(l) &= \psi_3'(l). \end{aligned} \right\}, \quad (91.6)$$

Hisoblashlar shaffoflik koeffitsientining quyidagi ifodasini beradi:

$$D = D_0 \exp\left(-\frac{2}{\hbar} \sqrt{2m(E-U)}\ell\right), \quad (91.7)$$

bu yerda  $U$  – potentsial to'siq balandligi,  $Ye$  – zarracha energiyasi,  $\ell$  - to'siq kengligi,  $D_0$  – doimiy ko'paytma, ko'p hollarda u birga teng bo'ladi. Demak, shaffoflik koeffitsienti  $m$  – zarracha massasiga,  $\ell$  - to'siq kengligiga va  $(U - E)$  qiymatga bog'liq ekan.

To'siq kengligi, zarracha massasi kichik bo'lganda shaffoflik koeffitsienti katta bo'ladi va 3 - sohada zarrachalarning bo'lish ehtimolligi oshadi.

Istalgan shakldagi potentsial to'siq uchun shaffoflik koeffitsienti quyidagicha ifodalanadi:

$$D = D_0 \exp\left[-\frac{2}{\hbar} \int_{x_1}^{x_2} \sqrt{2m(E-U)} dx\right], \quad (91.8)$$

bu yerda  $U = U(x)$ .

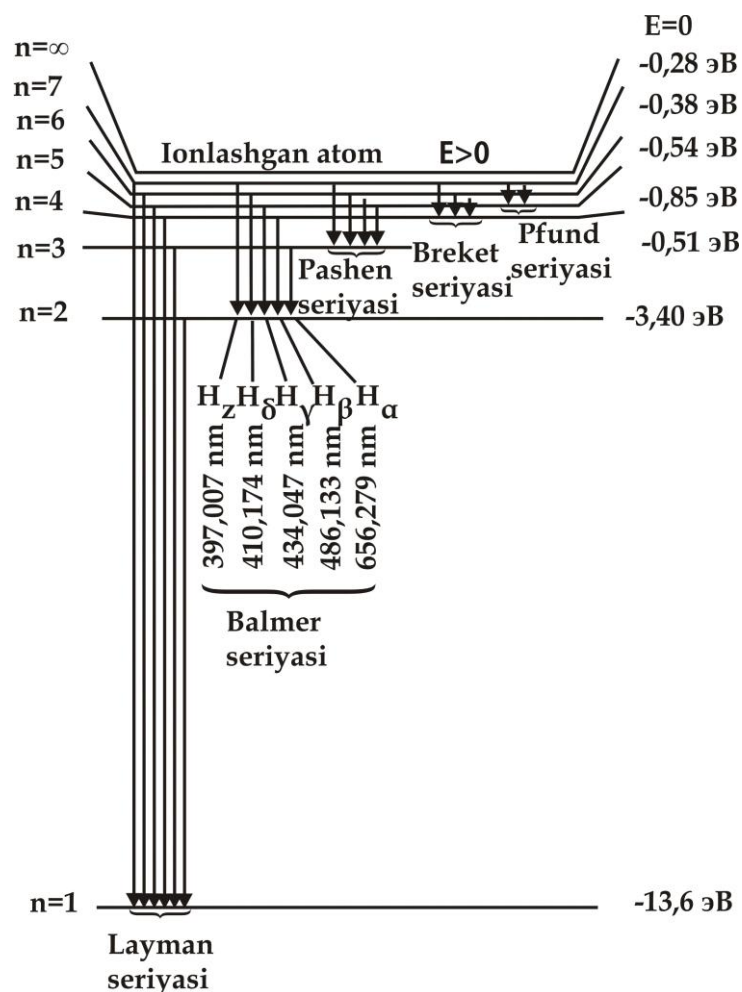
## 92 - §. Atomlarning chiziqli spektrlari

Siyraklashgan gaz yoki parlar ko'rinishidagi yakkalangan atomlar ma'lum temperaturalarda alohida spektral chiziqlardan iborat spektr chiqaradi. Shu sababli, atomlarning chiqargan spektrini *chiziqli spektrlar* deb atashadi. Vodorod atomining spektri batafsil o'rganilgan (*167 – rasm*).

Shveytsariya fizigi M. Balmer o'sha davrgacha ma'lum bo'lgan vodorod atomining spektral chiziqlarini ifodalash uchun quyidagi empirik ifodani keltirib chiqardi:

$$\frac{1}{\lambda} = R' \left( \frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad (n = 3, 4, 5, \dots), \quad (92.1)$$

bu yerda  $R' = 1,1107m^{-1}$  – Ridberg doimiysidir.



167 – rasm. Vodorod atomining chiziqli spektrlari

$\nu = \frac{c}{\lambda}$  ekanligini hisobga olsak, (92.1) - ifodani chastotalar uchun quyidagicha yozish mumkin:

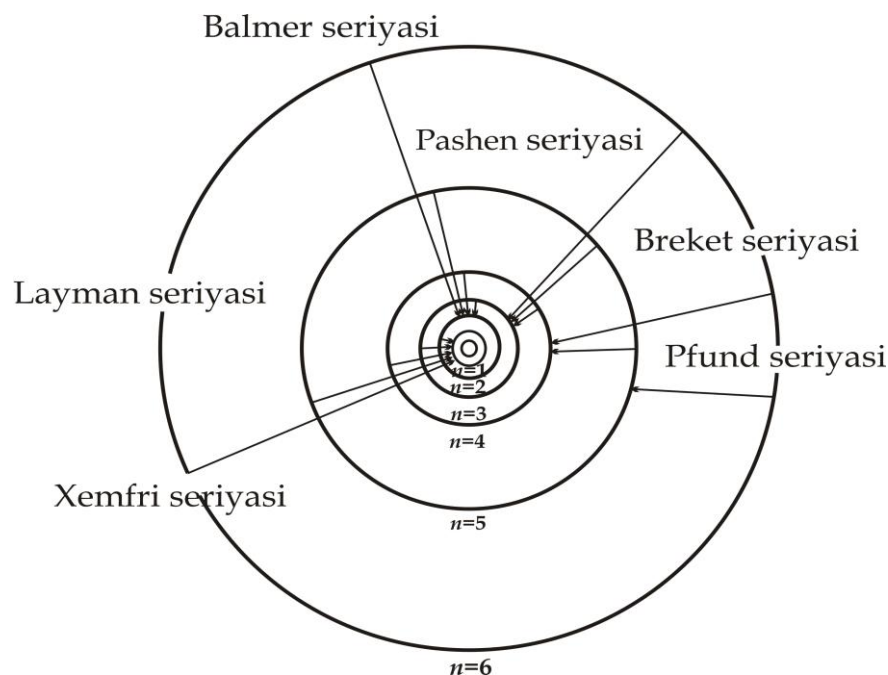
$$\nu = R \left( \frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad (n = 3, 4, 5, \dots), \quad (92.2)$$

bu yerda  $R = R' c = 3,29 \cdot 10^{15} \text{ c}^{-1}$  ham Ridberg doimiysidir.

(92.1) va (92.2) ifodalardan,  $n$  ning turli qiymatlari bilan farq qiluvchi spektr chiziqlari guruhini yoki seriyasini hosil qilish mumkinligi ko'rinib turibdi va ular Balmer seriyalari deb ataladi.  $n$  koeffitsient oshib borishi bilan, chiziqli seriyalar bir-biriga yaqinlashadi,  $n$  cheksiz qiymat Balmer seriyasining chegarasini belgilaydi.

Vodorod atomlari chiqargan spektrni batafsil o'rganish natijasida boshqa seriyalar ham topildi (167 - rasm). Spektrning ultrabinafsha sohasida kuzatilgan seriya Layman seriyasi deb ataladi.

$$\nu = R \left( \frac{1}{1^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad (n = 3, 4, 5, \dots)$$



168 – rasm. Chiziqli spektrlarning elektron qobiqlarga bog'liqligi

Spektrning infraqizil sohasida esa quyidagi seriyalar topildi:

Pashen seryasi  $\nu = R \left( \frac{1}{3^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad (n = 4, 5, 6, \dots);$

Breket seryasi  $\nu = R \left( \frac{1}{4^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad (n = 5, 6, 7, \dots);$

Pfund seryasi  $\nu = R \left( \frac{1}{5^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad (n = 6, 7, 8, \dots);$

Xemfri seryasi  $\nu = R \left( \frac{1}{6^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad (n = 7, 8, 9, \dots).$

Vodorod spektrida kuzatilgan barcha seriyalarni *Balmerning umumlashgan ifodasi* orqali ifodalash mumkin:

$$\nu = R \left( \frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2} \right), \quad (92.3)$$

Bu yerda  $m = 1, 2, 3, 4, 5, 6$  – butun sonlar seriyalar tartibini belgilaydi,  $n=m+1, m+2, m+3, \dots$  butun sonlar seriyadagi alohida chiziqlarni belgilaydi (168– rasm).

Murakkab spektrlarni o'rganish, ular qonuniyatlariga bo'ysunmay joylashadigan chiziqlardan iborat ekanligini ko'rsatdi.

Yuqorida keltirilgan chiziqli spektrlar, Ridberg doimiysining umumiyliги kuzatilgan qonuniyatlar chuqur fizikaviy ma'noga ega ekanligini va uni tushuntirishga klassik fizika ojiz ekanligini bildirdi.

### 93 - §. Bor postulatları

1913 yilda Daniyalik fizik N.Bor atomga bog'liq xususiyatlarni tushunib yetishga urinib ko'rdi. U chiziqli spektrlarning empirik qonuniyatlarini, Rezerfordning atom yadroviy modelini va yorug'likning nurlanishi va yutilishining kvant xarakterini (bir butun) yaxlit qilib bog'lashga harakat qildi. Bor nazariyasi asosi ikkita postulattan iborat.

**Borning birinchi postulati:** statsionar holatlarda atom energiyani nurlatmaydi. Bunda, elektron doiraviy orbitada harakatlanib, quyidagi shartni qanoatlantiradigan impuls momentining diskret - kvantlangan qiymatlariga ega bo'ladi:

$$mvr_n = n\hbar \quad (n = 1, 2, 3, \dots) , \quad (93.1)$$

Bu yerda  $m$  – elektron massasi,  $v$  – radiusi  $r_n$ , bo'lgan  $n$  - orbitadagi elektronning tezligi,  $\hbar = h/2\pi$ .

**Borning ikkinchi postulati:** atomning energiyani yutishi va nurlashi bir statsionar holatdan ikkinchisiga o'tishida sodir bo'ladi.

$$h\nu = E_n - E_m , \quad (93.2)$$

Bu yerda,  $h\nu$  – nurlangan yoki yutilgan kvant energiyasi,  $E_n > E_m$ , bo'lganda kvant nurlanishi sodir bo'ladi.

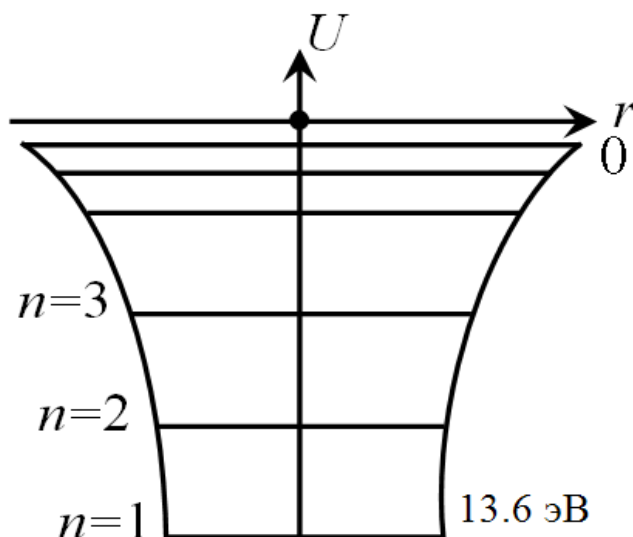
$E_n < E_m$  bo'lganda kvant yutiladi.

### 94-§ . Vodorod atomi. Kvant sonlar

Eng sodda bo'lgan vodorod atomini ko'ramiz (*169 - rasm*). Vodorod atomining potentsial chuqurligida elektron manfiy energiyaga ega:

$$U = -\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{e^2}{r} \quad , \quad (94.1)$$

$r \rightarrow 0$  bo'lganda elektron energiyasi cheksiz qiymatga intiladi.  $U \rightarrow -\infty$ ,  $r \rightarrow -\infty$  bo'lganda elektron energiyasi nolga intiladi.



**169 – rasm. Vodorod atomining energetik diagrammasi**

Vodorod atomining statsionar holatlari uchun Shredinger tenglamasi quyidagi ko'rinishda bo'ladi:

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{2m}{\hbar^2} \left( E + \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{e^2}{r} \right) \psi = 0 \quad , \quad (94.2)$$

Bu tenglamaning yechimi quyidagi natijalarga olib keladi.

1) Vodorod atomida elektron diskret energetik spektrga ega bo'ladi. Energiyaning xususiy qiymatlari quyidagi ifoda bilan aniqlanadi.

$$E_n = -\frac{e^4 m}{8\epsilon_0^2 \hbar^2} \cdot \frac{1}{n^2} = -\frac{R}{n^2}, (n = 1, 2, 3, \dots) \quad , \quad (94.3)$$

bu yerda  $\frac{e^4 m}{8\epsilon_0^2 \hbar^2}$  - universal doimiydir.

$n$  ortishi bilan energiya sathlari  $U = 0$  ga intiladi va bir-biriga

yaqinlashadi, asta-sekin yaxlit spektrga o'tadi. 47 - rasmda vodorod atomining potentsial chuqurligidagi energetik sathlarning joylashishi keltirilgan;

2) Shredinger tenglamasining sferik koordinatalardagi yechimi, atomdagi elektronning holati,  $L$  impulsning orbital momenti bilan xarakterlanishini ko'rsatadi.

Impulsning orbital momenti ham bir qator diskret qiymatlarni qabul qiladi:

$$L = \hbar \sqrt{\ell(\ell + 1)} , \quad (94.4)$$

Bu yerda  $\ell$  - orbital kvant soni deb ataladi va u quyidagi qiymatlarni qabul qiladi:

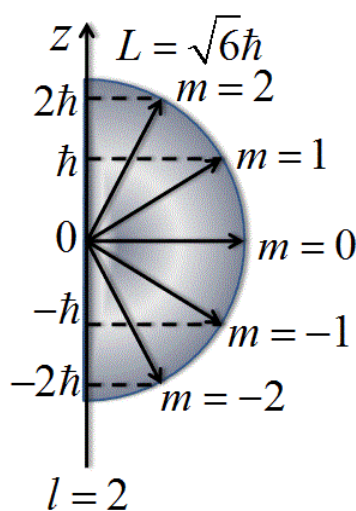
$$\ell = 0, 1, 2, \dots, (n - 1) ;$$

3) Impulsning orbital momenti magnit maydonining tanlangan yo'nalishiga nisbatan buriladi va uning shu yo'nalishga proektsiyasi diskret qiymatlarga ega bo'ladi (170 -rasm):

$$L = m\hbar , \quad (94.5)$$

$m$  – magnit kvant soni deb ataladi va u barcha butun sonlarni qabul qiladi:

$$m = -\ell, -(\ell - 1), \dots, 0, 1, 2, \dots, +\ell$$



170 – rasm. Magnit kvant sonining kvantlanishi

Umuman, magnit kvant soni  $(2\ell + 1)$  qiymatlarni qabul qilishi mumkin.

4) Elektron impulsning xususiy momentiga – spinga ega. Spin – massa va zaryadga o'xshash, elektronning birlamchi xususiyatlaridan biridir. Spin qiymati kvant mexanikasining umumiy qonunlari bilan aniqlanadi:

$$L_s = \hbar \sqrt{S(S + 1)} , \quad (94.6)$$

$S$  – spin kvant sonlardan biridir.

Spinning belgilangan magnit maydoni yo'nalishiga proektsiyasi kvantlangandir.

$$L_{SH} = m_s \hbar , \quad (94.7)$$

Spin kvant soni va  $m_s$  faqat ikkita qiymatni qabul qiladi.

$$S = \pm \frac{1}{2}$$

(94.2) – tenglamaning yechimi bo'lgan to'liq funktsiyasi  $n$ ,  $\ell$ ,  $m$  uchta parametrni o'z ichiga oladi. Spin spektral chiziqlarning nozik strukturasi tushuntirish uchun qabul qilingan.

Elektronning energiyasi faqat  $n$  – bosh kvant soniga bog'liq bo'lgani va  $\ell$ ,  $m$  ga bog'liq bo'lmagani uchun,  $E_n$  energiyaning berilgan qiymatiga bitta emas,  $\ell$ ,  $m$  kvant sonlari bilan farqlanadigan bir nechta energetik holatlar to'g'ri keladi. Bunday energetik holatlar *aynigan holatlar* deb ataladi.

Aynigan energetik holatlar soni  $E_n$  energetik sathning ayniganlik tartibini belgilaydi.

Masalan,  $\ell$  kvant soniga,  $m$  kvant sonining  $(2\ell + 1)$  qiymatlari to'g'ri keladi.  $n$  kvant soniga  $\ell$  kvant sonining qiymatlari to'g'ri keladi. Demak, berilgan  $n$  bosh kvant soniga

$$z = \sum_{\ell=1}^{n-1} (2\ell + 1) = n^2 , \quad (94.8)$$

qiymatlar to'g'ri keladi.



$\ell$  orbital kvant sonining har xil qiymatlariga mos keladigan holatlar impuls momentining qiymatlari bilan farqlanadilar. Atom fizikasida  $\ell$  ning har xil qiymatlariga to'g'ri keladigan elektron holatlari quyidagicha belgilanadilar:

$\ell = 0$  holatda bo'ladigan elektron  $S$  – elektron ( $S$  - holatdagi) deb ataladi,

$\ell = 1$  ,  $P$  – holat

$\ell = 2$  ,  $D$  – holat

$\ell = 3$  ,  $f$  – holat, va h.k.

Elektronning quyidagi holatlari mavjud bo'lishi mumkin:

$1s, 2s, 2p, 3s, 3p, 3d, 4s, 4p, 4d, 4f$  .

Yorug'likning nurlanishi yoki yutilishi elektronni yuqorida ko'rsatilgan bir sathdan ikkinchisiga o'tishida sodir bo'ladi.

Shunday qilib, Layman seriyalari  $np \rightarrow 1s$  ( $n = 2, 3, 4, \dots$ ) o'tishlarida, Balmer seriyalari  $n_s \rightarrow 2p$  ( $n = 3, 4, 5, \dots$ ) o'tishlarda kuzatiladi.

## 95 - §. Pauli printsipi. Elementlarning davriy tizimi

Vodorod atomidan farqli, ko'p elektronli atomlarda ham har bir elektronning holati o'sha 4 ta kvant sonlari bilan tavsiflanadi. Elektronlar orasidagi o'zaro ta'sirlar mavjudligi ular energiyasining ayniganligini yo'qqa chiqaradi. Atomning odatdagi qo'zg'almagan holatida elektronlar eng quyi energetik sathlarda joylashgan bo'ladi. Shu sababli, istalgan atomlardan odatdagi holatda barcha elektronlar, xuddi  $1s$  ( $n = 1, \ell = 0$ ) holatda bo'lishi zarurdek ko'rinadi. Ammo tajribada bu holat kuzatilmaydi. Chunki kvant mexanikasining asosiy qonunlaridan biri bo'lgan Pauli printsipiga asosan, berilgan atomda  $n, \ell, m, s$  bir xil kvant sonlari majmuasiga ega bo'lgan ikkita elektron mavjud bo'lmaydi. Boshqacha qilib aytganda, bir energetik holatda bir vaqtda ikkita bir xil elektron bo'la olmaydi. Shu sababli, berilgan  $n$  ning qiymatlariga  $\ell$  va  $m$  qiymatlari bilan farqlanuvchi  $n^2$  holatlar mos keladi, ya'ni energetik holatning ayniganlik darajasi quyidagidan iborat bo'ladi:

$$z = n^2 = \sum_0^{n-1} (2\ell + 1)$$

$S$  kvant soni faqat ikkita  $\pm \frac{\hbar}{2}$  qiymatni qabul qiladi. Shu sababli berilgan  $n$  qiymatlariga tegishli holatlarda atomda  $2n^2$  elektronlar bo'ladi.

Misol uchun:  $n = 1$  bo'lsa, ( $\ell = 0$   $S$  – holatda) atomda ikkita elektron bo'ladi.

$n = 2$  bo'lsa, ( $\ell = 0 \rightarrow 2s$  holatda 2 ta elektron,  $2p$  – holatda 6 ta elektron) jami 8 ta elektron bo'ladi.

$n = 3$  bo'lsa, ( $3s$  – holatda ikkita elektron,  $3p$  – holatda 6 ta elektron,  $3d$  holatda 10 ta elektron) jami 18 ta elektron bo'ladi.

$n$  kvant sonining bir xil qiymatlariga to'g'ri keluvchi elektronlar majmuasi elektron qobig'ini tashkil etadi. Shu qobiq  $\ell$  kvant sonining qiymatlariga mos qobiqning bir ajralgan qismini tashkil etadi. Atomning elektron qobiqlari quyidagicha belgilanadi:

$n$	1	2	3	4	5
qobiqlar	$K$	$L$	$M$	$N$	$O$

Pauli printsipi atom xususiyatlarining davriylik qaytarilishini osonlikcha tushuntiradi.

Mendeleevning elementlar davriy tizimi tuzilishini qarab chiqamiz.

Vodorod atomi bitta elektronga ega. Navbatdagi atom oldingisidan bitta elektronga farq qiladi, ya'ni yadro zaryadini faqat bitta zaryad birligiga oshira oladi.

Vodoroddan keyingi geliy atomida 2 ta elektron bor va  $K$  qobig'i to'lgan bo'ladi.

Geliy atomida ikkala elektron  $K$  qobig'idagi  $S$ –holatda bir-biriga antiparallel spinlarga ega bo'lgan holda joylashadi.  $1s^2$   $1s$  – holatda 2 ta elektron borligini bildiradi

Litiy atomi 3 ta elektrondan iborat.  $1s$  – holatda 2 ta elektron,  $2s$  – holatda 1 ta elektron joylashgan.

To'rtinchi element Berilliyda  $2s$  holat elektronlar bilan to'lgan bo'lib, jami 4 ta elektronga ega bo'ladi va h.k.

### Nazorat savollari

1. Lui De Broyl nazariyasi, to'liq uzunligi, modda zarrachalarining korpuskulyar – to'liq dualizmini tushuntiring.

2. Geyzenberg noaniqliklar munosabati nimani tushuntiradi?
3. To'lqin funktsiyasi nima? Ma'nosini tushuntiring.
4. Mikrozarrachalarning holati kvant mexanikasida qanday tenglama bilan aniqlanadi?
5. To'lqin funktsiyasiga qo'yiladigan shartlarni birma-bir aytib bering?
6. Statsionar holat uchun Shredinger tenglamasi qanday ko'rinishda bo'ladi?
7. Shredinger tenglamasini devori cheksiz bo'lgan potentsial o'rada turgan zarrachaga tadbiq qilib ko'rsating?
8. Tunnel effekti nima?
9. Siyraklashtirilgan gazlarning chiziqli spektrlari haqida tushuncha bering.
10. Atom yadrosi. Vodorod atomi uchun N.Bor nazariyasi, energiyaning kvantlanishini tushuntiring.
11. Vodorod atomi uchun Shredinger tenglamasini qo'llang? Energiya, impuls va impuls momentlarini kvantlanishi nima? Kvant sonlarini tushuntiring. Spin nima?
12. Zarrachalarni energetik sathlarda taqsimlanishini ko'rsating?
13. Pauli printsipi nima?

D. I. Mendeleevning davriy jadvali

2 - jadval.

Elementlar guruhlar													
Davrlar	Qatorlar	I	II	III	IV	V	VI	VII	VIII				
1	1	1 Vodorod H 1,0079								2 Geliy He 4,0026			
2	2	3 Litiy Li 6,941	4 Berilliy Be 9,01218	5 Bor B 10,81	6 Uglerod C 12,011	7 Azot N 14,0067	8 Kislorod O 15,9994	9 Ftor F 18,9984	10 Neon Ne 20,179				
3	3	11 Natriy Na 22,98977	12 Magniy Mg 24,305	13 Alyuminiy Al 26,98154	14 Kremniy Si 28,0855	15 Fosfor P 30,97376	16 Sera S 32,06	17 Xlor Cl 35,453	18 Argon Ar 39,948				
4	4	19 Kaliy K 39,0983	20 Kaltsiy Ca 40,08	21 Skandiy Sc 44,9559	22 Titan Ti 47,88	23 Vanadiy V 50,9415	24 Xrom Cr 51,996	25 Marganets Mn 54,9380	26 Temir Fe 55,847			27 Kobalt Co 58,9332	28 Nikel Ni 58,69
	5	29 Med Cu 63,546	30 Tsink Zn 65,38	31 Galliy Ga 69,72	32 Germaniy Ge 72,59	33 Myshyak As 74,9216	34 Selen Se 78,96	35 Brom Br 79,904	36 Kripton Kr 83,80				
5	6	37 Rubidiy Rb 85,4678	38 Strontsiy Sr 87,62	39 Ittriy Y 88,9059	40 Tsirkoniy Zr 91,22	41 Niobiy Nb 92,9064	42 Molibden Mo 95,94	43 Texnetsiy Tc [98]	44 Ruteniy Ru 101,07			45 Rodiy Rh 102,9055	46 Palladiy Pd 106,42
	7	47 Serebro Ag 107,868	48 Kadmiy Cd 112,41	49 Indiy In 114,82	50 Qalay Sn 118,69	51 Surma Sb 121,75	52 Tellur Te 127,60	53 Yod I 126,9045	54 Ksenon Xe 131,29				
6	8	55 Tseziy Cs 132,9054	56 Bariy Ba 137,33	57* Lantan La 138,9055	72 Gafniy Hf 178,49	73 Tantal Ta 180,9479	74 Volfram W 183,85	75 Reniy Re 186,207	76 Osmiy Os 190,2			77 Iridiy Ir 192,22	78 Platina Pt 195,08
	9	79 Zoloto Au 196,9665	80 Rtut Hg 200,59	81 Talliy Tl 204,383	82 Qo'rg'oshin Pb 207,2	83 Vismut Bi 208,9804	84 Poloniy Po [209]	85 Astat At [210]	86 Radon Rn [222]				
7	10	87 Frantsiy Fr [223]	88 Radiy Ra 226,0254	89** Aktiniy Ac 227,0278	104 Rezerford Rf [261]	105 Dubniy Db [262]	106 Siborgiy Sg [263]	107 Boriy Bh [262]	108 Xassiy Hs [265]			109 Maytneriy Mt [266]	110 Uun [?]

\*Lantanoidlar

58 Tseriy Ce 140,12	59 Pra-zeodim Pr 140,9077	60 Neodim Nd 144,24	61 Pro-metiy Pm [145]	62 Samariy Sm 150,36	63 Yevropiy Eu 151,96	64 Gado-liniy Gd 157,25	65 Terbiy Tb 158,9254	66 Dis-proziy Dy 162,50	67 Golmiy Ho 164,9304	68 Erbiy Er 167,26	69 Tuli Tm 168,9342	70 Itterbiy Yb 173,04	71 Lyutetsiy Lu 174,967
------------------------------	---------------------------------	---------------------------	-----------------------------	----------------------------	-----------------------------	-------------------------------	-----------------------------	-------------------------------	-----------------------------	--------------------------	---------------------------	-----------------------------	-------------------------------

1. \*\*Aktinoidlar

90 Toriy Th 232,0381	91 Prot-aktiniy Pa 231,0359	92 Uran U 238,0389	93 Nep-tuniy Np 237,0482	94 Plutoniy Pu [244]	95 Ameritsiy Am [243]	96 Kyuriy Cm [247]	97 Berkliy Bk [247]	98 Kali-forniy Cf [251]	99 Eyn-shteyniy Es [252]	100 Fermiy Fm [257]	101 Mende-leviy Md [258]	102 No-beliy No [255]
----------------------------	-----------------------------------	--------------------------	--------------------------------	----------------------------	-----------------------------	--------------------------	---------------------------	-------------------------------	--------------------------------	---------------------------	--------------------------------	-----------------------------

## X Bob. MOLEKULYAR FIZIKA VA TERMODINAMIKA ASOSLARI

### 96 - §. Tizimning mikroskopik xususiyatlarini o'rganishda statistik va termodinamik usullar

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

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

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

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

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

Makroskopik tizim xususiyatlari, pirovard natijada, tizim zarrachalari xususiyatlari, bu zarrachalarning dinamik xarakteristikalarining o'rtacha qiymatlari va harakatlarining ayrim belgilari bilan aniqlanadi.

Masalan, jismning temperaturasi uning molekulalari betartib harakatlarining o'rtacha tezligi bilan aniqlanadi.

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

*Termodinamika* – termodinamik muvozanat holatlarda va bu holatlarga o'zaro o'tish jarayonlarida bo'lgan makroskopik tizimning umumiy xususiyatlarini o'rganadi. Shu jarayonlar asosini belgilaydigan

mikrojarayonlarni termodinamika o'rganmaydi va shu bilan statistik usuldan farq qiladi.

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

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

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

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

- Termodinamik temperatura shkalasi (*Kelvin birligida - K*);
- Xalqaro amaliy temperatura shkalasi (*Tselsiy graduslarida, °S*).

Xalqaro amaliy temperatura shkalasida suvning qotish va qaynash temperaturalarini  $0^{\circ}S$  va  $100^{\circ}S$  deb olingan va ular shkalaning reper (tayanch) nuqtalari deb ataladi.

Termodinamik temperatura shkalasi bitta reper nuqta bilan aniqlanadi – bu suvning gaz, suyuqlik va qattik fazaviy holati bilan bog'liq uchlik nuqtasidir. Termodinamik temperatura shkalasida bu reper nuqta  $273,15 K$  ga tengdir.

1 Kelvin suvning uchlik nuqtasi termodinamik temperaturasining  $1/273,15$  qismiga tengdir.

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

$$T = 273,15 + t$$

$T = 0$  Kelvinning nol qiymatiga tengdir.

Solishtirma hajm  $\nu$  – birlik massa hajmidir. Jism bir jinsli bo'lganda uning zichligi o'zgarmas bo'ladi, ya'ni  $\rho = const$ . Bu holda

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

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

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

## 97 - §. Ideal gaz qonunlari

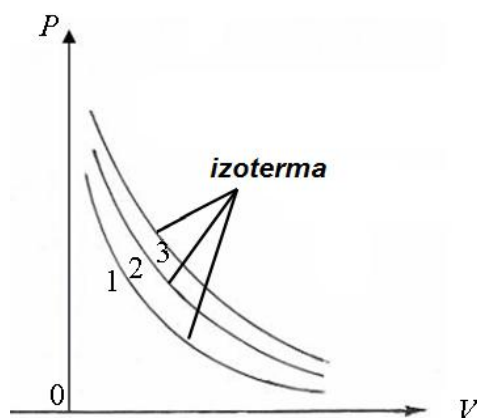
Molekulyar - kinetik nazariyada ideal gaz quyidagi xususiyatlarga ega bo'ladi:

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

Tizim parametrlaridan biri o'zgarmas bo'lganda, qolganlari o'zaro bog'lanish hosil qiladigan jarayonlar *izojarayonlar* deb ataladi. Molekulyar fizikada 5 xil izojarayon o'rganiladi: 1) *izotermik*; 2) *izobarik*; 3) *izoxorik*; 4) *adiabatik*; 5) *politropik* jarayonlardir.

Politropik jarayon yuqoridagi to'rtta jarayonlarning umumlashgan turi hisoblanadi.

## Boyl - Mariott qonuni



171 - rasm.  $P, V$  tekisligida izotermaning xususiyatlari  $T_3 > T_2 > T_1$ .

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

$$PV = const, \quad T = const, \quad m = const, \quad (97.1)$$

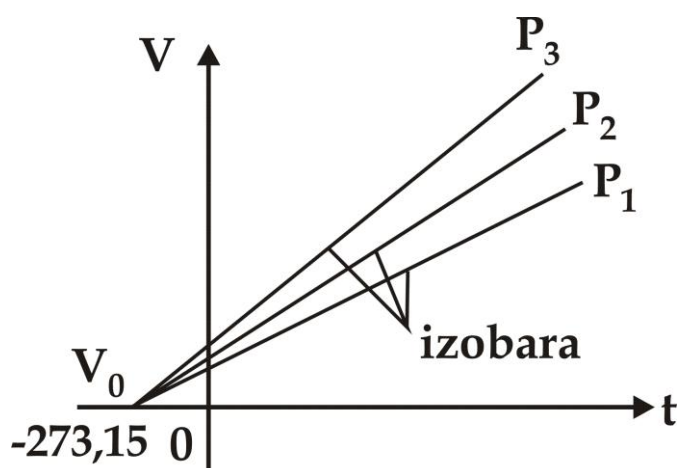
Temperatura o'zgarmas bo'lganda, modda xususiyatini tavsiflovchi  $P$  va  $V$  kattaliklar orasidagi bog'lanishni tasvirlovchi egri chiziq *izoterma* deb ataladi (171 - rasm).

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

### Gey - Lyussak qonuni

Berilgan massali gaz hajmi, bosim o'zgarmas bo'lganda, temperaturaga bog'liq ravishda to'g'ri chiziq bo'yicha o'zgaradi (172 - rasm):

$$V = V_0(1 + \alpha t), \quad P = const, \quad m = const \quad (97.2)$$



172 - rasm.  $(V, t)$  tekisligidagi izobaralar majmuasi  $P_3 > P_2 > P_1$ .

### Sharl qonuni

Berilgan massali gaz bosimi, uning hajmi o'zgarmas bo'lganda, temperaturaga bog'liq ravishda to'g'ri chiziq bo'yicha o'zgaradi (169 - rasm):

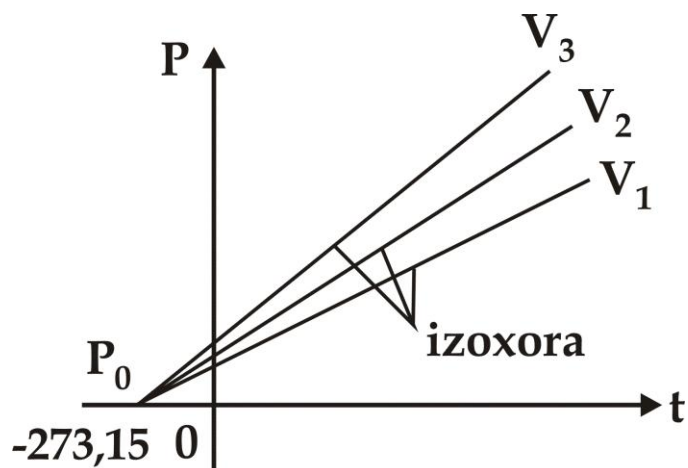
$$R = R_0(1 + \alpha t), \quad P = const, \quad m = const, \quad (97.3)$$

Bu tenglamalardagi  $t$  – temperatura Tselsiy shkalasi bo'yicha olingan.  
 $P_0$  va  $V_0$   $T = 0^\circ S$  bo'lgandagi gazning, mos ravishda bosimi va



hajmidir,  $\alpha$  - koeffitsient quyidagiga teng bo'lib, ideal gazning hajmiy kengayish koeffitsientini bildiradi:

$$\alpha = \frac{1}{273,16K}$$



173 - rasm.  $(P, t)$  tekisligida izoxoralar  $V_3 > V_2 > V_1$

Gazning bosimi o'zgarmas bo'lganda sodir bo'ladigan jarayon – *izobara jarayoni* deb ataladi. Gazning hajmi o'zgarmas bo'lganda sodir bo'ladigan jarayon – *izoxora jarayoni* deb ataladi. (165) - va (166) - rasmlardan ko'rinib turibdiki, izobara va izoxora chiziqlari temperatura o'qini

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

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

$$1 + \alpha t = 0$$

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

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

(36.2) va (36.3) ifodalarda  $t$  o'rniga termodinamik temperaturani qo'ysak, Gey-Lyussak va Sharl qonunlarini quyidagi qulay ko'rinishda ifodalashimiz mumkin:

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

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

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

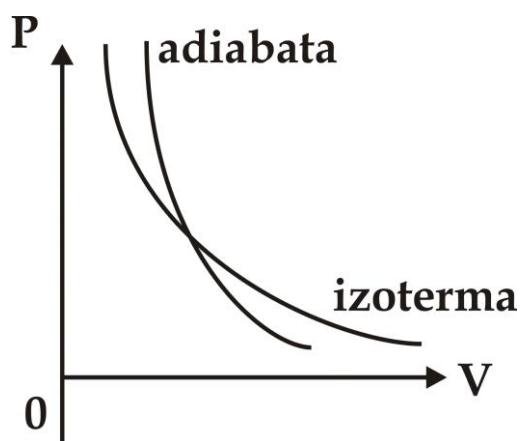
yoki

$$\frac{V_1}{V_2} = \frac{T_1}{T_2}, \quad (97.4)$$

$$\frac{P_1}{P_2} = \frac{T_1}{T_2}, \quad (97.5)$$

### Adiabatik jarayon

Tizim tashqaridan issiqlik olmasa yoki unga issiqlik uzatmasa, ya'ni  $Q = const$  bo'lsa, bu jarayon – adiabatik jarayon deb ataladi.



**174 – rasm. Adiabatik jarayonda bosimning hajmga bog'liqlik grafigi**

Berilgan massali gaz uchun quyidagi munosabat o'rinli bo'ladi:

$$PV^\gamma = const$$

bu yerda  $\gamma$  - Puasson koeffitsienti deb ataladi. Bu bog'lanish egri chiziqlari *adiabatalar* deb ataladi (174 - rasm).

## Avogadro qonuni

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

$$22,41 \cdot 10^{-3} \text{ m}^3/\text{mol}$$

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

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

bu Avogadro soni deb ataladi.

## Dalton qonuni

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

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

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

## 98 - §. Ideal gazning holat tenglamasi

Ideal gaz qonunlariga asosan ma'lum massali gaz holati uning uchta termodinamik parametri bilan belgilanadi;  $R$  - bosim,  $V$  - hajm va  $T$  – temperatura.

Bu parametrlar bir-biri bilan *holat tenglamasi* deb ataladigan aniq bog'lanishga ega:

$$f(P, V, T) = 0$$

bu yerda uchta o'zgaruvchilardan biri qolgan ikkitasining funksiyasidir.

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

Masalan, ma'lum massali gaz  $T_1$  temperaturada  $V_1$  hajmni egallagan bo'lib,  $R_1$  bosimga ega bo'lsin. Shu gaz boshqa holatda  $R_2, V_2, T_2$

termodinamik parametrlarga ega bo'ladi (175 - rasm).

Gaz 1 - holatdan 2 - holatga ikki xil jarayon orqali o'tadi, deb hisoblaymiz: (1 - 1') – izotermik va (1' - 2) – izoxorik jarayonlar orqali.

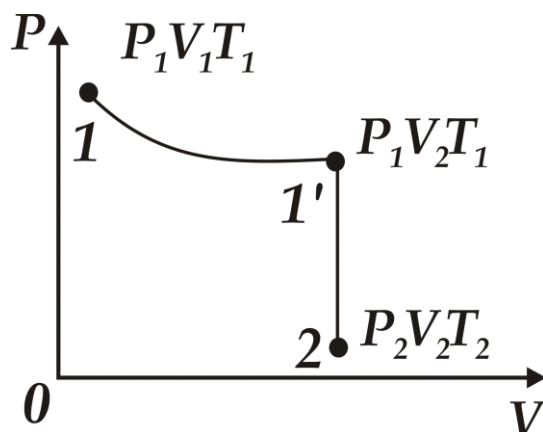
Boyl - Mariott va Gey - Lyussak qonunlariga asosan quyidagiga ega bo'lamiz

$$P_1 V_1 = P_2 V_2 \quad , \quad \frac{P_1}{P_2} = \frac{T_1}{T_2} \quad (98.1)$$

$P_1$  parametrni qisqartirsak,

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

ga ega bo'lamiz.



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

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

$$\frac{PV}{T} = R = const \quad , \quad (98.2)$$

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

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

$$PV_m = RT, \quad (98.3)$$

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

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

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

ga teng bo'ladi.

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

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

bu yerda  $\mu$  – molyar massa, u xolda  $m$  – massali gaz uchun holatlar tenglamasini quyidagicha yozish mumkin:

$$PV = \frac{m}{\mu} RT, \quad (98.4)$$

Boltsman doimiysi

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

ga teng bo'lgani uchun (98.3) – ifodani shunday ko'rinishda qayta yozish mumkin:

$$P = \frac{RT}{V_m} = \frac{kN_A T}{V_m} = nkT$$

bu yerda  $k$  – bitta molekulaning issiqlik harakati energiyasidir,  $n$  – gaz molekularining konsentratsiyasidir.

Shunday qilib, gazlarning holat tenglamasi

$$P = nkT, \quad (98.5)$$

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

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

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

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

### 99 - §. Ideal gaz molekulyar-kinetik nazariyasining asosiy tenglamasi

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

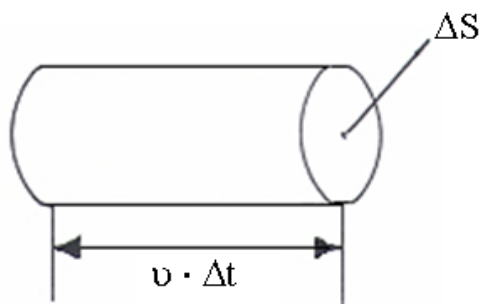
Gaz molekulalari tartibsiz harakat qiladi, bir-biri bilan o'zaro to'qnashish soni idish devori bilan urilish sonidan juda kichik va bu to'qnashishlar mutlaq elastik, deb faraz qilamiz. Shuni ta'kidlab o'tish lozimki, ideal gaz statistik fizika qonunlariga bo'ysungani uchun tizimdagi molekulalardan bir nechtasi, qolganlarini to'xtab qolishi hisobiga, nihoyatda katta tezlikka erishishi mumkin emas.

$T$  temperaturada gaz joylashgan idish devoridan ma'lum  $\Delta S$  elementar yuzani ajratamiz va bu yuzaga tasir etayotgan bosimni hisoblashga harakat qilamiz (176 - rasm).

Yuzaga perpendikulyar harakat qilayotgan molekulalar har bir urilganda yuzaga quyidagicha impuls beradi:

$$m_0 v - (-m_0 v) = 2m_0 v$$

bu yerda  $m_0$  - molekula massasi,  $v$  - uning tezligi.



176 – rasm. Elementar yuzaga kelib uriluvchi molekulalar hajmi

$\Delta t$  vaqt ichida  $\Delta S$  yuzaga asosi  $\Delta S$  va balandligi  $v \cdot \Delta t$  bo'lgan tsilindr hajmida joylashgan molekullargina yetib kelishi mumkin. Ushbu molekullar soni  $n \cdot \Delta S \cdot v \cdot \Delta t$  ga teng, bu yerda  $n$  - molekullar konsentratsiyasi. Ammo, real sharoitlarda,  $\Delta S$  yuzaga molekullar, har xil burchak ostida kelib uriladi va har xil tezliklarga ega buladi, uning ustiga har bir to'qnashishda molekullar tezligi o'zgarib turadi.

Molekulalarning tartibsiz harakatiga tegishli tezlik, harakat energiyasi va idish devoriga uzatadigan bosimini hisoblashni soddalashtirish uchun uchta bir-biriga perpendikulyar yo'nalishlar bo'yicha harakatlarni inobatga olamiz. Istalgan vaqtda har bir yo'nalishda molekullarning  $1/3$  qismi harakatlanadilar, uning yarmi esa (ya'ni  $1/6$  qismi)  $\Delta S$  yuzaga kelib uriladi. U holda berilgan yo'nalishda harakat qilayotgan molekullarning  $\Delta S$  yuzaga urilish soni

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

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

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

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

Idish devoriga ta'sir qilayotgan bosim

$$P = \frac{\Delta P}{\Delta S \cdot \Delta t} = \frac{1}{3} \cdot n \cdot m_0 v^2, \quad (99.1)$$

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

$$\langle v_{kv} \rangle = \sqrt{\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N v_i^2}, \quad (99.2)$$

U holda (38.1) - ifoda quyidagi ko'rinishga ega bo'ladi:

$$P = \frac{1}{3} n \cdot m_0 \langle v_{kv} \rangle^2, \quad (99.3)$$

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

$$PV = \frac{1}{3} Nm_0 \langle v_{kv} \rangle^2, \quad (99.4)$$

yoki

$$PV = \frac{2}{3} N \cdot m_0 \frac{\langle v_{kv} \rangle^2}{2} = \frac{2}{3} E, \quad (99.5)$$

Bu yerda  $E$  – barcha gaz molekulari ilgarilanma harakat kinetik energiyasining yig'indisidir.

Gaz massasi  $m = Nm_0$  bo'lgani uchun, (99.4) – tenglamani quyidagicha qayta yozish mumkin:

$$PV = \frac{1}{3} m \langle v_{kv} \rangle^2$$

1 mol gaz uchun  $\mu = m_0 N_A$  dir.

Shuning uchun

$$PV_m = \frac{1}{3} \mu \langle v_{kv} \rangle^2$$

bu yerda  $V_m$  – molyar hajm. Boshqa tarafdin  $PV_m = RT$  ga teng bo'lgani sababli

$$RT = \frac{1}{3} \mu \langle v_{kv} \rangle^2$$

yoki

$$\langle v_{kv} \rangle = \sqrt{\frac{3RT}{\mu}}, \quad (99.6)$$

$\mu = m_0 N_A$  va  $k = \frac{R}{N_A}$  bo'lgani uchun



$$\langle v_{kv} \rangle = \sqrt{\frac{3RT}{m_0 N_A}} = \sqrt{\frac{3kT}{m_0}}, \quad (99.7)$$

Ideal gazning bir molekulasini ilgarilanma harakat kinetik energiyasining o'rtacha qiymati quyidagiga teng bo'ladi

$$\langle \varepsilon_0 \rangle = \frac{E}{n} = m_0 \frac{\langle v_{kv} \rangle^2}{2} = \frac{3}{2} kT, \quad (99.8)$$

va u termodinamik temperaturaga bog'liq bo'lib, unga to'g'ri proporsionaldir.

Shunday qilib, termodinamik temperatura ideal gaz molekulasini ilgarilanma harakat o'rtacha kinetik energiyasining o'lchovidir va (99.8) - ifoda temperaturaning molekulyar-kinetik ta'rifini tushuntirib beradi.

## 100 - §. Ideal gaz molekularining tezlik va issiqlik harakati energiyasi bo'yicha taqsimoti

Molekulyar - kinetik nazariyaning asosiy tenglamasini keltirib chiqarishda molekular har xil tezliklarga ega bo'ladi, deb hisoblagan edik. Ko'p marotaba to'qnashishlar natijasida, har bir molekulaning tezligi yo'nalishi va moduli bo'yicha o'zgarib turadi. Ammo, molekularning betartib harakati hisobiga harakat yo'nalishlari bir xil ehtimollikka ega bo'ladilar, boshqacha qilib aytganda, har bir yo'nalishda bir xil miqdorda molekular harakatlanadi, deb hisoblash mumkin.

Molekulyar - kinetik nazariyaga asosan, to'qnashishlarda molekula tezligi o'zgarishiga qaramay, gazdagi  $m_0$  massali molekularning o'rtacha kvadrat tezligi,  $T = const$  bo'lganda, muvozanat holatda o'zgarmas qoladi va quyidagiga teng bo'ladi:

$$\langle v_{kv} \rangle = \sqrt{\frac{3kT}{m_0}}$$

Bu esa, muvozanat holatda bo'lgan gazda molekularning tezlikka bog'liq qandaydir taqsimoti o'rnatilishini tushuntiradi. Bu taqsimotni aniq statistik qonunga bo'ysunishi Maksvell tomonidan nazariy isbotlandi.

Maksvell bu taqsimotni nazariy keltirib chiqarishda, gaz bir xil temperaturada, betartib issiqlik harakati holatida bo'lgan ko'p miqdordagi  $N$

ta bir xil molekullardan iborat bo'ladi, deb faraz qildi.

Maksvell qonuni molekullarning tezlik bo'yicha taqsimot funksiyasi deb ataladigan qandaydir  $f(v)$  funksiya bilan ifodalanadi.

Agar molekullarning tezliklari diapazonini  $dv$  ga teng kichik bo'lakchalarga bo'lsak, har bir tezliklar intervaliga, shu tezliklarga ega bo'lgan molekullarning qandaydir  $dN(v)$  miqdori to'g'ri keladi.

Demak,  $f(v)$  funksiya tezliklari  $v$  dan  $v+dv$  gacha intervalda yotadigan molekullarning nisbiy sonini belgilaydi

$$\frac{dN(v)}{N}$$

yoki

$$\frac{dN(v)}{N} = f(v)dv, \quad f(v) = \frac{dN(v)}{Ndv}$$

Maksvell, ehtimollik nazariyasi usulini qo'llab,  $f(v)$  funktsiyani - ideal gaz molekullarining tezligi bo'yicha taqsimot qonunini keltirib chiqardi.

$$f(v) = 4\pi \left( \frac{m_0}{2\pi kT} \right)^{3/2} v^2 e^{-\frac{m_0 v^2}{2kT}}, \quad (100.1)$$

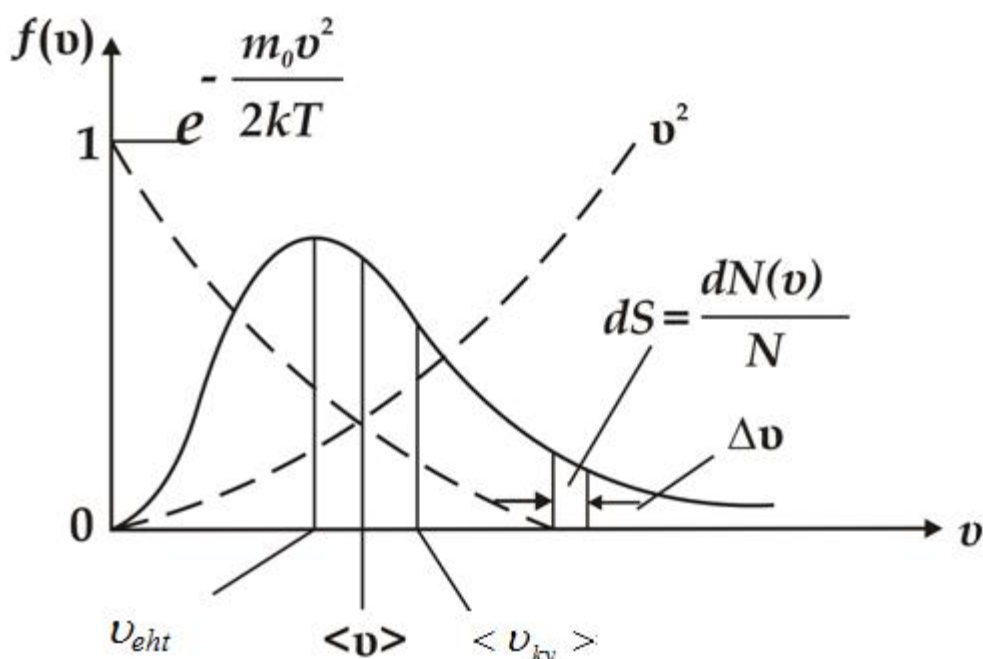
Bu ifodadan ko'rinib turibdiki, taqsimot funksiyasining aniq ko'rinishi gazning turi ( $m_0$ ) va  $T$  - holat parametriga bog'liq ekan.

Taqsimot funksiyasi  $v$  tezlik koordinatasiga nisbatan simmetrik emas (177 - rasm). Molekullarning,  $dv$  tezlik intervaliga to'g'ri kelgan,  $dN(v)N$  nisbiy miqdori funktsiyaning  $dv$  bo'lagiga to'g'ri kelgan  $dS$  yuzasi bilan aniqlanadi.

Taqsimot funksiyasi egri chizig'i ostidagi yuza 1 ga teng deb hisoblanadi.

$$\int_{\sigma}^{\infty} f(v)dv = 1$$

Ideal gaz molekullarining tezlik bo'yicha taqsimot funksiyasi maksimal qiymatga ega bo'lgan tezlik, ehtimolliги eng katta bo'lgan tezlikni belgilaydi.



177 – rasm. Ideal gaz molekularining tezlik bo'yicha taqsimoti

Ehtimolliigi katta bo'lgan tezlikni hisoblash uchun (100.1) ifodani  $v$  - tezlik bo'yicha differentsiallab, uni nolga tenglashtirish kerak, ya'ni funktsiyaning ekstremumini topish kerak:

$$\frac{d}{dv} \left( v^2 e^{-\frac{m_0 v^2}{2kT}} \right) = 2v \left( 1 - \frac{m_0 v^2}{2kT} \right) e^{-\frac{m_0 v^2}{2kT}} = 0$$

1) Bu funktsiyaning hosilasi  $v = 0$  da nolga teng bo'ladi. Bu ham funktsiyaning ekstremumi, ammo tezlikni nolga teng qiymati mantiqqa ega bo'lmagani uchun uni e'tiborga olmaymiz.

2) 
$$1 - \frac{m_0 v^2}{2kT} = 0, \quad v_{eht} = \sqrt{\frac{2kT}{m_0}}$$

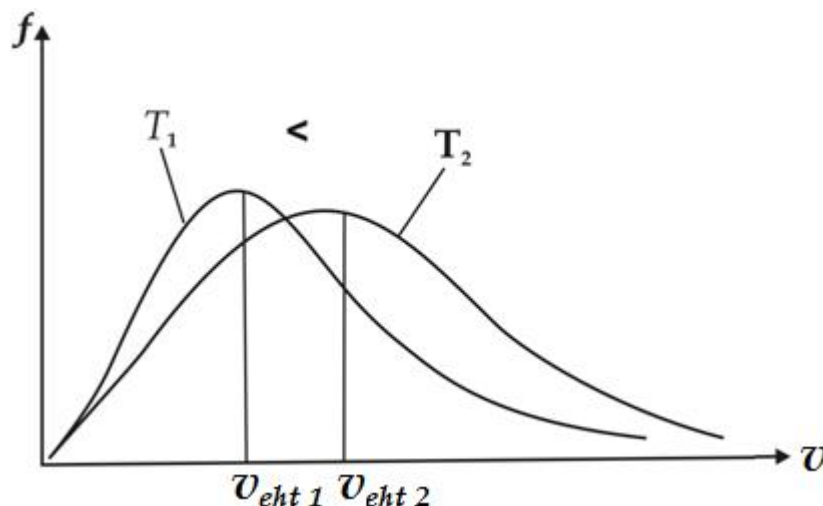
ya'ni

$$v_{eht} = \sqrt{\frac{2kT}{m_0}} = \sqrt{\frac{2RT}{\mu}}, \quad (100.2)$$

Bu ifodadan ko'rinib turibdiki, temperatura oshganda taqsimot funktsiyasi maksimumi o'ngga siljiydi, ammo bu holda egri chiziq ostidagi yuza miqdori o'zgarmaydi (178 - rasm).

Molekulalarning o'rtacha tezligi  $\langle v \rangle$  quyidagi ifoda bilan aniqlanadi:

$$\langle v \rangle = \frac{1}{N_0} \int_0^{\infty} v dN(v) = \int_0^{\infty} v f(v) dv$$



178 – rasm. Taqsimot funksiyasining temperaturaga bog'liqligi

Bu ifodaga  $f(v)$  funksiyani qo'yish va integrallash natijasida quyidagiga ega bo'lamiz:

$$\langle v \rangle = \sqrt{\frac{8kT}{\pi m_0}} = \sqrt{\frac{8RT}{\pi \mu}}, \quad (100.3)$$

Umuman gaz holatini belgilovchi tezliklar quyidagilardan iborat:

1. Ehtimolliki eng katta tezlik,  $v_{eht} = \sqrt{\frac{2kT}{m_0}}$
2. O'rtacha tezlik,  $\langle v \rangle = \sqrt{\frac{8kT}{\pi m_0}} = 1,33 v_{eht}$
3. O'rtacha kvadratik tezlik,  $\langle v_{kv} \rangle = \sqrt{\frac{3kT}{m_0}} = 1,22 v_{eht}$

Molekulalarning tezliklari bo'yicha taqsimotidan foydalanib ularning kinetik energiyasi bo'yicha taqsimotini hisoblab ko'ramiz:

$$dN(v) = N4\pi \left( \frac{m_0}{2\pi kT} \right)^{3/2} v^2 e^{-\frac{m_0 v^2}{2kT}} dv, \quad (100.4)$$

funktsiyaning o'zgaruvchisi deb  $\varepsilon = \frac{m_0 v^2}{2}$  ni olsak

$$v = \sqrt{\frac{2\varepsilon}{m_0}}, \quad dv = \sqrt{\frac{1}{m_0}} d\varepsilon$$

$$dN(\varepsilon) = \frac{2N}{\sqrt{\pi}} (kT)^{-3/2} \varepsilon^{1/2} e^{-\varepsilon/kT} d\varepsilon = N(\varepsilon) d\varepsilon$$

bu yerda  $dN(\varepsilon)$  – ilgarilanma harakat kinetik energiyasi  $\varepsilon$  dan  $\varepsilon + d\varepsilon$  gacha bo'lgan intervaldagi molekulalar sonidir.

Shunday qilib, issiqlik harakati energiyasi bo'yicha molekulalarning taqsimot funktsiyasi quyidagicha bo'ladi.

$$f(\varepsilon) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} (kT)^{-3/2} \varepsilon^{1/2} e^{-\varepsilon/kT}, \quad (100.5)$$

Ideal gazning o'rtacha kinetik energiyasi  $\langle \varepsilon \rangle$  quyidagiga teng:

$$\langle \varepsilon \rangle = \int_0^{\infty} \varepsilon f(\varepsilon) d\varepsilon = \frac{2}{\sqrt{\pi}} (kT)^{-3/2} \int_0^{\infty} \varepsilon^{3/2} e^{-\varepsilon/kT} d\varepsilon,$$

$$\langle \varepsilon \rangle = \frac{3}{2} kT.$$

## 101 - §. Barometrik formula. Boltsman taqsimoti

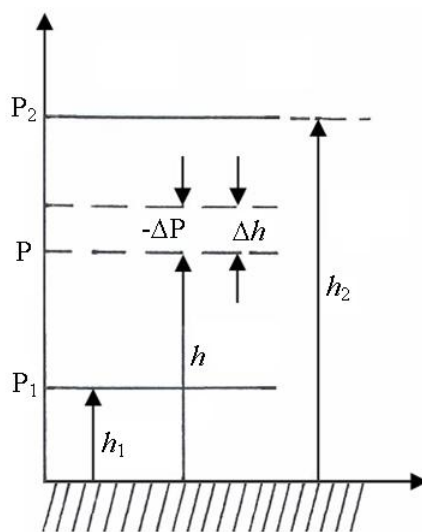
Gazlar molekulyar - kinetik nazariyasining asosiy tenglamasi va molekulalarning tezliklarga bog'liq Maksvell taqsimotini keltirib chiqarishda gaz molekulalariga tashqi kuchlar ta'sir etmaydi deb faraz qilingan edi. Shuning uchun molekulalarni hajm bo'yicha bir tekis taqsimlangan, deb hisobladik. Ammo, istalgan gaz molekulalari Yerning, tortishish xususiyatiga ega bo'lgan, potentsial maydoni ta'sirida bo'ladi. Bir tarafdin gravitatsiyaviy tortishish va ikkinchi tarafdin molekulalarning issiqlik harakati gazning

qandaydir statsionar holatga, ya'ni bosimning balandlik bo'yicha kamayishiga olib keladi.

Barcha molekular massalarini bir xil, havo temperaturasini o'zgarimas, tortishish maydonini bir jinsli, deb hisoblaymiz. Agarda  $h$  balandlikda atmosfera bosimi  $R$  ga teng bo'lsa,  $h + dh$  balandlikda esa bosim  $R + \Delta P$  ga tengdir.  $dh > 0$  bo'lganda,  $dP < 0$  (179 - rasm).

$h$ ,  $h + dh$  balandlikdagi bosimlar farqi, asosi birlik yuza, balandligi  $dh$  ga teng bo'lgan tsilindr hajmida joylashgan gaz og'irligiga teng bo'ladi:

$$P - (P + dP) = \rho g dh$$



179 – rasm. Gaz bosimining balandlikka bog'liqligi

bu yerda  $\rho$  -  $h$  balandlikdagi gazning zichligidir ( $dh$  juda kichik bo'lgani uchun, balandlik o'zgaradigan sohada gaz zichligini o'zgarimas,

deb hisoblanadi). Demak,

$$dP = \rho g dh , \quad (101.1)$$

Ideal gazning holat tenglamasidan

$$PV = \frac{m}{\mu} RT$$

foydalanib, gaz zichligini quyidagicha ifodalaymiz:

$$\rho = \frac{m}{V} = \frac{P\mu}{RT}$$

Bu ifodani (101.1) – tenglikka qo'ysak,

$$dP = -\frac{P\mu}{RT} g dh$$

ga ega bo'lamiz.

$$\frac{dP}{P} = -\frac{\mu}{RT} g dh$$

Bu tenglikni  $R_1$  dan  $R_2$  gacha va  $h_1$  dan  $h_2$  gacha sohalar bo'yicha integrallasak, quyidagi ifodani keltirib chiqamiz.

$$P_2 = P_1 e^{\frac{-\mu g (h_2 - h_1)}{RT}}, \quad (101.2)$$

va bundan  $\Delta h = \frac{RT}{\mu g} \ln \frac{P_1}{P_2}$  ga teng ekanligini aniqlaymiz. (101.2) –

ifoda *barometrik formula* deb ataladi. Bu formula balandlikka bog'liq atmosfera bosimini yoki bosim aniq bo'lganda balandlik qiymatini topish imkoniyatlarini beradi.

Balandlik doimo dengiz sathiga nisbatan olinishini eslasak, dengiz sathida bosimni normal atmosfera bosimi deb hisoblaymiz. U holda (101.2) - ifodani quyidagicha qayta yozish mumkin:

$$P = P_0 e^{\frac{-\mu g h}{RT}}, \quad (101.3)$$

$P = nkT$  bo'lishni e'tiborga olsak, gazning konsentratsiyasini balandlikka bog'liq ifodasini keltirib chiqarishimiz mumkin:

$$n = n_0 e^{\frac{-\mu g h}{RT}}$$

$\mu = m_0 N_A$ ,  $R = k N_A$  tengliklardan foydalanib, quyidagiga ega bo'lamiz:

$$n = n_0 e^{\frac{-m_0gh}{kT}}, \quad (101.4)$$

Bu yerda  $m_0gh = E_r$  molekulaning gravitatsiyaviy tortishish maydonidagi potentsial energiyasidir

$$n = n_0 e^{\frac{-E_p}{kT}}, \quad (101.5)$$

bu ifoda tashqi potentsial maydonidagi *Boltsman taqsimoti* deb ataladi.

Agarda zarrachalar massalari bir xil bo'lib, tartibsiz issiqlik harakatida bo'lsalar, (101.5) – Boltsman taqsimoti istalgan tashqi potentsial maydon uchun ham o'rinalidir. Bu yerda tashqi potentsial maydon faqat tortishish kuchi ta'sirini emas, balki boshqa kuchlar ta'sirini (elektr, magnit va boshqa potentsial maydonlarni) inobatga oladi.

## 102 - § . Molekulalarning o'rtacha to'qnashish soni va o'rtacha erkin yugurish yo'li

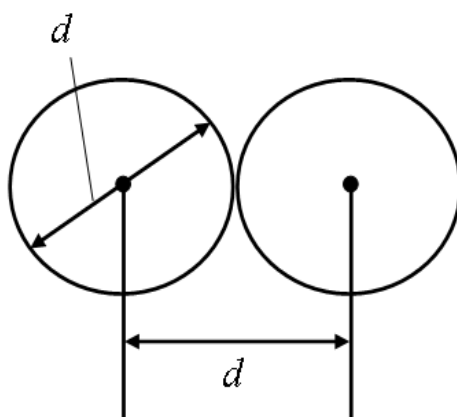
Gaz molekulalari tartibsiz harakatda bo'lishi sababli, bir-biri bilan uzluksiz to'qnashadilar. Molekula ikkita ketma-ket to'qnashishlar oraligida ma'lum  $\ell$  yo'lni bosib o'tadi va bu *erkin yugurish yo'li* deb ataladi.

Umumiy holda ketma-ket to'qnashishlar orasidagi erkin yugurish yo'li uzunligi har xildir. Uning ustiga molekulalar soni beqiyos ko'p bo'lganligi sababli, molekulalarning o'rtacha erkin yugurish yo'li  $\langle \ell \rangle$  to'g'risida so'z yuritishimiz mumkin.

To'qnashishlarda ikkita molekula markazlari yaqinlashishining eng kichik masofasi  $d$  – molekulalarning *effektiv diametri* deb ataladi (*180 - rasm*). U to'qnashayotgan molekulalar tezligiga, ya'ni gazning temperaturasiga bog'liq bo'ladi. 1 sekund ichida molekula o'rtacha arifmetik tezlik -  $\langle v \rangle$  ga teng yo'l bosib o'tadi va bu vaqt ichida  $\langle z \rangle$  o'rtacha to'qnashishlarga duch keladi, bu holda erkin yugurish yo'li quyidagiga teng

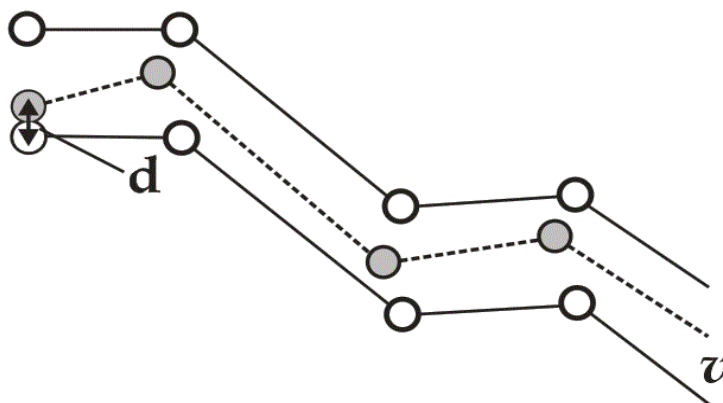
bo'ladi:  $\langle l \rangle = \frac{\langle v \rangle}{\langle z \rangle}$





**180– rasm. Molekulalar to'qnashishining effektiv diametri**

O'rtacha to'qnashishlar soni  $\langle z \rangle$  ni topish uchun molekulani  $d$  – diametrli sharcha deb va u xuddi qotib qolgan molekulalar orasida harakat qiladi, deb hisoblaymiz (181 - rasm).



**181 – rasm. Molekulalarning o'zaro to'qnashish xarakteri**

Bu molekula markazlari  $d$  ga teng yoki kichik bo'lgan molekulalar bilan to'qnashadi, boshqacha qilib aytganda, radiusi  $d$ , bo'lgan «siniq» tsilindr ichida harakat qiladi. «Siniq» tsilindr hajmidagi molekulalar soni 1 sekund ichidagi o'rtacha to'qnashishlar soniga teng bo'ladi

$$\langle z \rangle = n \cdot v \quad \langle z \rangle = \pi d^2 \cdot \langle v \rangle$$

Shunday qilib o'rtacha to'qnashishlar soni

$$\langle z \rangle = n \cdot \pi d^2 \cdot \langle v \rangle$$

ga teng bo'ladi.

Agar, hisoblashlarda boshqa molekulalarning harakatini hisobga olsak, o'rtacha to'qnashishlar soni quyidagicha teng bo'ladi

$$\langle z \rangle = \sqrt{2} \cdot \pi d^2 \cdot n \cdot \langle v \rangle$$

U holda o'rtacha erkin yugurish yo'lini shunday ifodalaymiz

$$\langle l \rangle = \frac{\langle v \rangle}{\langle z \rangle} = \frac{\langle v \rangle}{\sqrt{2} \cdot \pi d^2 \cdot n \cdot \langle v \rangle}$$

$$\langle l \rangle = \frac{1}{\sqrt{2} \cdot \pi \cdot d^2 \cdot n}$$

O'rtacha erkin yugurish yo'li molekulalar konsentratsiyasiga teskari proporsional ekan.

$P = nkT$  tenglikdan foydalansak, temperatura o'zgarmas bo'lganda, quyidagi nisbatni keltirib chiqarish mumkin

$$\frac{\langle l_1 \rangle}{\langle l_2 \rangle} = \frac{\langle n_2 \rangle}{\langle n_1 \rangle} = \frac{P_2}{P_1}$$

### 103 - §. Molekulyar-kinetik nazariyaning tajribada tasdiqi

**Broun harakati.** Modda molekulalarining uzluksiz tartibsiz harakatida bo'lishi *Broun harakati* va *diffuziya* hodisasi bilan tasdiqlanadi.

Shotland botanigi R.Broun o'simliklarning ichki tuzilishini mikroskopda o'rganayotganda, o'simlik xujayralarida qattiq modda zarrachalari uzluksiz tartibsiz harakatda bo'lishini kuzatgan. U suvda mayda gul changlari, loyning mayda zarrachalarini ham tartibsiz harakatda bo'lishini kuzatgan.

Broun harakati har xil sharoitlarda ko'p marta kuzatilgan va quyidagi dalillar tasdiqlangan:

Suv yoki gazga qo'shilgan istalgan qattiq modda zarrachalarining o'lchami taxminan  $\sim 1 \text{ mkm}$  ga yaqin bo'lganda Broun harakati yaqqol kuzatilgan. Teperatura oshishi bilan Broun harakati jadalligi ortaborgan.

O'z vaqtida Broun o'zi kuzatgan zarrachalarning tartibsiz harakatini tushuntirib bera olmagan. Bu tajribalar kuzatilgandan 70-80 yillar o'tgandan

so'ng, bu hodisa sababi aniqlangan. Issiqlik natijasida uzluksiz va tartibsiz harakatlanuvchi suyuqlik molekulalari qattiq jism zarrachalariga hamma tomondan kelib urilgan va ularni tartibsiz harakatga keltirgan. Jism zarrachalari massasi qanchalik kichik bo'lsa, tartibsiz harakat jadalligi shuncha oshgan.

**Diffuziya hodisasi** gaz, suyuqlik va qattiq jismlarda kuzatiladi. Xona eshigi oldiga hidli modda qo'yilsa (ma'lum tarafga yo'nalgan havo oqimi yo'qligida) bir necha daqiqadan so'ng xona ichkarisida hidni sezish mumkin.

Stakanga suv solib, ustiga bir necha tomchi boshqa rangli suyuqlik tomizilsa, bu rangli suyuqlikning vaqt o'tishi bilan tarqalishini kuzatishimiz mumkin. Modda molekulalarining uzluksiz tartibsiz issiqlik harakatini yodga olsak, diffuziya hodisasi sababini shunday tushuntirish mumkin: stakandagi suv sirtidagi rangli suyuqlik kontsentratsiyasi stakan tubiga nisbatan juda kattadir, ya'ni shu masofada rangli suyuqlik kontsentratsiyalari farqi molekulalarning tarqalishiga sabab bo'ladi.

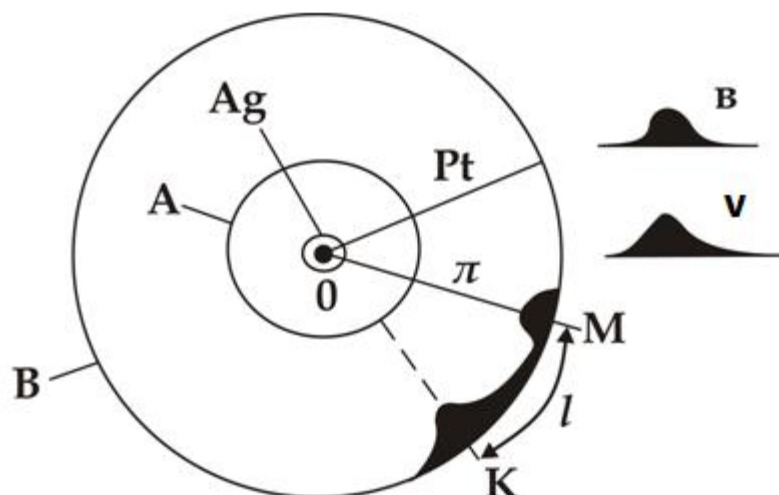
Xona eshigi oldi bilan xona ichkarisidagi masofada ham o'tkir hidli modda molekulalari kontsentratsiyalarining farqi mavjud. Ana shu, molekulalar kontsentratsiyalari gradienti barcha tarafda ehtimolligi bir xil bo'lgan molekulalarning tartibsiz harakatini kontsentratsiya gradientiga teskari tarafga yo'naltirishga majbur etadi. Ya'ni, modda molekulalari kontsentratsiyasi ko'p tarafdin kam tarafga betartib harakatlarini davom etdiradilar.

Demak, diffuziya hodisasi ham molekulyar-kinetik nazariyaning asosi bo'lgan uzluksiz tartibsiz harakat mavjudligini isbotlaydi.

**Shtern tajribasi** – gaz molekulalarining issiqlik harakati tezliklari bo'yicha taqsimlanishni isbotlaydi.

Shtern o'z tajribasida, tirqishli  $A$  tsilindrning o'qi bo'ylab tarang tortilgan, kumush bilan qoplangan plastinali simni oladi (*182 - rasm*). Plastinali simdan tok o'tganda yuqori temperaturagacha qizib, kumush molekulalarini bug'lantiradi. Simdan uchib chiqayotgan kumush molekulalari asosan  $A$  tsilindrning ichki sirtida ushlanib qoladi. Faqat bu sirtidagi perpendikulyar tirqishga to'g'ri keluvchi molekulalargina undan chiqib,  $B$  tsilindr sirtining  $M$  nuqtasida yig'ilib, qatlam hosil qiladi. Bu qatlamning ko'ndalang kesimi *178b - rasmda* ko'rsatilgan. Bu qatlam qancha ingichga bo'lsa, molekulalar harakat tezliklarini shuncha aniq o'lchash mumkinligi aniqlangan.

Butun qurilma  $O$  o'q atrofida  $\omega$  burchak tezlik bilan harakatga keltirilganda, kumush iz  $B$  tsilindr sirtining  $K$  nuqtasi atrofida hosil bo'ladi,



182 – rasm. Shtern qurilmasining ko'rinishi

chunki  $t$  vaqt ichida molekularlar  $r$  – masofani bosib o'tguncha sirtning nuqtalari  $\ell = KM$  masofaga siljishga ulguradi.

Kumush molekularining  $v$  tezligini quyidagi yo'l bilan topish mumkin. Molekulalarning  $0$  o'qdagi  $r$  radiusli  $B$  tsilindr sirtiga kelishdagi harakat vaqti

$$t = \frac{r}{v}, \quad (103.1)$$

ga teng bo'ladi. Ikkinchidan, bu vaqtni  $B$  sirdagi  $\ell$  yoy nuqtalarining  $\omega r$  chiziqli tezligiga bo'lish orqali topish mumkin

$$t = \frac{\ell}{\omega r}, \quad (103.2)$$

(42.1)- va (42.2)- ifodalarning o'ng tomonlarini tenglashtirsak,

$$v = \frac{\omega r^2}{\ell}, \quad (103.3)$$

ga ega bo'lamiz. bu tajribada burchak tezlik  $\omega$  va tashqi tsilindr radiusi  $r$  o'zgarmas kattaliklardir, shuning uchun kumush molekularining katta tezligiga  $\ell$  yoyning kichik nuqtalari to'g'ri keladi.  $\ell$  yoy bo'yicha kumush

molekulalarining hosil qilgan qatlamining ko'ndalang kesimi 182v - rasmda keltirilgan. Qatlam qalinligining o'zgarishi berilgan temperaturada molekulalarning tartibsiz harakat tezliklari bo'yicha taqsimlanishini ko'rsatadi. Molekulalarning ko'pchiligi o'rtacha tezlikka yaqin tezlik bilan harakatlanishi kuzatiladi.

## **104 - §. Termodinamik muvozanatda bo'lmagan tizimlarda ko'chish hodisalari**

Termodinamik muvozanatda bo'lmagan tizimlarda ko'chish hodisalari deb ataladigan, alohida qaytmas jarayonlar sodir bo'ladi va bu jarayonlarda energiya, massa va impulslarning fazoviy ko'chishi kuzatiladi.

Ko'chish hodisalariga *issiqlik o'tkazuvchanligi* (energiyani ko'chishi), *diffuziya* (massa ko'chishi) va *ichki ishqalanish* hodisalari (impulsni ko'chishi) kiradi.

### **1. Issiqlik o'tkazuvchanligi**

Agar, gazning bir qismida molekulalarning o'rtacha kinetik energiyasi boshqa qismiga qaraganda kattaroq bo'lsa, natijada, vaqt o'tishi bilan molekulalarning doimiy to'qnashishlari sababli, ularning o'rtacha kinetik energiyalari fazo bo'yicha tenglasha boradi, boshqacha qilib aytganda, fazo bo'yicha temperatura tenglasha boradi.

Energiyaning issiqlik ko'rinishida ko'chishi Fur'e qonuniga bo'ysunadi:

$$j_E = -\lambda \frac{dT}{dx}, \quad (104.1)$$

bu yerda  $j_E$  – birlik vaqtda, birlik yuzadan issiqlik ko'rinishida ko'chadigan, energiya bilan aniqlanadigan issiqlik oqimining zichligidir,  $\lambda$  – issiqlik o'tkazuvchanligi,  $\frac{dT}{dx}$  – yuza normal yo'nalishida birlik dx uzunlikka to'g'ri kelgan temperatura o'zgarishiga teng bo'lgan temperatura gradientidir. Minus ishora issiqlik o'tkazuvchanlik jarayonida, temperatura past bo'lgan yo'nalishda energiya ko'chishini ko'rsatadi. Issiqlik o'tkazuvchanligi  $\lambda$  - temperatura gradienti birga teng bo'lganda issiqlik oqimi zichligiga teng bo'lgan kattaligidir:

$$\lambda = \frac{1}{3} C_v \langle v \rangle \langle \ell \rangle , \quad (104.2)$$

bu yerda  $C_v$  – xajm o'zgarimas bo'lganda, gazning solishtirma issiqlik sig'imini ifodalaydi (ya'ni, hajm o'zgarimaganda 1 kg gazni 1 K ga isitish uchun zarur bo'lgan issiqlik miqdoridir),  $\langle v \rangle$  – molekularlar issiqlik harakatining o'rtacha tezligi,  $\langle \ell \rangle$  – o'rtacha erkin yugurish yo'li.

## 2. Diffuziya

Ikkita tutashgan gaz, suyuqlik va qattiq jismlarda zarrachalarning betartib harakati tufayli ichkariga kirish va aralashish jarayoniga - *diffuziya hodisasi* deb ataladi. Bu hodisada zarrachalarning massalari o'zaro almashib turishi zichlik gradienti saqlanguncha davom etadi.

Molekulyar kinetik nazariya yaratila boshlanganda diffuziya hodisasini tushuntirishda anglashilmovchiliklarga duch kelindi. Molekulalarning issiqlik harakati tezligi katta bo'lishiga qaramay, diffuziya hodisalari juda sekin sodir bo'lishi kuzatildi.

Masalan, eshik oldiga hidli gaz bilan to'ldirilgan idish yaqinlashtirilsa, hidli molekularlar o'zaro to'qnashishi sababli, juda kichik erkin yugurish yo'liga ega bo'ladilar, ya'ni, deyarli o'z joyida turgandek bo'ladi. Ximiyaviy bir jinsli gaz uchun diffuziya hodisasi Fik qonuniga bo'ysunadi:

$$j_m = -D \frac{d\rho}{dx} , \quad (104.3)$$

bu yerda  $j_m$  – birlik vaqt ichida birlik yuza orqali diffuziya jarayonida o'tadigan, miqdor jihatdan moddalar massasiga teng bo'lgan massa oqimining zichligidir,  $D$  – diffuziya koeffitsientidir,  $\frac{d\rho}{dx}$  – yuza normali yo'nalishida birlik uzunlikdagi zichlik o'zgarishi tezligiga teng bo'lgan zichlik gradientidir. Minus ishora, massa ko'chishining zichlik kamayishi yo'nalishida sodir bo'lishini ko'rsatadi.

Diffuziya koeffitsienti  $D$  zichlik gradienti birga teng bo'lganda miqdor jihatdan massa oqimi zichligiga tengdir.

Gazlarning molekulyar kinetik nazariyasiga binoan diffuziya koeffitsienti quyidagiga tengdir:

$$D = \frac{1}{3} \langle v \rangle \langle \ell \rangle , \quad (104.4)$$

### 3. Ichki ishqalanish

Har xil tezliklarda harakatlanayotgan, parallel qatlamli gaz, suyuqliklar orasida ichki ishqalanish hosil bo'lish mexanizmi tartibsiz issiqlik harakati tufayli qatlamlarni molekulalar bilan o'zaro almashuviga bog'liqdir. Natijada tezroq harakatlanayotgan qatlam impulsi kamayadi, sekin harakatlanayotgan qatlam impulsi oshadi va qatlamlarning harakat jadalligi o'zgaradi.

Qo'shni qatlamlarning o'zaro ta'siri Nyutonning II qonuniga asosan, birlik vaqt ichida bir qatlam ikkinchisiga ta'sir qiluvchi kuch moduliga teng impuls uzatadi.

$$F = -\eta \left| \frac{dv}{dx} \right| S \quad j_p = \frac{F}{S}$$

yoki

$$j_p = -\eta \frac{dv}{dx} , \quad (104.5)$$

bu yerda  $j_p - x$  o'qining musbat yo'nalishida birlik vaqt oraligida ko'chgan to'la impulsiga teng bo'lgan impuls oqimi zichligidir,  $\frac{dv}{dx}$  – tezlik gradienti. Minus ishora, impuls ko'chishi tezlik kamayishi yo'nalishida sodir bo'lishini ko'rsatadi,  $\eta$  - ishqalanish koeffitsienti miqdor jihatidan quyidagiga tengdir:

$$\eta = \frac{1}{3} \rho \langle v \rangle \langle \ell \rangle , \quad (104.6)$$

Ko'chish hodisalarini ifodalovchi (104.2)-, (104.4)- va (104.6)- ifodalarni taqqoslasak, barcha ko'chish hodisalari bir-biriga o'xshash ekanligi ko'rinib turibdi.

$$\lambda = \frac{1}{3} C_v \rho \langle v \rangle \langle \ell \rangle , \quad (104.2)$$

$$D = \frac{1}{3} \langle v \rangle \langle \ell \rangle , \quad (104.4)$$

$$\eta = \frac{1}{3} \rho \langle v \rangle \langle l \rangle , \quad (104.6)$$

## 105 - §. Erkinlik darajasi bo'yicha energiya taqsimoti

Ichki energiya – termodinamik tizimning muhit tavsifidir va u mikrozarrachalarning tartibsiz harakati va ularning o'zaro ta'sir energiyalaridan iboratdir. Demak, tizimning o'zini mexanik harakati va tashqi maydon ta'siridagi potentsial energiyasi ichki energiyaga taalluqli emas.

Ichki energiya – tizim termodinamik holatining aniq funksiyasidir, ya'ni har bir holatda tizim aniq ichki energiya

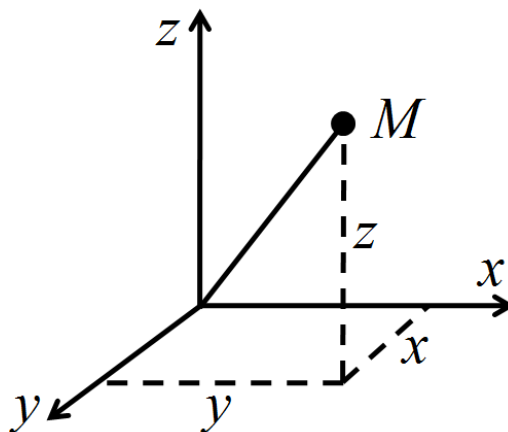
qiymatiga ega bo'ladi. Tizim bir holatdan ikkinchi holatga o'tganda ichki energiyaning o'zgarishi faqat shu termodinamik holatlar ichki energiyalarining farqi bilan belgilanadi va o'tish yo'liga bog'liq emas.

Ayrim masalalarda, bir atomli gazning molekulasini moddiy nuqta deb qarasaq, ilgarilanma harakat uchta erkinlik darajasiga ega bo'lishi mumkin. Bu vaqtda aylanma harakat energiyasini hisobga olmasa ham bo'ladi.

Mexanik tizimning erkinlik darajasi soni tizim holatini belgilovchi, bir-biriga bog'liq bo'lmagan kattaliklar soni bilan aniqlanadi.

Masalan, moddiy nuqtaning fazodagi holati uning uchta  $x$ ,  $y$ ,  $z$  koordinatalari qiymatlari bilan aniqlanadi (*183 - rasm*).

Shu sababli, moddiy nuqta uchta erkinlik darajasiga ega bo'ladi. Absolyut qattiq jismning holati inertsiya markazining uchta  $x$ ,  $y$ ,  $z$  koordinatalari, jismning o'qlari yo'nalishlari bilan bog'langan  $\theta$ ,  $\varphi$  va  $\psi$  burchaklari bilan aniqlanadi (*184 - rasm*).

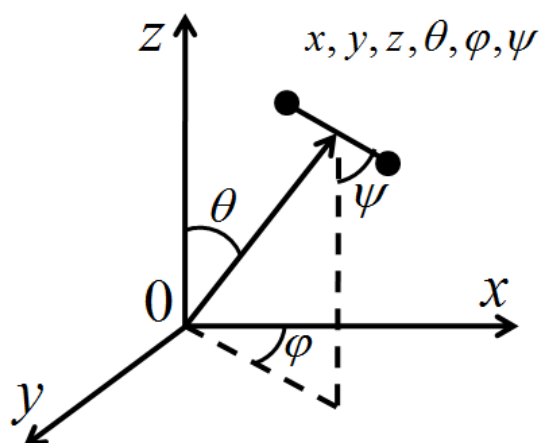




### 183 – rasm. Moddiy nuqtaning fazodagi erkinlik darajasi

Shunday qilib, absolyut qattiq jism 6 ta erkinlik darajasiga ega bo'ladi. Molekulaning erkinlik darajasi nechta bo'lishiga qaramay, uning uchtasi ilgariharakatga tegishlidir. Ilgariharakat erkinlik darajalaridan hech qaysisi bir-biridan ustun bo'lmaganligi uchun, ularning har biriga bir xil miqdorda energiya to'g'ri keladi.

Molekulaning kinetik energiyasi  $3/2 kT$  bo'lganligi uchun, har bir erkinlik darajasiga  $1/2 kT$  ilgariharakat energiyasi to'g'ri keladi.



### 184 – rasm. Absolyut qattiq jismning erkinlik darajasi

Demak, harakatning hech bir turi boshqa turidan muhim bo'lmaganligi uchun, ularga o'rtacha bir xil energiya to'g'ri keladi va energiyaning erkinlik darajalari holatini belgilaydi:

$$\bar{\varepsilon} = \frac{i}{2} kT$$

## 106 - §. Termodinamikaning birinchi qonuni

Mexanik energiyasi o'zgarmas, ichki energiyasi o'zgarishi mumkin bo'lgan termodinamik tizimni ko'rib chiqamiz. Tizimning ichki energiyasi har xil jarayonlar natijasida o'zgarishi mumkin, masalan, tizimga issiqlik miqdori uzatilganda yoki tizimga nisbatan ish bajarilganda o'zgarishi mumkin.

Tsilindr porsheni ichkariga siljirilganda unda turgan gaz siqiladi, natijada gazning temperaturasi oshadi, boshqacha qilib aytganda, gazning ichki energiyasi o'zgaradi.

Gazning temperaturasi va ichki energiyasini unga tashqi jismlar orqali issiqlik miqdori uzatish hisobiga ham oshirish mumkin. Boshqa hollarda esa mexanik harakat energiyasi issiqlik harakati energiyasiga aylanishi va aksincha sodir bo'lishi mumkin.

Kuzatishlarning natijalariga ko'ra, termodinamik jarayonlarda energiyaning bir turdan ikkinchi turga o'tishi va energiyaning saqlanishi kuzatiladi. Ana shu qonun – *termodinamikaning birinchi qonuni* deb ataladi.

Misol uchun  $U_1$  ichki energiyaga ega bo'lgan qandaydir tizimga qo'shimcha issiqlik miqdori berilgan bo'lsin. U holda tizim yangi termodinamik holatga o'tib,  $U_2$  ichki energiyaga ega bo'ladi, tashqi kuchlarga qarshi  $A$  ishni bajaradi.

Tizimga uzatilgan issiqlik miqdori va tashqi kuchlarga qarshi bajarilgan ish musbat deb hisoblanadi. Tajribalardan kuzatilishicha, energiyaning saqlanish qonuniga asosan, tizim istalgan usulda bir holatdan ikkinchi holatga o'tganda uning ichki energiyasi quyidagicha o'zgaradi:

$$\Delta U = U_2 - U_1$$

va u tashqaridan uzatilgan issiqlik miqdori  $Q$  va tashqi kuchlarga qarshi bajarilgan ish  $A$  farqiga teng bo'ladi

$$\Delta U = Q - A \text{ yoki } Q = \Delta U + A, \quad (106.1)$$

bu ifoda termodinamikaning birinchi qonunini ifodalaydi.

Tizimga uzatilgan issiqlik miqdori ichki energiyaning o'zgarishiga va tashqi kuchlarga qarshi bajarilgan ishlarga sarf bo'ladi. (45.1) - ifodaning differentsial ko'rinishi quyidagicha bo'ladi:

$$dQ = dU + dA \text{ yoki } \delta Q = dU + \delta A, \quad (106.2)$$

Agarda, tizimning bir holatdan ikkinchi holatga o'tishi davriy bo'lsa, u asl holatiga qaytgan vaqtda tizim ichki energiyasining o'zgarishi nolga teng bo'ladi:

$$\Delta U = 0$$

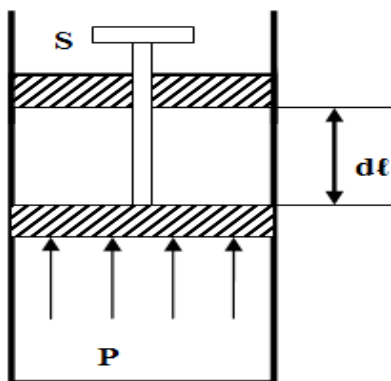
U holda, termodinamikaning birinchi qonuniga asosan, bajarilgan ish tizimga uzatilgan issiqlik miqdoriga teng bo'ladi

$$A = Q, \quad (106.3)$$

Demak, davriy o'zgaruvchi mashina tashqaridan uzatilgan issiqlik miqdoridan ortiq ish bajarishi mumkin emas.

### 107 - §. Gazning bajargan ishi

Gazning hajmi o'zarganda, uning tashqi kuchlarga qarshi bajargan ishini ko'rib chiqamiz.

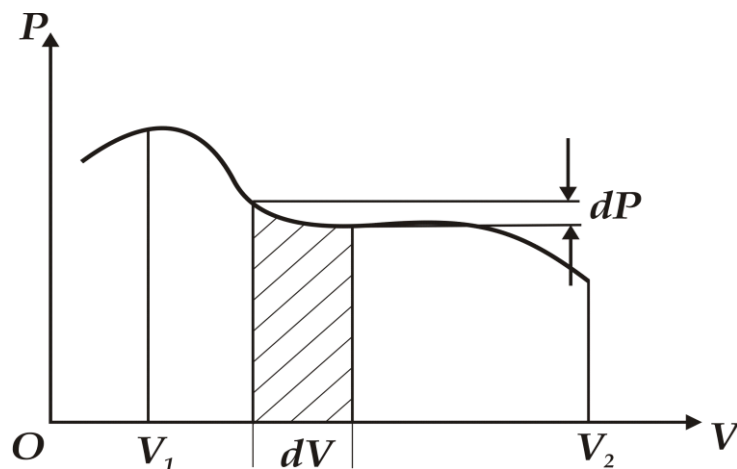


185 – rasm. Porshen ostidagi gaz hajmining o'zgarishi

Tsilindr idish ichidagi, porshen ostidagi gaz (185 - rasm) kengayganda porshenni kichik  $dl$  masofaga suradi va gaz tashqi kuchlarga qarshi ish bajaradi:

$$\delta A = F \cdot dl = P \cdot S \cdot dl = PdV, \quad (107.1)$$

bu yerda  $S$  – porshen yuzasi,  $Sdl$  – gaz hajmining o'zgarishi. Hajmi  $V_1$  dan



186 – rasm. Gaz bosimining ixtiyoriy o'zgarishidagi bajarilgan ish grafigi

$V_2$  qiymatga o'zgaranda bajarilgan to'la ishni (46.1) - ifodani integrallash

orqali topamiz : 
$$A = \int_{V_1}^{V_2} P dV$$

Integrallash natijasi gaz bosimi va hajmining bir-biriga bog'liqligi bilan belgilanadi va  $P(V)$  ga bog'liq bo'lgan egri chiziq ostidagi yuzaga teng bo'ladi (*186 - rasm*).

Gaz hajmi  $dV$  qiymatga oshganda, gazning bajargan ishi  $PdV$  ga teng bo'ladi, ya'ni rasmda shtrixlangan yuza qiymatiga teng bo'ladi.

### 108 - §. Issiqlik sig'imi

Moddaning solishtirma issiqlik sig'imi 1 kg moddani  $1^{\circ}$  ga isitishga sarf bo'lgan issiqlik miqdoriga teng fizik kattalik bilan o'lchanadi:

$$C = \frac{dQ}{mdT} , \quad (108.1)$$

Solishtirma issiqlik sig'imi birligi  $J/kg.grad.$  ga teng.

Molyar issiqlik sig'imi 1 mol moddani  $1^{\circ}$  ga isitishga sarf bo'lgan issiqlik miqdoriga teng bo'lgan kattalikka aytiladi:

$$C_{\mu} = \frac{\mu dQ}{m dT} = \frac{dQ}{VdT} , \quad (108.2)$$

Solishtirma issiqlik sig'imi molyar issiqlik sig'imi bilan quyidagicha bog'langan:

$$C_{\mu} = \mu C , \quad (108.3)$$

Issiqlik sig'imini moddaning xarakteristikasi deb hisoblab bo'lmaydi, chunki hajm yoki bosim o'zgaras bo'lganda moddaning isish jarayonida uning issiqlik sig'imi har xil bo'lishi mumkin. Quyida har xil izojarayonlarda issiqlik sig'imi qanday bo'lishini qarab chiqamiz. Moddaning issiqlik sig'imi termodinamik jarayon xarakteriga bog'liq va turli jarayonlarda har xildir.

## 109 - §. Termodinamika birinchi qonunining turli izojarayonlarga tadbiqu

### 1. Izoxorik jarayon ( $V = const$ )

Bu jarayon hajm o'zgarmas bo'lganda sodir bo'ladi, shuning uchun  $dV = 0$ . Gaz tashqi kuchlarga qarshi ish bajarmaydi, ya'ni

$$dA = PdV = 0, \quad (109.1)$$

Izoxorik jarayon, devorlari qalin, o'zgarmas hajmga ega bo'lgan idishdagi gazni isitish yoki sovutishda sodir bo'ladi. Termodinamikaning birinchi qonuniga asosan, izoxorik jarayonda gazga uzatilgan issiqlik miqdorining hammasi gazning ichki energiyasini ortishiga sarf bo'ladi:

$$dQ = dU, \quad (109.2)$$

Bu jarayonda solishtirma issiqlik sig'imi  $S_v$  ichki energiya bilan quyidagicha bog'langandir:

$$dU = C_v dT, \quad (109.3)$$

Istalgan massali gaz uchun esa:

$$dU = \frac{m}{\mu} C_v dT, \quad (109.4)$$

### 2. Izobarik jarayon ( $p = const$ )

Izobarik jarayon bosim o'zgarmas bo'lganda sodir bo'ladi. Porshen erkin harakatlanadigan tsilindr ichidagi gazni isitish yoki sovutishda izobarik jarayon sodir bo'ladi.

Izobarik jarayonda solishtirma issiqlik sig'imini  $C_p$  deb belgilasak, u holda,

$$dQ = C_p dT$$

Istalgan massali gaz (kilo mol modda miqdori) uchun quyidagiga ega bo'lamiz

$$dQ = \frac{m}{\mu} C_p dT, \quad (109.5)$$

Birlik massaga teng bo'lgan gaz hajmi  $V_1$  dan  $V_2$  ga o'zgarganda, bajarilgan ish quyidagiga teng bo'ladi:

$$A = \int_{V_1}^{V_2} P dV = P(V_2 - V_1), \quad (109.6)$$

Izobarik jarayonga termodinamikaning birinchi qonunini qo'llasak

$$C_p dT = dU + dA$$

$$C_p dT = dU + P dV, \quad (109.7)$$

Bu ifodaning ikki tarafini  $dT$  ga bo'lsak

$$C_p = \frac{dU}{dT} + P \frac{dV}{dT}, \quad (109.8)$$

$$C_p = C_v + P \left( \frac{dV}{dT} \right), \quad (109.9)$$

Agar  $V = \frac{RT}{P}$  bo'lsa,

$$\frac{dV}{dT} = \frac{R}{P}$$

ga teng bo'ladi. U holda

$$C_p = C_v + R, \quad (109.10)$$

Bu ifoda *Mayer tenglamasi* deb ataladi. Izobarik jarayonning issiqlik sig'imi izoxorik jarayon issiqlik sig'imidan gaz doimiysi qiymatiga kattadir, chunki izobarik jarayonda, bosim o'zgaras bo'lgani uchun gazning kengayishi qo'shimcha issiqlik miqdori talab qilinadi.

### 3. Izotermik jarayon ( $T = const$ )

Izotermik jarayon tenglamasi Boyl - Mariott qonunidan iborat:

$$PV = const , \quad (109.11)$$

Izotermik jarayonida bajarilgan ishni aniqlaymiz:

$$A = \int_{V_1}^{V_2} PdV = \int_{V_1}^{V_2} RT \frac{dV}{V} = RT \ln \frac{V_2}{V_1} = RT \ln \frac{P_1}{P_2} , \quad (109.12)$$

Izotermik jarayonda termodinamikaning birinchi qonuni quyidagicha ifodalanadi:

$$dQ = dA$$

$T = const$  bo'lganda, ideal gazning ichki energiyasi o'zgarmaydi, shuning uchun

$$dU = dQ = C_V dT = 0$$

Gazga uzatilgan issiqlik miqdorining barchasi tashqi kuchlarga qarshi bajarilgan ishga sarflanadi

$$Q = A = RT \ln \frac{P_1}{P_2} = RT \ln \frac{V_2}{V_1} , \quad (109.13)$$

Gazning hajmi kengayganda temperatura pasaymasligi uchun, izotermik jarayon vaqtida tashqi bajargan ishga ekvivalent issiqlik miqdori uzatib turilishi kerak.

### 4. Adiabatik jarayon

Tashqi muhit bilan issiqlik almashmaydigan jarayon adiabatik jarayon deb ataladi.

Adiabatik jarayonda ideal gaz parametrlarini o'zaro bog'laydigan tenglamani topishga harakat qilamiz. Termodinamikaning birinchi qonunidagi

$$dQ = dU + PdV$$

ideal gaz ichki energiyasi o'zgarishini izoxorik issiqlik sig'imi orqali ifodalaymiz:

$$dQ = C_V dT + PdV, \quad (109.14)$$

adiabatik jarayon uchun  $dQ = 0$ , u holda

$$C_V dT + PdV = 0, \quad (109.15)$$

Ideal gaz holat tenglamasiga ko'ra  $P = \frac{RT}{V}$  ga teng, shuning uchun

$$C_V dT + RT \frac{dV}{V} = 0$$

yoki

$$\frac{dT}{T} + \frac{R}{C_V} \frac{dV}{V} = 0, \quad (109.16)$$

$$d\left(\ln T + \frac{R}{C_V} \ln V\right) = 0, \quad (109.17)$$

Natijada, adiabatik jarayon uchun quyidagi ifodaga ega bo'lamiz:

$$\ln T + \frac{R}{C_V} \ln V = \text{const}, \quad (109.18)$$

Ideal gaz uchun  $C_P = C_V + R$ ,  $C_P - C_V = R$  yoki  $\frac{C_P}{C_V} - 1 = \frac{R}{C_V}$ .

Agar  $\frac{C_P}{C_V}$  nisbatni  $\gamma$  - bilan belgilasak, (109.18) – ifoda quyidagi ko'rinishni oladi:

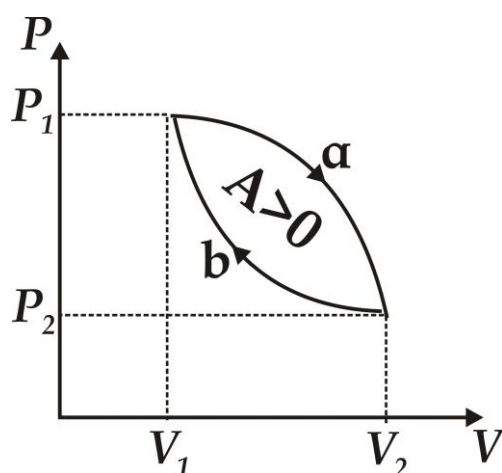
$$\ln T + (\gamma - 1) \ln V = \text{const}$$



bundan  $TV^{\gamma-1} = const$ , yoki  $PV^{\gamma} = const$  adiabat tenglamalariga ega bo'lamiz. Bu tenglamalar *Puasson tenglamalari*,  $\frac{C_p}{C_v} = \gamma$  nisbat esa *Puasson koeffitsienti* yoki *adiabata ko'rsatkichi* deb ataladi.

## 110 - §. Qaytar va qaytmas jarayonlar

Tizim bir qator termodinamik holatlardan o'tib, o'zining boshlang'ich holatiga qaytadigan jarayon *aylanma jarayon* deb ataladi. Jarayonlar diagrammasida tsikl yopiq egri chiziq bilan tasvirlanadi (*187 - rasm*).



*187 – rasm. Termodinamik holatning to'g'ri tsikli o'zgarishi*

Ideal gaz bajarigan tsiklni, kengayish jarayoni (1 - a - 2) va siqilish (2 - b - 1) jarayonlariga ajratish mumkin. Gaz kengayishi jarayonida bajarilgan ish ( $\int_{V_1}^{V_2} P dV$ ) yuza bilan aniqlanadi va musbat deb hisoblanadi.

Gaz siqilishida bajarilgan ish ( $\int_{V_2}^{V_1} P dV$ ) yuza bilan aniqlanadi va manfiy deb hisoblanadi. Natijada tsikl bo'yicha gazning bajarilgan ishi ( $\int_{1-2} P dV$ ) yuza bilan aniqlanadi.

Tsiklda musbat ish bajarilsa

$$A = \oint P dV > 0 ,$$

u jarayon *to'g'ri tsikl* deb ataladi.

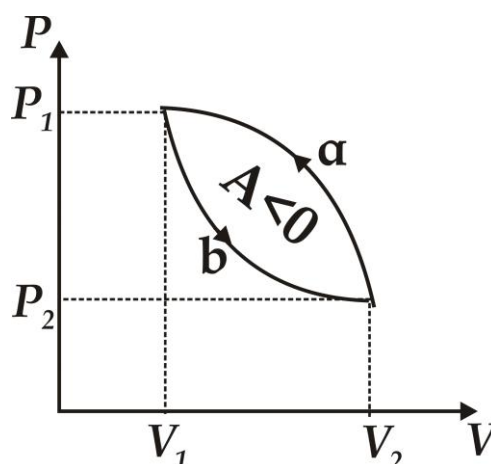
Agarda tsiklda bajarilgan ish manfiy bo'lsa

$$A = \oint PdV < 0$$

u jarayon *teskari tsikl* deb ataladi (188 - rasm).

To'g'ri tsikl davriy ishlaydigan mashinalar, issiqlik dvigatellarida qo'llaniladi. Bu mashinalar tashqaridan uzatilgan issiqlik miqdori hisobiga ish bajaradi.

Teskari tsikl sovutish qurilmalarida ishlatiladi. Sovutish mashinalarida davriy tsikl davomida tashqi kuchlar bajargan ishi hisobiga tizimning issiqlikligi temperatura yuqori bo'lgan jismga uzatiladi.



188 – rasm. Termodinamik jarayonning teskari tsikli o'zgarishi

Issiqlik dvigatelining ishlash printsipti quyidagi rasmda keltirilgan (189 - rasm). Temperaturasi yuqori bo'lgan «*isitgich*» deb ataluvchi termostatdan ( $T_1$ ) tsikl davomida issiqlik mashinasi  $Q_1$  issiqlik miqdori oladi va temperaturasi past bo'lgan termostatga ( $T_2$ )  $Q_2$  issiqlik miqdorini uzatadi.



189 – rasm. Issiqlik mashinasining tuzilishi

Tsikl davomida bajarilgan ish

$$A = Q_1 - Q_2 > 0$$

dan iborat. Issiqlik dvigatelining foydali ish koeffitsienti  $\eta = 1$  bo'lishi uchun  $Q_2 = 0$  shart bajarilishi kerak. Ammo bu shart real sharoitlarda bajarilmaydi. Shu sababli, Karno issiqlik dvigateli ishlash uchun kamida ikkita, temperaturalari farqli bo'lgan issiqlik manbalari mavjud bo'lishi kerak, deb ta'kidlaydi.

Issiqlik dvigatellaridagi jarayonga teskari bo'lgan jarayon sovutgich mashinalarida ishlatiladi, uning ishlash printsipi 190 - rasmda keltirilgan.



*190 – rasm. Sovutgich mashinasining tuzilishi*

Termodinamik tizim tsikl davomida temperaturasi past bo'lgan termostatdan ( $T_2$ )  $Q_2$  issiqlik miqdori oladi va temperaturasi yuqori bo'lgan termostatga ( $T_1$ )  $Q_1$  issiqlik miqdorini uzatadi.

$$Q = A = Q_2 - Q_1 < 0$$

shuning uchun bajarilgan ish manfiy hisoblanadi

$$A = P \oint dV < 0 ,$$

$$Q_1 - Q_2 = -A \quad \text{yoki} \quad Q_1 = Q_2 + A$$

Temperaturasi yuqori bo'lgan termostatga ( $T_1$ ) berilgan  $Q_1$  issiqlik miqdori temperaturasi past bo'lgan termostaddan ( $T_2$ ) olingan  $Q_2$  issiqlik miqdoridan tizim ustidan tashqi kuchlar bajarilgan  $A$  ish qiymatiga kattadir.

Tizim aylanma jarayon natijasida o'zining boshlang'ich holatiga qaytadi va tizimning ichki energiyasi o'zgarmaydi

$$dU = 0 \quad , \quad Q = A \quad , \quad (110.1)$$

Odatda, aylanma jarayon vaqtida tizim tashqaridan issiqlik miqdorini olishi va unga uzatishi mumkin, shuning uchun

$$Q = Q_1 - Q_2$$

bu yerda  $Q_1$  – tizimning olgan issiqlik miqdori,  $Q_2$  – tashqariga uzatgan issiqlik miqdori. Shu sababli, aylanma jarayon uchun foydali ish koeffitsienti quyidagicha aniqlanadi:

$$\eta = \frac{A}{Q_1} = \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1} = 1 - \frac{Q_2}{Q_1} \quad , \quad (110.2)$$

Termodinamik jarayon agarda, avval to'g'ri tsiklda va keyin teskari tsiklda sodir bo'lsa, u o'z holatiga *qaytuvchi jarayon* deb hisoblanadi.

Chunki bu holda atrof - muhit va qaralayotgan tizimda ortiqcha o'zgarishlar sodir bo'lmaydi.

Shu sharoitga ega bo'lmagan barcha jarayonlar *qaytmas jarayonlar* deb hisoblanadi.

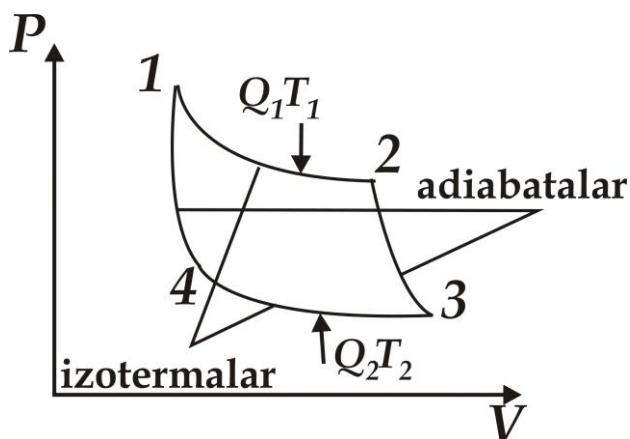
Istalgan muvozanatdagi jarayon qaytar jarayondir, chunki tizimda sodir bo'ladigan muvozanatli jarayon uchun u to'g'ri yoki teskari yo'nalishda o'tishi muhim emas.

## **111 - §. Karno tsikli, ideal issiqlik mashinasining foydali ish koeffitsienti**

Karno tsikli, bir-biriga bog'liq navbatma-navbat sodir bo'ladigan ikkita izotermik va ikkita adiabatik jarayonlardan iboratdir (*191 - rasm*).

Rasmda Karnoning qaytar tsikli tasvirlangan, bu yerda ishchi modda ideal gazdan iborat. Bu jarayon uchun foydali ish koeffitsientini hisoblab ko'ramiz.

Izotermik kengayish va siqilish (1 - 2) va (3 - 4) egri chiziqlar bilan, adiabatik kengayish va siqilish jarayonlari (2 - 3) va (4 - 1) egri chiziqlar bilan tasvirlangan.



191 – rasm. Karno tsikli

Izotermik jarayonda ichki energiya o'zgarmaydi.

$$U = const$$

Shuning uchun gazning isitgichdan olgan issiqlik miqdori  $Q_1$  gazning kengayish ishiga  $A_{12}$  ga tengdir:

$$A_{12} = RT_1 \ln \frac{V_2}{V_1} = Q_1, \quad (111.1)$$

(2 - 3) adiabatik kengayishda, atrof - muhit bilan issiqlik almashuvchi jism yo'q, shuning uchun gazning kengayishida bajarilgan ish  $A_{23}$  ichki energiyaning o'zgarishi hisobiga bajariladi:

$$A_{23} = -C_x (T_2 - T_1)$$

Izotermik siqilishda sovutgichga gazning bergan issiqlik miqdori  $Q_2$  siqilishdagi bajarilgan ish  $A_{34}$  ga teng bo'ladi:

$$A_{34} = RT_2 \ln \frac{V_4}{V_3} = -Q_2, \quad (111.2)$$

Adiabatik siqilishda bajarilgan ish  $A_{41}$  ga teng

$$A_{41} = -C_4(T_1 - T_2) = -A_{23}$$

Natijada aylanma jarayonda bajarilgan ish quyidagidan iborat bo'ladi:

$$A = A_{12} + A_{23} + A_{34} + A_{41} = Q_1 + Q_{23} - Q_2 - Q_{23}$$

$$A = Q_1 - Q_2$$

Karno tsiklida foydali ish koeffitsienti quyidagiga teng bo'ladi:

$$\eta = \frac{A}{Q_1} = \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1} = 1 - \frac{T_2}{T_1}, \quad (111.3)$$

Karno tsikli uchun foydali ish koeffitsienti isitgich va sovutgichlar temperaturalariga bog'liqdir. Foydali ish koeffitsientini oshirish uchun temperaturalar farqini oshirish zarur.

## 112-§. Entropiya. Termodinamikaning ikkinchi qonuni

Oldingi paragrafdagi qaytar va qaytmas jarayonlar uchun keltirilgan diagrammalardan 187 - rasmdagi ideal gaz bajargan ishning musbat turini ko'rib chiqamiz. Ishchi jism  $R_1$  bosim va  $T_1$  temperatura bilan tavsiflanadigan 1 - boshlang'ich holatdan, ketma - ket sodir bo'ladigan izotermik va adiabatik jarayonlar orqali 3-holatga o'tadi va  $T_2$  - sovutgich temperaturasi ega bo'ladi. Ishchi jismning holatini bunday o'zgarishi isitgichdan olingan  $Q_1$  issiqlik miqdori hisobiga amalga oshadi. Ishchi jismning 3 - holatdan 1 - boshlang'ich holatga qaytib o'tishi yana izotermik va adiabatik siqilish hisobiga amalga oshadi. Holatning bu o'zgarishida ajralib chiqqan  $Q_2$  issiqlik miqdori  $Q_1$  issiqlik miqdori qiymatidan kichikdir:

$$Q_2 < Q_1$$

Shunday qilib, ishchi jismning 1 - holatdan 3 - holatga va 3 – holatdan 1 – holatga o'tishdagi qaytar jarayonda ajralib chiqqan va yutilgan issiqlik bir xil miqdorda emas ekan. Buning sababi, 1 - holatdan 2 - holatga ikki xil yo'l bilan o'tilganidadir, ya'ni, 1 - holatdan 3 - holatga o'tish jarayoni katta bosim ostida kengayish, 3 - holatdan 1 - holatga o'tish jarayoni esa, kichik bosim ostida siqilishi hisobiga amalga oshganligidadir. Bundan juda muhim xulosaga kelish mumkin: ishchi jismga uzatilgan yoki undan olingan issiqlik miqdori uning boshlang'ich yoki oxirgi holatiga bog'liq bo'lmay, holatlarni o'zgarish jarayonining ko'rinishiga bog'liqdir. Boshqacha qilib aytganda,  $Q$  issiqlik miqdori, ichki energiyaga o'xshash, jism holatining funksiyasi emas. Bu xulosa, termodinamikaning birinchi qonuni ifodasidan ham ko'rinib turibdi:

$$dQ = dU + dA$$

Jismning  $dA$  – bajargan ishi (yoki uning ustidan bajarilgan ish) uni qanday amalga oshirilganiga bog'liqdir.  $dU$  – ichki energiyaning o'zgarishi esa, holatning qanday o'zgarishiga bog'liq emas.

Jismga  $T_1$  temperaturali isitgichdan uzatilgan  $Q_1$  issiqlik miqdori,  $T_2$  temperaturali sovutgichga berilgan  $Q_2$  issiqlik miqdoriga teng emas, ammo bu issiqlik miqdorlarning holatlar temperaturalariga nisbatlari, miqdor jihatdan bir-birlariga tengdir:

$$\frac{Q_1}{T_1} = \frac{Q_2}{T_2} , \quad (112.1)$$

Bu  $\frac{Q}{T}$  - nisbatni ba'zan *keltirilgan (tartibga solingan) issiqlik miqdori* deb ataladi.

Jarayonning cheksiz kichik qismida jismga uzatilgan keltirilgan issiqlik miqdori  $\frac{\delta Q}{T}$  ga tengdir.

Istalgan qaytar aylanma jarayonlarda natijaviy keltirilgan issiqlik miqdori nolga tengdir:

$$\oint \frac{\delta Q}{T} = 0 , \quad (112.2)$$

Bu yopiq konturdan olingan integralning nolga teng bo'lishi, integral ostidagi  $\frac{\delta Q}{T}$  ifodani qandaydir funktsiyaning to'la diferentsiali ekanligini bildiradi

$$\frac{\delta Q}{T} = dS, \quad (112.3)$$

Bu yerda  $S$  – funktsiya *holat funktsiyasi* yoki *entropiya* deb ataladi.

(112.3) – ifodadan qaytar jarayonlar uchun entropiyaning o'zgarishi nolga tengdir:

$$\Delta S = 0, \quad (112.4)$$

Termodinamikada, qaytmas jarayonlarni vujudga keltiruvchi tizimning entropiyasi ortishi isbotlangan:

$$\Delta S > 0, \quad (112.5)$$

(112.4)- va (112.5)- ifodalardan Klauzius tengsizligini keltirib chiqarish mumkin:

$$\Delta S \geq 0, \quad (112.6)$$

ya'ni, yopiq tizimlarning entropiyasi qaytar jarayonlarda o'zgarmasdan qolishi, qaytmas jarayonlarda esa ortishi mumkin.

Agarda tizim 1-holatdan 3-holatga muvozanatli o'tsa, (112.3)- ifodaga asosan entropiyaning o'zgarishi quyidagicha bo'ladi:

$$\Delta S_{1 \rightarrow 3} = S_3 - S_1 = \int_1^3 \frac{\delta Q}{T} = \int_1^3 \frac{dU + \delta A}{T}, \quad (112.7)$$

Bu yerda entropiya emas, balki entropiyalar farqi fizik ma'noga egadir. (112.7) - ifodaga asoslanib, ayrim jarayonlarda ideal gaz entropiyasining o'zgarishini kuzatamiz:

$$dU = \frac{m}{\mu} C_V dT, \quad \delta A = p dV = \frac{m}{\mu} R \frac{dV}{V}$$

bo'lgani uchun

$$\Delta S_{1 \rightarrow 3} = S_3 - S_1 = \frac{m}{\mu} C_V \int_{T_1}^{T_2} \frac{dT}{T} + \frac{m}{\mu} R \int_{V_1}^{V_2} \frac{dV}{V},$$



yoki

$$\Delta S_{1 \rightarrow 3} = S_3 - S_1 = \frac{m}{\mu} \left( C_V \ln \frac{T_2}{T_1} + R \ln \frac{V_2}{V_1} \right), \quad (112.8)$$

1 - holatdan 3 - holatga o'tishda, ideal gazning entropiyasi o'zgarishi  $\Delta S_{1 \rightarrow 3}$  o'tish jarayonining  $1 \rightarrow 3$  ko'rinishiga bog'liq emas. Chunki adiabatik jarayonda  $\delta Q = 0$  ga teng bo'ladi yoki  $\Delta S = 0$  ga teng bo'ladi yoki  $S = const$ . Izotermik jarayonda esa  $T_1 = T_2$ , shu sababli

$$\Delta S = \frac{m}{\mu} R \ln \frac{V_2}{V_1}$$

Izoxorik jarayonda esa  $V_1 = V_2$ .

$$\Delta S = \frac{m}{\mu} C_V \ln \frac{T_2}{T_1}$$

bo'ladi.

Statistik fizikada entropiya tizim holatining termodinamik ehtimolligi bilan bog'lanadi va juda chuqur ma'noga ega bo'ladi.

Tizim holatining *termodinamik ehtimolligi* – makroskopik tizim holati qanday usul bilan hosil qilinganligini bildiradi yoki berilgan makroholat nechta mikroholatlardan iborat ekanligini bildiradi.

Boltsman ta'rifi bo'yicha, tizimning  $S$  entropiyasi va termodinamik ehtimolligi quyidagicha bog'langandir

$$S = k \ln w, \quad (112.9)$$

bu yerda  $k$  – Boltsman doimiysi. Demak, entropiya termodinamik tizim holati ehtimolligining ko'rsatkichidir yoki entropiya tizim tartibsizligi darajasining o'lchovidir. Haqiqatda, tizim holatini belgilovchi mumkin bo'lgan holatlar soni qancha ko'p bo'lsa, tizimning tartibsizlik darajasi yoki entropiyasi shuncha katta bo'ladi. Shu sababli, qaytmas jarayonlarda tizimning entropiyasi doimo ortib boradi.

Termodinamikaning birinchi qonuni energiyaning saqlanishi va bir turdan ikkinchi turga aylanishi mumkinligini ifodalasa ham, termodinamik jarayonlarning kechish yo'nalishlarini ko'rsata olmaydi.

Masalan, elektr choynak orqali elektr energiyasini issiqlik energiyasiga aylantirib, ma'lum miqdordagi suvni qaynatish mumkin, ya'ni energiyani bir

turdan – elektr energiyasidan ikkinchi turga – issiqlik energiyasiga aylantirish mumkin. Ammo termodinamikaning birinchi qonuni, o'sha miqdordagi qaynagan suv issiqlik energiyasini elektr energiyasiga aylantirishni inkor etmasa ham, jarayon yo'nalishini ko'rsata olmaydi.

Shunday qilib, termodinamikaning birinchi qonuni termodinamik jarayonlar sodir bo'lishning ehtimollik darajasini mutlaqo ko'rsata olmaydi.

Termodinamikaning ikkinchi qonuni, tabiatda qanday jarayonlar mumkin, qaysilari mumkin emasligini – jarayonlarning o'zgarish yo'nalishlarini aniqlash orqali belgilab bera oladi.

Entropiya tushunchasi va Klauzius tengsizligi orqali termodinamikaning ikkinchi qonunini shunday ta'riflash mumkin: yopiq tizimlardagi istalgan qaytmas jarayonlarda tizim entropiyasi oshib boradi.

Ikkinchi tarafdan, ideal mashinaning foydali ish koeffitsienti

$$\eta = \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1} = \frac{T_1 - T_2}{T_1}$$

ga teng edi, ya'ni isitgich va sovutgichlar temperaturalari farqi qancha katta bo'lsa, foydali ish koeffitsienti ham shuncha katta bo'ladi. Istalgan foydali ish bajarilganda, tizimning qolgan energiyasi foydalanib bo'lmaydigan boshqa turdagi energiyalarga aylanadi. Boshqacha qilib aytganda, energiyaning ko'p qismi foydali ko'rinishga ega bo'lmaydi, sifatsiz ko'rinishga o'tadi. Shu sababli, entropiya doimo energiya sifatining buzilganlik darajasini bildiradi.

Termodinamikaning ikkinchi qonunini quyidagicha yana ta'riflash mumkin:

1-Kelvin ta'rifi: Isitgichdan olingan issiqlik miqdorini faqat shunga ekvivalent bo'lgan ishga aylantiruvchi aylanma jarayonlar bo'lishi mumkin emas;

2-Klauzius ta'rifi: Temperaturasi past bo'lgan jismga issiqlik beruvchi faqat yagona jarayondan iborat aylanma jarayon bo'lishi mumkin emas.

## **Nazorat savollari**

1. Ideal gaz nima? Uning parametrlari deganda nimani tushunasiz? Termodinamik jarayon nima? Ideal gazning holat tenglamasini yozing.
2. Molekulyar kinetik nazariyaning asosiy printsiplarini sanab o'ring. Uning asosiy tenglamasi qanday ko'rinishda ifodalanadi?

3. Molekulalarning tezliklar bo'yicha taqsimotini, molekulalarning o'rtacha, o'rtacha kvadrat va ehtimolligi eng katta bo'lgan tezliklari ifodalarini yozib bering.
4. Barometrik formulani keltirib chiqaring. Boltsman taqsimoti qanday kattaliklarni o'zaro bog'laydi? Maksvell - Boltsman qonunini yozib bering.
5. Molekulalarning issiqlik harakati energiyasi formulasini yozing. Erkinlik darajasini tushuntiring.
6. Termodinamikaning I qonunini, ta'rifi va ifodasini yozing. Issiqlik sig'imi nima?
7. Gazlarning bajargan ishi, ichki energiya ifodalarini yozing. Issiqlik sig'imi nima?
8. Turli izojarayonlarda bajarilgan ish, issiqlik sig'imi va termodinamikaning I qonunini tushuntiring.

## XI Bob. KLASSIK VA KVANT STATISTIKALARI

### 113 - §. Aynigan va aynimagan elektron gazlar

Istalgan qattiq jism ko'p sonli mikrozarachalardan iborat bo'lgan tizim yoki to'plamni tasavvur etadi. Bu tizimlarda o'ziga xos statistik qonuniyatlar namoyon bo'ladi va ularni statistik fizika yoki fizikaviy statistika o'rganadi.

Barcha mikrozarachalarni, to'plamda o'zini tutishiga qarab, ikki guruhga ajratish mumkin: *fermion* va *bozonlarga*.

Fermionlarga spinlari yarimga karrali:  $\frac{\hbar}{2}, \frac{3\hbar}{2}, \dots$ , bo'lgan elektronlar, protonlar va neytronlarga o'xshash zarrachalar kiradi.

Bozonlarga spinlari butun son:  $0, \hbar, 2\hbar, \dots$ , bo'lgan fotonlar, fononlar va boshqa zarrachalar kiradi.

To'plamda fermionlar «yakkalanishga» intilishlari yaqqol ko'rinib turadi. Agar, berilgan kvant holati fermion bilan band bo'lsa, u holda, Pauli printsipiga asosan shunga o'xshash hech qanday fermion shu kvant holatida bo'la olmaydi.

Bozonlar eca, aksincha to'planish xususiyatiga ega bo'lganligi uchun, bir energetik sathda cheklanmagan miqdorda joylashishlari mumkin.

Zarrachalarning o'ziga xosligi to'plam xususiyatiga ta'sir qilish mumkinligini ko'rib chiqamiz.

Mikrozarrachalarning o'ziga xosligi namoyon bo'lishi uchun ular bir-biri bilan tez-tez uchrashib turishlari lozim. Bu yerda, uchrashish deyilganda, ikkita zarrachaning xuddi o'sha kvant holatiga tushishi ko'zda tutiladi.

Faraz qilaylik,  $N$  ta bir xil zarrachalarga, alohida mikrozaracha joylashadigan  $G$  ta har xil kvant holatlar to'g'ri kelsin. Uchrashishlar chastotasi o'lchovi sifatida  $N/G$  nisbat xizmat qilsin. Agar, quyidagi shart bajarilsa:

$$\frac{N}{G} \ll 1, \quad (113.1)$$

mikrozarrachalar ahyon-ahyonda uchrashadi. Bu holda, har xil vakant holatlar soni mikrozarachalar sonidan juda kattadir:  $G \gg N$ .

Bunday sharoitlarda fermionlar va bozonlarning o'ziga xos xususiyatlari namoyon bo'la olmaydi, chunki har bir mikrozaracha ixtiyorida ancha turli holatlar bor va birdan-bir kvant holatni bir necha

zarrachalar egallash muammosi paydo bo'lmaydi. Shu sababli, to'plam xususiyati to'laligicha mikrozarrachalarning o'ziga xosligiga bog'liq emas.

Bunday to'plamlar *aynimagan*, (113.1) - shart esa, *aynimaslik sharti* deb ataladi.

Agarda  $G$  holatlar soni  $N$  zarrachalar soni bilan bir tartibda bo'lsa, ya'ni

$$\frac{N}{G} \approx 1, \quad (113.2)$$

shart bajarilsa, alohida holatni yakka tartibda yoki ko'plab mikrozarrachalar egallashi muhim ahamiyatga ega bo'la boshlaydi. Bu holda mikrozarrachalarning o'ziga xos xususiyatlari to'la namoyon bo'ladi va to'plam xususiyatiga ta'sir eta boshlaydi. Bunday to'plamlar *aynigan to'plamlar* deb ataladi. Aynimagan to'plam kvantomexanikaviy xususiyatlarga ega bo'lgan zarrachalardan ham hosil bo'lishi mumkin, chunki bu zarrachalar holatlari diskret o'zgaradi, uning oqibatida  $G$  mumkin bo'lgan holatlar soni cheklangan bo'ladi.

$G$  holatlar soni doimo cheksiz katta bo'lganda klassik zarrachalar holati parametrlari uluksiz o'zgarib turadi, uning oqibatida bunday to'plamlar doimo aynimagan to'plam bo'ladi.

Aynimagan to'plamlar xususiyatini o'rganadigan fizikaviy statistika *klassik statistika* yoki Maksvell-Boltsman statistikasi deb ataladi.

Aynigan to'plamlar xususiyatini o'rganadigan fizikaviy statistika *kvant statistikasi* deb ataladi.

Zarrachalarning o'ziga xos xususiyatlarini aynigan to'plam xususiyatiga ta'siri, fermionlar aynigan to'plami bilan bozonlar aynigan to'plami orasida sezilarli farqni keltirib chiqaradi. Shu sababli, ikkita kvant statistikasini farq qiladilar.

Fermionlar kvant statistikasini, E.Fermi va A.Dirak nomlari bilan bog'lab, *Fermi - Dirak statistikasi* deb atashadi.

Bozonlar kvant statistikasini Boze va A. Eynshteyn nomi bilan bog'lab, *Boze - Eynshteyn statistikasi* deb atashadi.

Kvant statistikasida faqat kvant zarrachalar to'plami bo'lishi zarur. Klassik statistikada esa, klassik va kvant zarrachalar qatnashishi mumkin. To'plamda zarrachalar soni kamaya borsa yoki holatlar soni ortib borsa aynigan to'plam ham aynimagan holatga o'tishi muqarrar. Bu holda fermionlar yoki bozonlar tabiatiga ega bo'lgan to'plam Maksvell-Boltsman statistikasi bilan ifodalanadi.

## 114 - §. Taqsimot funksiyalari

To'plam holatini belgilash uchun uning termodinamik parametrlarini ko'rsatish lozim. Zarrachalar holatini belgilash uchun ularning koordinatalari va impulslarining tashkil etuvchilarini keltirish lozim. Bu ikki kattaliklarning o'zaro bog'lanishini statistik taqsimot funksiyasi amalga oshiradi

$$N_{MB} \llcorner dE , \quad (114.1)$$

$N_{MB} \llcorner dE$  – holati  $\mu$  va  $T$  termodinamik parametrlar bilan ifodalanadigan tizimdagi,  $Ye$  dan  $Ye + dE$  gacha energetik oraliqdagi zarrachalar sonini belgilaydi. Bunday funktsiya *to'la statistik taqsimot funksiyasi* deb ataladi.

To'la taqsimot funksiyasini  $dE$  energetik oraliqqa to'g'ri keladigan  $g(E)dE$  holatlar sonini, bu holatlarni zarrachalar egallashi mumkin bo'lgan ehtimolikka ko'paytmasidan iborat, deb tasavvur etish mumkin:

$$N \llcorner dE = f \llcorner g \llcorner dE , \quad (114.2)$$

$f(E)$  – funktsiya *taqsimot funksiyasi* deb ataladi va u berilgan holatlarni zarrachalar egallashi ehtimolligini ifodalaydi. Masalan, 100 ta yonma-yon turgan energetik holatlarga 10 ta zarracha to'g'ri kelsa, ularni zarrachalar egallash ehtimolligi

$$f \llcorner = 0,1$$

ga teng bo'ladi. Har bir holatga o'rtacha 0,1 ta zarracha to'g'ri kelgani uchun,  $f(E)$  funktsiya shu holatda turgan zarrachalarning o'rtacha sonini ko'rsatadi.

## 115 - § Mikrozarrachalarning holatlari soni va zichligi

Klassik mexanikada zarracha holatini, uning uchta  $x, u, z$  koordinatalari va impulsining uchta tashkil etuvchilari  $(p_x, p_y, p_z)$  bilan belgilash mumkin.  $x, y, z, p_x, p_y, p_z$  koordinata o'qlariga ega bo'lgan olti o'lchamli fazoni tasavvur qilamiz. Bu fazoda zarrachaning har bir

momentdagi holati  $(x, y, z, p_x, p_y, p_z)$  nuqta bilan aniqlanadi va bunga o'xshash nuqtalar fazoviy nuqtalar deb ataladi.

Fazoviy hajm elementi quyidagi kattalik bilan ifodalanadi.

$$\Delta\Gamma = \Delta\Gamma_v \Delta\Gamma_p = dx dy dz dp_x dp_y dp_z \quad (115.1)$$

Bu yerda  $\Delta\Gamma_v = dx dy dz$  koordinatalar fazosi hajmi elementini,  $\Delta\Gamma_p = dp_x dp_y dp_z$  – impulslar fazosi hajmi elementini belgilaydi.

Klassik zarrachaning koordinatalari va impulsari uzluksiz o'zgargani uchun,  $\Delta\Gamma_v$   $\Delta\Gamma_p$  – elementlar va ular bilan  $\Delta\Gamma$  element imkoni boricha kichik bo'lishi kerak.

O'zaro ta'sirlashmaydigan, tashqi maydon ta'sirida bo'lmagan zarrachalar tizimi uchun zarrachalar potentsial energiyasi nolga teng bo'ladi. Bunday zarrachalar *erkin zarrachalar* deb ataladi. Bu zarrachalar uchun olti o'lchamli fazo o'rniga uch o'lchamli impulslar fazosidan foydalanish qulay, chunki zarrachalar holatiga hech qanday cheklashlar qo'yilmagani uchun,  $\Delta\Gamma_v$  fazo elementi – zarrachalar harakatlanadigan oddiy hajmga tengdir.

Agarda zarrachalar to'lqin xususiyatiga ega bo'lsalar, olti o'lchamli fazoni oddiy elementlarga ajratib bo'lmaydi. Zarrachalarning to'lqin xususiyatiga ega bo'lishi,  $dx, dy, dz, dp_x, dp_y, dp_z$  fazo elementi  $\hbar^3$  dan kichik bo'lsa, noaniqliklar printsipiga asosan  $x, y, z, p_x, p_y, p_z$  va  $x + dx, y + dy, z + dz, p + dp_x, p_y + dp_y, p_z + dp_z$  ikki holatni bir-biridan ajratib bo'lmaydi. Boshqacha qilib aytganda, fazo elementi  $\hbar^3$  dan kichik bo'lmagan taqdirda, mikrozarrachalarning kvant holatiga to'g'ri keladi. Shu sababli, kvant statistikasida olti o'lchamli fazoning (eng kichik katagi) elementar yacheykasi  $\hbar^3$  ga teng deb olinadi.

$$\Delta\Gamma = \Delta\Gamma_v \Delta\Gamma_p = h^3, \quad (115.2)$$

Erkin mikrozarrachalar uchun

$$\Delta\Gamma_p = \frac{h^3}{g}, \quad (115.3)$$

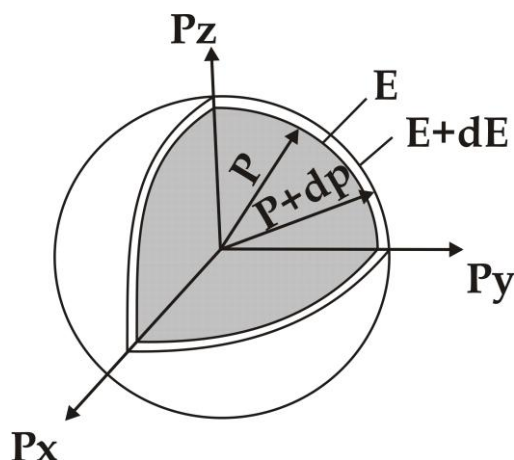
Har bir shunday elementga bir-biridan ajratib bo'ladigan kvant holat to'g'ri keladi.

Olti o'lchamli fazoni  $h^3$  yoki  $\frac{h^3}{v}$  chekli o'lchamli kataklarga bo'lish fazoni kvantlash deb ataladi.

### Holatlar zichligi

Zarrachalarning  $Ye$  dan  $Ye+dE$  energiya bo'lagiga to'g'ri kelgan holatlar sonini hisoblab ko'ramiz. Impulslar fazosida radiuslari  $r$  va  $r + dr$  bo'lgan ikkita sferani ajratib olamiz (192 – rasm). Bu sferalar orasida hajmi  $4\pi r^2 dr$  ga teng bo'lgan shar qatlami joylashgan. Bu shar qatlamiga to'g'ri kelgan elementar katakchalar soni quyidagiga tengdir:

$$\frac{4\pi p^3 dp}{\Delta\Gamma_p} = \frac{4\pi V}{h^3} p^2 dp, \quad (115.4)$$



192 – rasm. Sferik impulslar fazosida  $4\pi p^2 dp$  hajmli shar qatlami

Har bir elementar katakchaga mikrozarraaning bitta holati to'g'ri kelgani uchun  $dr$  impuls kengligiga to'g'ri keladigan holatlar soni

$$g \overline{dp} = \frac{4\pi V}{h^3} p^2 dp, \quad (115.5)$$

ga teng bo'ladi.

Erkin zarrachalar uchun quyidagi ifodalar:



$$E = \frac{p^2}{m}, \quad dE = \frac{2p}{m} dp, \quad p = \sqrt{2mE}$$

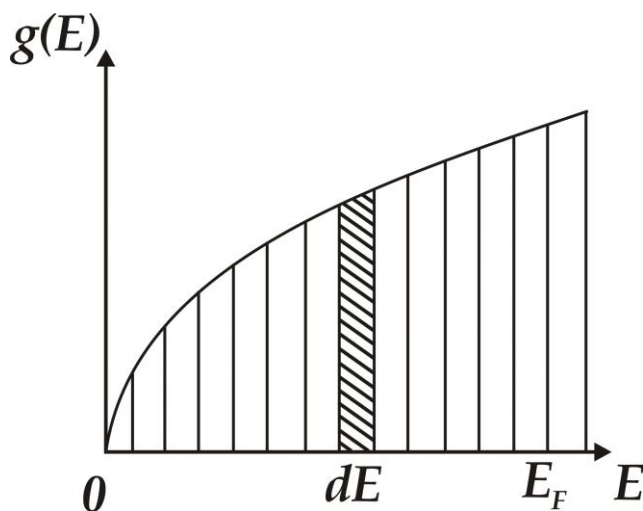
$$dp = \frac{m}{\sqrt{2mE}} dE$$

o'rinli bo'lgani uchun, holatlar sonini quyidagicha ifodalash mumkin:

$$g(E) dE = \frac{2\pi V}{h^3} = \left(\frac{m}{2\pi\hbar^2}\right)^{3/2} \sqrt{E} \cdot dE, \quad (115.6)$$

Ana shu,  $Ye$  va  $Ye+dE$  energetik oraliqdagi  $dE$  energiya intervaliga to'g'ri kelgan mikrozarrachalarning holatlar sonidir. O'z navbatida holatlar zichligi quyidagiga tengdir:

$$g(E) = \frac{2\pi V}{h^3} \cdot \left(\frac{m}{2\pi\hbar^2}\right)^{3/2} \sqrt{E}, \quad (115.7)$$



193 – rasm. Holatlar zichligining energiyaga bog'liqligi

Bu ifodadan,  $Ye$  energiya ortishi bilan holatlar zichligi  $\sqrt{E}$  ga proporsional ravishda ortib borishi ko'rinib turibdi (193 - rasm).

Undan tashqari, holatlar zichligi zarrachalar massasi ortishi bilan ham o'sib boradi.

Mikrozarrachalar sifatida elektronlarni olsak, har bir elementar katakchalarga spinlari bilan farq qiladigan ikkita kvant holati to'g'ri keladi.

Shu sababli, elektronlar uchun holatlar soni va zichligi quyidagicha bo'ladi:

$$g \overline{dp} = \frac{8\pi V}{h^3} p^2 dp, \quad (115.8)$$

$$g \overline{dE} = \frac{4\pi V}{h^3} \cdot m^{3/2} \sqrt{E} dE, \quad (115.9)$$

$$g \overline{E} = \frac{4\pi V}{h^3} \cdot (2m)^{3/2} \sqrt{E}, \quad (115.10)$$

## 116 - §. Ideal gazning aynimaslik sharti

Holatlar zichligi ifodasini 0 dan  $Ye$  gacha kenglikda energiya bo'yicha integrallasak, shu energetik intervalga to'g'ri kelgan mikrozzarrachalarning holatlar sonini aniqlashimiz mumkin:

$$G = \frac{2\pi V}{h^3} \cdot m^{3/2} \frac{2}{3} E^{3/2}$$

Zarrachalarning ilgari tanilgan harakat kinetik energiyasining temperaturaga bog'liq ifodasidan ( $E = \frac{3}{2}kT$ ) dan foydalansak, holatlar sonining temperaturaga bog'liq ifodasiga ega bo'lamiz

$$G \cong V \cdot \left( \frac{2\pi mkT}{h^2} \right)^{3/2}, \quad (116.1)$$

Bu ifodani  $\frac{N}{G} \ll 1$  tengsizlikka qo'ysak, ideal gazning aynimaslik shartini keltirib chiqaramiz:

$$\frac{N}{G} = n \left( \frac{h^2}{2\pi mkT} \right)^{3/2} \ll 1, \quad (116.2)$$

bu yerda  $n = \frac{N}{V}$  - birlik hajmdagi zarrachalar sonini belgilaydi.

Misol uchun, normal sharoitdagi azotning molekulyar gazini olamiz. U holda:

$n = 10^{26} \text{m}^{-3}$ ,  $m = 4,5 \cdot 10^{-26} \text{kg}$ ,  $kT = 4 \cdot 10^{-21} \text{G}$ ,  $T = 300 \text{K}$  bo'lsa,

$\frac{N}{G}$  nisbat quyidagiga teng bo'ladi:

$$\frac{N}{G} = n \left( \frac{h^2}{2\pi m k T} \right)^{3/2} \approx 10^{-6} .$$

Demak, normal sharoitlarda oddiy molekulyar gazlar aynimagan holatda bo'ladilar va Maksvell – Boltsman taqsimotiga bo'ysunadilar.

Endi esa, metallarda elektron gazning holatini ko'rib chiqamiz. Metallarda elektron gaz uchun:

$$n = 5 \cdot 10^{28} \text{m}^{-3}, m = 9 \cdot 10^{-31} \text{kg}$$

normal sharoitda, ya'ni  $T=300 \text{K}$  bo'lganda  $\frac{N}{G}$  nisbat quyidagiga teng bo'ladi:

$$\frac{N}{G} \approx 10^4 \gg 1$$

Demak, metallarda elektron gaz, odatdagi sharoitlarda ham aynigan gaz deb hisoblanadi va Fermi-Dirak kvant taqsimotiga bo'ysunadi.

Metallarda elektron gaz holati temperatura  $10^5 \text{K}$  ga ko'tarilganda aynimagan holatga o'ta boshlaydi, chunki bu temperaturada  $\frac{N}{G}$  nisbat birdan kichik bo'lib,  $\sim 0,5$  ga teng bo'ladi.

Aynimaslik holati faqat temperatura ortganda kuzatilmay, balki elektron gaz konsentratsiyasi kamayganda ham kuzatiladi. Yarim o'tkazgichlarda, odatdagi sharoitlarda elektron gaz konsentratsiyasi  $10^{22} \text{m}^{-3}$  dan kichik bo'ladi. Bu holatda  $\frac{N}{G}$  nisbat  $>10^{-3}$  dan kichik bo'ladi va yarim o'tkazgichlarda tok tashuvchilar konsentratsiyasi kam bo'lganda, aynimagan holatda bo'ladi va Maksvell-Boltsman taqsimoti bilan ifodalanadi.

## 117 - §. Aynimagan gazning taqsimot funktsiyasi

Maksvell – Boltsman taqsimot funktsiyasi quyidagi ko'rinishga ega:

$$f_{MB}(E) = e^{\frac{\mu}{kT}} \cdot e^{-\frac{E}{kT}} = e^{\frac{\mu-E}{kT}}, \quad (117.1)$$

bu yerda  $k$  - Boltsman doimiysi,  $\mu$  - ximiyaviy potentsial. Hisoblashlarga ko'ra aynimagan gaz uchun ximiyaviy potentsial

$$\mu = kT \ln \left[ \frac{N}{V} \left( \frac{h^2}{2\pi mkT} \right)^{3/2} \right], \quad (117.2)$$

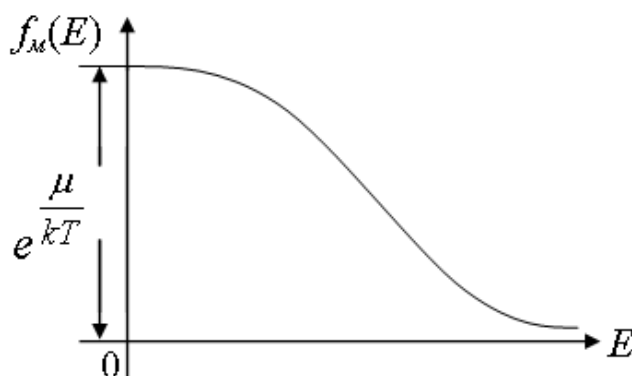
ga teng va uni (56.1) – ifodaga qo'ysak, quyidagiga ega bo'lamiz:

$$f_{MB}(E) = \frac{N}{V} \left( \frac{h^2}{2\pi mkT} \right)^{3/2} e^{-\frac{E}{kT}}, \quad (117.3)$$

Maksvell - Boltsman taqsimot funktsiyasi ( $f_{MB}(E)dE$ )  $E$  dan  $E + dE$  gacha bo'lgan energetik intervaldagi holatlarni zarrachalar egallash ehtimolligini ifodalaydi.

Maksvell - Boltsman funktsiyasi grafigi 194 - rasmda ko'rsatilgan.

Funktsiya  $E = 0$  da maksimumga ega va energiya oshishi bilan asimptotik ravishda nolga intiladi.



**194 – rasm. Maksvell – Boltsman taqsimot funktsiyasining energiyaga bog'liqligi**

Taqsimot funksiyasini  $g(E)dE$  holatlar soniga ko'paytirib, zarrachalarning energiya bo'yicha to'la taqsimot funksiyasini keltirib chiqaramiz:

$$N(E)dE = \frac{4\pi V}{h^3} = (2m)^{3/2} e^{\frac{\mu}{kT}} e^{-\frac{E}{kT}} \sqrt{E} \cdot dE, \quad (117.4)$$

$$N(E)dE = \frac{2N}{\sqrt{\pi}(kT)^{3/2}} e^{-\frac{\mu}{kT}} E dE, \quad (117.5)$$

bu ifoda Maksvell - Boltsmanning to'la taqsimot funksiyasi deb ataladi.

$f_M(E)$  – taqsimot funksiyasi aniq bo'lsa, zarrachalarning impuls va tezlikka bog'liq taqsimot qonunini izlash imkonini beradi.

$$N(p)dp = \frac{4\pi N}{(2\pi mkT)^{3/2}} e^{-\frac{p^2}{2mkT}} p^2 dp, \quad (117.6)$$

va

$$N(v)dv = 4\pi N \left( \frac{m}{2\pi kT} \right)^{3/2} e^{-\frac{mv^2}{2kT}} v^2 dv, \quad (117.7)$$

## 118 - §. Aynigan gazning taqsimot funksiyasi

Aynigan gazlar uchun Fermi – Dirak taqsimot funksiyasi quyidagidan iboratdir:

$$f_{\phi}(\epsilon) = \frac{1}{e^{\frac{\epsilon - \mu}{kT}} + 1}, \quad (118.1)$$

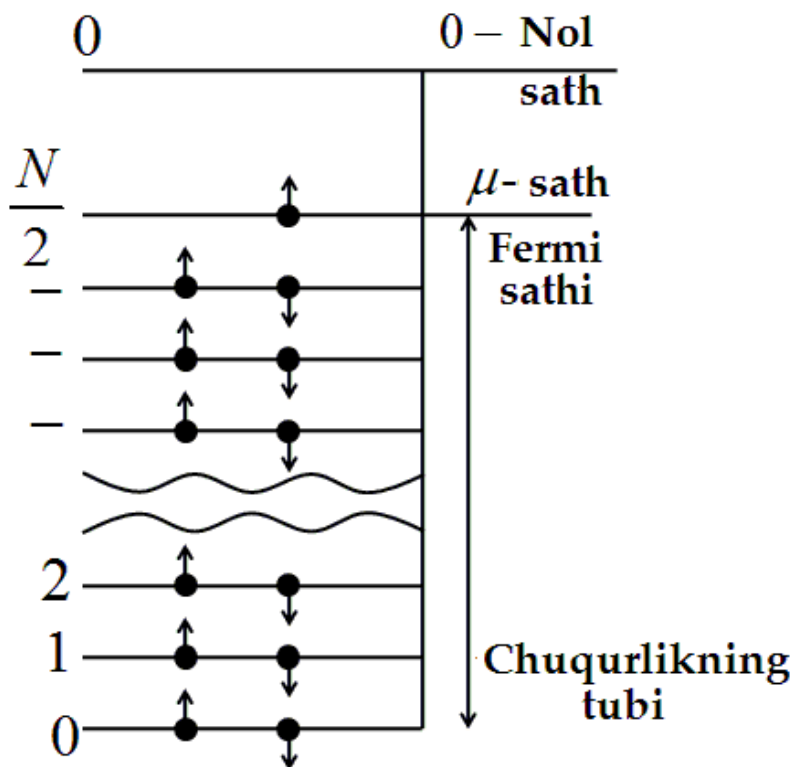
bu yerda  $\mu$  - ximiyaviy potentsial yoki Fermi sathi.

$E$  energiya Fermi sathi  $\mu$  ga teng bo'lganda, noldan farqli istalgan temperaturada  $\epsilon \neq 0$  taqsimot funksiyasi  $1/2$  ga teng bo'ladi. Shu sababli, statistik nuqtai nazardan Fermi sathi holatlarni zarrachalar egallash ehtimoli  $0.5$  ga teng bo'lgan energetik sathni belgilaydi.

Absolyut nol temperaturada metallardagi aynigan elektron gaz holatini ko'rib chiqamiz (195 - rasm). Erkin elektronlar uchun metall potentsial

chuqurlik vazifasini o'taydi, chunki erkin elektronlar chuqurlikdan chiqish uchun bog'lanish kuchlarini yengib ish bajarishlari lozim.

Gorizontalar chiziqlar elektronlar egallashi mumkin bo'lgan energetik sathlarni bildiradi.



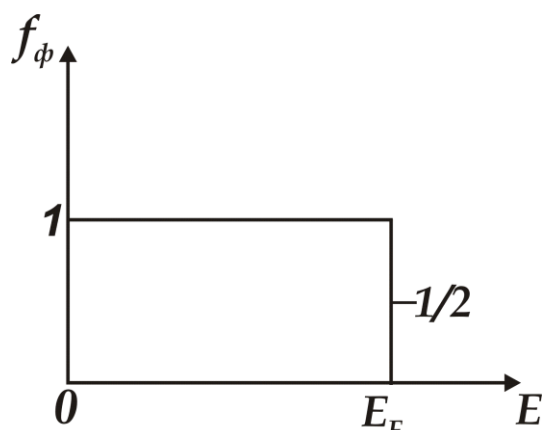
195 – rasm. Metallardagi sohalarning tuzilishi

Pauli printsiptiga asosan, har bir energetik sathda spinlari qarama - qarshi bo'lgan ikkita elektron joylashishi mumkin. Agarda elektron gazda  $N$  ta elektronlar bo'lsa, u holda eng oxirgi band bo'lgan energetik sath  $N/2$  – bo'ladi. Ana shu energetik sath aynigan elektron gaz uchun *Fermi sathi* deb ataladi va absolyut nol temperaturada metallda elektronning olgan eng katta kinetik energiyasini ( $E_f$ ) ko'rsatadi.

Shunday qilib, absolyut nol temperaturada  $E < E_f$  energiyali barcha holatlar elektronlar bilan band bo'ladi,  $E > E_f$  energiyali holatlar esa bo'sh bo'ladi. Boshqacha qilib aytganda,  $T = 0$  K da  $E < E_f$  energiyali holatlarni elektronlar bilan to'ldirish ehtimolligi 1 ga teng,  $E > E_f$  energiyali holatlarni egallash ehtimolligi nolga tengdir:

$$f_{\phi}(\mathbf{E}) \underset{T=0}{=} \begin{cases} 1 & T = 0 \quad \partial a \quad E < E_f \\ 0 & T = 0 \quad \partial a \quad E > E_f \end{cases}, \quad (118.2)$$

196 - rasmda Fermi - Dirak taqsimot funksiyasining absolyut nol temperaturadagi energiyaga bog'liqlik grafigi keltirilgan.



**196 – rasm. Fermi – Dirak taqsimot funksiyasining energiyaga bog'liqlik grafigi.  $T = 0^{\circ} K$**

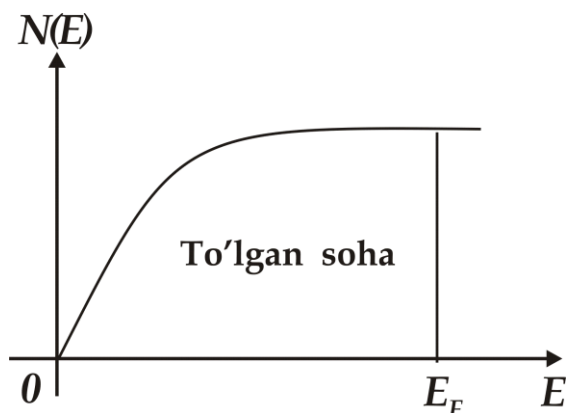
Rasmdan, taqsimot funksiyasining qiymati Fermi sathigacha 1 ga tengligi, Fermi sathida esa birdan nolga kamayishi ko'rinib turibdi. Fermi sathigacha energetik holatlarni egallagan elektronlar soni

$$N(E) = \frac{8\pi V}{3h^3} E_f^{3/2} (2m)^{3/2}, \quad (118.3)$$

ga teng va uning energiyaga bog'liq grafigi 197 – rasmda keltirilgan.

(118.3) - ifodadan Fermi sathining ifodasini keltirib chiqarish mumkin:

$$E_f = \frac{h^2}{2m} \left( \frac{3n}{8\pi} \right)^{2/3}, \quad (118.4)$$



**197 – rasm. Elektronlarning energetik holatlarni egallashini energiyaga bog'liqligi**

## 119 - §. Fermi - Dirak taqsimotiga temperaturaning ta'siri

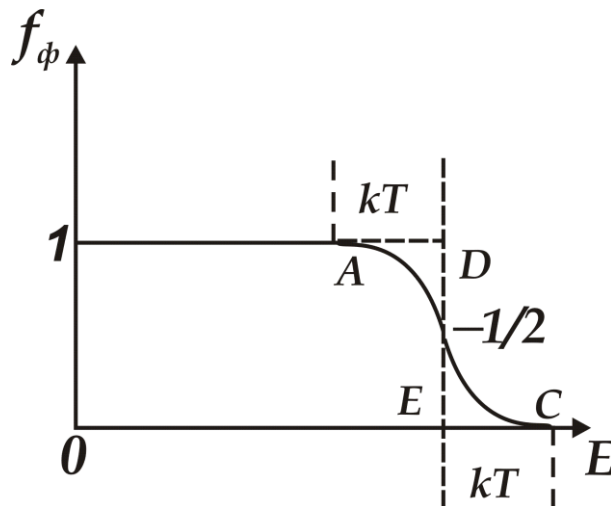
Temperaturani ortishi issiqlik harakati energiyasi hisobiga elektronlarni qo'zg'ata boshlaydi va ular yuqoriroq energetik sathlarga o'ta boshlaydilar, natijada holatlar bo'yicha elektronlarning taqsimot xarakteri o'zgarib boshlaydi.

$E = E_f$  - Fermi energiyasi yaqinidagi  $kT$  ga teng kenglikdagi elektronlarga qo'zg'atilgan bo'ladi.

Fermi energiyasidan chuqurroqdagi energetik sathlardagi elektronlar o'z holida qoladilar, chunki  $kT$  issiqlik harakati energiyasi elektronlarni qo'zg'atish uchun yetarli emas (198 - rasm).

Issiqlik harakati natijasida  $E_f$  dan kichik energiyaga ega bo'lgan elektronlarning bir qismi  $E_f$  dan katta bo'lgan energetik sathlarga o'ta boshlaydi va Fermi sathi atrofida taqsimot ko'rinishi o'zgarib boshlaydi. Rasmda  $T = 0 K$  da (1 - egri chiziq) va  $T > 0 K$  da (2 - egri chiziq) ga to'g'ri kelgan elektronlarning holatlar bo'yicha taqsimot chiziqlari ko'rsatilgan.

Rasmdan ko'rinishicha, temperatura ortishi  $kT$  kenglikda



198 - rasm. Fermi - Dirak funksiyasini temperaturaga bog'liqligi

taqsimotni keskin o'zgartirishga va  $E_f$  dan yuqorida taqsimotning "dumi" hosil bo'lishiga olib keladi.

76 - rasmdagi shtrixlangan yuzalar  $E < E_f$  energiyali holatlarni tashlab ketayotgan va  $E_f$  dan yuqoridagi energetik holatlarni egallayotgan elektronlar



soniga proporsionaldir. Bu yuzalar qiymatlari bir-biriga teng bo'ladi, chunki bir xil miqdordagi elektronlar Fermi sathi pastidan uning yuqorisiga o'tadi.

Odatda, metallarda Fermi energiyasi  $3 \div 10 \text{ eV}$  ga teng bo'ladi.  $300 \text{ K}$  da  $kT \approx 0,025 \text{ eV}$  ga teng.

$kT$  energiya kengligidagi qo'zg'atilgan elektronlar soni quyidagiga tengdir:

$$\Delta N \approx \frac{kT}{2E_f} N, \quad (119.1)$$

bundan  $\frac{\Delta N}{N} < 1\%$  tashkil etadi.

Shunday qilib, temperaturaning katta diapazonida metallardagi elektron gaz aynigan bo'lib, uning taqsimoti deyarli o'zgarmaydi. Faqat Fermi sathi atrofidagi taqsimotining juda kichik qismi ( $N \ll 1\%$ ) issiqlikdan qo'zg'atilgan hisoblanadi.

Metallarda Fermi sathining temperaturaga bog'liq ifodasi quyidagi ko'rinishga ega:

$$\mu = E_f \left[ 1 - \frac{\pi^2}{12} \left( \frac{kT}{E_f} \right)^2 \right], \quad (119.2)$$

Issiqlik harakati energiyasi  $300 \text{ K}$  da  $\sim 0,025 \text{ eV}$  ga teng,  $1200 \text{ K}$  da esa  $\sim 0,1 \text{ eV}$  ga teng va bu qiymat metallardagi Fermi energiyasi qiymatidan ( $3 \div 10 \text{ eV}$ ) 100 martacha kichikdir. Shu sababli, metallarning erish temperaturasigacha Fermi sathi deyarli o'zgarmay qoladi.

## 120 - §. Bozonlarning aynigan gazi taqsimot funksiyasi

Pauli printsipiga bo'ysunadigan fermionlardan farqli ravishda bozonlar, bo'sh energetik holatlardan tashqari, boshqa bozonlar egallagan holatlarga ham joylashishlari mumkin. Buning ustiga, oxirgi holatlar bandligi zichligi qancha katta bo'lsa, shuncha ko'proq egallashga intiladilar.

Holatlar bo'yicha bozonlar taqsimot funksiyasi quyidagidan iborat:

$$f_E(E) = \frac{1}{e^{\frac{E-\mu}{kT}} - 1}, \quad (120.1)$$

va uni *Boze-Eynshteyn taqsimot funksiyasi* deb atashadi. Shu funktsiyani foton gazi xususiyatini ta'riflash uchun qo'llashga harakat qilamiz.

$T$  temperaturali, absolyut qora jism bo'shlig'i muvozanatda bo'lgan issiqlik nurlanishi bilan to'lgan deb faraz qilaylik.

Kvant nuqtai nazaridan, bu nurlanishni foton gazini tashkil qiluvchi benihoya ko'p sonli fotonlar majmuasi, deb hisoblash mumkin. Foton spini 1 ga teng bo'lgan bozonlardir. Shuning uchun, foton gazi Boze - Eynshteyn taqsimotiga bo'ysunadi.

Foton quyidagi xususiyatlarga ega bo'ladi:

1. Fotonlarning tinch holatdagi massasi nolga teng.
2. Barcha fotonlar  $s$  yorug'lik tezligi bilan harakatlanadilar, ammo har xil  $Ye$  - energiya va  $r$  - impuls ga ega bo'ladilar. Energiya -  $Ye$  va impuls -  $r$   $\nu$  chastotaga quyidagicha bog'langandir:

$$E = h\nu = h\omega, \quad p = \frac{h\nu}{c} = \frac{h\omega}{c}, \quad (120.2)$$

Bulardan quyidagiga ega bo'lamiz:

$$E = pc, \quad (120.3)$$

3. Fotonlar o'zaro to'qnashmaydilar, shu sababli, faqat fotonlarni yutadigan va nurlatadigan xususiyatga ega bo'lgan jism mavjudligida foton gazining muvozanat taqsimoti kuzatilishi mumkin.

4. Fotonlar istalgan miqdorda hosil bo'lishi va yo'q bo'lishi mumkin. Shu sababli, foton gazida fotonlar soni qat'iy cheklangan emas.

$V$  va  $T$  ning berilgan qiymatlari uchun foton gazi, muvozanat holatda,  $N_0$  fotonlar soniga ega bo'ladi. Bu esa, foton gazini muvozanatda bo'lish shartini quyidagicha ifodalaydi:

$$\left( \frac{dE}{dN} \right)_{V,T} = 0, \quad (120.4)$$

Doimiy hajmga ega bo'lgan, ajratilgan tizim energiyasining o'zgarishi, undagi zarrachalar sonini bittaga o'zgarishi bilan bog'liqligini ximiyaviy potentsial ifodalaydi:

$$\mu = \frac{dE}{dN} , \quad (120.5)$$

Shuning uchun,  $\left(\frac{dE}{dN}\right)_{V,T} = \mu$  ga teng.

Bundan, muvozanat sharti  $\mu = 0$  ekanligi kelib chiqadi. Demak, muvozanatdagi foton gazining ximiyaviy potentsiali nolga tengdir.

Aynimagan gaz uchun ximiyaviy potentsial manfiy bo'lishi,  $\mu = 0$  holat foton gazini doimo aynigan holatda bo'lishini bildiradi.

(59.2) ifodadan foydalanib, foton gazining taqsimot funksiyasini quyidagicha yozamiz:

$$f(E) = \left(e^{\frac{E}{kT}} - 1\right)^{-1} = \left(e^{\frac{h\omega}{kT}} - 1\right)^{-1} , \quad (120.6)$$

Bu *Plank ifodasi* deb ataladi va u  $E = h\omega$  energiyaga ega bo'lgan fotonlarning o'rtacha sonini ko'rsatadi.

### Nazorat savollari

1. Elektron gaz nima? Aynigan va aynimagan elektron gazlari, hamda aynish karraligi nima?
2. Mikrozarxalarning holatlar soni qanday ifoda orqali aniqlanadi? Holatlar zichligi nima? Molekulyar gazlar uchun aynish karraligini hisoblab bering?
3. Aynigan va aynimagan gazlar uchun taqsimot funksiyalarini yozing. Fermionlar, bozonlar nima va ular qanday taqsimot funksiyalariga buysunadilar?
4. Termodinamik potentsial nima?

## XII BOB. QATTIQ JISMLAR FIZIKASI

### 121 - §. Bog'lanish kuchlari

Moddalarning qattiq jism holatiga o'tish imkoniyati, tashkil etuvchi zarrachalarning bir-biriga yaqin masofaga yaqinlashishida, ular orasida hosil bo'ladigan bog'lanish kuchlariga bog'liqdir. Bunday zarrachalar, odatda atom, ion va molekulalardan iboratdir.

Qattiq jismning mustahkam panjaraviy tizimi hosil bo'lishi uchun zarrachalar orasida ikki xil kuch ta'sir etishi mumkin:

- zarrachalarning bir-biridan uzoqlashishiga to'sqinlik qiluvchi tortishish kuchlari;

- zarrachalarning bir-biriga qo'shilishiga qarshilik qiluvchi itarish kuchlari.

Ushbu kuchlarning tabiatini qisqacha ko'rib chiqamiz.

#### 1. Van-der-Vaals kuchlari

Istalgan atom va molekulalar orasida paydo bo'luvchi umumiyroq ko'rinishda bo'lgan bog'lanish kuchlari - *Van-der-Vaals kuchlaridir*. Bu kuchlar birinchi bo'lib qattiq faza holatida bo'lgan real gazlar holat tenglamasiga kiritilgan edi.

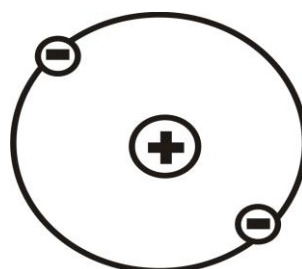
$$\left( p + \frac{a}{V_m^2} \right) (V_m - b) = RT, \quad (121.1)$$

bu yerda  $\frac{a}{V_m^2}$  va  $b$  – qo'shimcha hadlar, qattiq holatdagi real gaz molekulalari orasidagi tortishish va itarish kuchlarini hisobga olish uchun kiritilgan,  $b$  – molekulalarning o'zi egallagan hajmi,  $a$  – molekulalar orasidagi tortishish kuchi.

Aniq ko'rinishda bu kuchlar to'liq ximiyaviy bog'lanishga ega bo'lgan quyidagi molekulalar orasida paydo bo'ladi:  $-O_2, H_2, N_2, SN_4$ . Suyuq va qattiq holatlarda bo'lgan inert gazlar atomlari orasida xam kuzatiladi. Umumiy holda Van-der-Vaals kuchlari o'ziga dispersiyaviy, orientatsiyaviy va induktsiyaviy ta'sir kuchlarini qamrab oladi.

## Dispersiyaviy ta'sir kuchlar

Oddiy misol tariqasida ikkita geliy atomi orasidagi ta'sirni ko'rib chiqamiz. Geliy atomining elektron zichligi taqsimlanishi, uning elektr momentining o'rtacha qiymati nolga teng bo'lganligi uchun, sferik simmetriyaga ega bo'ladi (199 - rasm).



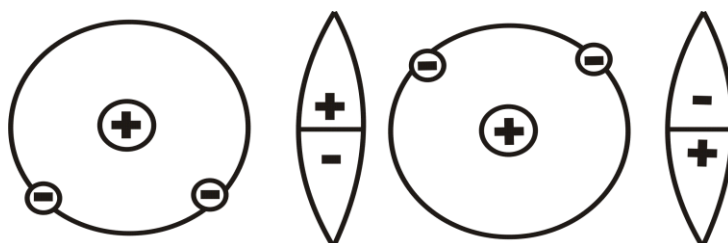
He

199 – rasm. Geliy atomi elektron zichligining taqsimlanishi

Vaqtning ayrim onlarida elektronlar fazoning ma'lum nuqtalarida joylashib, birdan tez o'zgarib turadigan elektr dipollarini hosil qiladilar.

Ikkita geliy atomlari yaqinlashtirilganda bu atomlar elektronlari harakatida («korrelyatsiya») muvofiqlik o'rnatiladi, natijada atomlar o'rtasida o'zaro ta'sir kuchlari hosil bo'ladi. Bunday kuchlar ikki xil xarakterga ega bo'ladilar:

- agarda elektronlar atomlarning teskari tomonlariga to'planishi muvofiqlansa (200 - rasm) tortishish kuchlari hosil bo'ladi;



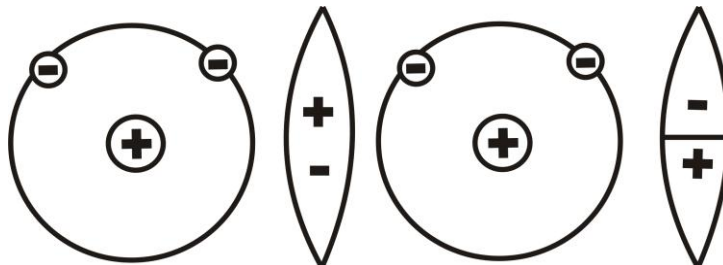
200 – rasm. Geliy atomlarida tortishish kuchlarini hosil bo'lishi

- agarda elektronlar atomlarning bir tomonlariga to'planishi muvofiqlashsa, itarish kuchlari paydo bo'ladi (201 - rasm).

Elektronlarning muvofiqlashgan harakati natijasida paydo bo'ladigan bog'lanish kuchlari *dispersiyali kuchlar* deb ataladi va quyidagicha ifodalanadi:

$$U_d = -\frac{3}{4} \frac{\alpha^2 I}{r^6}, \quad (121.2)$$

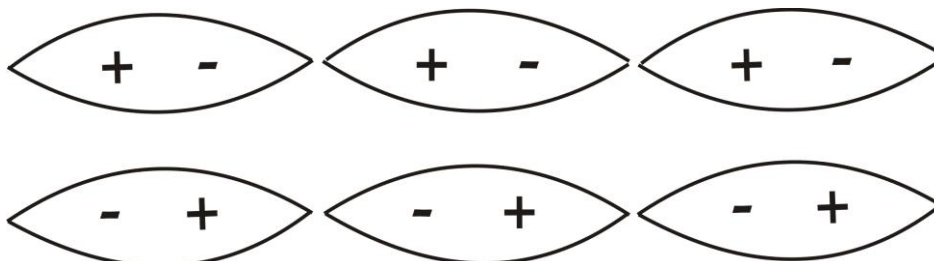
bu yerda  $\alpha$  - zarrachaning qutblanishi,  $I$  - zarrachalarning qo'zg'atilish energiyasi,  $r$  - dipollar orasidagi masofa.



201– rasm. Geliy atomlarida itarish kuchlarining hosil bo'lishi

### Orientatsiyaviy ta'sir kuchlar

Agar molekular doimiy  $M$  – dipol momentiga ega bo'lsalar, ya'ni qutbli bo'lsalar, u holda ular orasida elektrostatik ta'sir kuchlari paydo bo'ladi, natijada tizimning energiyasi kamayishiga bog'liq ravishda molekular qat'iy tartibda joylashishga intiladilar (202 - rasm).



202 – rasm. Qutbli molekularlarda elektrostatik kuchlarning hosil bo'lishi

Molekulalarning to'g'ri «orientatsiyasi» - issiqlik harakatida buzila boshlaydi va kuchli ravishda temperaturaga kuchli ravishda bog'liq bo'ladi. Past temperaturalarda molekular tartibli yo'nalishga to'liq ega bo'lsalar, o'zaro ta'sir energiyasi quyidagi nisbat bilan aniqlanadi:

$$U_{or} = -\frac{M^2}{2\pi\epsilon_0 r^3}, \quad (121.3)$$

Yuqori temperaturalarda esa:

$$U_{or} = -\frac{M^2}{24\pi^2 \epsilon_0^2 r^3} \frac{1}{r^6}, \quad (121.4)$$

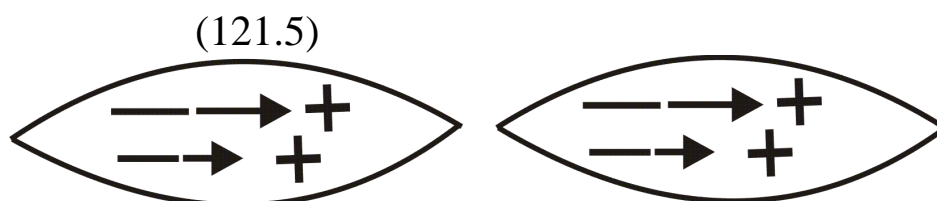
Bu turdagi o'zaro ta'sirlar *orientatsiyaviy ta'sirlar* deb ataladi.

### Induktsiyaviy ta'sir kuchlar

Kuchli qutblanishga ega bo'lgan qutbli molekulalarda qo'shni molekularning doimiy dipoli maydoni ta'sirida qo'shimcha moment hosil bo'lishi mumkin (203 - rasm).

Birinchi molekulaning doimiy dipoli va ikkinchi molekulaning induktsiyalangan dipoli orasidagi o'zaro ta'siri natijasida vujudga keladigan o'zaro tortishish energiyasi quyidagi nisbat bilan aniqlanadi:

$$U_{ind} = -\frac{\alpha\mu^2}{\gamma\pi\epsilon_0^2} \frac{1}{r^6}$$



203 – rasm. Kuchli qutblanishga ega bo'lgan molekulalarda qo'shimcha momentning hosil bo'lishi

Bunday o'zaro ta'sir *induktsiyaviy* yoki *deformatsiyali* ta'sir deb ataladi.

Umumiy holda, ikkita molekulaning yaqinlashishida, uchta ko'rinishdagi o'zaro ta'sirlar paydo bo'ladi va natijaviy ta'sir kuchlari uchta ta'sir energiyalarining yig'indisiga teng bo'ladi.

$$U = U_g + U_{or} + U_{ind}$$

## 2. Ionli bog'lanish

Inert gazlardan keyin joylashgan ishqor metallar atomlarining valent

elektronlari to'lgan energetik qatlamdan tashqarida harakat qiladilar va yadro bilan kuchsiz bog'langan bo'ladilar.

Inert gazlardan oldin joylashgan galoidlarda mustahkam bog'lanish uchun bitta elektron yetishmaydi. Shu sababli, ular qo'shimcha elektron qabul qilishga intiladilar.

Ishqorli metallar va galoidlar atomlari orasidagi bog'lanish quyidagicha bo'ladi.

Avval metall atomining elektroni galoid atomiga o'tadi, natijada metall musbat zaryadli ionga, galoid atomi – manfiy zaryadli ionga aylanadi. Bu musbat va manfiy ionlar Kulon qonuniga asosan ta'sirlashadilar. Bunday bog'lanish *ionli* yoki *qutbli* bog'lanish deb ataladi.

Ionlarning tortishish energiyasi quyidagiga tengdir:

$$U_i = -\frac{q^2}{4\pi\epsilon_0 r} \quad , \quad (121.6)$$

### 3. Kovalent bog'lanish

Ionli va Van-der-vals bog'lanishlari orqali  $H_2$ ,  $O_2$ ,  $N_2$  kabi molekularlar birikmalari hosil bo'lishini, hamda olmos va yarim o'tkazgich kristallaridagi bog'lanishlarni tushuntirish mumkin emas. Bir jinsli atomlar valent elektronlarini qayta taqsimlash orqali qarama-qarshi earyadli ionlarni hosil qilish mumkin emas. Boshqa tarafdin,  $O_2$ ,  $N_2$ ,  $N_2$  molekularidagi mustahkam bog'lanish Van-der-vals kuchlaridan juda sezilarli kattadir. Bunday mustahkam bog'lanish *kovalent bog'lanish* deb ataladi.

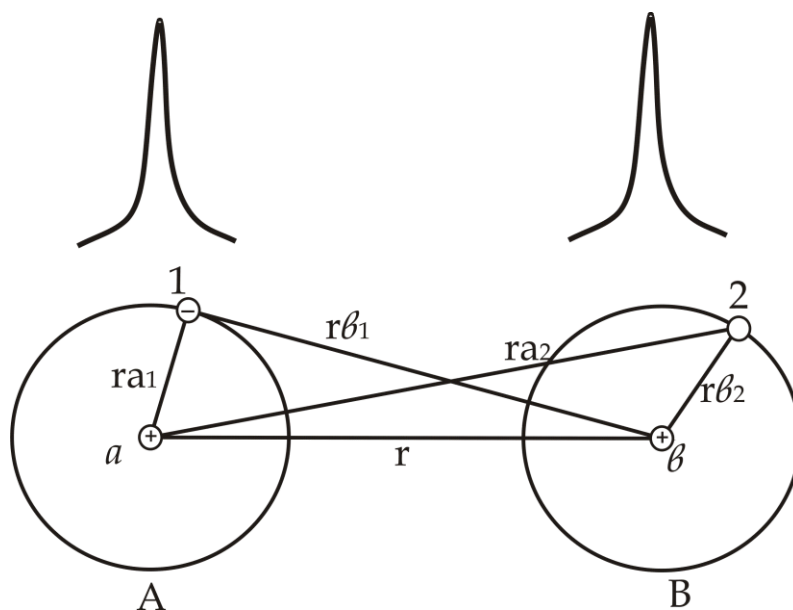
Vodorod molekulasida misolida bu bog'lanish tabiatini ko'rib chiqamiz (204 - rasm).

Masalan, yadrosi  $a$  va elektroni 1 bo'lgan  $A$  atom va yadrosi  $b$ , elektroni 2 bo'lgan  $V$  atom bir-biridan  $r$  – katta masofada joylashgan deb hisoblaymiz.

Atom atrofida elektron holatini ifodalovchi elektron buluti zichligi ( $S = 4\pi r^2 \psi \psi^*$ ) masofaga bog'liq tez so'nishi sababli  $v$  yadro atrofida 1 - elektronning,  $a$  yadro atrofida 2 - elektronning bo'lish ehtimoli juda kichikdir. Shu sababli  $A$  va  $V$  atomlarni bir-biri bilan ta'sirlashmaydigan alohida atomlar deb hisoblash mumkin va ikki atomdan tashkil topgan tizim energiyasi  $2E_0$  ga teng deb hisoblaymiz. Bu yerda  $E_0$  – odatdagi sharoitdagi alohida atomning energiyasidir.

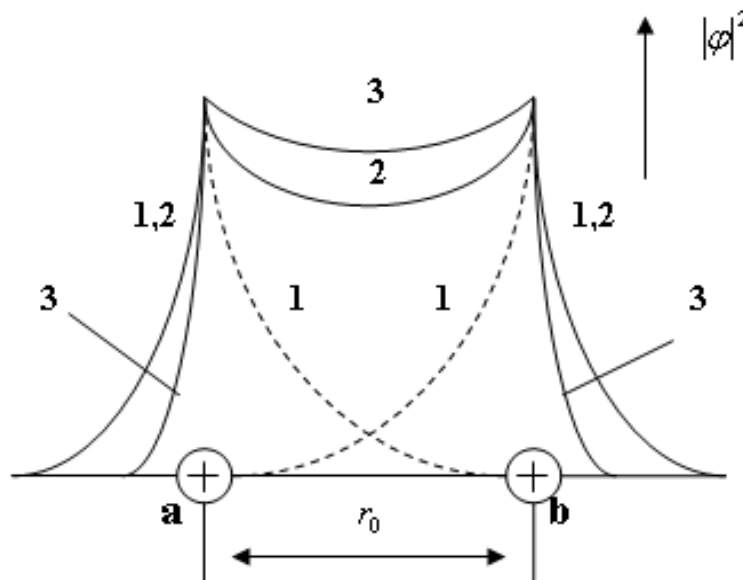
Atomlarning yaqinlashishi bilan begona atomlarga elektronlarning o'tish ehtimoli ortadi.





**204 – rasm. Katta masofada joylashgan vodorod elektronlari holatlari**

Atomlar orasidagi masofa  $r \approx 2A^\circ$  ga yetganda bu atomlarning elektron bulutlari bir-birini to'sa boshlaydi. Atomlarning keyingi yaqinlashishida bulutlarning to'sish darajasi orta boradiki va elektronlarning almashish chastotasi shu darajada osha boradiki, 1 - elektronning A - atomga, 2 -elektronning V - atomga tegishli ekanligi o'z kuchini yo'qotadi (205 - rasm).



**205 – rasm. Qisqa masofalarda vodorod atomlari elektron bulutlarining bir - birini to'sishi**

Shunday qilib, bu holatda elektronlar bir vaqtda ikkala yadroga tegishli bo'ladi va ular *umumlashgan* hisoblanadi.

Elektronlarning umumlashishi elektronlar zichligini  $|\psi|^2$  qayta taqsimlanishiga va tizim energiyasini alohida atomlarning energiyalari yig'indisiga  $2E_0$  nisbatan o'zgarishiga olib keladi. Rasmda 1 - punktir chiziqlar bilan alohida atomlarning elektron bulutlari zichligi tasvirlangan; 2 - uzluksiz chiziqlar bilan alohida atomlar elektron bulutlarini oddiy yig'indisi tasvirlangan; 3 - qalin chiziqlar  $a - v$  yadrolar uchun umumlashgan elektronlar hosil bo'lgandagi elektronlar buluti zichligini taqsimlanishi tasvirlangan.

1 - va 2 - holatlarga qaraganda 3 - holatda ikkala yadrolar o'rtasidagi elektronlar zichligi orta boradi. Yadrolar orasidagi fazoda elektron bulutlar zichligining ortishi tizim energiyasining kamayishiga va atomlar orasida tortishish kuchlarini vujudga keltiradi. Ana shu *kovalent bog'lanishni* hosil bo'lishidir. Vodород molekulasining energiyasi

$$U_s = 2E_0 + \frac{K + A}{1 + S^2}$$

ga teng. Bu yerda  $2E_0$  – ikkita vodorod atomi energiyalari yig'indisidir;  $K$  - elektronlarning yadro bilan, elektronlarning o'zaro va yadrolarning o'zaro elektrostatik ta'sir energiyasidir. Bu energiya manfiydir va uni *Kulon energiyasi* deb atashadi.  $A$  – atomlarning o'zaro elektronlar bilan almashish energiyasidir va u doimo  $K$  dan katta bo'ladi  $|A| > |K|$ .  $S < 1$ ,  $K$  va  $A$  manfiy bo'lganligi uchun tizim energiyasi kamayib boradi:

$$U_s = 2E_0, \quad (121.7)$$

Har bir vodorod atomi o'zining bitta qo'shni atomi bilan bog'lanish hosil qilish mumkin. Bu bog'lanishni tashkil etuvchi ikkita elektron qarama-qarshi spinlarga ega va bitta kvant yacheykani egallaydi.

Uchinchi atom, bu sharoitda, tortishmasdan itariladi.

Kremniy, germaniy kristallarida elementar katakchadagi atom valent bog'lanishni to'rtta yaqin qo'shni atomlar bilan hosil qiladi. Shu to'rtta kovalent bog'lanishlarni hosil qiluvchi har ikki elektron qarama-qarshi spinlarga ega bo'ladi.

## 4. Metall bog'lanish

Mendeleev davriy jadvalining har bir davri boshlanishida turgan metallar alohida jismlar guruhini tashkil etadilar.

Metall atomlari yaqin qo'shnilari bilan kovalent bog'lanish hosil qilish uchun yetarlicha valent elektronlariga ega emaslar. Masalan, mis atomi faqat bitta valent elektroniga ega va faqat bitta qo'shni atom bilan kovalent bog'lanish hosil qilishi mumkin. Ammo, mis kristall panjarasida har bir atom atrofida o'n ikkiga yaqin qo'shni atomlar mavjuddir va ular bilan bog'lanish hosil qilish kerak. Shu sababli, metallarda kovalent bog'lanishdan farqli *metall bog'lanish* deb ataluvchi alohida bog'lanish turi mavjuddir.

Metall atomlarida tashqi valent elektronlari yadro bilan kuchsiz bog'langan. Metall qattiq jism holatiga ega bo'lganda, atomlar bir-biri bilan juda yaqin joylashishi sababli, valent elektronlar o'z atomlarini tashlab, kristall panjara bo'ylab erkin harakat qilish imkoniyatiga ega bo'ladilar. Natijada kristall panjarada manfiy zaryadlarning bir jinsli taqsimlanishi paydo bo'ladi va tugunlar orasidagi fazoning katta qismida elektronlarning o'rtacha zichligi o'zgarmasligi kuzatiladi.

Metall kristall panjarasidagi bog'lanish musbat ionlarning elektron gaz bilan o'zaro ta'siri natijasida paydo bo'ladi. Musbat ionlar orasidagi elektronlar yadrolarni bir-biriga tortadi va itarish kuchlarini muvozanatlaydi. Boshqa tarafdin, ionlar orasidagi masofa kamayishi bilan tortishish kuchlari orta boshlaydi.

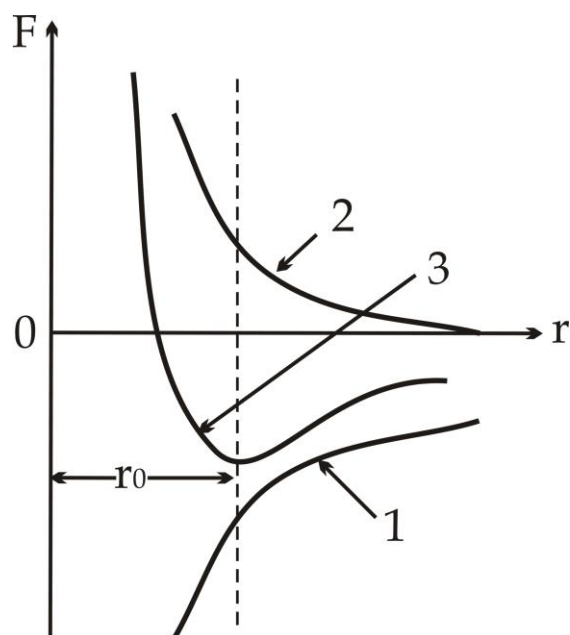
Ionlar orasidagi tortishish va itarish kuchlari teng bo'ladigan masofa o'rnatilganda kristall panjara mustahkamlashadi.

### 122 - §. Kristall panjara

Atom va molekulalarni yaqinlashishida, yuqorida keltirilgan bog'lanish kuchlarining tabiatiga qaramay, ular orasida bir xil umumiy xarakterga ega bo'lgan ta'sir saqlanadi:

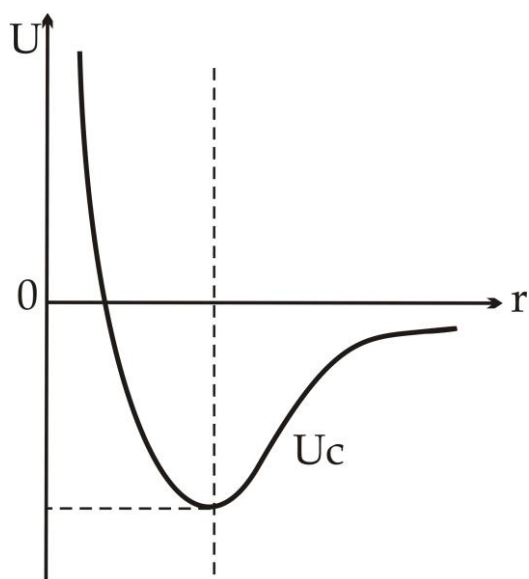
- nisbatan katta masofalarda tortishish kuchlari ( $F_t$ ) paydo bo'lib, zarrachalar orasidagi masofa qisqarishi bilan tez orta boshlaydi (206 – rasm, (2));

- nisbatan kichik masofalarda itarish kuchi ( $F_i$ ) paydo bo'lib,  $r$  masofa qisqarishi bilan tortishish kuchiga nisbatan yanada tezroq orta boshlaydi (206– rasm, (1)).



**206 – rasm. Atomlar orasidagi bog'lanish kuchlari**

Ma'lum bir  $r = r_0$  masofada itarish kuchlari tortishish kuchlari bilan tenglashadi va natijada natijaviy o'zaro ta'sir kuchi  $F$  nolga aylanadi (206 – rasm (3)), o'zaro ta'sir energiyasi  $U_c$  minimal qiymatga erishadi (207 - rasm). Shu sababli,  $r_0$  masofaga yaqinlashgan zarrachalar holati mustahkam muvozanatdagi holatga aylanadi. Zarrachalarning bir-biriga nisbatan  $r_0$  masofa bilan qat'iy tartibda joylashishi, to'g'ri ichki tuzilishli qattiq jism tashkil bo'lishiga olib keladi. Qattiq jismning to'g'ri ichki tuzilishi *fazoviy panjara* yoki *kristall panjara* deb ataladi.



**207 – rasm. Atomlar orasida mustahkam muvozanat holatining hosil bo'lishi**

Demak, kristallarda atomlarning joylashishi, ularni fazoviy davriylik yoki translyatsiyaviy simmetriyalik xossasiga ega bo'lishiga olib keladi. Fazoviy davriylik ikki xil uchraydi: 1. Brave translyatsion panjarasi va 2. Asosli panjara.

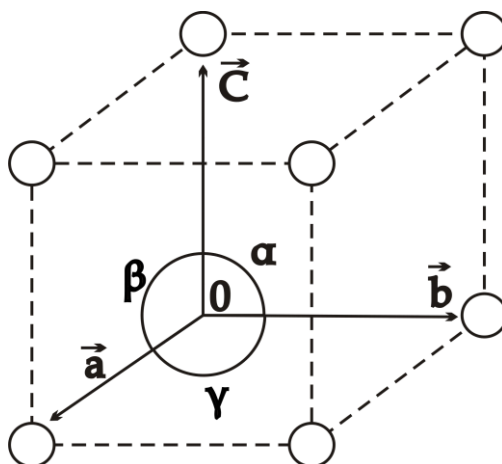
Har qanday kristallda bir tekislikda yotmagan uchta bosh yo'nalishlar mavjud, bu yo'nalishlarda bir xil vaziyatdagi qo'shni atomlar orasidagi masofalar  $\vec{a}, \vec{b}, \vec{c}$  vektorlar orqali belgilanadi. Cheksiz kristall panjarani har bir  $\vec{a}, \vec{b}, \vec{c}$  yo'nalishlarda, ularga karrali masofaga siljitish kristall panjaraning vaziyatini o'zgartirmaydi

$$\vec{r} = m\vec{a} + n\vec{b} + p\vec{c}$$

Shuning uchun  $\vec{a}, \vec{b}, \vec{c}$  vektorlar translyatsiyaning eng kichik vektorlari yoki masshtab vektorlar deb ataladi, ularning sonli kattaliklari *translyatsiya davrlari* deb ataladi.

Uchta bosh yo'nalishlarda yotgan qandaydir tugunni parallel ko'chirish natijasida hosil qilingan panjara translyatsiya panjarasi yoki *Brave panjarasi* deb ataladi.  $\vec{a}, \vec{b}, \vec{c}$  vektorlar asosida qurilgan eng kichik parallelepiped kristallning eng kichik katagi yoki *elementar yacheykasi* deyiladi (208 - rasm).

Barcha elementar yacheykalarining hajmi  $V_0 = \vec{a}[\vec{b} \cdot \vec{c}]$  ga teng bo'ladi. Kristall panjarasida atomlarning markazlari joylashgan nuqtalar – *tugunlar*, ular orasidagi soha *tugunlararo soha* deb ataladi.



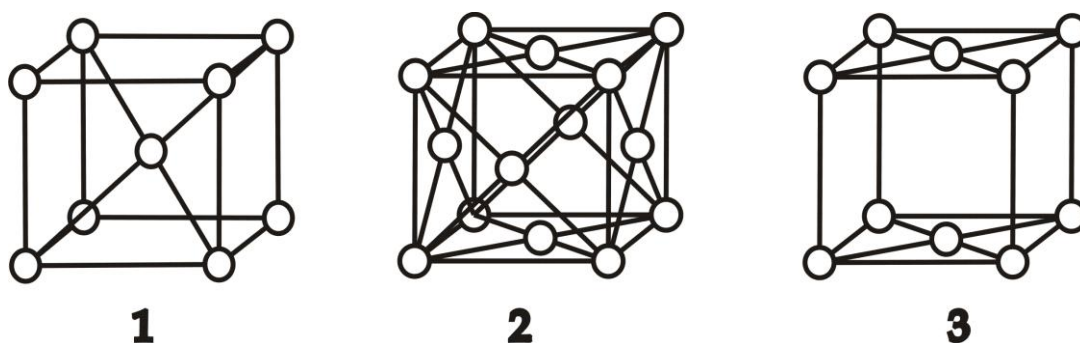
208 – rasm. *Elementar yacheykaning asosiy parametrlari*

Elementar yacheykani tavsiflash uchun, umumiy holda oltita kattalikni

kiritish zarur: elementar yacheykaning uch qirrasi ( $\vec{a}, \vec{b}, \vec{c}$ ) va ular orasidagi uchta burchaklar ( $\alpha, \beta, \gamma$ ). Bu kattaliklar elementar yacheykaning parametrlari,  $a, b, c$  kesmalarni esa, *o'q birliklari* deb atashadi.

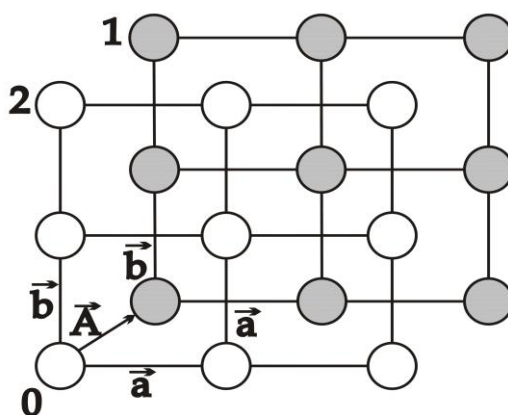
Faqat tugunlarida atomlar bo'lgan elementar yacheykani – oddiy elementar yacheyka deb ataladi.

Cho'qqilaridan tashqari, boshqa nuqtalarida atomlar joylashgan elementar yacheykalar uch xil bo'ladi: hajm bo'yicha markazlashgan panjara (1), tomonlari markazlashgan panjara (2) va asoslari markazlashgan panjara (3) (209 - rasm).



**1** **2** **3**  
 209 – rasm. Elementar yacheykalarning turlari

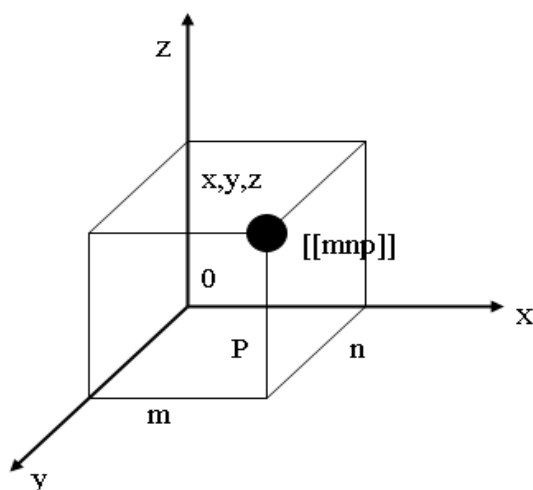
210 - rasmda bir-biriga yondashtirilgan ikkita Brave panjarasi (1,2) dan hosil bo'lgan panjara keltirilgan. Bu ikkita Brave panjarasi  $\vec{a}, \vec{b}$  translyatsiya vektorlaridan iborat. Bunday umumiy ko'rinishdagi panjara *asosli panjara* deb ataladi va ular asosan olmos va yarim o'tkazgichlar kristallarida uchraydi.



210– rasm. Bir – biriga yondashtirilgan Brave panjaralari

Panjaraning istalgan tuguni holatini tanlangan koordinata boshiga

nisbatan, uning uchta koordinatasi  $x, y, z$ , bilan aniqlanadi (211 - rasm).



211 – rasm. Panjaraning tuguni holati

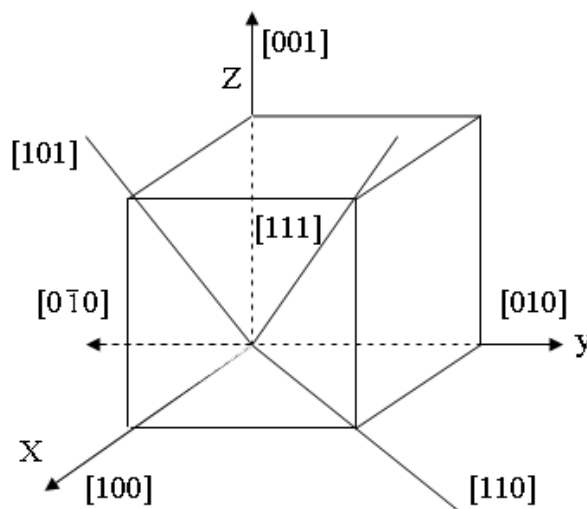
Bu koordinatalarni quyidagicha ifodalash mumkin:

$$x = ma, \quad y = nb, \quad z = pc$$

bu yerda  $a, b, c$  – panjara parametrlari,  $m, n, p$  – butun sonlar.

Agarda uzunlik o'lchovi birligi sifatida panjara parametrlari olinsa, u holda tugunning koordinatalari oddiy  $m, n, p$  sonlardan iborat bo'ladi. Bu sonlar tugunlar *indekslari* deb ataladi va quyidagicha belgilanadi  $[mnp]$ . Manfiy indekslar bo'lgan holda minus ishoralari indekslar ustiga qo'yiladi  $[\bar{1}\bar{3}]$ .

Kristalldagi yo'nalishlarni ifodalash uchun koordinata boshidan o'tgan to'g'ri chiziq olinadi (212 - rasm).



212 – rasm. Kristall panjaraning yo'nalishlari

Kristall yo'nalishlari quyidagicha belgilanadi  $hnp$ .

Kristall panjara tekisliklarini panjara o'qini kesib o'tadigan uchta  $A$ ,  $V$ ,  $S$  kesmalar orqali ifodalanadi.  $A$ ,  $V$ ,  $S$  o'q birliklarining teskari qiymatlari olinadi:  $1/A$ ,  $1/B$ ,  $1/C$ . Qandaydir  $D$  umumiy ko'rsatkich tanlangandan so'ng  $n = \frac{D}{A}$ ,  $k = \frac{D}{B}$ ,  $\ell = \frac{D}{C}$  butun sonlar tekislik indeksleri sifatida qabul qilinadi va quyidagicha belgilanadi  $(hkl)$ .

## 123 - §. Kristall tizimlari

Kristall panjaraning tuzilishi uning izotropik va anizotropik xossalarini taqozo qiladi: izotropiya kristallning barcha yo'nalishlarining har bir nuqtasida fizik xossalari bir xil bo'lishini, anizotropiya esa, kristallning xossalari turli yo'nalishlarda turlicha bo'lishligini bildiradi.

Sodda panjaralar simmetriyasi 7 - ta kristall tizimiga (singoniyaga) bo'linadi. Aslida, kristall tizimlarga ajratish, Brave panjarasi ega bo'lgan turli tartibli simmetriya o'qlarining soni bo'yicha bajariladi. Fazoviy panjara simmetriyasi panjara asosiy parallelepipedning simmetriyasi bilan hamma vaqt ham mos tushavermaydi. Ammo, geksagonal panjaradan boshqa, har qanday sodda panjarada, barcha simmetriya elementlariga ega bo'lgan parallelepipedni ajratib olish mumkin. Bunday parallelepipedlarning eng kichigi Brave parallelepipedi deyiladi, ular 6 xil ko'rinishga ega. Bularga geksagonal panjara qo'shilsa, 7 - ta asosiy kristall tizimlari hosil bo'ladi.

Bu kristall tizimlarini qisqacha tariflaymiz.

### **Kubik tizim.**

Bu tizimga uch xil panjara: sodda, hajm bo'yicha markazlashgan, yonlari markazlashgan kubik panjaralar kiradi. Yagona fazoviy parametr Brave kubi qirrasining  $a$  uzunligidir.

### **Tetragonal yoki kvadratik tizim**

Brave parallelepipedi asosi kvadrat bo'lgan to'g'ri prizmadir. Bu tizimga sodda va hajm bo'yicha markazlashgan panjaralar kiradi. Tetragonal panjaraning ikkita parametri bor: kvadrat asosi qirrasining  $a$  uzunligi va parallelepipedning  $s$  balandligi.



### **Geksagonal tizim**

Bu tizimning asosini muntazam olti qirrali prizma tashkil qiladi. Uning asosiy parametrlari – prizma asosi tomonining  $a$  uzunligi va prizmaning  $s$  balandligidan iborat.

### **Romboedrik tizim**

Brave parallelepiped romboedr shaklga ega. Bu tizimning yagona panjarasi tomonlari bir xil romblardan iborat sodda panjaradir. Uning ikki parametri bor: romb qirrasining  $a$  uzunligi va qirralar orasidagi  $\alpha$  burchak.

### **Rombik va ortogonal tizim**

Brave parallelepiped to'g'ri burchakli bo'lib, uning uchta qiymati –  $a$ ,  $b$ ,  $c$  qirralarining uzunliklari panjaraning parametrlari bo'lib xizmat qiladi. Bu tizimda Brave panjarasining 4 xili: sodda, hajm bo'yicha markazlashgan, tomonlari markazlashgan va asoslari markazlashgan panjaralar mavjud.

### **Monoklin tizim**

Brave parallelepiped – to'g'ri parallelepipeddan iborat. Uning asosi parallelogramdan iborat bo'ladi. Monoklin panjaraning 4 xil parametrlari bor: Brave parallelepiped qirralarining  $a$ ,  $b$ ,  $c$  uzunliklari va ulardan ikkitasi orasidagi burchak.

### **Triklin tizim**

Bu tizimning panjaralari faqat sodda panjaralardir. Brave parallelepiped ixtiyoriy shaklda bo'lishi mumkin. Panjaraning parametrlari quyidagilardan iborat: Brave parallelepiped qirralarining  $a$ ,  $b$ ,  $s$  uzunliklari va ular orasidagi  $\alpha$ ,  $\beta$ ,  $\gamma$  burchaklar.

## **124 - §. Erkin atomlarning energetik sathlari**

Atomda elektronning holati to'rtta kvant soni bilan aniqlanadi:

$n$  – bosh kvant soni,  $\ell$  – orbital,  $m_\ell$  – magnit va  $G$  – spin kvant sonlari.

Vodorod atomida *bosh kvant soni* atomning statsionar holatdagi energiyasini  $E(n)$  belgilaydi:

$$E(n) = -\frac{R}{n^2}, \quad (124.1)$$

bu yerda  $R = 13,6 \text{ eV}$  – Ridberg universal doimiysi, ajratilgan vodorod atomi potentsial o'rasining chuqurligini belgilaydi.

*Orbital kvant soni*  $\ell$  elektronning impulsi – harakat miqdorining orbital momentini belgilaydi:

$$P_{\ell} = \frac{\hbar}{2\pi} \sqrt{\ell(\ell+1)} \quad , \quad (124.2)$$

$\ell$  – kvant soni quyidagi butun sonli  $n$  – ta qiymatlarni qabul qiladi:

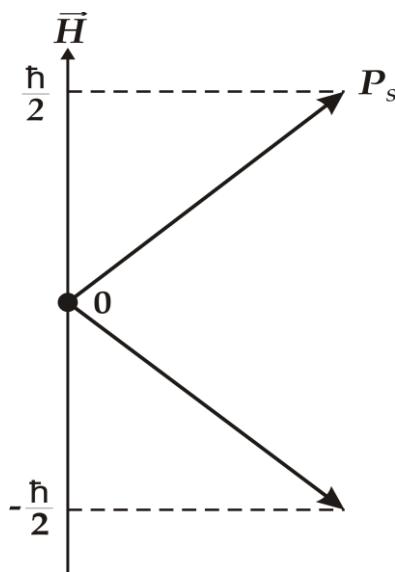
$$\ell = 0, 1, 2, \dots, (n-1).$$

*Magnit kvant soni*  $m_{\ell}$  harakat miqdori orbital momentining  $\vec{H}$  magnit maydon yo'nalishiga proektsiyasini belgilaydi: Vektor  $\vec{P}_{\ell}$  ning  $\vec{H}$  yo'nalishiga nisbatan burilishi shunday bo'ladiki, bu holda uning shu yo'nalishga proektsiyasi  $\hbar$  ga teng karraligi saqlanadi :

$$P_{\ell n} = m_{\ell} \hbar \quad , \quad (124.3)$$

$m_{\ell}$  – kvant soni quyidagi qator diskret  $(2\ell+1)$  qiymatlarni qabul qiladi:

$$m_{\ell} = -\ell, -( \ell - 1), \dots, 0, 1, 2, \dots, \ell$$



**213 – rasm. Elektronning harakat miqdori xususiy momentlari yo'nalishlari**

*Spin kvant soni* elektronning harakat miqdori xususiy momentining  $\vec{H}$  yo'nalishiga nisbatan (orientatsiyasini) burilishini belgilaydi.  $\vec{P}_s$  vektori  $\vec{H}$  yo'nalishga nisbatan shunday buriladiki, uning  $\vec{H}$  ga proektsiyasi quyidagiga teng bo'ladi (213 - rasm):  $P_{SH} = \sigma \hbar$  bu yerda,  $\sigma$  – faqat ikkita qiymatni qabul qiladi: 1/2 va -1/2.

Barcha boshqa kvant sonlarining istalgan qiymatlarida orbital kvant sonining qiymati  $\ell = 0$  ga to'g'ri keladigan holatlar *S - holatlar* deb ataladi;  $\ell = 1$  bo'lgan holatlar – *p - holatlar* deb ataladi;  $\ell = 2$  bo'lgan holatlar – *d - holatlar* deb ataladi;  $\ell = 3$  bo'lgan holatlar – *f - holatlar* deb ataladi va x.k.

Vodorod atomining uchta guruh energetik holatlariga tegishli ajralgan energetik sathlarning joylashish chizmasi 3 – jadvalda keltirilgan.

### Vodorod atomi uchta bosh kvant sonlariga tegishli energetik sathlarning joylashish chizmasi

3 – jadval.

E (n)-energetik holatlar	Ayniganlik karrasi (2ℓ + 1)	Elektronlarning soni	Ajralgan energetik sathlar
E (3,2) 3d	5	10	----- 2 ----- 1 3d ----- 0 ----- -1 ----- -2
E (3,1) 3p	3	6	----- 1 3p ----- 0 ----- -1
E (3,0) 3s	1	2	3s ----- 0
E (2,1) 2p	3	6	----- 1 2p ----- 0 ----- 1
E (2,0) 2s	1	2	2s ----- 0
E (1,0) 1s	1	2	1s ----- 0

Barcha  $S$  – energetik sathlar aynimagan sathlardir, chunki bu sathlarga fakat bitta elektron holati to'g'ri keladi.

$R$  – energetik sathlar 3 - karra aynigan bo'ladi va ularga elektronlarning 3 ta holati to'g'ri keladi:

$$m_l = -1, 0, +1$$

Har bir holatga ikkita elektron joylashishi mumkin bo'lgani uchun, barcha sathlarni to'ldirish uchun 6 - ta elektron kerak bo'ladi.

Umumiy holda  $\ell$  orbital kvant sonli sath  $(2\ell + 1)$  karra aynigan bo'ladi va unda  $2(2\ell + 1)$  elektronlar joylashishi mumkin.

Erkin atom kuchli maydonga kiritilsa, sathlarning ayniganligi yo'qoladi va ular  $(2\ell + 1)$  sathlarga ajraladi. Tashqi maydon energetik sathlarning potentsial chuqurlikda joylashishiga qarab, turlicha ta'sir etadi. Yadroga yaqinroq joylashgan elektronlarga maydon deyarli ta'sir etmaydi. Yadrodan uzoqroq joylashgan elektronlarga maydon kuchli ta'sir eta boshlaydi.

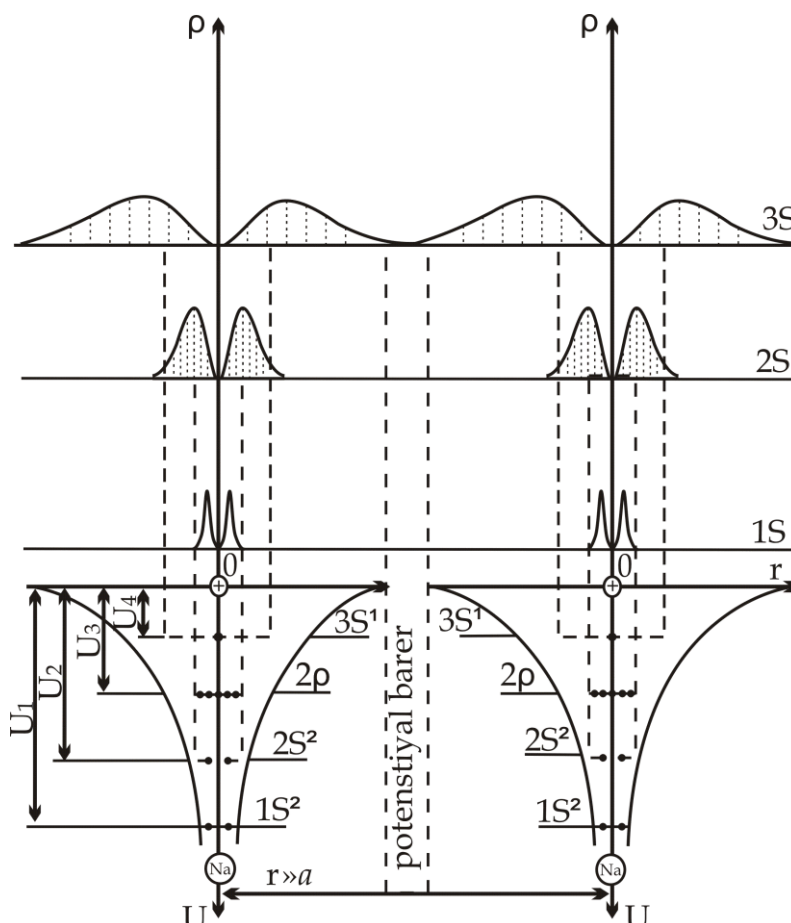
## 125 - §. Kristallarda elektronlarning umumlashuvi

Qattiq jismlarda atomlar orasidagi masofalar nihoyatda kichik va har bir atom qo'shni atomlarning kuchli maydoni ta'sirida bo'ladilar. Quyidagi ideallashtirilgan misolda qo'shni atomlarning kuchli maydonini energetik sathlarga ta'sirini ko'rib chiqamiz.

$N$  ta natriy atomini kristall panjara ko'rinishida joylashtiramiz va boshlanishda ular orasidagi masofani atomlar maydoni bir – biri bilan ta'sir doirasida bo'lmaydign tarzda tanlaymiz. Bu holda elektronlarning energetik holatlari xuddi alohida atomlar elektronlarining energetik holatiga o'xshagan bo'ladi. 214 - rasmda ikkita natriy atomining energetik chizmasi keltirilgan. Rasmda bu atomlarning har biri ponasimon potentsial chuqurlik sifatida va bu chuqurlik ichida  $1s$ ,  $2s$ ,  $2p$ ,  $3s$  energetik sathlar joylashganligi tasvirlangan. Natriyning  $1s$ ,  $2s$ ,  $2p$  energetik sathlari elektronlar bilan butunlay to'lgan.  $3s$  sath yarmigacha to'lgan,  $3s$  dan yuqorida joylashgan energetik sathlar bo'shdir.

Rasmdan ko'rinishicha, natriyning alohida turgan atomlari, qalinligi  $r \gg a$  bo'lgan potentsial to'siq bilan ajralib turibdi, bu yerda  $a$  – kristall panjara doimiysi.

Har xil energetik sathlarda joylashgan elektronlarning potentsial to'rsiqlari balandligi  $U$  bir-biridan farqlidir. Bu balandliklar 00 - nol energetik sathdan tegishli energetik sathlarga bo'lgan masofalarga tengdir. Potentsial to'rsiq bir atomdan ikkinchisiga elektronlarning erkin o'tishiga qarshilik qiladi.



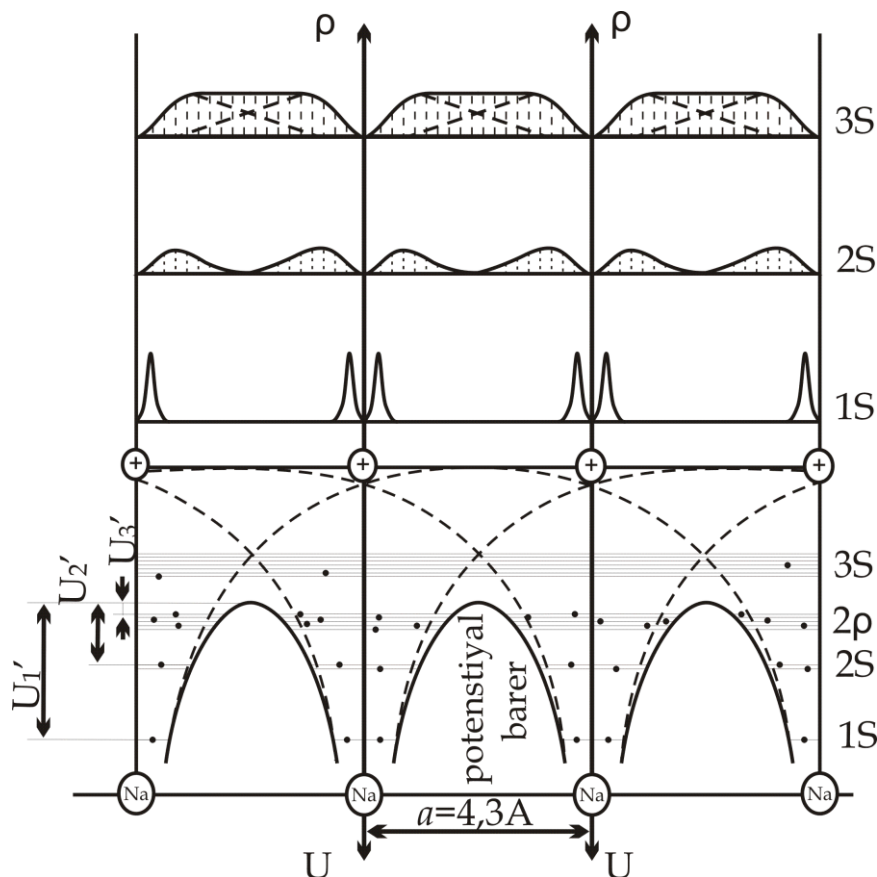
**214 - rasm. Bir – biri bilan o'zaro ta'sirda bo'lmagan natriy atomlari elektronlarining energetik holatlari**

Rasmning yuqori qismida yadrodan berilgan masofada elektronning bo'lish ehtimolligi zichligining taqsimlanishi  $S = 4\pi r^2 \psi \psi^*$  keltirilgan. Bu egri chiziqlarning maksimumlari elektronlarning Bor orbitalari holatlariga to'g'ri keladi. Endi kristall panjaraning simmetriyasini buzmasdan, asta-sekin siqa boshlaymiz. Atomlarning bir-biriga yaqinlashishi bilan ular orasidagi ta'sir kuchi kuchaya boshlaydi va kristall panjara doimiysiga teng masofalarda kristallga xos xususiyatlar namoyon bo'la boshlaydi.

215 - rasmdan ko'rinishicha, qo'shni atomlarni ajratuvchi potentsial chiziqlar bir-birining ustiga qisman tusha boshlaydi va 00 – nol inchi energetik sathdan pastda joylashgan natijaviy egri chiziqni hosil qiladi.

Shunday qilib, atomlarning bir - biriga yaqinlashishi potentsial to'siqqa ikki xil ta'sir o'tkazadi:

- to'siqning qalinligini panjara doimiysigacha kamaytiradi va balandligini pasaytiradi.



**215 – rasm. Bir – biri bilan o'zaro ta'sirda bo'lgan natriy atomlari elektronlarining energetik holatlari**

1s energetik sath elektronlari uchun to'siq balandligi  $U_1^1$ , 2s – uchun  $U_2^1$ , 2p – uchun  $U_3^1$  ga teng bo'ladi. 3s – energetik sath elektronlari uchun to'siq balandligi natriy atomining 3s – energetik sathining boshlang'ich holatidan ancha pastda joylashadi. Shuning uchun bu sathning valent elektronlari amalda bir atomdan ikkinchisiga to'siqsiz o'tishi mumkin. Shu holatni valent elektronlarining elektron buluti xarakteri ham ko'rsatib turibdi. Bu hodisa kristall panjarada *elektronlarning to'la umumlashish hodisasi* deb ataladi. Bunday umumlashgan elektronlar – *erkin elektronlar* kabi bo'lib, ularning to'plami esa *elektron gaz* deb ataladi.

Atomlarning yaqinlashishidan potentsial to'siqning kengligi va balandligini keskin kamayishi natijasida kristall panjaraning nafaqat valent elektronlari, balki pastki sathlarda joylashgan elektronlari ham erkin harakat

qilishi mumkin. Pastki energetik sathlardagi elektronlar to'siqni *tunnel mexanizmi* orqali o'tishi hisobiga siljiy oladilar. Bu to'siqlar balandligi qancha past va kengligi yupqa bo'lsa, elektronlar shuncha to'la umumlashadi va *erkin elektronlar*, deb hisoblanadi.

## 126 - §. Kristallarda energetik sohalarning hosil bo'lishi

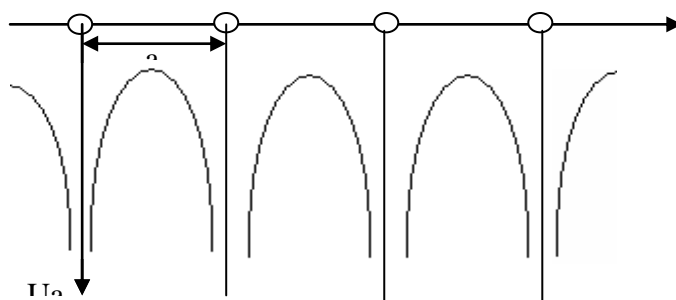
Qattiq jismlar fizikasi nazariyasining asosiy masalasi kristallardagi elektronlarning energetik spektrini aniqlashdan iborat. Kristall panjara bo'yicha elektronning harakatini quyidagi Shredinger tenglamasi orqali ifodalash mumkin:

$$\Delta\psi + \frac{2m}{\hbar^2}(E - U)\psi = 0, \quad (126.1)$$

bu yerda  $E$  – elektronning to'la energiyasi,  $U$  – potentsial energiyasi va  $m$  – uning massasidir. Agar umumlashgan elektronlar atomlar bilan yetarlicha kuchli bog'lanishni saqlab qolsalar, ularning potentsial energiyasini quyidagi ko'rinishda ifodalash mumkin:

$$U = U_a + \delta U, \quad (126.2)$$

bu yerda  $U_a$  – alohida atomdagi elektronning potentsial energiyasidir (216 - rasm).



**216 – rasm. Kristall panjara atomlari potentsial energiyalarining ko'rinishi**

Kristall uchun bu energiya panjara parametriga teng davriy funktsiyadir, chunki elektron energiyasi uni bir atomdan ikkinchisiga o'tishida qaytarilib turadi.  $\delta U$  – qo'shni atomlarning ta'sirini inobatga oluvchi qo'shimcha haddir.

Agarda (65.2) – ifodada qoʻshimcha hadni inobatga olmasak, alohida atomdagi elektronning toʻlqin funktsiyasini va energiyasini quyidagicha tasvirlash mumkin:

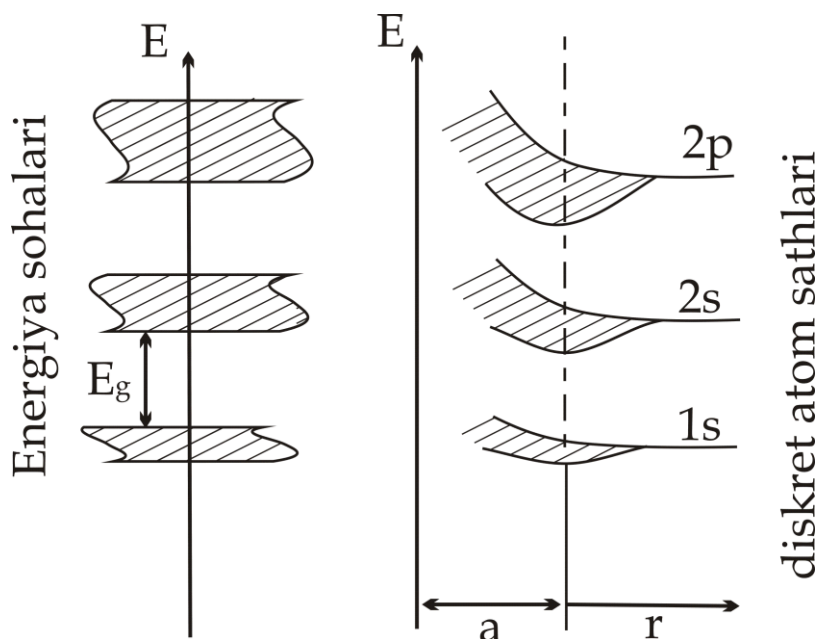
$$\psi = \psi_a, E = E_a(n, \ell)$$

bu yerda  $n, \ell$  - atomdagi elektronning energiyasini aniqlovchi bosh va orbital kvant sonlaridir.

Kristall va alohida atomdagi elektronning energetik sathlari orasidagi farq quyidagidan iborat. Agarda alohida atomdagi  $E_a(n, \ell)$  energetik sath yagona boʻlsa,  $N$  ta atomlardan tashkil topgan kristallda bu energetik sath  $N$  marta takrorlanadi. Boshqacha qilib aytganda, atomdagi har bir energetik sath kristallda  $N$  karra aynigan boʻladi.

Endi potentsial energiyadagi  $\delta U$  qoʻshimcha hadni koʻrib chiqamiz.

Kristall hosil boʻlishida har bir atom qoʻshni atomlarning oʻsib boruvchi maydoniga kirib boradi va ular bilan oʻzaro taʼsirda boʻla boshlaydi. Bu taʼsir yuqoridagi energetik sathlarning aynish holatini yoʻqqa chiqaradi. Natijada alohida atomdagi  $E_a(n, \ell)$  energetik sath  $N$  ta bir-biriga yaqin joylashgan energetik sathlarga ajraladi va *energetik soha* hosil qiladi (217 - rasm).



217 – rasm. Kristall panjara shakllanishida energetik sohalarning hosil boʻlishi



Agarda, ajralgan atomda energetik sath  $(2\ell + 1)$  karralik aynigan bo'lsa, unga tegishli energetik soha, kristall panjara hosil bo'lganda,  $N(2\ell + 1)$  ta ajralgan sathlarga ega bo'ladi.  $S$  – sath  $N$  ta ajralgan sathlardan iborat  $S$  – sohani hosil qiladi va bu soha  $2N$  ta elektronlarning o'z ichiga joylashtira oladi.

$R$  – energetik sath  $3N$  ta ajralgan sathlardan iborat  $R$  – sohani hosil qiladi va bu soha o'ziga  $6N$  ta elektronlarni joylashtira oladi.

Ma'lum bir o'lchamli kristalldagi energetik sohaning ajralgan energetik sathlari orasidagi masofa juda kichikdir.

Masalan, hajmi  $1 \text{ sm}^3$  bo'lgan kristall taxminan  $10^{22}$  ta atomlardan tashkil topgan bo'lsa, energetik sohaning kengligi  $1 \text{ eV}$  bo'lganda, ajralgan energetik sathlar orasidagi energetik masofa  $\sim 10^{-22} \text{ eV}$  ga teng bo'ladi. Shuning uchun ajralgan energetik sathlardan tashkil topgan sohani deyarli uzluksiz deb hisoblash mumkin. Ammo energetik sathlar miqdori chegaralangan bo'lgani sababli, holatlar bo'yicha elektronlarning taqsimot xarakterini aniqlash katta ahamiyatga ega bo'ladi.

Kristall panjaraning maydoni atomlarning tashqi valent elektronlariga kuchli ta'sir qiladi. Kristalldagi bu elektronlarning holati eng kuchli o'zgaradi, ularning energetik sathlaridan tashkil topgan energetik soha juda keng bo'ladi. Yadro bilan kuchli bog'langan ichki elektronlar qo'shni atomlarning kuchsiz ta'sirida bo'ladi, natijada ularning kristalldagi energetik sathlari deyarli ajralgan atomlardagiga o'xshash torligicha o'zgarmay qoladi.

213 – rasmda diskret atom sathlaridan kristall panjara shakllanganda energetik sohalar hosil bo'lishining chizma tasviri keltirilgan.

Shunday qilib, alohida atomning har bir energetik sathiga, kristallda unga tegishli, mumkin bo'lgan energetik soha to'g'ri keladi:  $1s$  energetik sathga –  $1s$  energetik soha,  $2p$  – energetik sathga –  $2p$  energetik soha va h.k.

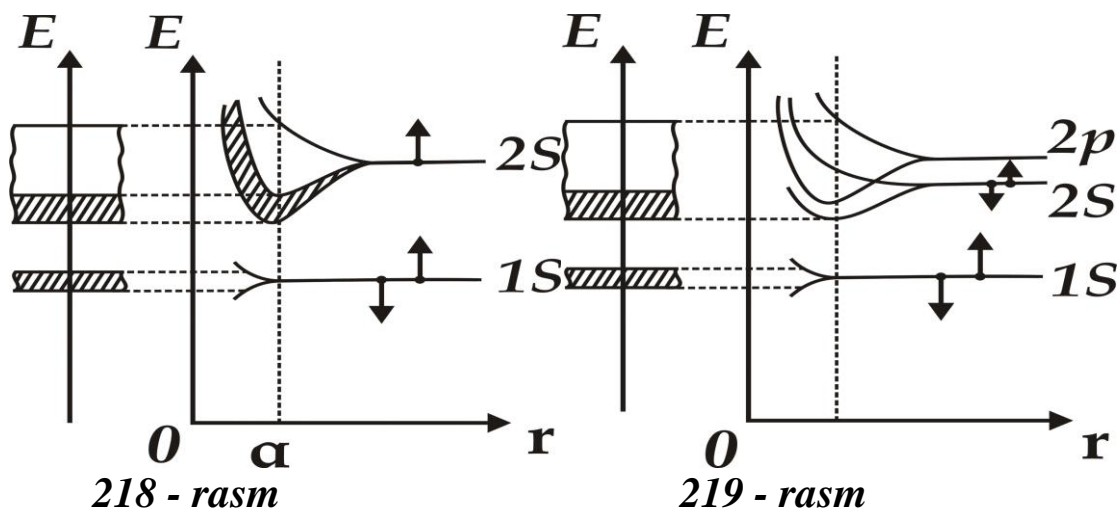
Elektronlar egallashi mumkin bo'lgan energetik sohalar  $E_g$  taqiqlangan energetik sohalar bilan ajratilgan bo'ladi.

Atomdagi elektronning energiyasi ortishi bilan mumkin bo'lgan energetik sohalar kengligi kattalasha boradi, taqiqlangan sohalar kengligi toraya boshlaydi.

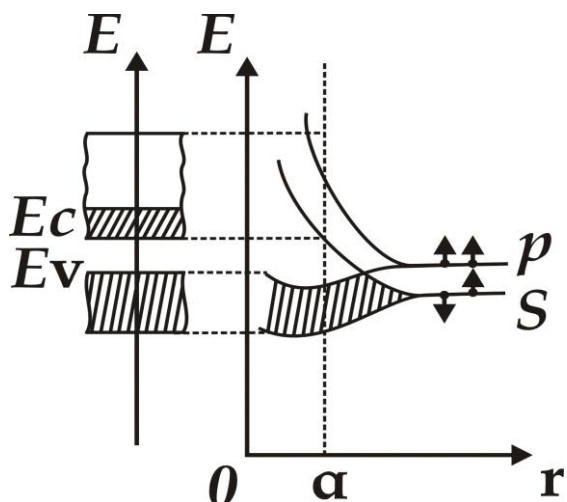
218 – 220 rasmlarda misol tariqasida litiy, berilliy va olmos tuzilishiga ega bo'lgan himiyaviy elementlarning (olmos, kremniy, germaniy) energetik sohaları keltirilgan.

Litiy kristallida (218 - rasm)  $1s$  – sath tor energetik sohani,  $2s$  – sath keng energetik sohani hosil qiladi.

Berilliy kristallida  $2s$  va  $2p$  energetik sohalar bir-birini to'sib turadi va *aralashgan, gibrid soha* deb ataluvchi sohani hosil qiladi (219 - rasm).



218 - rasm  
219 - rasm  
*Litiy va berilliy elementlarning energetik sohaları*



220 – rasm. *Yarim o'tkazgichlarning energetik sohaları*

Xuddi shunday tasvir Mendeleev jadvali 2 - guruhining asosiy elementlarida ham hosil bo'ladi.

Olmos tuzilishli ximiyaviy elementlarda energetik sohalar hosil bo'lishi boshqacha kechadi (220 - rasm). Bu yerda  $s$  - va  $p$  - energetik sathlardan hosil bo'lgan sohalar bir-biri bilan to'sishib, 2 ga ajraladi, ularning har birida bitta  $s$  va uchta  $p$  - holat mavjuddir ( $sp^3$  - gibrid bog'lanish). Bu sohalar taqiqlangan soha bilan ajralib turadi. Pastdagi elektronlar joylashishi mumkin bo'lgan soha *valent soha*, yuqoridagisi *o'tkazuvchanlik sohasi* deb ataladi.

## 127 - §. Elektron energiyasining to'liqin vektoriga bog'liqligi

Kristallarda elektronlarning energetik spektrlari sohaviy xarakterga ega bo'lishini ko'rib chiqdik. Endi esa, har bir energetik soha ichida elektronning  $E$  energiyasi  $r$  – impulsiga qanday bog'liqligini ko'rib chiqamiz.  $E(r)$  – bog'liqlik *dispersiya qonuni* deb ataladi.

Avval, eng oddiy bo'lgan erkin elektronning harakatini ko'rib chiqamiz. Uning  $x$  – o'qi bo'ylab harakati quyidagi Shredinger tenglamasi bilan ifodalanadi:

$$\frac{d^2\psi}{dx^2} + \frac{2m}{\hbar^2} E\psi = 0 \quad , \quad (127.1)$$

bu yerda  $E = \frac{p^2}{m}$  dan iborat, chunki erkin elektron faqat kinetik energiyaga ega bo'ladi. Ana shu ifoda *dispersiya nisbatini* namoyish etadi.

Boshqa tarafdand ,

$$P = \frac{\hbar}{\lambda / 2\pi} \quad , \quad (127.2)$$

bu yerda  $\lambda$  – elektron to'liqinining uzunligi va u to'liqin vektori bilan quyidagicha bog'langandir:

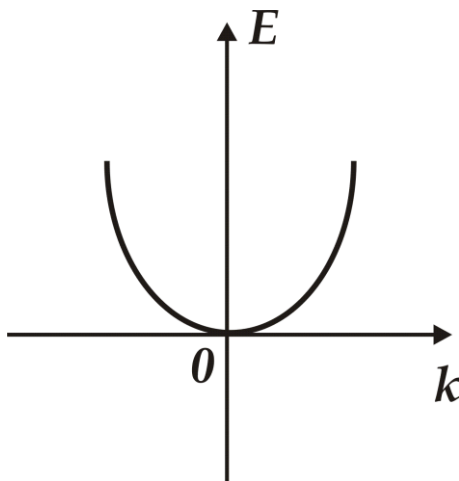
$$k = \frac{2\pi}{\lambda} \quad , \quad (127.3)$$

To'liqin vektori elektron to'liqinining tarqalish yo'nalishi bilan mos keladi va *elektronning to'liqin vektori* deb ham ataladi. Yuqoridagi ifodalardan quyidagiga ega bo'lamiz:

$$E = \frac{p^2}{2m} = \frac{\hbar^2 k^2}{2m} \quad , \quad (127.4)$$

Bu ifoda erkin elektron energiyasining to'liqin vektoriga bog'liqligini belgilaydi va dispersiya nisbatining boshqacha ko'rinishi hisoblanadi.

(127.4) – ifodadan erkin elektronning dispersiya qonuni bir o'lchamli harakatlar uchun kvadratik xarakterga ega ekanligi ko'rinib turibdi (221 – rasm).



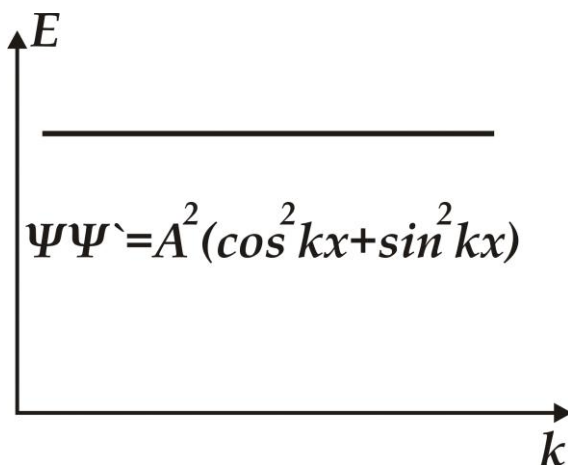
221 – rasm. Erkin elektronning dispersiya qonuni

Shredinger tenglamasining (127.1) yechimi yassi chopadigan to'lqindan iborat:

$$\psi = Ae^{ikx} , \quad (127.5)$$

bu yerda  $A$  – to'lqin amplitudasi.

To'lqin funksiyasi modulining kvadrati fazoning ma'lum qismida elektronni bo'lish ehtimolligiga proporsionaldir.



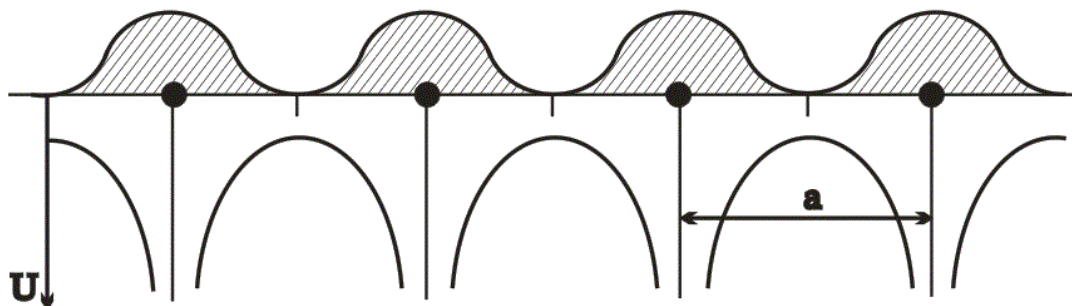
222 – rasm. Erkin elektronning fazoda bo'lish ehtimolligi

222 – rasmdan ko'rinishicha, erkin elektron uchun bu ehtimollik elektronning koordinatasiga bog'liq emas, chunki

$$|\psi|^2 = \psi\psi^* = A^2 , \quad (127.6)$$

$x$  o'zgarishi bilan o'zgarmasdan qoladi. Erkin elektron uchun fazoning barcha nuqtasi ekvivalentdir va uni fazoning istalgan nuqtasida topish ehtimolligi bir xildir.

Kristall panjara ionlarining tartibli joylashishidan hosil bo'lgan kristallning davriy maydonida harakatlanayotgan elektron uchun dispersiya qonuni boshqacha ko'rinishda bo'ladi (223 – rasm).



223 – rasm. Kristall panjaraning davriy maydoni

Kristallning berilgan nuqtasida elektronni topish ehtimolligi  $x$  koordinataning davriy funktsiyasidir, chunki kristall panjara doimiysi  $a$  – ga karrali ( $A$ ,  $A'$  va  $V$ ) holatlarda elektronning bo'lish ehtimolligi bir xildir. Faqat bitta davr chegarasidagi nuqtalarda elektronni topish ehtimolligi har xildir. Bu davriy maydonda harakat qilayotgan elektronning to'lqin funktsiyasi  $\psi(x)$  amplitudasi doimiy o'zgarmas qolmasligini bildiradi. Boshqacha qilib aytganda, to'lqin funktsiyasining amplitudasi kristall panjara doimiysi  $a$  bilan modulyatsiyalangan, deb hisoblanadi. Ushbu modulyatsiyalangan amplitudani  $U(x)$  orqali belgilaymiz. U holda, kristallning davriy maydonida  $x$  – o'qi yo'nalishida harakatlanayotgan elektronning to'lqin funktsiyasini quyidagi ko'rinishda keltirish mumkin:

$$\psi(x) = U(x)e^{ikx} \quad , \quad (127.7)$$

bu yerda  $U(x+na) = U(x)$ ,  $n$  istalgan butun son. Bu funktsiyaning aniq ko'rinishi Shredinger tenglamasidagi potentsial energiyaning  $U(x)$  ko'rinishi bilan aniqlanadi. Elektronning dispersiya qonunida ham tegishli o'zgarishlar sodir bo'ladi: Birinchidan, shunday elektronlarning energetik spektri sohasiy xarakterga ega bo'ladi,  $E_a$  atom sathlaridan tashkil topgan, mumkin bo'lgan sohalar taqiqlangan energiyali sohalar bilan ajralgan bo'ladi. Ikkinchidan, har bir energetik soha ichida elektronning energiyasi to'lqin vektorining davriy funktsiyasidan iborat bo'ladi:

$$U(k) = E_a + c + 2A \cos ka \quad , \quad (127.8)$$

bu yerda  $E_a$  – soha hosil qiluvchi atom sathining energiyasi,  $s$ – ushbu sathning qo’shni atomlar maydoni ta’sirida siljishi,  $A$  – kristalda to’lqin funktsiyalarining o’zaro tutashuvidan elektronlarning bir atomdan ikkinchisiga o’tish ehtimolligini hisobga oluvchi o’zaro almashish integralidir.

To’lqin funktsiyalari qanchalik kuchli tutashishsa,  $A$  shuncha katta bo’ladi, ya’ni qo’shni atomlar o’zlarining elektronlari bilan kattaroq chastota bilan almashadilar.

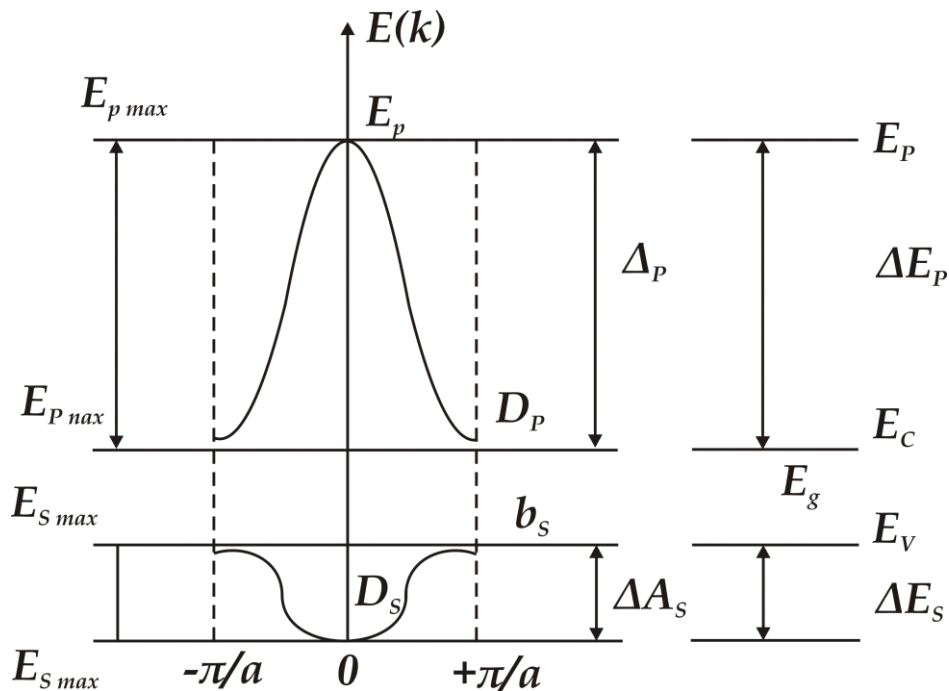
$S$  – holat uchun  $A_s < 0$ ,  $p$  – holat uchun  $A_p > 0$  shuning uchun (127.8) – ifodani quyidagicha yozish mumkin:

$$U_s(k) = E'_s - 2A_s \cos ka \quad , \quad (127.9)$$

$$U_p(k) = E'_p + 2A_p \cos ka \quad , \quad (127.10)$$

bu yerda  $A_s$ ,  $A_p$  – bu holatlarning almashish integrallarining absolyut qiymatlaridir.

Quyidagi 224 – rasmda, (127.9) va (127.10) tenglamalar asosida



224 – rasm.  $S$  – va  $P$  – sohalarning dispersiya chiziqlari

chizilgan,  $s$  – va  $p$  – sohalarning dispersiya chiziqlari keltirilgan.  $s$  – holat uchun  $E_s$   $k = 0$  da minimal qiymatga ega:

$$U_{s_{\min}} = E'_s - 2A_s$$

To'lqin vektorining oshishi bilan  $\cos ka$  kamayadi,  $E(k)$  o'sib boradi va  $k = +\frac{\pi}{a}$  da  $U_{s_{\max}} = E'_s + 2A_s$  maksimal qiymatga erishadi.

To'lqin vektorining  $0$  dan  $-\frac{\pi}{a}$  gacha o'zgarishida  $E_s(k)$  ham yuqoridagidek o'zgaradi. Elektronlar uchun mumkin bo'lgan  $s$  - soha kengligi  $E_{s_{\min}}$  dan  $E_{s_{\max}}$  gacha bo'lgan qiymatga teng:

$$\Delta E_s = E_{s_{\max}} - E_{s_{\min}} = 4A_s, \quad (127.11)$$

Bu qiymat qo'shni atomlar to'lqin funktsiyalarining to'sish darajasiga bog'liq.

$p$  – holat uchun,  $k = \pm \frac{\pi}{a}$  bo'lganda

$$U_{p_{\min}} = E'_p - 2A_p$$

$k = 0$  bo'lganda,

$$U_{p_{\max}} = E'_p + 2A_p$$

qiymatga ega bo'ladi.  $p$  – sohaning kengligi

$$\Delta E_p = E_{p_{\max}} - E_{p_{\min}} = 4A_p, \quad (127.12)$$

ga teng va  $A_r$  – almashish integrali qiymati bilan aniqlanadi.

Qoida bo'yicha, atom sathi qancha yuqori joylashgan bo'lsa, kristalldagi bu sathning elektronlari to'lqin funktsiyalari bir – birini shunchalik kuchli to'sadi, natijada almashish integrali qiymati shuncha katta bo'ladi va shu sathdan tashkil topgan energetik soha kengligi ham katta

bo'ladi. Shu sababli, atomning yuqori sathlaridan, tor taqiqlangan sohalar bilan ajralgan, keng energetik sohalar hosil bo'ladi.

To'lqin vektorining davriy funktsiyasi bo'lgan elektronning  $E(k)$  energiyasi, to'la tsikli o'zgarishga ega bo'lgandagi to'lqin funktsiya qiymatlarining sohalar *Brillyuen sohalar* deb ataladi.

Bir o'lchamli kristallarda birinchi Brillyuen sohasi  $k = -\frac{\pi}{a}$  dan  $k = +\frac{\pi}{a}$  gacha davom etadi va  $\frac{2\pi}{a}$  uzunlikka ega bo'ladi. Dispersiya egri chiziqlarining ekstremal qiymatlarida, ya'ni  $k = 0$ ,  $k = \pm \frac{\pi}{a}$  nuqtalar yaqinida  $\cos ka$  ni  $k$  bo'yicha qatorga yoysak

$$\cos ka = 1 - \left( \frac{ka}{2} \right)^2 + \dots, \quad (127.13)$$

ga ega bo'lamiz. Bu qiymatni (127.9) – va (127.10) – tenglamalarga qo'ysak, quyidagilarga keltirib chiqaramiz:

$$E_s(k) = E'_s + A_s(ka)^2 - 2A_s = E_{s_{\min}} + A_s(ka)^2,$$

$$E_p(k) = E_{p_{\max}} - A_p(ka)^2,$$

bu yerda  $E(k)$  – dispersiya chizig'ining minimumi *energetik sohaning tubi*, maksimumi esa *energetik sohaning shipi* deb ataladi. Yuqorida olingan tengliklarni umumiy ko'rinishda quyidagicha yozish mumkin: sohaning tubi uchun

$$E_{tub}(k) = E_{\min} + A_T(ka)^2, \quad (127.14)$$

energetik sohaning shipi uchun

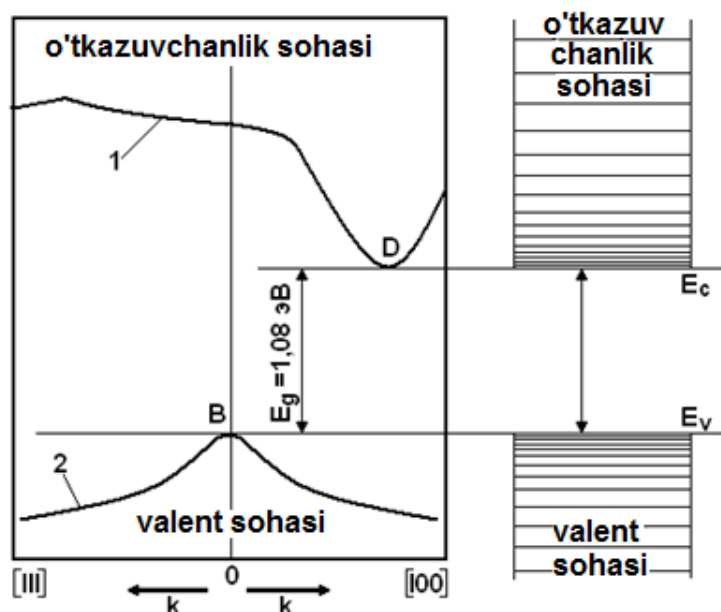
$$E_{ship}(k) = E_{\max} - A_{sh}(ka)^2, \quad (127.15)$$



Shunday qilib, energetik sohaning tubi va shipida elektronning energiyasi to'liqin vektorining kvadrati va sohaning kengligini belgilovchi almashish integraliga proporsional ekan.

Quyidagi 225 – rasmda, misol tariqasida, kremniyning o'tkazuvchanlik (1 – egri chiziq) va valent sohasiga (2 – egri chiziq) tegishli dispersiya qonuniyatlari keltirilgan. Rasmdan ko'rinishicha, kremniyning o'tkazuvchanlik sohasi tubi  $D$  Brilyuen sohaning qoq o'rtasida, bo'lmay  $[100]$  yo'nalish chegarasi yaqinida joylashgan.

Valent sohasi parabolaga o'xshash egri chiziq bilan chegaralangan va  $V$  shipi Brillyuen sohaning qoq o'rtasiga to'g'ri keladi. Shu holatlarda ham sohalarning shipi va tubida  $E(k)$  ning kvadratik bog'lanish xarakteri saqlanib qolingan.



225 – rasm. Kremniyning sohalariga tegishli dispersiya chiziqlar

## 128 – §. Elektronning effektiv massasi

Erkin elektronning impulsi uning to'liqin vektori bilan quyidagicha bog'langan:  $\vec{P} = \hbar \vec{k}$

Elektronning ilgarilanma harakat tezligi esa quyidagichadir:

$$\vec{v} = \frac{\vec{P}}{m} = \frac{\hbar}{m} \vec{k} \quad , \quad (128.1)$$

$E = \frac{\hbar^2 k^2}{2m}$  ni  $k$  bo'yicha differentsiallasak,

$$dE = \frac{\hbar^2}{m} k dk, \quad k = \frac{m}{\hbar^2} \frac{dE}{dk}$$

ga ega bo'lamiz va bularni  $\vec{p} = \hbar \vec{k}$  ga qo'ysak, quyidagi impuls va tezlik ifodalarini topamiz:

$$p = \frac{m}{\hbar} \frac{dE}{dk}, \quad v = \frac{1}{\hbar} \frac{dE}{dk}, \quad (128.2)$$

Ilgarilanma harakat impuls va tezligining bu ko'rinishdagi ifodalari faqat erkin elektronlar uchun emas, balki kristallning davriy maydonida harakat qilayotgan elektronlar uchun ham o'rinlidir. Faqat, bu holda  $R$  impulsni *elektronning kvaziimpulsi* deb ataymiz.

Kristallda  $Ye$  tashqi maydon hosil qilamiz. Bu maydon elektronga quyidagi kuch bilan ta'sir qiladi:

$$\vec{F} = -q\vec{E}$$

va quyidagi tezlanish beradi:

$$a = \frac{dv}{dt} = \frac{1}{\hbar} \frac{d^2 E}{dk^2} \frac{dk}{dt}$$

$F$  kuch  $dt$  vaqt ichida quyidagi ishni bajaradi:

$$dA = F \cdot v \cdot dt = \frac{F}{\hbar} \frac{dE}{dk} dt$$

Bu bajarilgan ish elektronning energiyasini  $dE$  ga oshiradi:

$$dE = \frac{F}{\hbar} \frac{dE}{dk} dt$$

Bundan quyidagiga ega bo'lamiz:  $\frac{dk}{dt} = \frac{F}{\hbar}$

Bu ifodani tezlanish formulasining o'ng qismiga qo'ysak, tezlanish ifodasini quyidagi ko'rinishda qayta yozishimiz mumkin:

$$a = \frac{F}{\hbar^2} \frac{d^2 E}{dk^2}, \quad (128.3)$$

Bu ifoda elektronning tezlanishi bilan  $Y_e$  tashqi maydon orqali ta'sir qilayotgan  $F$  kuch o'rtasidagi bog'lanishni o'rnatadi, ya'ni Nyutonning ikkinchi qonunini ifodalaydi. Demak, tashqi maydon ta'sirida elektron kristallning davriy maydonida xuddi shunday

$$m_{\text{eff}} = \frac{\hbar^2}{\frac{d^2 E}{dk^2}}, \quad (128.4)$$

massa bilan harakatlanayotgandek tuyuladi. Bu  $m_{\text{eff}}$  massa – elektronning *effektiv massasi* deb ataladi. Kristallning davriy maydonida elektron shu effektiv massa bilan harakatlansa, uni xuddi erkin elektronday tasavvur etamiz.

Effektiv massa kristallning davriy maydonidagi elektron harakatining barcha xususiyatlarini o'z ichiga olsa ham, eng avval u musbat va manfiy qiymatga ega bo'lishi mumkin, absolyut qiymati bo'yicha tinch holatdagi elektronning massasidan bir necha marta katta yoki kichik bo'lishi mumkin.

Sohaning tubida joylashgan elektronlarning energiyasidan

$$E_{\text{tub}} = E_{\text{min}} + A_T (ka)^2$$

$k$  bo'yicha olingan hosila quyidagiga teng bo'ladi:

$$\frac{d^2 E}{dk^2} = 2A_T a^2$$

Buni (128.4) – ifodaga qo'yib elektronning soha tubidagi effektiv massasini quyidagicha belgilaymiz:

$$m_n = \frac{\hbar^2}{2A_T a^2}, \quad (128.5)$$

$A_T > 0$  bo'lgani uchun,  $m_n > 0$ .

Shunday qilib, energetik sohaning tubida joylashgan elektronlar musbat effektiv massaga ega bo'ladilar, kristall hosil qilgan tashqi maydonda odatdagidek ta'sir qiluvchi kuch yo'nalishida tezlanish oladilar. Bu elektronlarning erkin elektronlardan farqi, faqat ularning effektiv massalari tinch holatda turgan elektronlar massasidan sezilarli farq qilishidadir.

(128.5) – ifodadan ko'rinishicha,  $A_{tub}$  katta bo'lishi bilan (ya'ni, mumkin bo'lgan energetik sath kengayishi) effektiv massa shuncha kichik qiymatlarga ega bo'ladi. Soha shipida joylashgan elektronlar energiyasi

$$Ye_{min} = Ye_{maks} - A_{sh}(ka)^2$$

dan  $k$  bo'yicha hosila olsak,

$$m'_p = -\frac{\hbar^2}{2A_T a^2}$$

effektiv massaga ega bo'lamiz. Bu effektiv massa manfiydir, shuning uchun bu elektronlar tashqi kuch ta'sirida teskari yo'nalishda tezlanish oladilar. Bu holda ham energetik soha qancha keng bo'lsa, effektiv massa shuncha kichik bo'ladi.

Erkin elektron uchun  $F$  – tashqi kuchning bajargan  $A$  – to'la ishi elektronning ilgarilanma harakati kinetik energiyasini oshishiga sarf bo'ladi.

$$A = E_k = \frac{mv^2}{2} = m \frac{\hbar^2 k^2}{2m^2} = \frac{\hbar^2 k^2}{2m}$$

Bundan  $k$  bo'yicha ikki marotaba hosila olsak,

$$\frac{d^2 E}{dk^2} = \frac{\hbar^2}{2m}$$

ga ega bo'lamiz. Bu tenglikni (67.3) ga qo'ysak, effektiv massa erkin elektronning massasiga teng ekanligini keltirib chiqaramiz:

$$m_{\text{eff}} = \frac{\hbar^2}{\frac{d^2 E}{dk^2}} = \frac{\hbar^2}{\hbar^2 / m} = m_0, \quad m_{\text{eff}} = m_0$$

Shunday qilib, erkin elektronning effektiv massasi tinch holatda turgan elektronning massasiga teng ekan.

Kristallda, kinetik energiyadan tashqari, potentsial energiyaga ega bo'lgan elektron holati boshqacha kechadi.  $F$  tashqi kuch ta'sirida harakatlanayotgan elektron bajarayotgan ishning bir qismi  $E'_k$  kinetik energiyaga, boshqa qismi  $U$  – potentsial energiyaga sarf bo'ladi:

$$A = E'_k + U$$

Bu holda, erkin elektronga nisbatan bu elektronning kinetik energiyasi va harakat tezligi asta – sekin orta boradi. Boshqacha qilib aytganda, elektron massasi oshib, og'irlasha boradi. Agarda barcha bajarilgan ish potentsial energiyaga sarf bo'lsa, u holda  $A = U$  bo'lib, elektronning kinetik energiyasi va harakat tezligi o'zgarmasdan qoladi, boshqacha qilib aytganda, elektronning effektiv massasi juda og'irligicha qoladi. Yana shunday holat kuzatilishi mumkinki, bunda harakat qilayotgan elektronning potentsial energiyasiga nafaqat  $F$  – tashqi kuchning bajargan barcha ishi, balki  $E_k$  – kinetik energiyasiga ham sarf bo'lishi mumkin:

$$U = A + E'_k$$

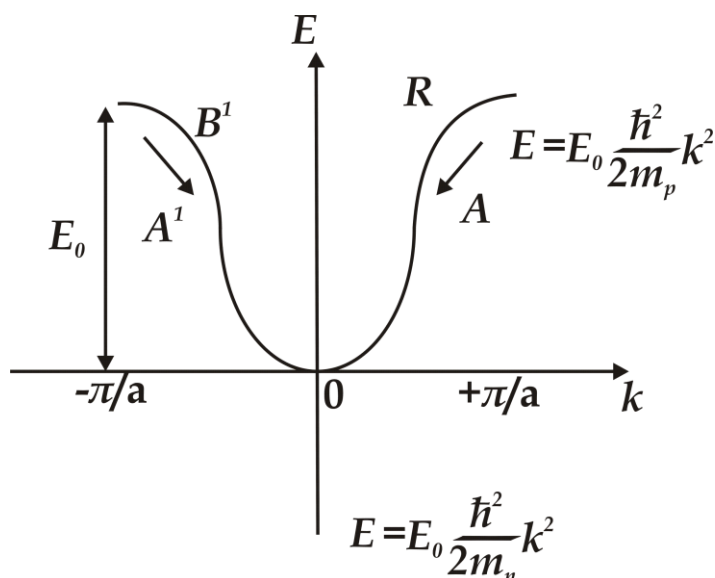
bu holatda harakat vaqtida elektronning tezligi kamaya borib, xuddi manfiy effektiv massaga ega bo'lgan elektronday to'xtab qoladi. Energetik sohasining shipiga joylashgan elektronning harakati yuqoridagidek kechadi.

Ayrim vaqtda, kristallda teskari holat ham uchrashi mumkin.  $F$  tashqi kuch ta'sirida elektron harakatlanayotganda, uning kinetik energiyasiga nafaqat tashqi kuch bajargan ishning barchasi, balki  $U$  elektronning potentsial energiyasi ham sarf bo'lishi mumkin:

$$E_k = A + U'$$

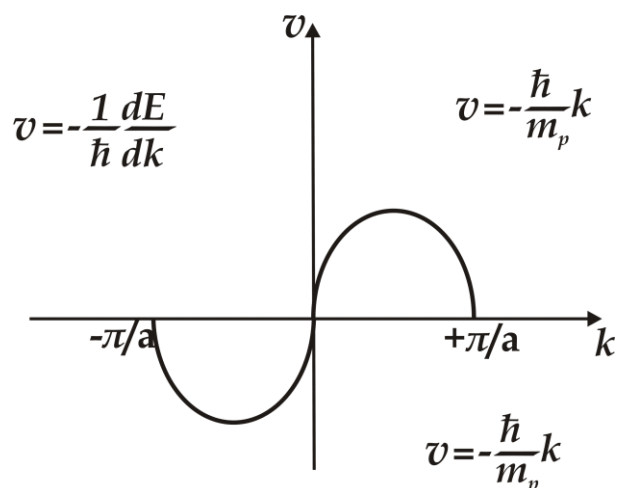
Bunday elektronning  $E'_k$  kinetik energiyasi va  $v$  tezligi orta boshlaydi va bunday elektron erkin elektrondan yengilroq massa bilan harakatlanadi:

$$m_{\text{eff}} < m_0$$



226 – rasm. Elektron kinetik energiyasining to'liqin vektoriga bog'liqligi

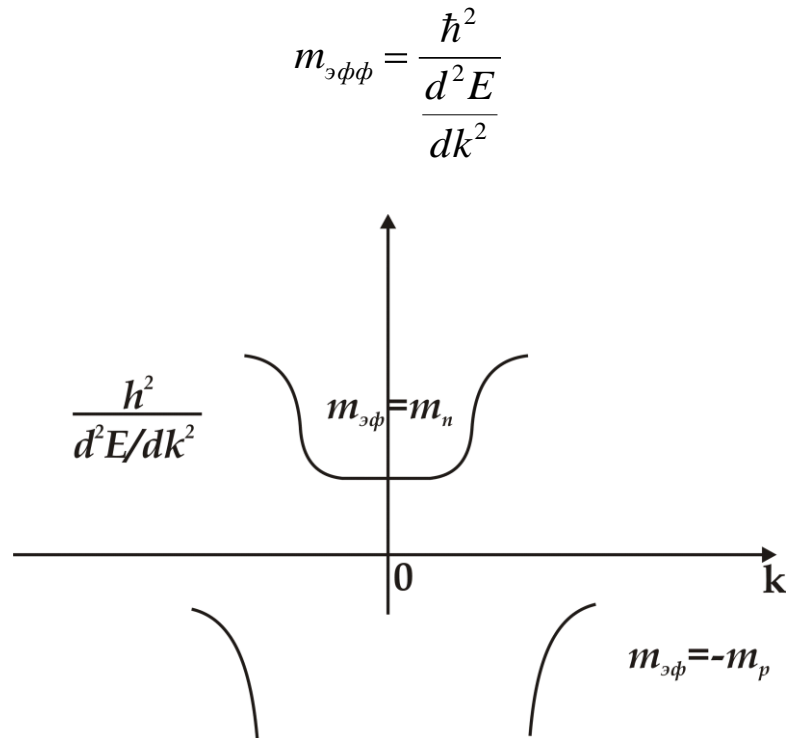
Yuqoridagi elektronning  $E(k)$  kinetik energiyasi,  $v$  harakat tezligi va  $m_{\text{eff}}$  effektiv massasining to'liqin vektoriga bog'liq o'zgarishi quyidagi 226 – 228 rasmlarda keltirilgan.



227 – rasm. Elektron harakat tezligining to'liqin vektoriga bog'liqligi

Energetik soha tubida ( $k = 0$  atrofida),  $k$  o'sishi bilan elektronning  $E(k)$  kinetik energiyasi  $k^2$  ga proporsional ravishda o'sa boradi (226 – rasm).

Elektronning ilgarilanma harakat tezligi  $v \approx \frac{dE}{dk}$  ga proporsional ravishda o'zgaradi, harakat tezlanishi musbat va effektiv massa  $m_n$  musbat qiymatini o'zgarasligini saqlab qoladi (228 – rasm):



228 – rasm. Elektron effektiv massasining to'liqin vektoriga bog'liqligi

A nuqtada  $E(k)$  egri chiziqning bukilishida  $\frac{d^2 E}{dk^2} = 0$  ga intiladi,  $\frac{dE}{dk}$  o'zining maksimal qiymatiga erishadi. Shu sababli bu nuqtaga yaqinlashganda  $m_{\text{eff}} \rightarrow \infty$ ,  $v \rightarrow v_{\text{max}}$  ga intiladilar. Bu nuqtadan keyin  $\frac{dE}{dk}$  so'na boshlaydi, natijada  $v$  harakat tezligi kamayadi, tezlanish o'z qiymati bo'yicha manfiy bo'ladi.

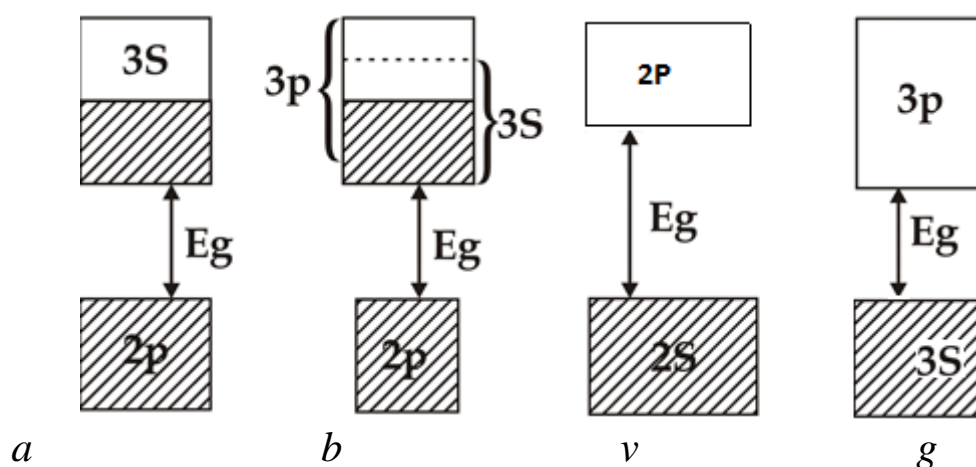
Sohaning cho'qqisida  $E(k)$  qaytadan  $k$  ning kvadratik funksiyasi bo'ladi va effektiv massa  $m'_n$  o'zgaras manfiy qiymatga erishadi.

## 129 – §. O'tkazgichlar, dielektriklar va yarim o'tkazgichlar

Har bir energetik soha chegaralangan miqdordagi energetik sathlardan iborat. Pauli printsipiga asosan, har bir energetik sathni ikkitadan ortiq

bo'lmagan elektronlar egallashi mumkin.

Qattiq jismda, elektronlar soni chegaralangan bo'lganda, faqat quyi energetik sathlar elektronlar bilan to'lgan bo'ladi.



229 – rasm. Qattiq jismlar energetik sohalarini elektronlar egallashi turlari

Sohalarni elektronlar egallash tabiatiga asosan, barcha jismlar ikkita katta guruhga bo'linadilar. Birinchi guruhga elektronlar to'la egallagan sohaga ega bo'lgan qattiq jismlar kiradi (229a – rasm). Bunday energetik soha elektronlar bilan qisman to'lgan atom sathlaridan hosil bo'lishi mumkin, (masalan ishqor metallarida). Qisman to'lgan soha, goh paytlarda, elektronlar to'la egallagan sohani qisman to'lgan soha to'sganda ham hosil bo'lishi mumkin (Berilliy va ishqor metallarda) (229b–rasm).

Ikkinchi guruhga elektronlar to'la egallagan sohadan yuqorida bo'sh sohalarga ega bo'lgan qattiq jismlar kiradi (229v – va 229g –rasmlar). Qattiq jismlarning bunday namunaviy misollariga Mendeleev davriy jadvalining IV guruh elementlari – uglerod, kremniy, germaniy va kul rang qalay kiradilar. Bu elementlarning kristall panjaralari olmos tuzilishiga o'xshashdir. Shu ikkinchi guruhga ko'pgina ximiyaviy birikmalar – metall oksidlari, nitridlar, karbidlar, galogenidlar va ishqor metallari kiradi.

Qattiq jismlarning sohalar nazariyasiga asosan, tashqi energetik sohalarning elektronlari, metall yoki dielektrik bo'lishiga qaramay, amalda bir xil harakat erkinligiga ega bo'ladilar. Bir atomdan ikkinchi atomga elektronlar tunnel o'tish orqali harakatlana oladilar. Shunga qaramay, bu qattiq jismlarning elektr xususiyatlari bir–biridan juda katta farq qiladilar.

Metallarning elektr o'tkazuvchanligi  $\sigma = 10^7 \text{ Om}^{-1} \text{ m}^{-1}$  ga, yaxshi dielektriklarning elektr o'tkazuvchanligi esa  $\sigma < 10^{-11} \text{ Om}^{-1} \cdot \text{m}^{-1}$  qiymatlarga yaqin bo'ladi. Kristall panjara bo'yicha ko'chishi mumkin bo'lgan



elektronlarning borligi jismlarda elektr o'tkazuvchanlikning bo'lishiga yetarli omil emas ekan.

Kristallga  $E$  – tashqi maydon qo'yilganda, har bir elektronga bu maydon  $F = -qE$  kuch bilan ta'sir etadi. Natijada, elektronlarning tezlik bo'yicha taqsimoti simmetriyasi buziladi, tashqi kuchlarga qarshi elektronlar harakati sekinlanishiga va tashqi kuch ta'siri yo'nalishida harakatlanayotgan elektronlar tezlanishiga olib keladi.

Yuqoridagi tezlanish va sekinlanish, albatta elektronning energiyasini o'zgarishi bilan bog'liqdir, bu esa elektroni yuqori va quyi energiyali yangi kvant holatlariga o'tishini belgilaydi. Bunday o'tishlar, elektronlar egallagan energetik sohada bo'sh holatlar bo'lgandagina sodir bo'ladi. Chunki bu vaziyatda kuchsiz elektr maydoni ham elektronga bo'sh kvant holatlarga o'tish uchun yetarlicha qo'shimcha impuls bera oladi.

Natijada, qattiq jismdan tashqi maydon yo'nalishiga qarshi harakatlanayotgan elektronlarning imtiyozi oshadi va elektr tokining hosil bo'lishiga olib keladi. Bunday qattiq jismlar yaxshi o'tkazgichlar bo'lishi kerak.

Endi kristallning elektronlar bilan to'la egallangan valent sohasidan, o'tkazuvchanlik sohasi  $E_g$  keng energetik tirqish bilan ajralgan bo'lsin. Bunday kristallga qo'yilgan tashqi maydon elektronlarni yuqoridagi bo'sh o'tkazuvchanlik sohasiga o'tkaza olmaganligi uchun valent sohasidagi elektronlarning harakati tusini o'zgartira olmaydi.

Bo'sh energetik sathlardan holi bo'lgan valent sohada elektronlar tezligi bo'yicha taqsimot simmetriyasini buzmasdan, faqat o'z o'rinlarini almashtirishlari mumkin. Shuning uchun, bunday jismlarda tashqi elektr maydon elektronlarning yo'naltirilgan harakatini hosil qila olmaydi. Bunday qattiq jism, tashqi maydon ta'sirida elektr toki hosil bo'lmagani uchun, u elektr o'tkazuvchanlikka ega bo'lmaydi.

Xulosa qilib aytganda, elektr o'tkazuvchanlik bo'lishi uchun qattiq jismlar energetik spektrida elektronlar bilan qisman to'ldirilgan energetik sohalar bo'lishi zarur (229b – rasm).

Qattiq jismlar energetik spektrida bunday qisman to'lgan energetik sohalarning bo'lmasligi ularda elektr o'tkazuvchanlik yo'q bo'lishiga sabab bo'ladi.

Ikkinchi guruhdagi qattiq jismlarning taqiqlangan sohasi kengligiga qarab, ularni dielektrik va yarim o'tkazgichlarga bo'lish mumkin.

Dielektriklarga, nisbatan keng taqiqlangan sohaga ega bo'lgan qattiq jismlar kiradi. Odatdagi dielektriklar taqiqlangan sohasi kengligi  $E_g > 3 \text{ eV}$

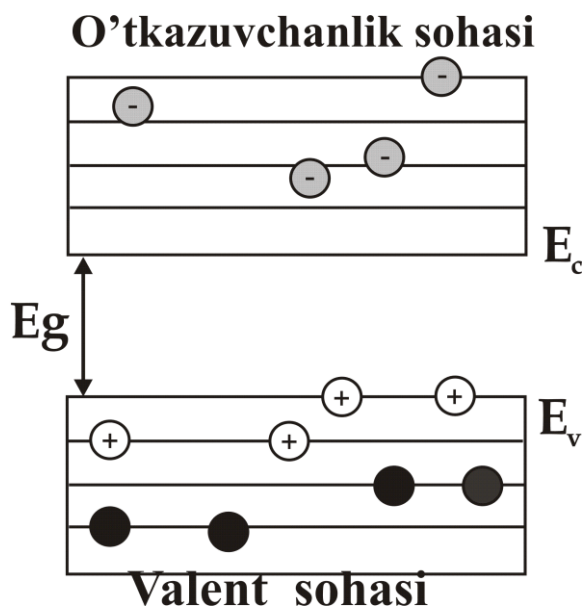
dan katta bo'ladi. Masalan, olmosda  $E_g = 5,2 \text{ eV}$ , bornitridida  $E_g = 4,6 \text{ eV}$ , alyumin oksidida  $Al_2O_3 - E_g = 7 \text{ eV}$  ga tengdir.

Tor energetik sohalarga ega bo'lgan qattiq jismlar yarim o'tkazgichlarga kiradi, ularning kengligi taxminan  $\sim 1 \text{ eV}$  atrofida bo'ladi.

Masalan: Germaniyda (*Ge*):  $E_g = 0,66 \text{ eV}$ ;  
 Kremniyda (*Si*):  $E_g = 1,08 \text{ eV}$ ;  
 Antimonid indiyda (*In Sb*):  $E_g = 0,17 \text{ eV}$ ;  
 Arsenid galliyda (*Ga As*):  $E_g = 1,42 \text{ eV}$ .

### 130 – §. Xususiy yarim o'tkazgichlar

Ximiyaviy jihatdan toza yarim o'tkazgichlar *xususiy yarim o'tkazgichlar* deb ataladi. Ularga bir qator toza elementlar (*Ge* – germaniy, *Si* – kremniy, *Se* – selen, *Te* – tellur) va ximiyaviy birikmalar (*GaAs* – galliy arsenidi, *InAs* – indiy arsenidi va hokozolar) kiradi. Bu yarim o'tkazgichlardan *Si* - kremniy hozirgi zamon mikroelektronikasining eng asosiy xom ashyosi hisoblanadi.

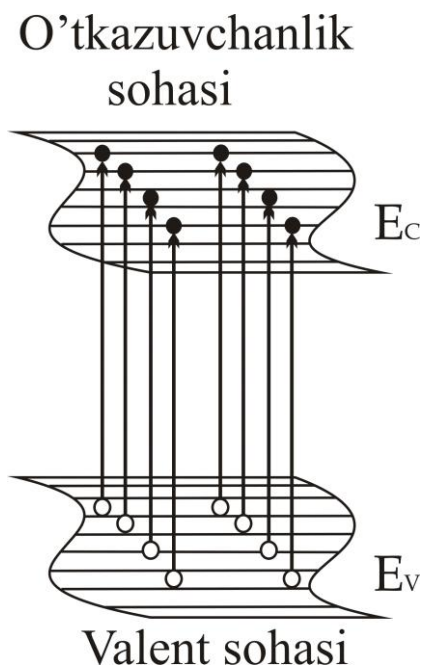


230 – rasm. Xususiy yarim o'tkazgichning energetik diagrammasi

230 – rasmda xususiy yarim o'tkazgichning energetik sohalar strukturasi chizmasi keltirilgan. Absolyut nol ( $T = 0 \text{ K}$ ) temperaturada valent soha elektronlar bilan to'lgan, valent sohadan yuqorida,  $E_g$  energetik masofada joylashgan o'tkazuvchanlik sohasidagi energetik sathlar bo'shdir. Bu temperaturada elektronlarning issiqlik harakati energiyasi  $E_g$  – taqiqlangan soha kengligini yengib o'tishga yetarli emas, shu sababli,

xususiy yarim o'tkazgich xuddi dielektrik moddasidek o'tkazuvchanlikka ega bo'lmaydi.

Temperatura ortishi bilan, uning ta'sirida valent sohadagi elektronlarning bir qismi termik qo'zg'alib, taqiqlangan sohadan o'tkazuvchanlik sohasiga o'taoladigan energiyaga ega bo'ladi (231 – rasm).



**231 – rasm. Xususiy yarim o'tkazgich valent elektronlarining tashqi ta'sir ta'sirida qo'zg'alishi**

Bu holda, o'tkazuvchanlik sohasida erkin elektronlar, valent sohada esa, shu sohani tashlab ketgan elektronlarning bo'sh energetik holatlari hosil bo'ladi. Bunday kristallga tashqi elektr maydoni qo'yilganda, o'tkazuvchanlik sohasida elektronlarning maydon yo'nalishiga teskari bo'lgan tartibli harakati paydo bo'ladi. Valent sohada esa, o'tkazuvchanlik sohasiga o'tgan elektronlarning musbat zaryadlangan holatlarining maydon yo'nalishidagi tartibli harakati paydo bo'ladi. Natijada, kristall o'tkazuvchanlikka ega bo'ladi. Taqiqlangan soha kengligi kichrayishi va kristall temperaturasi ortishi bilan, o'tkazuvchanlik sohasiga elektronlar ko'proq o'ta boshlaydi va kristallning o'tkazuvchanligi orta boshlaydi.

Taqiqlangan sohasi kengligi  $E_g = 0,66 \text{ eV}$  ga teng bo'lgan germaniyda uy temperaturasida ( $T = 25^{\circ}\text{C}$ ) o'tkazuvchanlik sohasidagi elektron gaz konsentratsiyasi  $n_i \sim 10^{19} \text{ sm}^{-3}$  tengdir va kristallning solishtirma qarshiligi  $\rho \approx 0,48 \text{ Om.m}$  ga teng bo'ladi.

Xuddi shu sharoitda taqiqlangan sohaning kengligi  $E_g = 5,2 \text{ eV}$  ga teng bo'lgan olmosning o'tkazuvchanlik sohasida elektronlar konsentratsiyasi  $n_i \sim 10^9 \text{ sm}^{-3}$  ga, kristallning solishtirma qarshiligi  $\rho_i \sim 10^8 \text{ Om.m}$  ga teng bo'ladi. Ammo, temperatura  $600 \text{ K}$  ga teng bo'lishi bilan elektron gazning konsentratsiyasi olmosda bir necha tartibga ortadi, solishtirma qarshiligi esa  $\sim 0,5 \text{ Om.m}$  ga yaqinlashadi.

Yuqoridagilardan quyidagi ikkita muhim xulosa kelib chiqadi:

– yarim o'tkazgichlarning o'tkazuvchanligi valent sohadagi elektronlarga o'tkazuvchanlik sohasiga o'tish uchun yetarli bo'lgan energiyani beruvchi tashqi kuchlar ta'sirida paydo bo'ladi. Shuning uchun yarim o'tkazgichlar o'tkazuvchanligi *qo'zg'atilgan o'tkazuvchanlikdan* iboratdir;

– qattiq jismlarning yarim o'tkazgichlar va dielektrlarga bo'linishi ma'lum bir hisobda shartli tabiatga ega. Uy haroratida dielektrik xususiyatga ega bo'lgan olmos, yuqori temperaturalarda sezilarli o'tkazuvchanlikka ega bo'lib, yarim o'tkazgich xususiyatini oladi.

Tashqaridan berilgan ta'sir hisobiga valent sohadagi elektronlar taqiqlangan sohani yengib, o'tkazuvchanlik sohasiga o'tadi. Natijada, valent sohada bo'sh energetik holatlar hosil bo'ladi. Kristallga tashqi elektr maydoni qo'yilganda, valent sohadagi elektron hosil bo'lgan bo'sh energetik o'rinni egallaydi va o'zi tashlab ketgan joyda kovak hosil qiladi. Yangi hosil bo'lgan bo'sh kovakni valent sohadagi boshqa elektron egallaydi.

### **131 – §. Kirishmali yarim o'tkazgichlar**

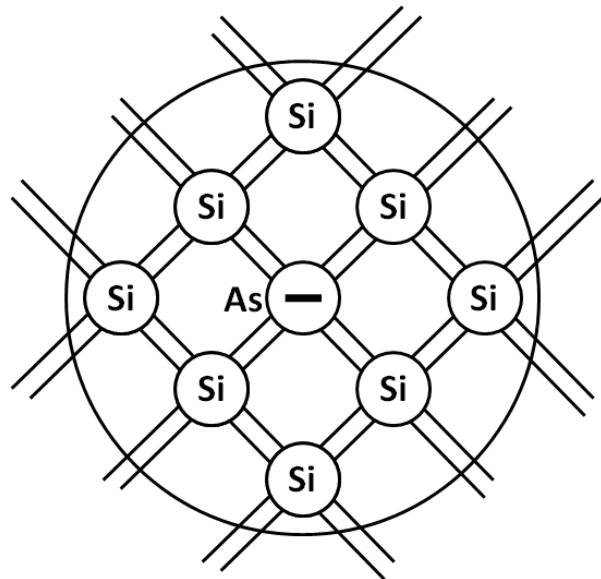
Hattoki yetarlicha toza bo'lgan yarim o'tkazgichlarda o'zining xususiy energetik sathlarini hosil qiluvchi kirishma atomlari mavjuddir. Bu energetik sathlar, yarim o'tkazgichning taqiqlangan sohasida valent sohasi shipi va o'tkazuvchanlik sohasi tubidan har xil masofalarda joylashishi mumkin. Ayrim hollarda, yarim o'tkazgichga kerakli elektrofizik xususiyatlarni berish uchun, ataylab, kirishma atomlarini kiritadilar.

Kirishma atomlari energetik sathlarining asosiy turlarini ko'rib chiqamiz.

#### **Donor sathlar**

Kremniy olmos tipidagi kristall panjaraga ega bo'lgani uchun, bu

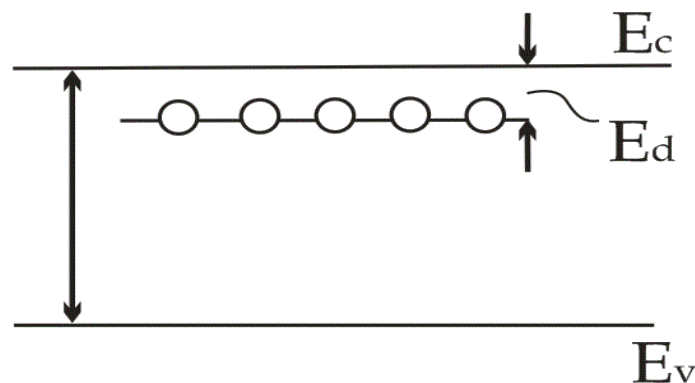
panjarada har bir atomning to'rtta eng yaqin qo'shnisi bor, ular bilan 4 ta valent elektronlari orqali kovalent bog'lanishni hosil qiladi. Kremniy panjarasining tekislikdagi shartli ravishda ko'rinishi 232 – rasmda tasvirlangan.



232 – rasm. Donor kirishmali kremniyning kristall panjarasi

Faraz qilaylik, kremniy kristalida bir qism kremniy atomlari o'rniga besh valentli mishyak atomlari joylashtirilgan bo'lsin. 4 ta qo'shni atomlar bilan kovalent bog'lanishni o'rnatish uchun mishyak atomi 4 ta valent elektronlarini sarflaydi, beshinchi elektron bu bog'lanishlarni o'rnatishda qatnashmaydi.

Mishyak atomi, dielektrik singdiruvchanligi  $\epsilon = 12$  bo'lgan kremniy kristall panjarasi muhitida bo'lgani uchun, 5–elektron mish'yak atomi yadrosi bilan 12 marta susaygan bog'lanishda bo'ladi va mish'yak atomi maydonida o'z harakatini davom ettiradi.



233 – rasm. Yarim o'tkazgichda donor kirishma atomlarining energetik sathi

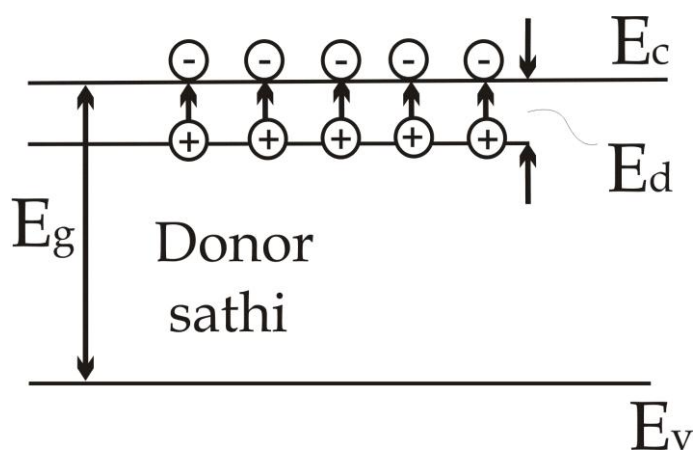
Maydonning susayganligi sababli, 5 –elektron orbitasining radiusi 12 marotaba ortadi, uning mish'yak atomi bilan bog'lanish energiyasi  $\varepsilon^2 = 144$  marta kamayib,  $E_d = 0,01 eV$  qiymat atrofida bo'ladi (233 – rasm).

Elektronga bunday energiyani uzatganda u mish'yak atomidan uzilib, kremniy panjarasida erkin harakat qilish imkoniga ega bo'ladi, shunday qilib o'tkazuvchanlik elektroniga aylanadi.

“Sohalar” nazariyasi tili bilan bu jarayonni shunday tasavvur qilish mumkin: Valent va o'tkazuvchanlik sohaları orasidagi taqiqlangan sohada mish'yak atomi beshinchi elektronining energetik sathi paydo bo'ladi (233 – rasm). Bu energetik sath o'tkazuvchanlik sohasi tubining yaqinida  $E_d \approx 0,01 eV$  energetik masofada joylashadi.

Bunday energetik sathlarda joylashgan elektronlarga  $E_d$  – energiya uzatilsa, ular o'tkazuvchanlik sohasiga o'tib, o'tkazuvchanlikda qatnashadilar, hosil bo'lgan musbat zaryadlar qo'zg'olmas mish'yak atomlarida joylashgan bo'lib, elektr o'tkazuvchanlikda qatnashmaydilar (234 – rasm).

O'tkazuvchanlik sohasida elektronlarni hosil qiluvchi kirishmalar *donorlar* deb ataladi, ularning energetik sathlari *donor sathlar* deb ataladi.



234 – rasm. Yarim o'tkazgichda donor atomlarining ionlashishi

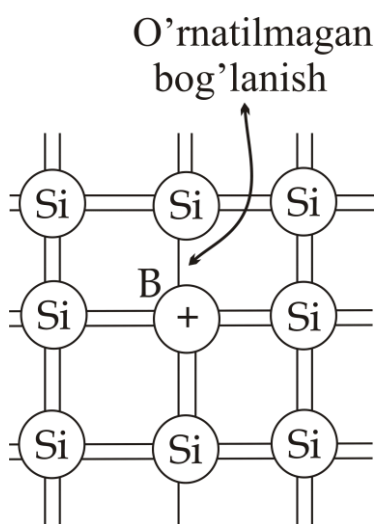
Donor kirishmalarga ega bo'lgan yarim o'tkazgichlar, *elektron yarim o'tkazgichlar* yoki *n – tipdagi yarim o'tkazgichlar* deb ataladi.

### Aktseptor energetik sathlar

Yana faraz qilaylik, kremniy kristall panjarasidagi bir qism kremniy atomlari o'rnini 3 valentli Bor (V) atomlari egallagan bo'lsin. 4 ta qo'shni atomlar bilan kovalent bog'lanishni hosil qilish uchun bor atomiga bitta elektron yetishmaydi. Bu yetishmaydigan elektronni qo'shni kremniy

atomlaridan olishi mumkin. Bu holda ham qo'shimcha elektronni olish uchun taxminan  $E_a \approx 0,01 \text{ eV}$  energiya zarur bo'ladi.

To'ldirilmagan bog'lanish kovakni eslatadi va kremniyning valent sohasida bo'sh vakant holatni hosil qiladi. 235 – rasmda bor kirishma atomiga ega bo'lgan kremniyning sohaviy tuzilishi tasvirlangan. Valent sohasi shipining yaqinida  $E_a \approx 0,01 \text{ eV}$  masofada bor atomining elektronlar egallamagan energetik sathi joylashgan. Nisbatan yuqori bo'lmagan temperaturalarda valent sohasidagi elektronlar bu energetik sathlarga o'tib, bor atomlari bilan bog'lanish hosil qiladi va kristall panjarada harakat qilish ehtimolligini yo'qotadilar, elektr o'tkazuvchanlikda ishtirok eta olmaydilar. Musbat zaryad tashuvchilar faqat valent sohasida hosil



235 – rasm. Kremniy kristall panjarasida bor (V) atomining joylashishi

bo'lgan kovaklardan iborat bo'ladi.

Yarim o'tkazgichning valent sohasidan elektronlarni tortib oluvchi kirishmalar – *aktseptorlar*, ularning energetik sathlari – *aktseptor sathlar* deb ataladi.

Aktseptorlarga ega bo'lgan yarim o'tkazgichlar *kovakli yarim o'tkazgichlar* yoki *r – tipli yarim o'tkazgichlar* deb ataladi.

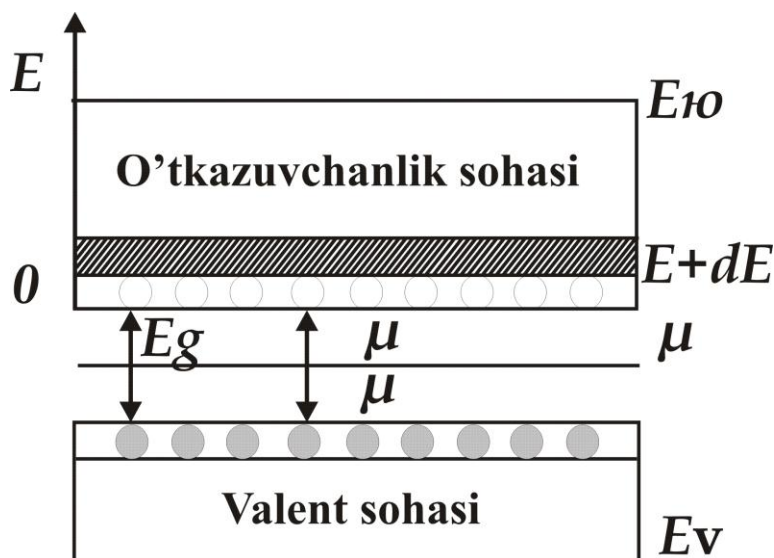
### 132 – §. Xususiy yarim o'tkazgichlarda zaryad tashuvchilar konsentratsiyasi va Fermi sathining holati

Yarim o'tkazgichlarda erkin zaryad tashuvchi gazning xususiyatlarini belgilovchi asosiy parametrlardan biri  $\mu$  – ximiyaviy potentsialdir. Elektron va kovakli gazlar uchun, ximiyaviy potentsial oddiygina qilib *Fermi sathi*

deb ataladi. Ma'lumki, metallarda Fermi sathi o'tkazuvchanlik sohasidagi elektronlar bilan to'lgan oxirgi energetik sathni belgilaydi.  $T = 0 K$  da Fermi sathidan pastdagi barcha energetik sathlar elektronlar bilan to'lgan, undan yuqoridagi energetik sathlarning barchasi bo'shdir.

Metallarda elektron gazning konsentratsiyasi o'tkazuvchanlik sohasidagi holatlar soni bilan bir xil bo'ladi, shuning uchun bu gaz aynigan gaz hisoblanadi va elektronlarning holatlar bo'yicha taqsimoti Fermi – Dirak statistikasi bilan ifodalanadi. Bunday gazdagi elektronlar konsentratsiyasi temperaturaga deyarli bog'liq emas.

Xususi va kam aralashmali yarim o'tkazgichlarda elektron yoki kovak gazlari aynimagan gazlardir va ularning holatlar bo'yicha taqsimlanishi Maksvell–Boltsman klassik statistikasi bilan ifodalanadi. Bundan yarim o'tkazgichlarda erkin zaryad tashuvchilar konsentratsiyasi Fermi sathi va temperaturaga bog'liqdir.



**236 – rasm. Xususi yarim o'tkazgichning energetik diagrammasi**

236 – rasmda aynimagan yarim o'tkazgichning sohaslar tuzilishi keltirilgan. Temperatura absolyut noldan sezilarli farqli bo'lganda  $T = 0 K$ , bu yarim o'tkazgichning o'tkazuvchanlik sohasida erkin elektronlar va valent sohasida kovaklar hosil bo'ladi. Ularning konsentratsiyasini  $n$  va  $p$  deb belgilaymiz. Elektronlar kinetik energiyasining hisob boshi qilib o'tkazuvchanlik sohasining tubini qabul qilamiz. Shu sathga yaqin masofada, o'tkazuvchanlik sohasida  $dE$  energiya oralig'ini ajratib olamiz.

Rasmda xususi yarim o'tkazgich keltirilgani va elektron gaz aynimagan bo'lganligi sababli,  $dE$  energiya oralig'idagi  $dn$  elektronlar konsentratsiyasini Maksvell – Boltsman taqsimotiga asoslanib hisoblashga urinib ko'ramiz:



$$N(E)dE = f(E)g(E)dE \quad , \quad (132.1)$$

$$f_{MB}(E) = e^{\frac{\mu-E}{kT}} \quad , \quad (132.2)$$

$$f_{MB}(E) = \frac{N}{V} \left( \frac{h^2}{2\pi mkT} \right)^{3/2} e^{\frac{E}{kT}} \quad , \quad (132.3)$$

$$g(E)dE = \frac{4\pi V}{h^3} (2m)^{3/2} \sqrt{E} dE \quad , \quad (132.4)$$

$$dn = \frac{4\pi}{h^3} (2m)^{3/2} e^{\frac{\mu-E}{kT}} \sqrt{E} dE \quad , \quad (132.5)$$

Aynimagan yarim o'tkazgichlarda  $\mu$  – manfiy qiymatga ega bo'ladi va Fermi sathi o'tkazuvchanlik sohasining tubidan pastda joylashadi.

O'tkazuvchanlik sohasidan Fermi sathigacha bo'lgan energetik masofani  $\mu$  va valent sohasi shipidan bu sathgacha bo'lgan energetik masofani  $\mu'$  deb belgilaymiz va ular taqiqlangan soha kengligi bilan quyidagicha bog'lanadi:

$$-E_g = \mu + \mu' \quad \mu' = -(E_g + \mu) \quad , \quad (132.6)$$

bu yerda  $E_g$  – taqiqlangan sohaning kengligi.  $T$  temperaturada o'tkazuvchanlik sohasidagi elektronlarning konsentratsiyasini 0 dan eng yuqori energetik sath -  $E_{yu}$  gacha energiya oralig'ida integrallash bilan topamiz:

$$n = 4\pi \left( \frac{2m_n}{h^2} \right)^{3/2} e^{\frac{\mu}{kT}} \int_0^{E_{yu}} e^{-\frac{\mu}{kT}} \sqrt{E} dE \quad , \quad (132.7)$$

Ye ortishi bilan  $e^{-\frac{\mu}{kT}}$  funktsiyasi juda tez kamayib borishini e'tiborga olsak, integrallash chegarasini 0 dan  $\infty$  gacha deb olish mumkin

$$n = 4\pi \left( \frac{2m_n}{h^2} \right)^{3/2} e^{\frac{\mu}{kT}} \int_0^{\infty} e^{-\frac{\mu}{kT}} \sqrt{E} dE \quad , \quad (132.8)$$

Bu funktsiyaning yechimi xususiy yarim o'tkazgichning o'tkazuvchanlik sohasidagi elektronlar konsentratsiyasining ifodasini beradi:

$$n = 2 \left( \frac{2\pi m_n kT}{h^2} \right)^{3/2} e^{\frac{\mu}{kT}}, \quad (132.9)$$

Xuddi shu amallarni valent sohasidagi kovaklar uchun qo'llab ularning konsentratsiyasi uchun quyidagi munosabatga ega bo'lamiz:

$$p = 2 \left( \frac{2\pi m_p kT}{h^2} \right)^{3/2} e^{-\frac{E_g + \mu}{kT}}, \quad (132.10)$$

(71.9) va (71.10) – ifodalarda  $m_n$  va  $m_p$  elektron va kovaklarning effektiv massalaridir. Shu ifodalardan ko'rinib turibdiki, Fermi sathi bilan sohalar o'rtasidagi energetik masofa kengayishi bilan shu sohaga tegishli zaryad tashuvchilar konsentratsiyalari ( $n$  va  $p$ ) kamayib boradi.

Aynimagan yarim o'tkazgichlarda, belgilangan biror  $T$  – temperatura uchun, elektronlar bilan kovaklar konsentratsiyalarining ko'paytmasi o'zgarmas kattalikdir.

$$n \cdot p = n_i p_i = 4 \left( \frac{2\pi kT}{h^2} \right)^{3/2} (m_n m_p)^{3/2} e^{-\frac{E_g}{kT}}, \quad (132.11)$$

Xususiyl yarim o'tkazgichlarda o'tkazuvchanlik sohasidagi elektronlar konsentratsiyasi  $n_i$  valent sohadagi kovaklar konsentratsiyasi  $p_i$  ga tengdir:

$$n_i = p_i, \quad (132.12)$$

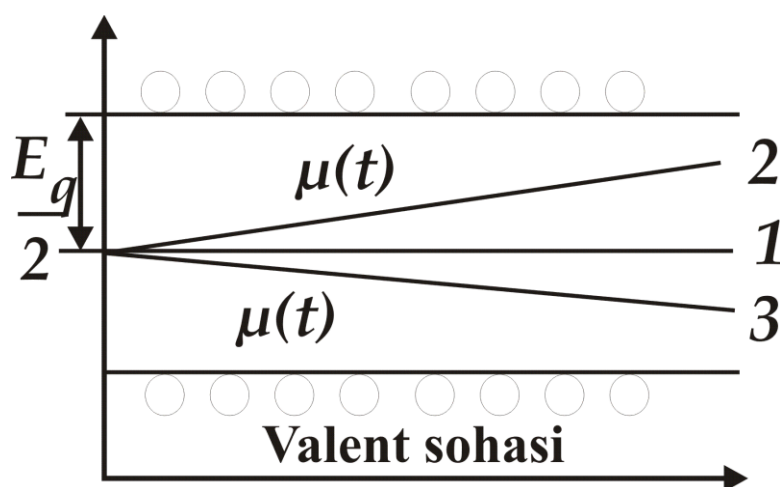
chunki, valent sohadan o'tkazuvchanlik sohasiga qancha elektron o'tsa, shuncha bo'sh energetik o'rinlar, ya'ni kovaklar hosil bo'ladi. Shuning uchun (71.9) – va (71.10) – ifodalarning o'ng tomonlarini tenglashtirsak, quyidagi ifodaga ega bo'lamiz:

$$2 \left( \frac{2\pi m_n kT}{h^2} \right)^{3/2} e^{\frac{\mu}{kT}} = 2 \left( \frac{2\pi m_p kT}{h^2} \right)^{3/2} e^{-\frac{E_g + \mu}{kT}}$$

Bu ifodani  $\mu$  ga nisbatan yechib, xususiy yarim o'tkazgichning Fermi sathi holatini aniqlaymiz:

$$\mu = -\frac{E_g}{2} + \frac{3}{4}kT \ln \frac{m_p}{m_n}, \quad (132.13)$$

$T = 0 \text{ K}$  bo'lgan holda  $\mu = -\frac{E_g}{2}$  ga teng, ya'ni Fermi sathi taqiqlangan sohaning qoq o'rtasida joylashgan. Temperatura ortishi bilan, agar  $m_p > m_n$  bo'lsa, Fermi sathi o'tkazuvchanlik sohasi tubi tomon siljiydi,  $m_n > m_p$  bo'lsa, valent sohasi shipi tomon siljiydi. Lekin bu siljishlar shunchalik kichikki, ularni ayrim hollarda e'tiborga olmasa ham bo'ladi (237 – rasm).



237– rasm. Xususiy yarim o'tkazgichdagi Fermi sathining temperaturaga bog'liq o'zgarishi

Fermi sathining qiymatini (132.9) – va (132.10) –ifodalarga qo'ysak, xususiy yarim o'tkazgichlardagi elektron va kovaklar konsentratsiyasini aniqlashimiz mumkin:

$$n_i = p_i = 2 \left( \frac{2\pi \sqrt{m_n m_p} kT}{h^2} \right)^{3/2} e^{-\frac{E_g}{2kT}}, \quad (132.14)$$

ular taqiqlangan soha kengligi va temperaturaga bog'liqdir. Xususiy yarim o'tkazgichlarda belgilangan  $T$  – temperatura uchun elektronlar va kovaklar konsentratsiyalarining ko'paytmasi o'zgarmas kattalikdir:

$$n_p = n_i^2, \quad (132.15)$$

## 133 – §. Kirishmali yarim o'tkazgichlarda Fermi sathi holati va zaryad tashuvchilar kontsentratsiyasi

238 - rasmda  $n$  – tipli yarim o'tkazgichda Fermi sathining temperaturaga bog'liq o'zgarishi keltirilgan.

### Past temperaturalar sohasi

Past temperaturalarda kristall panjaraning issiqlikdan tebranishi o'rtacha energiyasi  $E_g$  taqiqlangan soha kengligidan juda sezilarli kichikdir, natijada bu tebranishlar valent elektronlarini qo'zg'ata olmaydi va o'tkazuvchanlik sohasiga uzata olmaydi.

Energiyasi  $E_d \sim 0,01 \text{ eV}$  bo'lgan donor sathlaridan elektronlarni o'tkazuvchanlik sohasiga uzatish uchun zarur bo'lgan temperatura deyarli bir necha Kelvin graduslaridan boshlanadi. Bu past temperaturalar sohasida  $n$  – tipli yarim o'tkazgichda, Fermi sathi holatini aniqlovchi ifoda quyidagi shart orqali topiladi  $n = N_d$ :

$$N_c \cdot e^{-\frac{E_c - \mu}{kT}} = \frac{N_d}{2e^{-\frac{\mu - E_d}{kT} + 1}}, \quad (133.1)$$

bu yerda  $N_c = 2 \left( \frac{2\pi m_n kT}{h^2} \right)^{3/2}$  ga tengdir,  $E_s = 0$ .

(133.1) –ifodani  $\mu$  ga nisbatan yechsak, quyidagiga ega bo'lamiz:

$$\mu = kT \ln \left\{ \frac{1}{4} e^{-\frac{E_d}{kT}} \left( \sqrt{1 + \frac{8N_d}{N_c} e^{+\frac{E_d}{kT}}} - 1 \right) \right\}, \quad (133.2)$$

Juda past temperaturalarda quyidagi holat kuzatiladi:

$$\frac{8N_d}{N_c} e^{-\frac{E_d}{kT}} \gg 1,$$

bu holda Fermi sathi holati quyidagi ifoda bilan aniqlanadi:

$$\mu = -\frac{E_d}{2} + \frac{kT}{2} \ln \frac{N_d}{2N_c}, \quad (133.3)$$

Xuddi shunga o'xshash,  $r$  – tipli yarim o'tkazgichda Fermi sathi quyidagi ifoda bilan aniqlanadi:

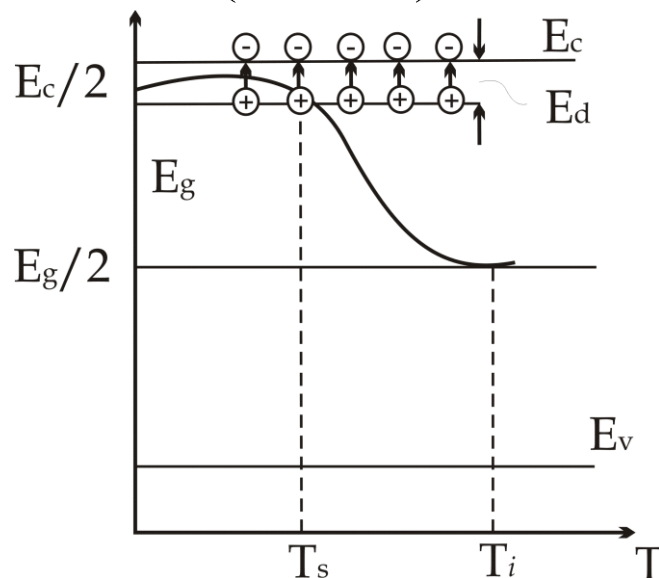
$$\mu' = -\frac{E_a}{2} + \frac{kT}{2} \ln \frac{N_d}{2N_v}, \quad (133.4)$$

bu yerda  $N_v = 2 \left( \frac{2\pi m_p kT}{h^2} \right)^{3/2}$  ga teng,  $E_a$  – aktseptor energetik sathi,  $N_a$  – aktseptorlar konsentratsiyasi. (133.3) – ifodadagi Fermi sathining temperaturaga bog'liq chizmasi 238 – rasmda keltirilgan.

Elektronli va aktseptorli yarim o'tkazgichlardagi Fermi sathi ifodalaridan foydalanib, shu yarim o'tkazgichlardagi elektron va kovaklar konsentratsiyalari ifodalariga ega bo'lamiz:

$$n = \sqrt{2N_d} \left( \frac{2\pi m_n kT}{h^2} \right)^{3/4} e^{-\frac{E_d}{2kT}}, \quad (133.5)$$

$$p = \sqrt{2N_a} \left( \frac{2\pi m_p kT}{h^2} \right)^{3/4} e^{-\frac{E_a}{2kT}}, \quad (133.6)$$



**238 – rasm. Kirishmali yarim o'tkazgich Fermi sathining temperaturaga bog'liq o'zgarishi**

### **Kirishmalarning kambag'allashish sohalari**

Temperatura ko'tarilishi bilan o'tkazuvchanlik sohasidagi elektronlar kontsentratsiyasi orta boradi, donor sathlaridagi elektronlar kontsentratsiyasi kamayadi, donor sathlari elektronlardan kambag'allashadi.

Aktseptor sathlar ham  $r$  – tipli yarim o'tkazgichda, xuddi shunga o'xshash, bo'sh holatlardan kambag'allashadi.

Kirishmalarda elektronlar butunlay tugaganda,  $n$  – tipli yarim o'tkazgichning o'tkazuvchanlik sohasida elektronlar kontsentratsiyasi  $N_d$  – donorlar kontsentratsiyasiga tenglashadi:

$$n \sim N_d, \quad (133.7)$$

$r$  – tipli yarim o'tkazgichda esa:

$$p \sim N_a, \quad (133.8)$$

Bu holatga to'g'ri keluvchi  $T$  – temperatura  $E_d$  yoki  $E_a$  sathlardagi elektron yoki kovaklarning kontsentratsiyasi ortishi bilan katta qiymatga erishadi. Misol uchun, kremniyda donor kontsentratsiyasi  $N_d = 10^{18} \text{ sm}^{-3}$  ga teng bo'lganda  $T_s$  temperatura 150 K teng bo'ladi.

### **Yuqori temperaturalar sohasi**

Temperaturaning bundan keyingi ortishida xususiy zaryad tashuvchilar faol qo'zg'ala boshlaydilar, yarim o'tkazgich xususiy yarim o'tkazgich holatiga yaqinlasha boradi, natijada, Fermi sathi xususiy yarim o'tkazgichdagi Fermi sathi holatiga ( $E_g/2$ ) yaqinlashadi. Xususiy zaryad tashuvchilar kontsentratsiyasi  $N_d$  dan kichik bo'lganda  $n_i \ll N_d$ ,

$$n = n_i + N_d$$

$n = N_d$  ga teng bo'lib, ma'lum temperatura qiymatigacha o'zgarmasdan qoladi, bu holatda Fermi sathi holati quyidagicha ifodalanadi:

$$\mu = E_c + kT \ln \frac{N_d}{N_c}, \quad (133.9)$$

bu yerda  $E_c$  energiyaning hisob boshi bo'lgani uchun,  $E_c = 0$  dir.

Ammo, yetarlicha yuqori temperaturalarda xususiy zaryad tashuvchilar konsentratsiyasi nafaqat  $N_d$  ga teng bo'ladi, balki undan sezilarli katta bo'ladi:

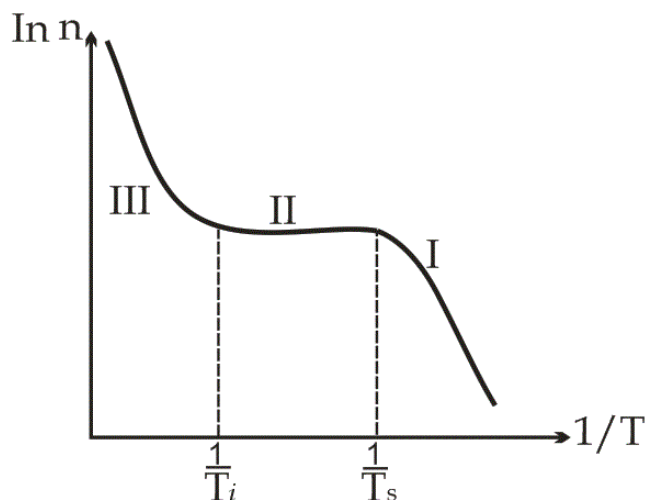
$$n_i \gg N_d$$

Bu holda,  $n = n_i + N_d \approx n_i$  bo'lib, kirishmali yarim o'tkazgich xususiy yarim o'tkazgich xususiyatiga ega bo'ladi.

$n = n_i$  bo'lganda kirishmali yarim o'tkazgichning Fermi sathi holati quyidagicha ifodalanadi:

$$\mu = -\frac{E_d}{2} + \frac{3kT}{4} \ln \frac{N_v}{N_c}, \quad (133.10)$$

239 – rasmda qo'sh logarifm koordinatasida zaryad tashuvchilar konsentratsiyasining temperaturaga bog'liq o'zgarishi grafigi keltirilgan.



**239 – rasm. Zaryad tashuvchilar konsentratsiyasining temperaturaga bog'liq o'zgarishi**

$T_i$  – temperatura taqiqlangan soha kengligi oshishi bilan oshaboradi.

$T_i$  – temperaturadan yuqori temperaturalarda kirishmali yarim o'tkazgich Fermi sathi xususiy yarim o'tkazgich Fermi sathi bilan ustma–ust tushadi va (133.10) – ifoda bilan belgilanadi. Tok tashuvchilar konsentratsiyasi xususiy yarim o'tkazgichning shu temperaturadagi konsentratsiyasiga teng bo'ladi:

$$n_i = p_i = 2 \left( \frac{2\pi \sqrt{m_n m_p}}{h^2} kT \right)^{3/2} e^{-\frac{E_g}{2kT}}, \quad (133.11)$$

Shunday qilib, aynimagan yarim o'tkazgichda Fermi sathi holati mumkin bo'lgan barcha temperaturalar kengligida quyidagi ikkita ifoda bilan ifodalanadi:

$T = 0$  dan  $T_k$  - elektronlar kambag'allashishi temperaturasi gacha:

$$\mu = -E_d + kT \ln \left\{ \frac{1}{4} \left( \sqrt{1 + \frac{8N_d}{N_c} e^{\frac{E_d}{kT}}} - 1 \right) \right\}$$

ifoda bilan,  $T_k$  dan yuqori temperaturalargacha:

$$\mu = kT \ln \left\{ \frac{N_d}{2N_c} \left( 1 + \sqrt{1 + \frac{4n_i^2}{N_d}} \right) \right\} \quad (133.12)$$

### 134 – § . Metallar elektr o'tkazuvchanligi

Drude, Tompson va Lorentslar tomonidan yaratilgan metallarning klassik elektron nazariyasida metall kristall panjarasini to'ldirgan elektron gazi molekulyar fizikaning ideal gazi deb hisoblanadi va kristall panjara bilan issiqlik muvozanatida bo'ladi. Bundan tashqari, elektron gaz o'zining xususiy hajmiga ega emas va elektronlar bir-biri bilan o'zaro ta'sirlashmaydilar, deb hisoblanadi.

Umuman har bir zarrachaning harakati holati uchta  $x$ ,  $y$ ,  $z$  koordinatalar va  $v_x$ ,  $v_y$ ,  $v_z$  tezlikning tashkil etuvchilari yoki  $\vec{r}$  va  $\vec{v}$  (yoki  $\vec{p}$ ) vektor kattaliklar bilan belgilanadi. Elektronning xususiy hajmini kristallning ma'lum birlik hajmiga nisbatan hisobga olmaslik haqiqatda o'rinlidir. Masalan, klassik nazariyada elektronning radiusi  $r_0 \approx 10^{-15} m$  hajmi  $V_0 = 10^{-45} m^3$  ga tengdir. Agarda kristallning birlik hajmida elektronlar konsentratsiyasi  $n_0 \approx 10^{28} m^{-3}$  ga teng bo'lsa, u holda kristallning birlik hajmida elektronlarning egallagan umumiy xususiy hajmi  $b = nV_0 = 10^{-17}$  qismiga tengdir.



Endi elektronlarning bir-biri bilan o'zaro ta'sirlashishi to'g'risida mulohaza qilib ko'ramiz. Elektronning zaryadi  $e = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ K}\mu$ , kristall panjara doimiysi  $10^{-10} \text{ m}$  ga teng bo'lgan masofada elektronlar taxminan  $2 \cdot 10^{-8} \text{ N}$  kuch bilan o'zaro ta'sirlashadilar. Bu kuch ta'sirida elektronning olgan tezlanishi  $\vec{a} = \frac{\vec{F}}{m} = 2 \cdot 10^{22} \frac{\text{m}}{\text{s}^2}$ , Kulon o'zaro ta'sir energiyasi ( $r \sim 10^{-10} \text{ m}$  bo'lganda) taxminan  $14 \text{ eV}$  ga teng bo'ladi.

Elektronlar orasidagi kuchli itarish kuchidan tashqari, uning tartibida bo'lgan elektronlar bilan yadrolar orasida tortishish kuchlari mavjuddir. Har bir elektron yuqoridagi itarish va tortishish kuchlari ta'sirida harakatlanadilar. Ana shu holat, harakatdagi elektronlar o'zaro ta'sirda bo'lmaydi, degan tasavvurni bildiradi.

Berilgan temperaturada elektronlar kristall panjarada tartibsiz harakat qiladilar va panjara ionlar bilan to'qnashganda tezliklarning miqdorini (moduli) va yo'nalishni o'zgartiradilar. Elektron tezligining modulini o'zgarishi uning kinetik energiyasini o'zgarishiga olib keladi.

Termodinamik muvozanat holatida elektron gazning temperaturasi panjara temperaturasiga yaqin bo'ladi.

Elektronlarning panjara ionlarida sochilish xarakteri tasodif bo'lgani uchun, bitta elektronning, uzoq vaqt oraligidagi, o'rtacha tezligi va uning o'rtacha siljishi vektor kattaliklar bo'lgani uchun, nolga tengdir. Barcha elektronlar bir xil sharoitda bo'lgani uchun bu fikr istalgan elektronga ham tegishlidir.

Tartibsiz harakatdagi elektronlarning o'rtacha ko'chishi nolga teng bo'lgani uchun, tartibsiz harakat elektr tokini, ya'ni qandaydir ko'ndalang yuza kesimi bo'yicha yo'naltirilgan zaryadlar ko'chishini hosil qilmaydi. Demak, elektr tokini hosil qilish uchun elektronlarning yo'naltirilgan harakatini qo'zg'atish kerak, uning uchun elektronlarga elektr maydoni, temperatura gradienti, bir jinsli bo'lmagan yoritilganlik va boshqa tashqi ta'sir berish kerak.

Kristall panjarada  $E$  elektr maydoni hosil qilinganda har bir elektronga maydonga qarshi yo'nalgan

$$F = -qE$$

kuch ta'sir etadi va elektronlarning bir tomonga yo'naltirilgan harakatini vujudga keltiradi, ya'ni elektr tokini hosil etadi. Bu hosil bo'lgan tokni

quyidagicha hisoblash mumkin.  $F$  kuch ta'sirida elektron  $\ell = v_T \tau$  erkin yugurish yo'lining oxirida yo'naltirilgan harakatning  $v_d$  – tezligiga erishadi.

$$v_d = a\tau = \frac{F}{m} \tau = \frac{eE}{m} \tau, \quad (134.1)$$

bu yerda  $m$  – elektron massasi,  $a$  – harakat tezlanishi,  $\tau$  – o'rtacha erkin yugurish yo'lini bosib o'tish uchun ketgan vaqt. Elektr maydoni ta'sirida elektronlar majmuasining yo'naltirilgan harakati *dreyf* va shu yo'naltirilgan harakat tezligi  $v_d$  *dreyf tezligi* deb ataladi.

Kristall panjara tuguni (ion) bilan elektron to'qnashganda  $v_d$  – tezlik nolga aylanadi. Shuning uchun elektronning tartibli harakati o'rtacha tezligi quyidagiga teng bo'ladi:

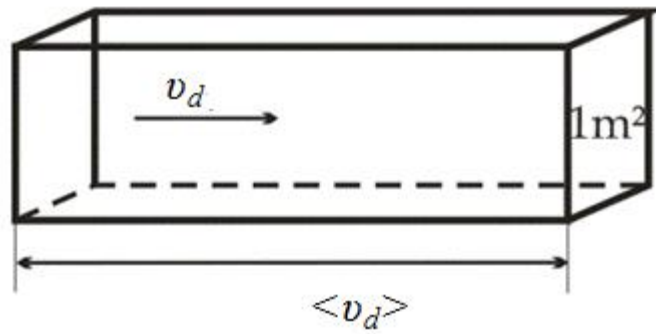
$$\langle v_d \rangle = \frac{v_d}{2} = \frac{e\tau}{2m} E, \quad (134.2)$$

bu yerda  $\tau = \frac{\ell}{\langle v \rangle}$ ,  $\langle v \rangle = \sqrt{\frac{8kT}{\pi m}}$  – miqdori jihatidan  $\langle v_d \rangle$  dan sezilarli katta bo'lgan elektronning issiqlik harakati o'rtacha tezligi,  $v$  – tezlikni nolga aylanishi uchun zarur bo'lgan to'qnashishlar soni.

$$\langle v_d \rangle = \frac{E}{2m} \frac{\ell}{\langle v \rangle}, \quad \mu = \frac{\langle v_d \rangle}{E} = \frac{e\ell}{2m \langle v \rangle}, \quad (134.3)$$

bu yerda  $\mu$  – dreyf tezligini elektr maydon kuchlanganligi bilan bog'lovchi kattalik, elektronlarning *harakatchanligi* deb ataladi. Elektronlarning harakatchanligi kuchlanishga ega bo'lgan elektr maydonidagi dreyf tezligiga miqdor jihatdan teng kattalikka aytiladi.

Elektronning tartibli harakati o'rtacha tezligi  $\langle v_d \rangle$  ga teng bo'lganda, oqimga perpendikulyar bo'lgan  $1 \text{ m}^2$  yuzadan 1 sek vaqt ichida qirrasi  $\langle v_d \rangle$  ga teng bo'lgan parallepiped ichida joylashgan barcha elektronlar o'tadi (240 - rasm). Bu parallepipedning hajmi  $\langle v_d \rangle$  ga teng va bu hajmdagi elektronlar soni  $n \langle v_d \rangle$  ga teng.



240 – rasm.  $\langle v_d \rangle$  harakat tezligiga ega elektronlar oqimi

Bu yerda  $n$  - metalldagi elektronlar konsentratsiyasi. Shuning uchun o'tkazgichdagi tok zichligi

$$\vec{j} = en \langle \vec{v}_d \rangle = en \mu \vec{E} , \quad (134.4)$$

ga teng. O'tkazgichning solishtirma o'tkazuvchanligi

$$\sigma = \frac{j}{E} = en \mu , \quad (134.5)$$

ga tengdir. (134.3) – ifodadan foydalanib metallarning klassik elektron nazariyasiga tegishli solishtirma o'tkazuvchanlik ifodasini keltirib chiqaramiz:

$$\sigma = \frac{e^2 n \ell}{2m \langle v_T \rangle} , \quad (134.6)$$

Bu nazariyada  $\ell, v = 1$  bo'lganda, kristall panjara doimiysiga teng bo'lgan qiymatga ega bo'ladi.

Misol tariqasida kumushning solishtirma o'tkazuvchanligining absolyut qiymatini hisoblab ko'ramiz.

Quyidagi koeffitsientlarni berilgan deb hisoblaymiz:

$$E = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Kl}, m = m_0 = 9 \cdot 10^{-31} \text{ kg}, n = 6 \cdot 10^{28} \text{ m}^{-3}, l = 3 \cdot 10^{-10} \text{ m}$$

Issiqlik harakatining o'rtacha tezligini

$$\langle v_T \rangle = \sqrt{\frac{8kT}{\pi m}}$$

deb olsak, u  $300 \text{ }^0K$  da  $\langle v_T \rangle = 1,08 \cdot 10^5 \text{ m/s}$  ga teng bo'ladi. Kumushning solishtirma o'tkazuvchanligini (73.6) – ifoda orqali hisoblash quyidagi natijani beradi:

$$\sigma = \frac{ne^2}{2m} \frac{\ell}{\langle v_T \rangle} \approx 2,4 \cdot 10^6 \text{ } \Omega \text{m}^{-1} \cdot \text{m}^{-1}$$

Amalda,  $300 \text{ }^0K$  dagi tajriba natijalari kumushning solishtirma o'tkazuvchanligi

$$6,3 \cdot 10^7 \text{ } \Omega \text{m}^{-1} \cdot \text{m}^{-1}$$

ga teng ekanligini ko'rsatadi. Bu qiymatga erishish uchun (134.6) – ifodadagi  $\langle \ell \rangle$  – o'rtacha erkin yugurish yo'li qiymati o'rniga  $7,5 \cdot 10^{-9} \text{ m}$  qiymatni olish kerak bo'ladi, ya'ni kristall panjara doimiysini 25 marta katta deb olish kerak bo'ladi.

(134.6) – ifoda temperaturaga bog'liq bo'lgan birdan - bir kattalik - issiqlik harakatining o'rtacha tezligidir:

$$\langle v_T \rangle = \sqrt{\frac{8kT}{\pi m}}$$

Bu ifodaga binoan, temperatura ortishi bilan solishtirma qarshilik  $\sqrt{T}$  ga proportsional ravishda ortishi kerak edi. Ammo, amalda keng temperatura sohasida metallarning solishtirma qarshiligi  $\rho$  temperaturaga to'g'ri proportsionaldir.

Klassik nazariyaning bunday kamchiliklari asosan, metallning erkin elektronlarini Maksvell-Boltsman statistikasiga bo'ysunadigan ideal molekulyar gaz zarrachalaridir, deb hisoblashdan kelib chiqadi.

Kvant nazariyasiga asosan, metall kristall panjarasini egallagan umumlashgan elektronlar Fermi-Dirak statistikasiga bo'ysunadigan aynigan elektron gazni hosil qiladi. Fermi-Dirak statistikasiga asoslangan metallar elektr o'tkazuvchanligini hisoblash quyidagi ifodani beradi:

$$\sigma_{\kappa\beta} = \frac{e^2 n \ell(E_F)}{m \langle v_T(E_F) \rangle} \quad , \quad (134.8)$$

bu yerda  $\ell(E_F)$  – Fermi energiyasiga ega bo'lgan elektronning o'rtacha erkin yugurish yo'li,  $\langle v_T(E_F) \rangle$  – shunday elektronning o'rtacha tezligidir.

Klassik va kvant nazariyalarning elektr o'tkazuvchanlik ifodalari mos ravishda (134.6) va (134.8), tashqi ko'rinishlari bilan bir-biriga o'xshashalar ham, bu ifodalarning mazmunlari bir-biridan farq qiladi.

(134.6) – ifodadagi  $\langle v_T \rangle$  – erkin elektronlarning  $\sqrt{T}$  ga proporsional bo'lgan issiqlik harakatining o'rtacha tezligidir.

(134.8) – ifodadagi  $\langle v_T(E_F) \rangle$  – amalda, temperaturaga bog'liq emas, chunki temperatura o'zgarishi bilan  $E_F$  – Fermi energiyasi deyarli o'zgarmasdan qoladi.

(134.6) – va (134.8) – ifodalarning eng sezilarli farqi  $\ell$  – erkin yugurish yo'liga klassik va kvant nazariyalari qanday mazmun berishlariga bog'liq.

Erkin elektronlarni odatdagi zarrachalar deb hisoblaydigan klassik nazariya metallarda kuzatiladigan qarshilikni kristall panjara tugunlari bilan elektronlarning uzluksiz to'qnashishi natijasida paydo bo'ladi, deb hisoblaydi.

Kvant nazariya elektronlarni to'lqin xususiyatiga ega bo'lgan zarrachalar deb hisoblaydi, metall bo'yicha o'tkazuvchanlik elektronlari harakatini esa, uzunligi de-Broyl ifodasi

$$\langle \ell \rangle = \frac{\hbar}{P} = \frac{\hbar}{m v}$$

bilan aniqlanadigan elektron to'lqinlarning tarqalish jarayoni deb tasavvur etadi. Elektron to'lqinlar tarqalish jarayoni shunday kechadi. Tugunlarida qo'zg'almas ionlar joylashgan nuqsonsiz kristall panjara elektron to'lqinlarga qarshilik qilmay, ularni sochmaydi. Erkin elektronlar oqimi panjarada to'siqsiz harakat qiladi va panjara elektr toki oqimiga qarshilik qilmaydi.

Elektron to'lqinlarning sochilish jarayoni, o'lchami to'lqin uzunligidan katta bo'lgan, sochilish markazlarini kristall panjarada hosil bo'lishidan

paydo bo'ladi, deb hisoblanadi. Bunday markazlar, birinchi navbatda, panjara tugunlarini issiqlikdan tebranishi hisobiga zichlik nojinsligi hosil bo'lishidan paydo bo'luvchi, kristall panjara aslligini buzilishidan iboratdir.

Issiqlik hisobiga betartib tebranuvchi, qattiq jismni tashkil etuvchi behisob atomlar ichida muayyan vaqtda bir-biriga qarama-qarshi harakatlanuvchi atomlar uchrab turadi. Bu vaqtda ular orasidagi masofalar qo'zg'almas panjara tugunlari orasidagi masofadan kichik yoki katta bo'lishi mumkin. Shunday qilib, qattiq jism panjara tugunlarining issiqlik harakati hisobiga har vaqtda mikroskopik bir jinsli bo'lmagan sohalar hosil bo'ladi. Odatda, ularning o'lchami erkin elektronlarning to'lqin uzunligidan katta bo'lishi hisobiga elektron to'lqinlarni sochuvchi effektiv markazlarga aylanadi.

Elektron to'lqinlarni sochuvchi markazlarning boshqa manbalari - metallardagi boshqa yot kirishmalar atomlaridan iboratdir. Bu sochuvchi markazlar absolyut toza metallarda elektr qarshiligi paydo bo'lishiga asosiy sababchilardir.

Yuqoridagilarga asoslanib, metallarning solishtirma qarshiligini quyidagicha ifodalash mumkin:  $\rho = \rho_T + \rho_H$ .

bu yerda  $\rho_T$  - kristall panjaraning issiqlik tebranishidan hosil bo'luvchi solishtirma qarshilikdir,  $\rho_H$  - nuqsonlar, kirishmalar atomlarida elektron to'lqinlarning sochilish hisobiga paydo bo'luvchi qarshilikdir.

$T \rightarrow 0$  bo'lganda,  $\rho_T \rightarrow 0$  ga intiladi va  $\rho \approx \rho_H$  bilan aniqlanadi.  $\rho_H$  - temperaturaga bog'liq emas. Shuning uchun  $T = 0 \text{ } ^0K$  da u yo'qolmaydigan qoldiq qarshilik bo'lib hisoblanadi.

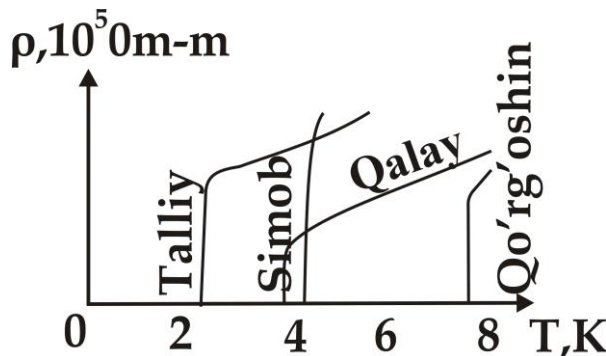
### 135 - §. O'ta o'tkazuvchanlik

Metallarda qoldiq qarshilikka kirishma atomlarining ta'sirini o'rganish maqsadida 1941 yilda Kamerling - Onnes o'ta tozalangan simob ustida izlanishlar olib bordi. Izlanish jarayonida kutilmagan natijani kuzatdi:  $T = 4,2 \text{ } ^0K$  temperaturada simobning qarshiligi sakrab nolga intila bordi (241 - rasm).

Bu o'tkazgichda induktsiyalangan elektr toki qarshiliksiz, istalgan uzoq vaqtgacha saqlanib qoldi. Bu hodisa *o'ta o'tkazuvchanlik hodisasi deb ataladi*.

Moddaning o'ta o'tkazuvchanlik holatiga o'tish temperaturasi  $T_k$  - shu holatga o'tishning kritik temperaturasi deb ataladi.

Om qonuni bo'yicha  $\rho = \frac{E}{j}$  bo'lgani uchun,  $j$  – chegaralangan tok zichligida  $\rho = 0$  bo'lishi uchun o'ta o'tkazgichning istalgan nuqtasida elektr maydonining kuchlanganligi nolga teng bo'lishi kerak, ya'ni  $E = 0$ .

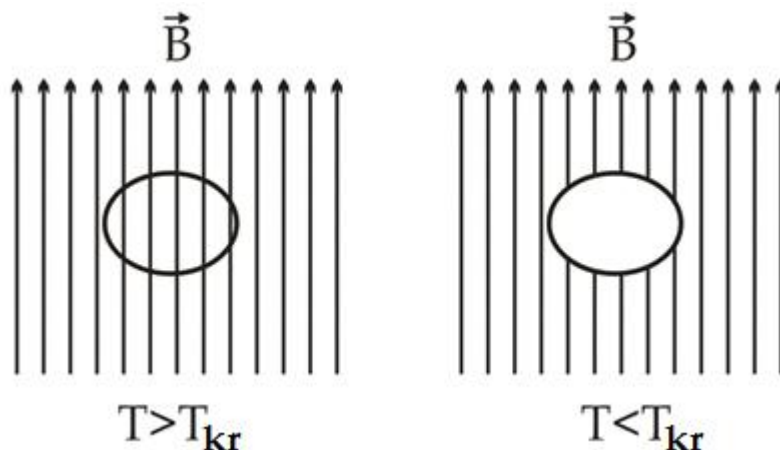


241 – rasm. Toza metallarning o'ta o'tkazuvchanlik holatiga o'tish kritik temperaturalari

O'ta o'tkazuvchanlik hodisasi 20 dan ortiq toza ximiyaviy elementlarda, bir necha yuz ximiyaviy birikma va qorishmalarda kuzatilgan. Bu moddalarda kritik temperatura qiymati  $\sim 0,01$  dan  $\sim 20$  K gacha intervalda yotadi.

Meysner va Oksenfeld 1933 yili o'ta o'tkazgich moddalar ichidan tashqi yoki ichki magnit maydonlarni itarib chiqilishi hodisasini kuzatganlar (242 – rasm).

O'ta o'tkazgichning ichidan magnit maydoni kuch chiziqlarining itarilib chiqilishi, unda magnit induktsiyasi  $B = 4\pi M + H$  nolga tengligini anglatadi. Magnit qabul qilish xususiyati manfiydir:  $\lambda = -1/4 \pi$ . Shu sababli, o'ta o'tkazgichni past temperaturalarda juda yaxshi o'tkazgich bo'lishi bilan ideal diamagnetik deb hisoblash mumkin.



## 242 - rasm. O'ta o'tkazuvchanlik hodisasida qattiq jismlarda magnit maydonini siqib chiqarish

O'ta o'tkazuvchanlik holatini kuchsiz  $N$  magnit maydoni bilan buzish mumkin va bu magnit maydon qiymatini  $N_k$  - *kritik magnit maydoni* deb ataladi.  $N_k$  ning qiymati temperaturaga bog'liq va moddaning  $T_k$  – kritik temperaturasida nolga teng bo'lib, temperatura pasayishi bilan o'zining maksimal qiymatiga erishadi.

O'ta o'tkazuvchanlik holatiga o'tgan toza metallarda issiqlik o'tkazuvchanligi kamayadi. Bu holatda metallarda issiqlik o'tkazishga bog'liq ko'chish hodisalariga javobgar erkin elektronlar kristall panjara bilan o'zaro ta'sirini yo'qota boshlaydi va issiqlik o'tkazishda qatnasha olmaydi.

Izlanishlar natijasida o'ta o'tkazuvchanlik holatiga o'tgan toza metallar energetik spektrining Fermi - sathi atrofida juda tor bo'lgan energetik tirqish hosil bo'lishi tajribada kuzatilgan.

Quyidagi jadvalda ayrim metallarning kritik temperaturalari, energetik tirqish kengligi qiymatlari keltirilgan.

### 5 – jadval

O'ta o'tkazuvchanlik holatidagi metallarning energetik parametrlari

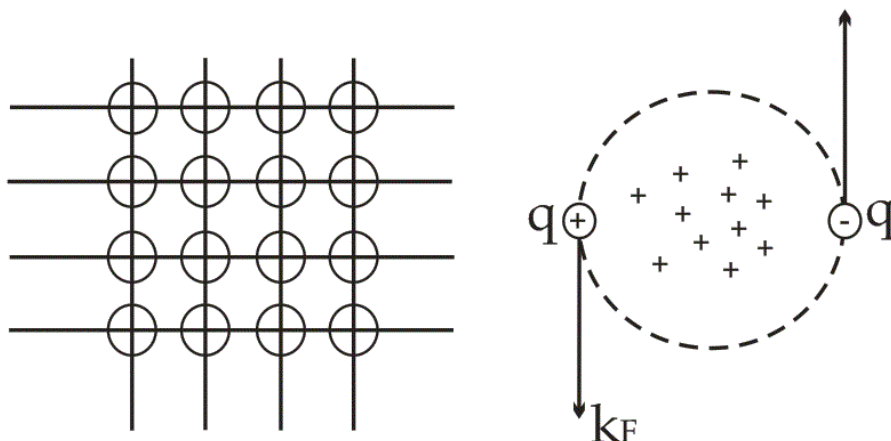
	<i>Al</i>	<i>Sn</i>	<i>Hg</i>	<i>V</i>	<i>Pb</i>	<i>Nb</i>
$E_t(0), 10^3$ $eV$	3,26	11,0	16,4	14,3	21,4	22,4
$T_k, K$	1,2	3,73	4,15	4,9	7,19	9,22

Jadvalda keltirilgan natijalardan energetik tirqish kengligi juda torligi ko'rinib turibdi, uning qiymati  $\sim 10^{-3} \div 10^{-2} eV$  kenglikda yotadi. Tabiiyki, o'ta o'tkazgichlarning o'tkazuvchanlik sohasida tor energetik tirqish hosil bo'lishi elektronlarning qandaydir qo'shimcha o'zaro ta'siri natijasida hosil bo'lishi kerak.

O'tkazuvchanlik sohadagi erkin elektronlarning kristall panjara bo'ylab harakatida ionlar bilan o'zaro ta'sirlashib, ularni ozgina bo'lsa ham muvozanat holatidan siljitib, musbat zaryadlarning fazoviy nojinsligini hosil qiladi va kristall panjaraning ayrim qismlaridagi ortiqcha musbat zaryad boshqa elektronlarni o'ziga tortadi. Shu sababli, metallarda elektronlar orasidagi o'zaro itarish kuchlaridan tashqari ortiqcha musbat zaryadlar bilan bog'liq bo'lgan tortishish kuchlari paydo bo'ladi (243 - rasm). Agarda, bu tortishish kuchlari itarish kuchlaridan katta bo'lsa, o'zaro bog'langan juft



elektronlar hosil bo'lish ehtimolligi ortadi. Bu bog'langan juftlar - *Kuper juftlari* deb ataladi.

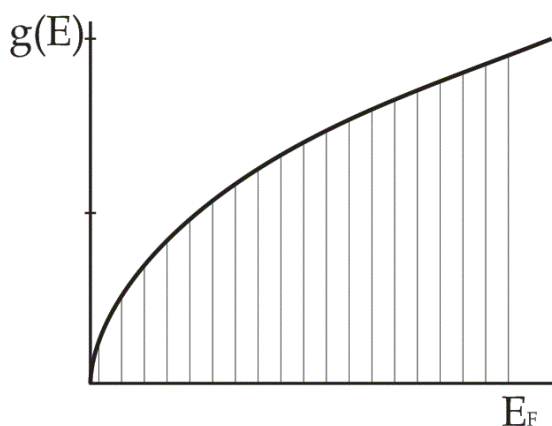


**243 – rasm. O'ta o'tkazuvchanlik hodisasida Kuper juftlarining hosil bo'lishi**

Kuper juftlari butun sonli spinga ega bo'lganligi uchun ular bozon zarrachalar deb ataladi. Butun sonli spinli bozon zarrachalar kvant zarrachalar bo'lishiga qaramay, Pauli printsiptiga bo'ysunmaydilar.  $T \rightarrow 0$  ga intilganda bitta energetik sathni bozonlar egallay boshlaydilar.

Kuper juftligi hosil bo'lganda tizimning energiyasi juftdagi elektronlarning  $E_b$  – bog'lanish energiyasi qiymatiga kamayadi.

Metallar normal holatda bo'lganligidagi o'tkazuvchanlik sohasi elektronlari  $T = 0K$  da  $E_F$  - maksimal energiyaga ega bo'ladi (244 - rasm).



**244 – rasm. Normal holatdagi metallarda holatlar zichligining energiyaga bog'liqligi**

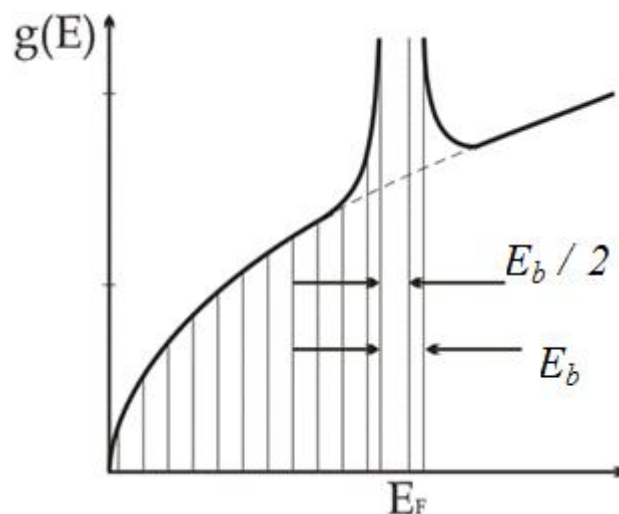
Bog'langan juftlikka o'tganda ikkita elektronning energiyasi  $E_\delta$  – bog'lanish energiyasiga, har birining energiyasi esa  $E_b/2$  – qiymatga kamayadi.

Shuning uchun bu juftlikni buzib, elektronlarni normal erkin elektron holatiga o'tkazish uchun energiya sarf qilish zarur bo'ladi.

Juftlik holatida bo'lgan elektronlarning yuqori energetik sathi bilan normal elektronlarning sathi orasida  $E_b$  – kenglikka teng bo'lgan energetik tirqish hosil bo'ladi (245 - rasm).

Tirqishning chegarasida holatlar zichligining qiymati oshganligi sababli, torlashgan  $E_T/2$  sohada, o'tkazuvchanlik sohasining barcha elektronlarini joylashtirish mumkin bo'lgan energetik holatlar paydo bo'ladi.

Nazariy hisoblashlar va jadvalda keltirilgan ma'lumotlarga ko'ra,  $E_b$  qiymati metallning o'ta o'tkazuvchanlik holatiga to'g'ri kelgan  $kT_k$  – issiqlik harakati energiyasiga tengdir.



**245 – rasm. O'ta o'tkazuvchanlik holatiga o'tishdagi energetik tirqishning hosil bo'lishi**

Asosiy energetik sathga joylashgan elektronning yutishi mumkin bo'lgan minimal energiya portsiyasi  $kT_k \approx (0,001 \div 0,01)eV$  ga teng.

Past temperaturalarda  $kT \sim 8,6 \cdot 10^{-5} eV$  ga yaqin bo'lgani sababli, kristall panjaradagi elektron  $kT_k$  ga teng energiya portsiyasini ololmaydi, Kuper juftligidagi elektronlar, past energetik sathlardagi o'tkazuvchanlik sohasidagi normal elektronlar bilan o'zaro ta'sirda bo'lmay, metallning kristall panjarasi bo'ylab qarshilikka uchramay, harakatini davom etdiradi.

Temperatura ortishi bilan elektronlarning kristall panjaradan oladigan energiya portsiyalari  $kT_k$  ga yaqin bo'ladi va elektronlar asosiy energetik sathlaridan aynigan energetik sathlarga o'ta boshlaydi. Temperatura  $T_k$  ga yetganda  $E_b$  – energetik tirqish va o'ta o'tkazuvchanlik holati yo'qoladi.

Shuni qayd qilish kerakki, o'tkazuvchanlik sohasining hamma elektronlari Kuper juftligini hosil qilishda qatnasha olmaydi. Kuper juftligi hosil bo'lishi uchun elektronlarning energiyasi juda bo'lmaganda  $E_b / 2$  ga o'zgarishi kerak, shuning uchun Fermi energiyasi yaqinidagi  $E_b / 2$  ga teng energetik sohadagi elektronlar ishtirok etishi mumkin. Taxminiy hisoblashlarga ko'ra o'tkazuvchanlik sohasidagi elektronlarning  $\sim 10^{-4}$  qismigina Kuper juftligini hosil qilishda ishtirok etishlari mumkin.

### 136 - §. Xususiy yarim o'tkazgichlarning elektr o'tkazuvchanligi

Kirishmalardan yuqori darajada tozalangan yarim o'tkazgichlar, juda past bo'lmagan temperaturalarda, qo'yilgan tashqi maydon ta'sirida o'zining xususiy zaryad tashuvchilari – elektronlar va kovaklarning yo'naltirilgan harakati hisobiga elektr o'tkazuvchanlikka ega bo'ladilar. Bu elektr o'tkazuvchanlik yarim o'tkazgichlarning *xususiy o'tkazuvchanligi* deb ataladi.

Xususiy yarim o'tkazgichda, ikki xil zaryad tashuvchilar-elektronlar va kovaklar mavjudligi uchun, uning elektr o'tkazuvchanligi  $n_i$  kontsentratsiyali erkin elektronlarning o'tkazuvchanligi ( $\sigma_p = ep_i \mu_p$ ) va  $p_i$  kontsentratsiyali kovaklarning o'tkazuvchanligidan ( $\sigma_p = ep_i \mu_p$ ) iborat bo'ladi. Xususiy elektronlar va kovaklar kontsentratsiyalari bir-biriga teng bo'lgani uchun ( $n_i = p_i$ ), xususiy yarim o'tkazgichning to'la o'tkazuvchanligi quyidagicha bo'ladi.

$$\sigma_i = \sigma_n + \sigma_p = en_i \mu_n + ep_i \mu_p = en_i (\mu_n + \mu_p) , \quad (136.1)$$

Xususiy yarim o'tkazgichda elektronlar va kovaklar kontsentratsiyasi quyidagiga tengdir:

$$n_i = 2 \left( \frac{2\pi \sqrt{m_n m_p} kT}{h^2} \right)^{3/2} e^{-\frac{E_g}{2kT}} , \quad (136.2)$$

Bu ifodadan foydalansak, yarim o'tkazgichning xususiy o'tkazuvchanligi ifodasiga ega bo'lamiz:

$$\sigma_i = 2e \left( \frac{2\pi \sqrt{m_n m_p} \cdot kT}{h^2} \right)^{3/2} e^{-\frac{E_g}{2kT} (\mu_n + \mu_p)} = \sigma_0 \cdot e^{-\frac{E_g}{2kT}}, \quad (136.3)$$

bu yerda

$$\sigma_0 = 2e(\mu_n + \mu_p) \left( \frac{2\pi \sqrt{m_n m_p} kT}{h^2} \right)^{3/2}$$

– eksponenta oldidagi ifodadir.

Elektron va kovaklar harakatchanligi temperaturaga quyidagicha bog'liqdir:

$$\mu_n, \mu_p \sim \frac{1}{\sqrt{T^3}}$$

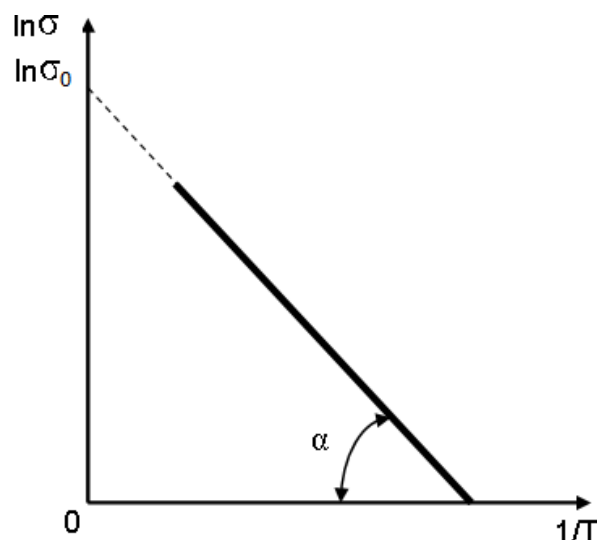
va uning temperaturaga bog'liq o'zgarishi,  $e^{-\frac{E_g}{2kT}}$  ning temperaturaga bog'liq o'zgarishidan bir necha tartib sustdir.

(136.2) – ifodadan,  $T \rightarrow \infty$  intilganda,  $\sigma \rightarrow \sigma_0$  ga teng bo'ladi, ya'ni juda yuqori temperaturalarda ham  $\sigma_0$  sezilarli o'zgarmasdan,  $T \rightarrow \infty$  da yarim o'tkazgichning solishtirma o'tkazuvchanligini bildiradi.

Yarim o'tkazgichning xususiy o'tkazuvchanligining temperaturaga bog'liqligini yarim logarifmik koordinatalarda keltirish juda qulaydir. (136.2) – ifodani logarifmlasak, quyidagiga ega bo'lamiz:

$$\ln \sigma = \ln \sigma_0 - \frac{E_g}{2kT}, \quad (136.4)$$

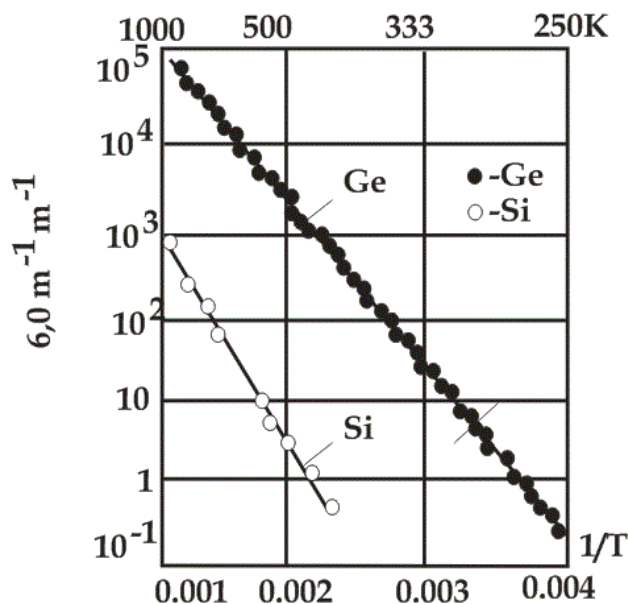
Agarda, abstsissa o'qi bo'ylab  $\frac{1}{T}$ , ordinata o'qi bo'ylab  $\ln \sigma$  o'zgarishlarini qo'ysak, ordinata o'qini  $\ln \sigma_0$  bo'lakda kesib o'tadigan to'g'ri chiziqqa ega bo'lamiz (246 - rasm).



**246 – rasm. Yarim o'tkazgich xususiy o'tkazuvchanligining temperaturaga bog'liq o'zgarishi**

To'g'ri chiziqning abstsissa o'qi bilan hosil qilgan  $\alpha$  – burchakning tangensi  $E_g/2k$  ga tengdir. Shunday chizma tuzib yarim o'tkazgichning solishtirma o'tkazuvchanligi qiymati  $\sigma_0$  ni va taqiqlangan soha kengligi  $E_g$  ni aniqlashimiz mumkin.

Misol tariqasida, 247 - rasmda xususiy germaniy va kremniy uchun tajribada olingan  $\ln \sigma$  ning  $1/T$  ga bog'liq o'zgarishi natijalari keltirilgan.



**247 – rasm. Kremniy va germaniy yarim o'tkazgichlari elektr o'tkazuvchanligining temperaturaga bog'liq o'zgarishi**

Bu tajriba natijalaridan germaniy va kremniyning taqiqlangan sohalarining kengliklari, mos ravishda  $E_{Ge} = 0,72 eV$  va  $E_{Si} = 1,2 eV$  ga tengdir. 73- va 75- paragraflarda keltirilgan natijalardan quyidagicha xulosa qilish mumkin:

Metallarda elektron gaz aynigan bo'lgani uchun, zaryad tashuvchilar konsentratsiyasi temperaturaga deyarli bog'liq emas va metallar o'tkazuvchanligining temperaturaga bog'liq o'zgarishi butunlay tok tashuvchilar harakatchanligining temperaturaga bog'liq o'zgarishi bilan aniqlanadi.

Yarim o'tkazgichlarda zaryad tashuvchi gaz aynimagan gazdir va uning konsentratsiyasi temperaturaga bog'liq ravishda juda kuchli o'zgaradi:

$$n_i = 2 \left( \frac{2\pi \sqrt{m_n m_p} \cdot kT}{h^2} \right)^{3/2} e^{-\frac{E_g}{2kT}}$$

Shuning uchun yarim o'tkazgich o'tkazuvchanligining temperaturaga bog'liq o'zgarishi faqat tok tashuvchilar konsentratsiyasining temperaturaga bog'liqligi bilan aniqlanadi.

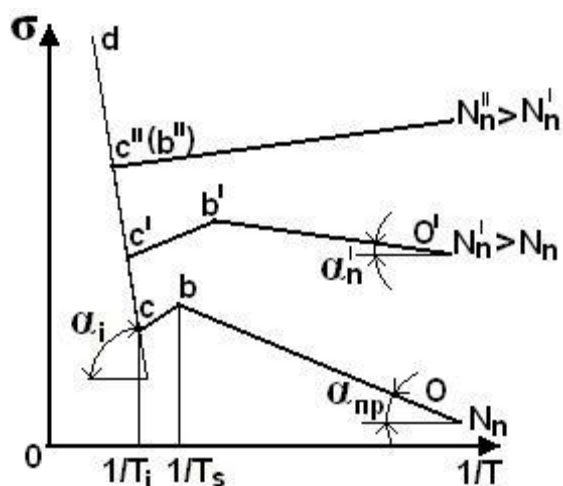
### 137 - §. Kirishmali yarim o'tkazgichning o'tkazuvchanligi

Aynimagan kirishmali yarim o'tkazgichlarning elektr o'tkazuvchanligining temperaturaga bog'liqligi, xususiyl yarim o'tkazgichdagiga o'xshash, asosan tok tashuvchilar konsentratsiyasining temperaturaga bog'liqligi bilan aniqlanadi.

248 - rasmda kirishmali yarim o'tkazgich o'tkazuvchanligining temperaturaga bog'liqlik chizmasi keltirilgan. Bu chizmani uchta xarakterli sohalarga ajratish mumkin: *ab*, *bc*, va *cd*.

“*ab*” soha past temperaturalar sohasiga taalluqli bo'lib, kirishma sathlarining elektronlardan kambag'allashish temperaturasigacha ( $T_k$ ) davom etadi. Bu sohada, tok tashuvchilar konsentratsiyasi quyidagicha ifodalanadi:

$$n = \sqrt{2N_d} \left( \frac{2\pi m_n \cdot kT}{h^2} \right)^{3/4} e^{-\frac{E_g}{2kT}}, \quad (137.1)$$



248–rasm. Kirishmali yarim oʻtkazgich oʻtkazuvchanligining temperaturaga bogʻliqlik chizmasi

ularning harakatchanligi kirishmalarda sochilishi bilan aniqlanib,  $T^{3/2}$  ga proporsionaldir. Kirishmali yarim oʻtkazgich elektr oʻtkazuvchanligi quyidagicha ifodalanadi:

$$\sigma_{\text{ay}.T} = \sigma_{\text{ay}.0} e^{-\frac{E_g}{2kT}}, \quad (137.2)$$

bu yerda  $\sigma_{\text{ay}.0}$  temperaturaga kuchsiz bogʻliq boʻlgan eksponenta oldidagi koeffitsientdir. (137.2) – ifodani logarifmlasak,

$$\ln \sigma_{\text{ay}.T} = \ln \sigma_{\text{ay}.0} - \frac{E_g}{2kT}$$

ga ega boʻlamiz. Abstsissa oʻqiga  $1/T$  va ordinata oʻqiga  $\ln \sigma_{\text{ay}}$  oʻzgarishlarini qoʻysak, 248 - rasmda keltirilgan chizmaga ega boʻlamiz.

“ab” toʻgʻri chiziq abstsissa oʻqi bilan  $\alpha_k$  burchak hosil qiladi va uning tangensi kirishmaning donor energetik sathi qiymatiga ( $E_d$ ) proporsional boʻladi

$$\text{tg} \alpha_k = \frac{E_g}{2k}, \quad (137.4)$$

Shunday qilib, “ab” soha yarim oʻtkazgichning kirishma oʻtkazuvchanligiga toʻgʻri keladi.

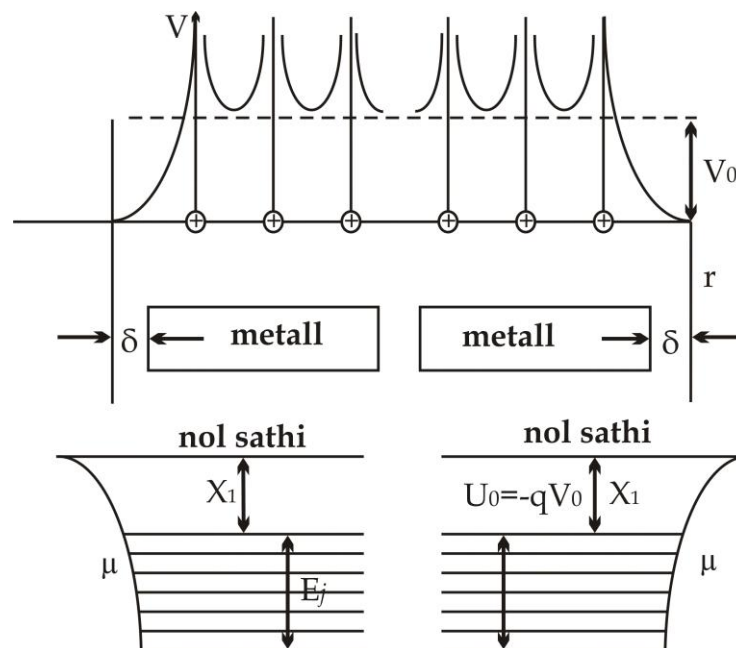
“bc” soha kirishmalarning elektronlardan kambag’alashish temperaturasidan ( $T_k$ ) xususiy o’tkazuvchanlikka o’tish temperaturasigacha ( $T_i$ ) davom etadi. Bu sohada barcha kirishma atomlari ionlashgan bo’ladi, ammo xususiy tok tashuvchilar yetarlicha qo’zg’atilmagan, ya’ni  $n \sim N_d$  o’zgarmas qoladi. Shu sababli, bu sohadagi yarim o’tkazgich o’tkazuvchanligining temperaturaga bog’liq o’zgarishi tok tashuvchilar harakatchanligining temperaturaga bog’liqligi bilan aniqlanadi.

“cd” soha yarim o’tkazgich xususiy o’tkazuvchanligiga o’tish sohasini bildiradi. Bu sohada tok tashuvchilar konsentratsiyasi xususiy zaryad tashuvchilar konsentratsiyasi bilan aniqlanadi va xususiy o’tkazuvchanlik quyidagicha ifodalanadi:

$$\sigma \approx \sigma_i = \sigma_0 e^{-\frac{E_g}{2kT}}$$

### 138 - §. Chiqish ishi

Metallning kristall panjarasini tashkil etuvchi musbat ionlar, kristall panjarada tugunlardan o’tuvchi to’g’ri chiziq bo’ylab davriy qaytariladigan musbat potentsialli elektr maydonini hosil qiladi (249 - rasm).



249 – rasm. Metall atomlarining energetik diagrammasi va ichki davriy potentsiali



Qo'pol hatolik bo'lsa ham, bu davriy potentsialni metallning barcha nuqtalarida o'zgarmas hisoblab, o'rtacha  $V_0$  ga teng deb olamiz. Bu maydonga kiritilgan erkin elektron manfiy potentsial energiyaga ega bo'ladi:

$$U_0 = -qV_0$$

249 - rasmning pastida elektronning vakuumdan metallga o'tishidagi potentsial energiyasining o'zgarishi keltirilgan.

Elektronning vakuumdagi potentsial energiyasi  $U = 0$  bo'lsa, metallda esa

$$U = U_0 = -qV_0$$

ga tengdir.

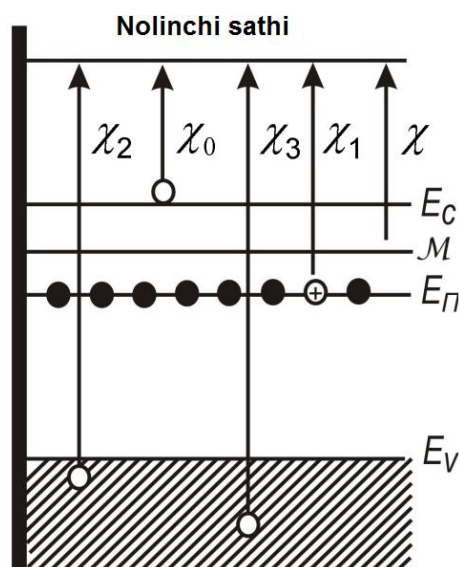
Bu o'zgarish xarakteri bo'yicha sakrashga o'xshasa ham u panjara parametriga teng bo'lgan  $\delta$  kesma uzunligida sodir bo'ladi. Rasmdan ko'rinishicha, metall elektronlar uchun potentsial chuqurlik vazifasini o'taydi va bu chuqurlikdan elektronlarni vakuumga chiqishi uchun qandaydir chiqish ishini bajarish kerak bo'ladi.

Metallda elektronlarning kinetik energiyasi bo'lmaganda ularni vakuumga chiqarish uchun potentsial o'ra chuqurligiga teng – energiya zarur bo'lardi. Ammo past temperaturalarda ham  $\mu$  – Fermi sathigacha bo'lgan energetik sathlardagi elektronlar davriy maydonda harakatda va ma'lum kinetik energiyaga ega bo'ladilar. Shuning uchun elektronlarning metalldan chiqishi uchun  $U_0$  ga nisbatan kichik ish bajarishi talab qilinadi.

Metalldan elektronlarni vakuumga chiqarish uchun eng kam bajariladigan ish Fermi sathidan 00 sathgacha bo'lgan  $\chi$  – ga tengdir. Buni *termodinamik chiqish ishi* deb ataladi.

Yarim o'tkazgichlarda elektronlarning chiqish ishini aniqlash birmuncha qiyindir. 250 - rasmda  $n$  – tipli yarim o'tkazgichning energetik diagrammasi keltirilgan.

O'tkazuvchanlik sohasidan elektronlarni vakuumga chiqarish uchun  $\chi_0$  – eng kam chiqish ishini bajarish kerak. Ammo bu elektronlarni vakuumga chiqarish elektron gazi muvozanat holatining buzilishiga olib keladi va muvozanat holatini tiklash uchun kirishma sathi va valent sohasidan elektronlarni o'tkazuvchanlik sohasiga yetkazib berish kerak. Bu esa kristallning ichki energiyasini sarf bo'lishiga va kristallning sovushiga olib keladi. Valent sohasidan elektronlarni vakuumga chiqarishda muvozanat holat tiklanishi uchun



**250 – rasm. Elektron tipli yarim o'tkazgichda elektronlarning vakuumga chiqish yo'llari**

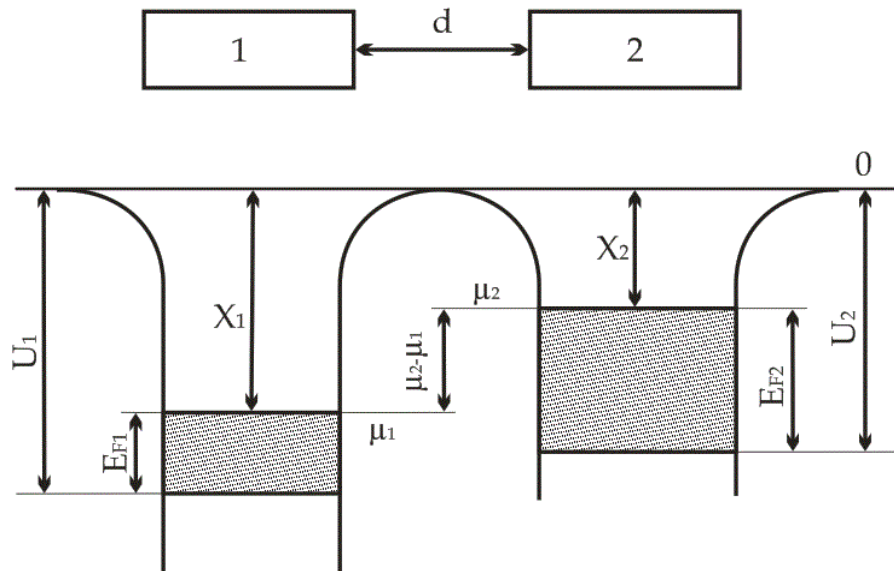
o'tkazuvchanlik sohasidagi elektronlarning bir qismini valent sohasiga qaytarish lozim bo'ladi. Bu holatda energiya ajralib chiqadi va kristall isiy boshlaydi.

Fermi sathidan bir vaqtda yuqori va past sathlardan elektronlarni vakuumga chiqarish tizimning muvozanat holatini buzmaslikka va kristall temperaturasini o'zgarishiga olib keladi. Shuning uchun yarim o'tkazgichlar uchun chiqish ishini Fermi sathidan nolinchi sathgacha bo'lgan energetik masofaga teng, deb hisoblanadi.

Chiqish ishi odatda *elektronvoldlarda* o'lchanadi. Chiqish ishini elektronning zaryadiga nisbati chiqish potentsialini belgilaydi va Voltlarda o'lchanadi.

### 139 - §. Metall - metall kontakti

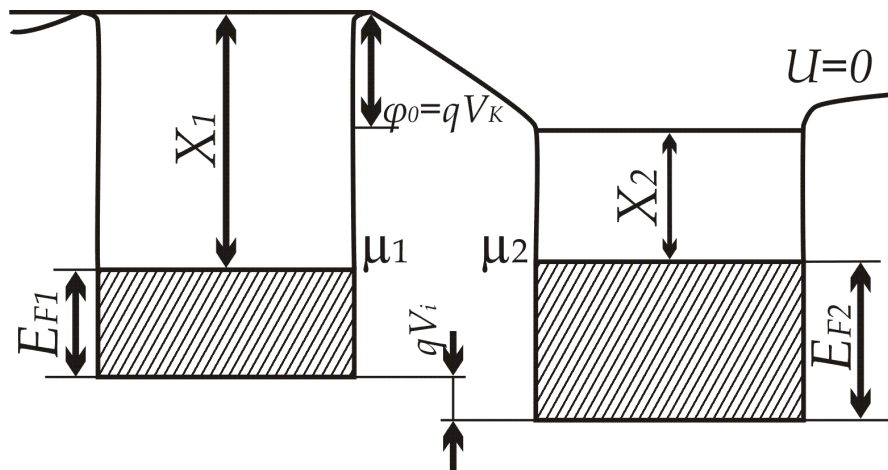
Energetik diagrammalari 251 - rasmda keltirilgan ikki metallni yaqinlashishida sodir bo'ladigan jarayonlarni ko'rib chiqamiz. Ajratilgan holatda bu metallardagi elektron gazlar  $\mu_1$  va  $\mu_2$  – ximiyaviy potentsiallar bilan xarakterlanadi. Elektronlarning termodinamik chiqish ishlari  $\chi_1$  va  $\chi_2$  ga tengdir.



**251 – rasm. Ikkita ajratilgan metallning energetik diagrammalari**

Termoelektron emissiya orqali elektronlar bilan effektiv almashish mumkin bo'lgan yoki to'g'ridan - to'g'ri bir - biriga elektronlar o'tishi mumkin bo'lgan  $d$  – masofaga metallarni bir-biriga yaqinlashtiramiz.

Kontakt o'rnatilgandan so'ng boshlang'ich momentda, ( $\mu_1$  va  $\mu_2$ ) – ximiyaviy potentsiallar har xil balandlikda bo'lgani uchun ikkinchi metall elektron gazi birinchi metall elektron gazi bilan muvozanatda bo'lmaydi (252 - rasm).



**252 – rasm. Metall – metall kontaktining energetik diagrammasi**

Fermi sathlari farqi ( $\mu_1 - \mu_2$ ) mavjudligi ikkinchi metall dan birinчисiga imtiyozli elektron o'tishi hosil bo'lishiga olib keladi. Bu holda birinchi metall manfiy, ikkinchisi esa musbat zaryadlanadi. Bu zaryadlarning hosil bo'lishi o'z navbatida metallar energetik sathlarini siljishiga olib keladi: manfiy zaryadlangan 1 - o'tkazgichda barcha sathlar oldingi holatga nisbatan

yuqoriga ko'tariladi, 2 - metallda esa pastga tushadi. Bu jarayonni oson tasavvur etish mumkin: zaryadlanmagan metalldagi nol sathdan manfiy zaryadlangan metallning nol sathiga elektronni o'tkazish uchun  $qV_1$  ga teng ish sarflash kerak. Bu bajarilgan ish elektron potentsial energiyasining ortishiga olib keladi. Xuddi shu sababga ko'ra, musbat zaryadlangan metallning nol sathi zaryadlanmagan metallning nol sathidan pastga tushadi.

Asta - sekin 1 - metallning ko'tarilayotgan  $\mu_1$  ximiyaviy potentsial sathi va 2 - metallning pasayotgan  $\mu_2$  - ximiyaviy potentsiali sathi bir balandlikka to'g'ri kelganda 2 - metalldan 1 -metallga elektronlarning imtiyozli o'tishi yo'qola boradi va ikkala metallar orasida muvozanat holati vujudga keladi. Bu holatda metallarning nol sathlari orasida  $V_k$  - kontakt potentsiallar farqi paydo bo'ladi:

$$V_k = \frac{(\chi_1 - \chi_2)}{q}, \quad (139.1)$$

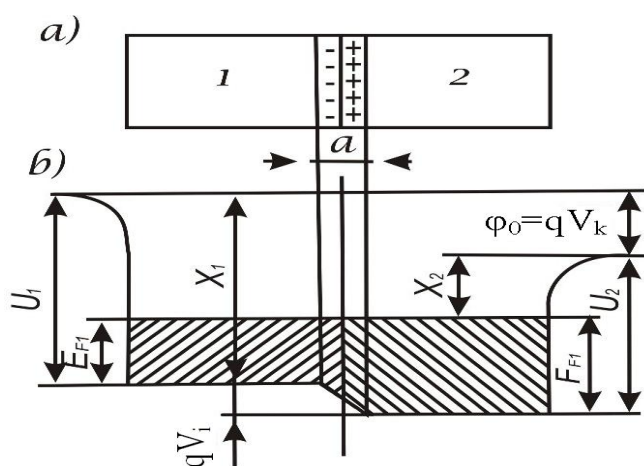
Bu potentsiallar farqi *tashqi kontakt potentsiallar farqi* deb ataladi, u metallarning chiqish ishlarini farqiga to'g'ri proporsionaldir. Chiqish ishi kam bo'lgan metall elektronlari chiqish ishi katta bo'lgan metallga o'ta boshlaydilar.

Metallarning ximiyaviy potentsiallari sathlari tenglashishi bilan 1 - va 2 - metallardagi elektronlar kinetik energiyalari bir xil bo'lmaydi ( $E_{F2} > E_{F1}$ ).

Metallarni to'g'ridan - to'g'ri tutashishida 2 - metalldan 1 -metallga elektronlarning yo'naltirilgan diffuziyasi paydo bo'ladi, bu holda  $V_i$  *ichki kontakt potentsiallar farqi* hosil bo'ladi:

$$V_i = \frac{(E_{F2} - E_{F1})}{q}, \quad (139.2)$$

Muvozanat o'rnatilgandan so'ng metallarda tok zichligi nolga teng bo'lganligi uchun, Om qonuniga asosan  $j = \sigma E$ ,  $Ye$  - elektr maydon metall qalinligi bo'yicha xar bir nuqtada nolga teng bo'ladi. Ammo metallar kontakti chegarasida  $d$  - yupqa qatlamga ichki kontakt potentsiallar farqining hammasi joylashgan bo'ladi (253 - rasm).



253 – rasm. Ikkita metall tutashganda ichki kontakt potentsiallar farqining hosil bo'lishi

Qo'sh elektr qatlamining qalinligi bo'yicha  $V_i$  – potentsial sakrashga o'xshab o'zgaradi. Shu qatlamning qalinligini hisoblab ko'ramiz.

Qo'sh elektr qatlami yassi kondensatorga o'xshaydi,  $d$  – uning qalinligi, qoplamalaridagi zaryadni  $Q$  orqali belgilasak, potentsiallar farqi  $V_i$  ga teng bo'ladi. Qoplamalarning yuzasi  $1 \text{ m}^2$ , dielektrik singdiruvchanligi  $\varepsilon = 1$  bo'lgan yassi kondensatorning sig'imi quyidagiga teng:

$$C = \frac{\varepsilon\varepsilon_0}{d}, \quad C = \frac{Q}{V_i}$$

bu yerdan  $d = \frac{\varepsilon_0 V_i}{\varphi}$  ga ega bo'lamiz.

Qo'sh qatlamning qalinligi panjara parametridan kichik bo'lmaydi, ya'ni  $3 \cong A^0$ ,  $V_i = 1V$  bo'lganda 2 - metall qatlamining  $1 \text{ m}^2$  yuzasidan 1 - metallga o'tadigan zaryad miqdori quyidagiga teng bo'ladi:

$$Q = \frac{\varepsilon_0 V_i}{d} = \frac{1V \cdot 8.85 \cdot 10^{-12} \text{ Fm}}{3 \cdot 10^{-10} \text{ m}} \approx 3 \cdot 10^{-2} \text{ Kl}$$

Bu holda, sirdagi zaryadlar konsentratsiyasi

$$\Delta n = \frac{Q}{q} = \frac{3 \cdot 10^{-2} \text{ Kl}}{1.6 \cdot 10^{-19} \text{ Kl}} \approx 2 \cdot 10^{17} \text{ m}^{-2}$$

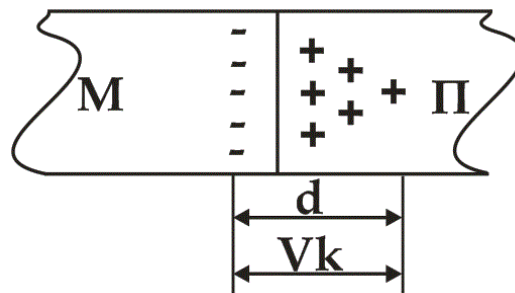
ga teng bo'ladi. Ammo real sharoitda metallning  $1m^2$  yuzasida  $10^{19}$  atom bor, shuning uchun,  $n_{10} = 10^{19}m^{-2}$ .  $\Delta n$  ni  $n_{s0}$  bilan taqqoslasak, qo'sh elektr qatlami hosil bo'lishi uchun, qalinligi  $\sim 3A^0$  bo'lgan metall sirtidagi elektronlarning faqat  $\sim 2\%$  oqib o'tar ekan.

Elektron gaz konsentratsiyasining kontakt qatlamida bunday sezilmaydigan o'zgarishi bu qatlamning elektr o'tkazuvchanligini sezilarni o'zgartirmaydi.

### 140 - §. Metall – yarim o'tkazgich kontakti. Yopuvchi qatlam

Metall – yarim o'tkazgich kontaktini ko'rib chiqamiz.  $\chi_m$  – chiqish ishiga ega bo'lgan  $M$  – metall,  $\chi_n$  – chiqish ishiga ega bo'lgan  $n$  – tipli yarim o'tkazgich bilan kontaktda bo'lsin (254 - rasm).

Agar  $\chi_m > \chi_n$  bo'lsa, u holda yarim o'tkazgichdan metallga,  $\mu_m$  va  $\mu_n$  - ximiyaviy potentsiallar tenglashmaguncha, elektronlar oqib o'tadi, undan so'ng metall va yarim o'tkazgich orasida muvozanat holati o'rnatiladi. Metall va yarim o'tkazgichlar chegarasida  $V_k$  – kontakt potentsiallar farqi hosil bo'ladi, uning qiymati ham taxminan  $\sim 3B$  atrofida bo'ladi.



254 – rasm. Metall – yarim o'tkazgich kontaktda yopuvchi qatlamning hosil bo'lishi

Bu potentsiallar farqi hosil bo'lishi uchun metall - metall kontaktda o'xshash yarim o'tkazgichdan metallga  $\sim 10^{17}$  elektronlar oqib o'tishi kerak. Yarim o'tkazgich kristall panjarasi parametri  $\sim 5A^0$  ga teng, undagi elektron gaz konsentratsiyasi  $n = 10^{21}m^{-3}$  ga teng. Yarim o'tkazgich sirtidagi konsentratsiya  $n_s \sim 10^{14}m^{-3}$  elektronlarni tashkil etadi. Shuning uchun  $\Delta n \approx 10^{17} m^{-3}$  elektronlarni yetkazib berish uchun  $10^3$  ta yarim o'tkazgichning atom qatlamlari elektronlardan xoli bo'lishi kerak.

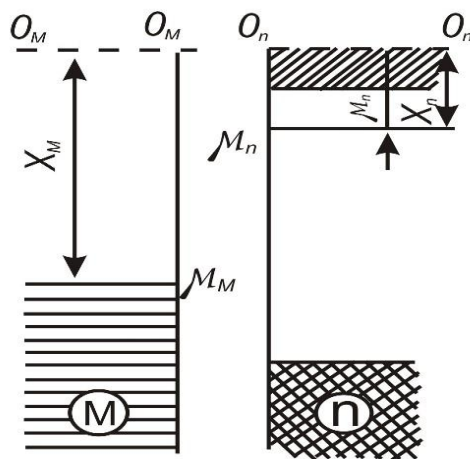
Shunday qilib, metall – yarim o'tkazgich kontaktida kontakt potentsiallar farqi  $d \sim 5 \cdot 10^3 A^0 = 5 \cdot 10^{-7} m$  qalinlikni egallaydi. Bu qatlamda qolgan ionlashgan kirishmalar atomlari qo'zg'almas hajmiy musbat zaryadlarni hosil qiladi.  $5 \cdot 10^{-7} m$  qalinlikdagi qatlam deyarli erkin elektronlarga ega bo'lmagani uchun uning qalinligi elektronlarning erkin yugurish yo'lidan sezilarli katta bo'ladi, shu sababli, juda katta qarshilikka ega bo'ladi. Bu qatlam *yopuvchi qatlam* deb ataladi.

### **Kontakt elektr maydonining yarim o'tkazgichning energetik sathlariga ta'siri**

Metall va yarim o'tkazgich orasida paydo bo'luvchi – kontakt potentsiallar farqi  $d$  yopuvchi qatlamning qalinligi bo'ylab joylashadi (254 - rasm). Kontakt maydonning kuchlanganligi

$$\varepsilon_k = \frac{V_k}{d} \approx \frac{1V}{5 \cdot 10^{-7} m} = 2 \cdot 10^6 \frac{V}{m}$$

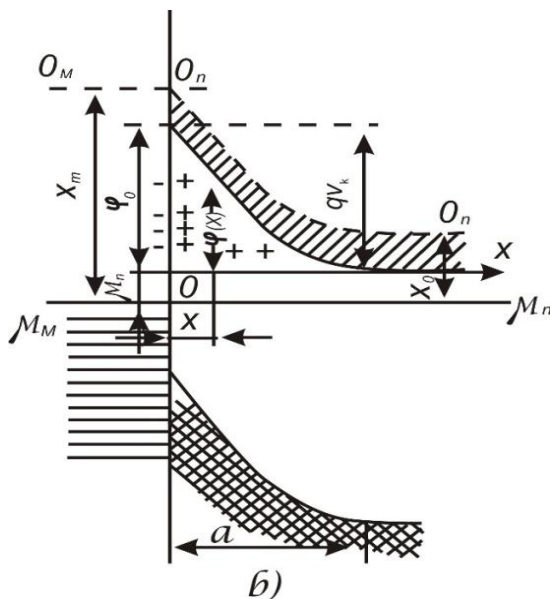
ga teng bo'ladi. Bu kristallning ichki maydon kuchlanganligidan  $10^3$  marta kichikdir. Shu sababli, kontakt maydoni yarim o'tkazgichning energetik spektriga (taqiqlangan soha kengligi, kirishmalarining ionlanish va energiyasi) deyarli ta'sir etmaydi. 255 - rasmda kontaktga keltirilguncha  $M$  – metall va  $n$  – tipdagi yarim o'tkazgichning energetik chizmasi ko'rsatilgan.



**255 – rasm. Kontakt hosil bo'lgunicha metall va yarim o'tkazgichning energetik diagrammalari**

Metallning chiqish ishi yarim o'tkazgichnikidan katta, deb hisoblanadi. Kontakt o'rnatilganidan va muvozanat holati boshlanganidan so'ng, yarim

o'tkazgichda qo'zg'almas hajmiy musbat zaryadlar  $d$  – yopuvchi qatlam bo'yicha hosil bo'ladi (256 - rasm).



256 – rasm. Metall – yarim o'tkazgich kontakti

Kontakt maydon yo'qligida metall va yarim o'tkazgichda energetik sathlar gorizontol to'g'ri chiziqlardan iborat bo'ladi, ya'ni yarim o'tkazgichning hamma nuqtalarida elektronning energiyasi bir xil bo'ladi.

Kontakt potentsiallar farqi hosil bo'lishida, kontakt maydon joylashgan qatlamdagi elektronga qatlamdan itarib chiquvchi kuch ta'sir etadi. Bu kuchni yengish uchun elektronning potentsial energiyasiga o'tuvchi ma'lum ish bajarish kerak. Shu sababli, elektronning potentsial energiyasi yarim o'tkazgichning ichki qatlamidan kontakt chegarasigacha siljishida uning potentsial energiyasi  $\varphi(x)$  oshib beradi va chegarada maksimal qiymatga ( $\varphi_0 = qV_k$ ) erishadi. Natijada, kontakt maydon yarim o'tkazgichning energetik sohasini qiyshaytiradi.  $\varphi_0$  – kattalik, yarim o'tkazgichdan metallga o'tuvchi elektronlarga muvozanat potentsial to'siqni xarakterlaydi.

Kontaktidagi potentsial to'siq funktsiyasi ko'rinishi Puasson tenglamasi orqali ifodalanadi:

$$\frac{d^2\varphi}{dx^2} = \frac{q}{\varepsilon_0\varepsilon} \rho(x) , \quad (140.1)$$

bu yerda  $\varepsilon$  – yarim o'tkazgichning dielektrik singdiruvchanligi,  $\rho(x)$  – qo'zg'almas zaryadlarning hajmiy zichligidir. Bu holda, yarim o'tkazgichdagi barcha donor atomlar  $N_d$  ionlashgan bo'ladi. U holda:



$$\rho = qN_d, \quad \frac{d^2\varphi}{dx^2} = \frac{q^2}{\varepsilon\varepsilon_0} N_d, \quad (140.2)$$

Bu tenglik uchun, quyidagi chegaraviy shartlar o'rinlidir:

$$\varphi(d) = 0, \quad \left(\frac{d\varphi}{dx}\right)_{x=d} = 0, \quad (140.3)$$

chunki kontakt qatlamidan tashqarida  $x \gg d$  kontakt maydon yo'qdir. (140.2) - tenglamani integrallash quyidagi natijani beradi:

$$\varphi(x) = \frac{q^2 N_d}{2\varepsilon_0\varepsilon} (d-x)^2, \quad (140.4)$$

Bu ifodadan yarim o'tkazgichdagi potensial to'siq ko'rinishi parabolaga o'xshashligi ko'rinib turibdi.  $x = 0$  bo'lganda,  $\varphi_0 = \chi_m - \chi_n$  ga tengdir. U

holda yopuvchi qatlam qalinligi quyidagicha bo'ladi:

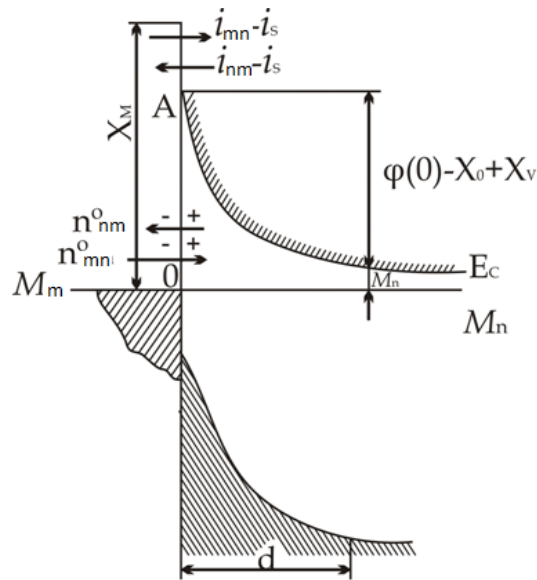
$$d = \sqrt{\frac{2\varepsilon_0 \varepsilon \varphi_0}{q^2 N_d}} = \sqrt{\frac{2\varepsilon_0 \varepsilon V_k}{q^2 n_{n_0}}}, \quad (140.5)$$

bu yerda  $n_{n_0} - Nd$  ga teng bo'lgan  $n$  - yarim o'tkazgichdagi elektronlar konsentratsiyasidir.

Elektronlardan xoli bo'lgan yopuvchi qatlam qalinligi elektronlarning erkin yugurish yo'lidan ikki - uch tartibda katta bo'lgani uchun, bu qatlam juda katta qarshilikka ega bo'ladi.

### **Yarim o'tkazgich - metall kontaktida to'g'rilash hodisasi**

257 - rasmda muvozanat holatda bo'lgan elektron yarim o'tkazgich - metall kontaktining sohalari tuzilishi keltirilgan.



257 – rasm. Muvozanat holatdagi metall – yarim o'tkazgich kontakti

Metalldan yarim o'tkazgichga o'tayotgan elektronlarga ta'sir etuvchi potentsial to'siq chiqish ishlarining farqiga ( $\chi_m - \chi_n$ ) tengdir: Yarim o'tkazgichdan metallga o'tayotgan elektronlarga ta'sir etuvchi potentsial to'siq  $\varphi_0 = qV_k$  ga tengdir. Metalldan yarim o'tkazgichga o'tayotgan elektronlar oqimini  $n_{mn}^0$ , yarim o'tkazgichdan metallga o'tayotgan elektronlar oqimini esa  $n_{nm}^0$  deb belgilaymiz. Bu elektron oqimlariga, mos ravishda, quyidagi tok zichliklari to'g'ri keladi:

$$j_{nm} \text{ va } j_{mn}.$$

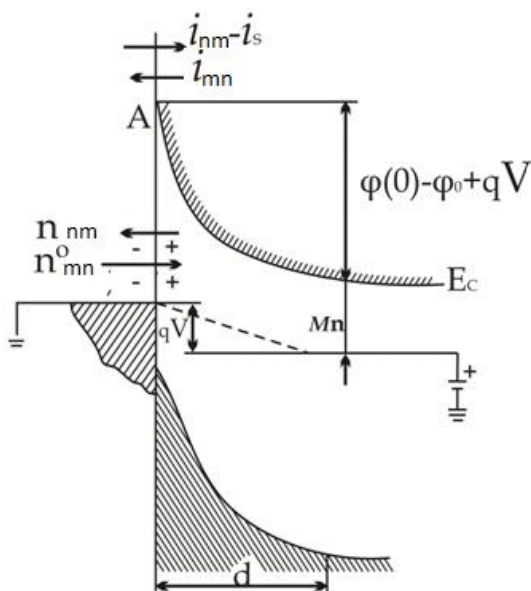
Muvozanat holatida kontakt orqali o'tadigan natijaviy tok nolga teng, shu sababli  $j_{nm} = j_{mn}$  o'z navbatida, muvozanat holatiga to'g'ri keluvchi toklar zichliklari quyidagicha belgilanadi:

$$j_{nm} = j_{mn} = j_s, \quad (140.6)$$

Kontaktga, kontakt potentsiallar farqi  $V_k$  yo'nalishiga mos bo'lgan tashqi potentsiallar farqini qo'yamiz. Yopuvchi qatlam qarshiligi yarim o'tkazgich boshqa qismlarining qarshiliklaridan bir necha tartibda katta bo'lgani uchun, tashqi potentsiallar farqi asosan yopuvchi qatlamga tushadi. Yarim o'tkazgichdagi musbat zaryadlangan energetik sathlar pastga qarab  $qV$  qiymatga siljiydi.  $\mu$  - Fermi sathi ham shu masofaga pastga tushadi

(258 – rasm). Rasmdan ko‘rinishicha, yopuvchi qatlam kontakt potentsiallar farqi yo‘nalishida quyilgan tashqi potentsiallar farqi  $V$  yarim o‘tkazgichdan metallga o‘tayotgan elektronlar uchun potentsial to‘siqning balandligini oshiradi:

$$\varphi_{(0)} = \varphi_0 + qV , \quad (140.7)$$



**258 – rasm. Metall – yarim o‘tkazgich kontaktiga teskari yo‘nalishda tashqi potentsiallar farqi qo‘yilishi**

bu esa potentsial to‘siqning kengligini ham ortishiga olib keladi:

$$d = \sqrt{\frac{2\varepsilon_0 \varepsilon (V_k + V)}{q^2 n_{n_0}}} , \quad (140.8)$$

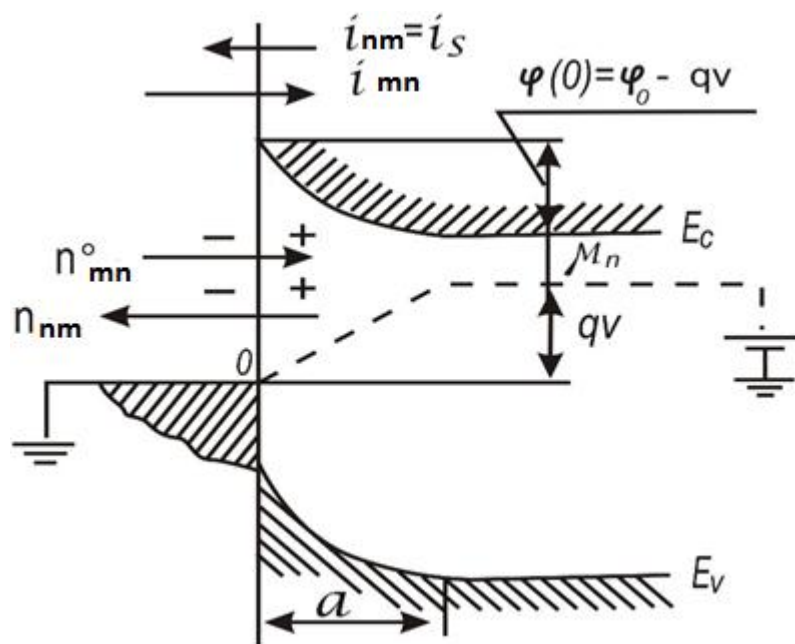
259 – rasmda kontaktga to‘g‘ri yo‘nalishda tashqi potentsiallar farqi qo‘yilgan holat keltirilgan.

Bu holda manfiy zaryadlangan yarim o‘tkazgichning barcha energetik sathlari, u bilan birga Fermi sathi  $\mu_n$  ham,  $qV$  masofaga yuqoriga siljiydi. Bu esa yarim o‘tkazgichdan metallga o‘tayotgan elektronlar uchun energetik to‘siqning pasayishiga olib keladi:

$$\varphi_{(0)} = \varphi_0 - qV , \quad (140.9)$$

Natijada to‘siq kengligi ham torayadi:

$$d = \sqrt{\frac{2\varepsilon_0 \varepsilon (V_k - V)}{qn_{n_0}}}, \quad (140.10)$$



**259 – rasm. Metall – yarim o'tkazgich kontaktiga to'g'ri yo'nalishda potentsiallar farqi qo'yilgan holat**

Tashqi potentsiallar farqi ta'sirida, potentsial to'siqning balandligi va kengligi o'zgarishi, kontakt bo'yicha ikki tomonga o'tayotgan elektronlar oqimi muvozanatining buzilishiga olib keladi.

Kontaktga, yopish yo'nalishida, tashqi potentsiallar farqi  $V$  quyilganda  $j_{mn}$  tok zichligi  $e^{qV/kT}$  marta kamayadi, chunki potentsial to'siq balandligi  $\varphi_0 + qV$  qiymatga oshganda, to'siqni yengib o'tuvchi elektronlar soni

$$n_{nm} = n_{nm}^0 e^{-\frac{qV}{kT}}$$

marta kamayadi, bu holda  $j_{mn}$  tok zichligi quyidagicha teng bo'ladi:

$$j_{mn} = j_s e^{-\frac{qV}{kT}}$$

$j_{nm}$  – tok zichligi, metall dan yarim o'tkazgichga o'tayotgan elektronlar uchun potentsial to'siq balandligi o'zgarmaganligi uchun, o'zgarmay qoladi va  $j_s$

ga teng bo'ladi.

Tashqi potentsiallar farqi yopish yo'nalishida qo'yilgandagi kontakt bo'yicha *natijaviy tok zichligi* quyidagicha ifodalanadi:

$$j_{tesk} > j_t e^{\frac{qV}{kT}} - j_t = j_t \left( e^{\frac{qV}{kT}} - 1 \right), \quad (140.11)$$

va tok yarim o'tkazgichdan metallga oqadi. Teskari yo'nalishdagi tashqi kuchlanishni oshira borsak,  $j_t e^{\frac{qV}{kT}}$  kamayib nolga intiladi, teskari yo'nalishdagi  $j_t$  ga yetishadi. Bu tok zichligi *to'yinish toki zichligi deb ataladi*.

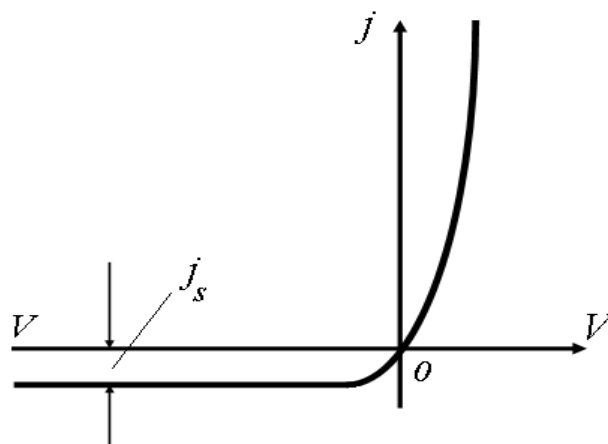
To'g'ri yo'nalishda tashqi potentsiallar farqi qo'yilganda yarim o'tkazgichdan metallga qarab o'tayotgan elektronlar uchun potentsial to'siq balandligi  $qV$  qiymatga kamayadi, natijada  $j_{mn}$  tok zichligi quyidagiga teng bo'ladi:

$$j_{mn} = j_t e^{\frac{qV}{kT}}, \quad (140.12)$$

$j_{nm}$  esa o'zgarmasdan qolib,  $j_t$  ga teng bo'ladi.

To'g'ri yo'nalishdagi natijaviy tok zichligi quyidagiga teng bo'ladi:

$$j_{to'g'ri} = j_{mn} = j_{nm} = j_t (e^{\frac{qV}{kT}} - 1), \quad (140.13)$$



**260– rasm. Metall – yarim o'tkazgich kontaktining volt – amper xarakteristikasi**

(140.11) – va (140.13) – ifodalar metall – yarim o'tkazgich kontaktining *volt–amper xarakteristikasi* deb ataladi va uning chizmasi 260 – rasmda keltirilgan.

### 141 - §. Elektron - kovak ( $n - p$ ) o'tish

Ikkita yarim o'tkazgich kristallarini bir-biriga to'g'ridan-to'g'ri tekkazish bilan elektron-kovakli o'tish hosil qilish mumkin emas. Chunki kristallar sirti oksidlangan bo'lishi mumkin, bundan tashqari, chegara sirtida yarim o'tkazgichlarning energetik spektriga ta'sir qiluvchi begona kirishmalar atomlari, har xil ifloslanish va nuqsonlar bo'lishi mumkin.

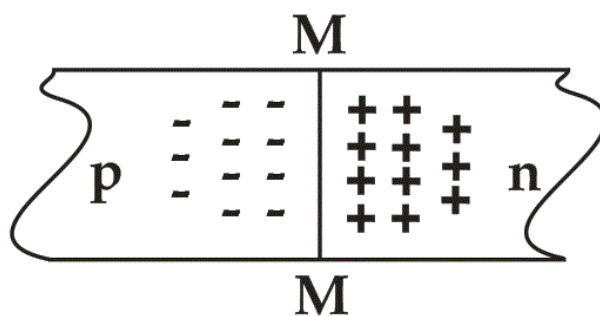
Elektron - kovakli o'tishni hosil qiluvchi, amalda, eng ko'p tarqalgan usullardan biri – diffuziya jarayonidir. Diffuziya jarayoni – gaz, suyuqlik va qattiq holatda bo'lgan kirishma atomlarini yuqori temperaturada yarim o'tkazgich kristall panjarasiga kiritishdan iborat. Masalan,  $n$  – turli yarim o'tkazgichga aktseptor kirishmalarini yoki  $p$  – turli yarim o'tkazgichga donor kirishmalarini diffuziya usuli orqali kiritishdir.

Kirishmalarning ichkariga qanchalik kirganlik darajasi yoki  $n - p$  o'tishning chuqurligi diffuziya jarayoni vaqti va temperaturasiga bog'liqdir.

Ikki turli o'tkazuvchanlikka ega bo'lgan sohalarni ajratuvchi chegara *elektron - kovakli o'tishni* bildiradi.

261 - rasmda ikki xil o'tkazuvchanlikdan iborat bo'lgan yarim o'tkazgichlar sohalari chegarasi keltirilgan va u  $MM$  tekislik bilan aniqlanadi.

Chegaraning chap tarafida  $N_a$  – aktseptor kontsentratsiyali  $p$  – turli yarim o'tkazgich, o'ng tarafida esa,  $N_d$  – donor kontsentratsiyali  $n$  – turli yarim o'tkazgich joylashgan.



261 – rasm. Elektron kovakli o'tishning hosil bo'lishi

Aktseptor va donor kirishmalarning konsentratsiyalarini bir-biriga teng deb hisoblaymiz:

$$N_a = N_d = 10^{22} \text{ m}^{-3}$$

$n$  – sohada asosiy tok tashuvchilar elektronlardan,  $r$  – sohada esa kovaklardan iboratdir. Asosiy tok tashuvchilar donor va aktseptor kirishmalarning ionlashishi natijasida paydo bo'ladilar. Juda past bo'lmagan temperaturalarda bu kirishmalar to'la ionlashgan bo'ladi,  $n$  – sohadagi elektronlar konsentratsiyasi  $n_{n_0}$  donor atomlari konsentratsiyasiga teng bo'ladi ( $n \sim N_d$ ).  $r$  – sohada esa, kovaklar konsentratsiyasi aktseptor atomlar konsentratsiyasiga teng bo'ladi ( $p \sim N_a$ ).

Bu  $n$  - va  $p$  - sohalar, asosiy tok tashuvchilardan tashqari, asosiy bo'lmagan tok tashuvchilarga ham egadir:

$n$  sohada – kovaklarga ( $p_{n_0}$ ),  $r$  – sohada – elektronlarga ( $n_{p_0}$ ). Asosiy bo'lmagan tok tashuvchilar konsentratsiyasi ta'sirlashuvchi massalar qonunidan topiladi:

$$n_{n_0} p_{p_0} = p_{p_0} \cdot n_{p_0} = n_i^2, \quad (141.1)$$

bu yerda  $n_i$  – xususiy yarim o'tkazgichdagi tok tashuvchilar konsentratsiyasidir.

$n_{n_0} p_{p_0} = 10^{22} \text{ m}^{-3}$  va  $n_i = 10^{19} \text{ m}^{-3}$  bo'lganda,  $p_{n_0} = n_{p_0} = 10^{16} \text{ m}^{-3}$  ga teng

bo'ladi. Demak  $r$  – sohadagi kovaklar konsentratsiyasi  $n$  – sohadagi kovaklar konsentratsiyasidan  $10^6$  marta ko'pdir, xuddi shunday,  $n$  – sohadagi elektronlar konsentratsiyasi ham  $r$  – sohadagi asosiy bo'lmagan elektronlar konsentratsiyasidan  $10^6$  marta ko'pdir. Yarim o'tkazgichlar kontakti atrofidagi sohalarda bir turli tok tashuvchilar konsentratsiyasining farqi  $n$  – sohadan  $r$  – sohaga elektronlarning diffuziyaviy oqimi ( $n_{n \rightarrow r}$ ),  $r$  – sohadan ( $p_{p \rightarrow n}$ ) – sohaga kovaklarning diffuziyaviy oqimi hosil bo'lishiga olib keladi. Natijada  $n$  – soha musbat,  $r$  – soha manfiy zaryadlanadi.

Sohalarning bunday zaryadlanishi  $n$  – sohada barcha energetik sathlarni va Fermi sathini pasayishiga,  $r$  – sohada ularning ko'tarilishiga olib keladi.

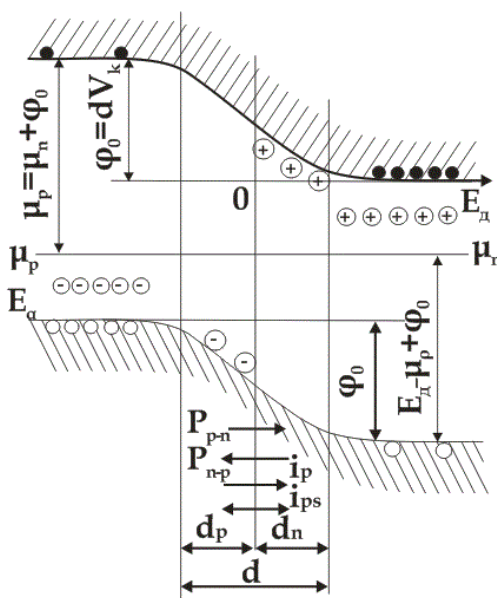
O'ngdan chapga elektronlarning o'tishi va chapdan o'ngga kovaklarning o'tishi,  $r$  – sohadagi ko'tarilayotgan Fermi sathi ( $\mu_p$ ),

$n$  – sohada pasayotgan Fermi sathi ( $\mu_n$ ) bilan bir balandlikda oʻrnatilmaguncha davom etadi. Bu Fermi sathlari bir balandlikda oʻrnatilganda soʻng,  $n$  – va  $r$  – sohalarda muvozanat holati oʻrnatiladi va ikki tarafdin kelayotgan elektron va kovaklar oqimlari bir – biriga tenglashadilar:

$$n_{n \rightarrow p} = n_{p \rightarrow n} , \quad p_{p \rightarrow n} = p_{n \rightarrow p} , \quad (141.2)$$

$n$  – sohaning kontaktga yaqin qatlamidan elektronlarning  $r$  – sohaga ketishi,  $n$  – sohaning shu qatlamida ionlashgan donor kirishma atomlarining qoʻzgʻalmas musbat hajmiy zaryadi paydo boʻlishiga sabab boʻladi, bu qatlamning qalinligini  $d_n$  deb belgilaymiz. Xuddi shunga oʻxshash  $r$  – sohaning kontaktga yaqin qatlamidan kovaklarning  $n$  – sohaga oʻtishi,  $r$  – sohaning  $d_p$  qatlamida ionlashgan aktseptor kirishma atomlarining qoʻzgʻalmas manfiy hajmiy zaryadini hosil qiladi. Shu qatlamlar orasida  $V_k$  kontakt potentsiallar farqi hosil boʻladi, bu oʻz navbatida,  $n$  – sohadan  $r$  – sohaga elektronlarning,  $r$  – sohadan  $n$  – sohaga kovaklarning oʻtishiga toʻsquinlik qiluvchi  $\phi_0 = qV_k$  potentsial toʻsigin hosil qiladi. Potentsial toʻsiq quyidagicha ifodalanadi:

$$\phi_0 = kT \ln \frac{n_{n_0}}{n_{p_0}} = kT \ln \frac{p_{p_0}}{p_{n_0}} , \quad (141.3)$$



**262 – rasm. R – p oʻtishning muvozanat holatdagi energetik diagrammasi**

262 - rasmda  $r - n$  oʻtishning muvozanatdagi energetik diagrammasi tasvirlangan.



Rasmdan kontakt potentsiallar farqi Fermi sathlari farqiga teng ekanligi ko'rinib turibdi

$$\varphi_0 = \mu_n - \mu_p , \quad (141.4)$$

Natijaviy hajmiy zaryad qatlami kengligi  $d = d_n + d_p$  quyidagicha ifodalanadi:

$$d = \sqrt{\frac{2\varepsilon_0\varepsilon\varphi_0}{q^2} \frac{(n_{n_0} + p_{p_0})}{n_{n_0} \cdot p_{p_0}}} = \sqrt{\frac{2\varepsilon_0\varepsilon V_k}{q} \frac{(n_{n_0} + p_{p_0})}{n_{n_0} \cdot p_{p_0}}} , \quad (141.5)$$

Muvozanat holatda  $p - n$  o'tish bo'yicha asosiy tok tashuvchilar hosil qilgan natijaviy tok zichligi, asosiy bo'lmagan tok tashuvchilar hosil qilgan natijaviy tok zichligi bilan tenglashadi:

$$j = (j_n + j_p) = j_{nt} + j_{pt} , \quad (141.6)$$

$p - n$  o'tish orqali oqayotgan to'la tok zichligi nolga teng bo'ladi:

$$j = (j_n + p_p) - (j_{nt} + j_{pt}) = 0 , \quad (141.7)$$

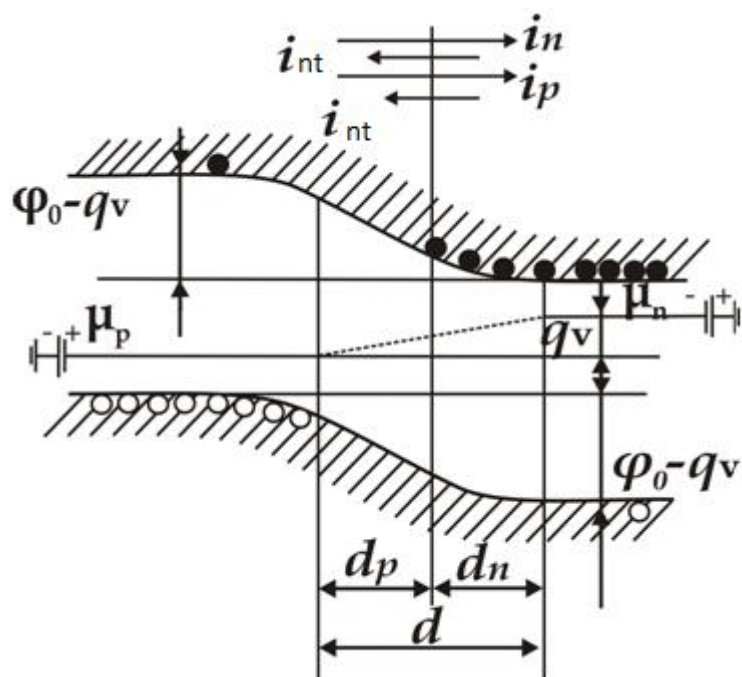
bu yerda  $j_{nt} = q \frac{L_n}{\tau_n} n_{p_0}$ ,  $j_{pt} = q \frac{L_p}{\tau_p} n_{p_0}$ ,  $L_n, L_p$  elektron va kovaklarning

diffuziyaviy yo'l uzunliklari,  $i_n, i_p$  – ularning o'rtacha yashash vaqtlaridir.

Muvozanat holatida bo'lgan  $p - n$  o'tishga to'g'ri yo'nalishda tashqi potentsiallar farqini  $V$  qo'yamiiz (263 - rasm), ya'ni kuchlanish manbaining musbat qutbini  $r$  – sohaga, manfiy qutbini  $n$  – sohaga ulaymiz.

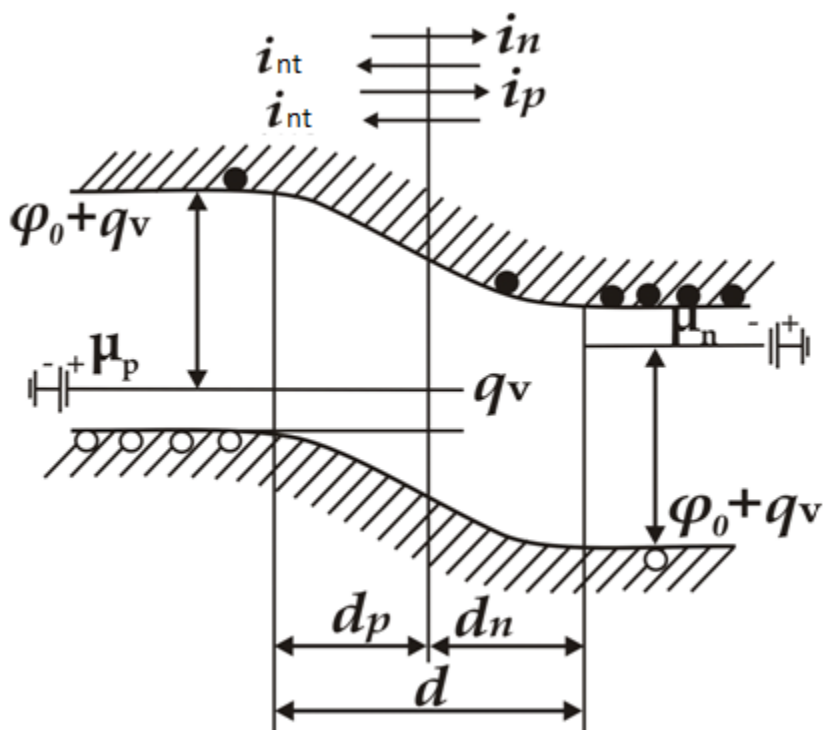
Bu tashqi kuchlanish asosiy tok tashuvchilar potensial to'sig'ini  $\varphi_0 - qV$  qiymatga pasaytiradi. Bu esa  $n$  – sohadan elektronlar oqimi ( $n_{n \rightarrow p}$ ) va  $r$  – sohadan kovaklar oqiminingmsch ( $p_{p \rightarrow n}$ ),  $e^{qV/kT}$  marta ortishiga olib keladi, natijada, bu elektron va kovaklar hosil qilgan toklar zichligi quyidagicha ifodalanadi:

$$j_n = q \frac{L_n}{\tau_n} n_{p_0} e^{qV/kT} , \quad j_p = q \frac{L_p}{\tau_p} p_{n_0} e^{qV/kT}$$



263 – rasm.  $R - p$  o'tishning to'g'ri yo'nalishda potentsiallar farqi qo'yilgandagi energetik diagrammasi

Asosiy bo'lmagan tok tashuvchilar uchun potensial to'siq balandligi o'zgarmagani uchun, ularning tok zichliklari ham o'zgarmasdan qoladi.



264 – rasm.  $R - p$  o'tishning teskari yo'nalishda potentsiallar farqi qo'yilgandagi energetik diagrammasi

Tashqi kuchlanish to'g'ri yo'nalishda qo'yilganda,  $p - n$  o'tish

bo'yicha oqayotgan to'la tok zichligi quyidagiga teng bo'ladi:

$$j_{\text{to'g'ri}} = (j_n + j_p) - (j_{nt} + j_{pt}) = q \left( \frac{L_n}{\tau_n} n_{p_0} + \frac{L_p}{\tau_p} p_{n_0} \right) (e^{qV/kT} - 1), \quad (141.8)$$

Agarda  $p - n$  o'tishga teskari yo'nalishda tashqi kuchlanish qo'ysak (264 – rasm),  $p - n$  o'tishidagi potentsial to'siq balandligi  $(\varphi_0 + qV)$  qiymatgacha ortadi va asosiy tok tashuvchilar hosil qilgan tok zichliklarini  $e^{qV/kT}$  marta kamaytiradi:

$$j_n = q \frac{L_n}{\tau_n} n_{p_0} e^{-qV/kT}, \quad j_p = q \frac{L_p}{\tau_p} p_{n_0} e^{-qV/kT}, \quad (141.9)$$

Teskari yo'nalishda kuchlanish qo'yilgandagi  $p - n$  o'tishdan o'tayotgan to'la tok zichligi quyidagiga teng bo'ladi va *teskari tok* deb ataladi:

$$j_{\text{teskari}} = q \left( \frac{L_n}{\tau_n} n_{p_0} + \frac{L_p}{\tau_p} p_{n_0} \right) (e^{qV/kT} - 1), \quad (141.10)$$

(80.8) – va (80.10) – ifodalardagi to'g'ri va teskari toklarni birlashtirsak,  $p - n$  o'tishning volt-amper xarakteristikasiga ega bo'lamiz:

$$j = q \left( \frac{L_n}{\tau_n} n_{p_0} + \frac{L_p}{\tau_p} p_{n_0} \right) (e^{\pm qV/kT} - 1), \quad (141.11)$$

bu ifodaning grafik chizmasi 265 - rasmda keltirilgan.

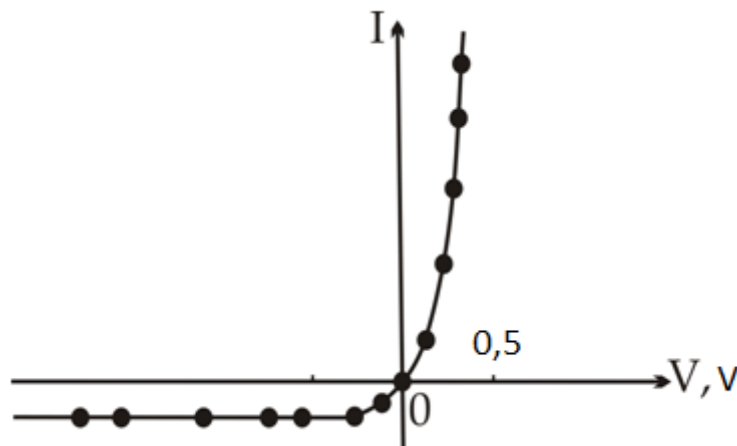
$p - n$  o'tishning kengligi (141.5) – ifoda bilan aniqlanganda

$$d = \sqrt{\frac{2\varepsilon \varepsilon_0 V_k (n_{n_0} + p_{p_0})}{q n_{n_0} \cdot p_{p_0}}}$$

$p - n$  o'tish  $n$  – sohada musbat zaryadlangan qoplamaga,  $p$  – sohada manfiy zaryadlangan qoplamaga ega bo'lgan yassi kondensatorni eslatadi. Bu

kondensatorning zaryadiy sig'imi quyidagicha bo'ladi:

$$C_{p-n} = \sqrt{\frac{\epsilon e^2}{8\pi(\varphi_0 - eV)} \frac{n_{n_0} p_{p_0}}{(n_{n_0} + p_{p_0})}}, \quad (141.12)$$



**265 – rasm. Elektron - kovakli o'tishning volt – amper xarakteristikasi**

$p - n$  o'tishning elektr sig'imi tashqi kuchlanishga bog'liq bo'lganidan foydalanib, kuchlanishga bog'liq o'zgaruvchan kondensator yaratish mumkin.

Amalda,  $p - n$  o'tishlardan to'g'rilagichlar, termoelementlar, elektron kalitlar, kuchlanishni doimiy qiymatda yetkazib beruvchi – stabiltronlar, fotoelementlar va h.k. yasaladi. Ikkita  $p - n$  o'tishdan tranzistor hosil qilish mumkin.

$p - n$  o'tishlar, metall – yarim o'tkazgich kontaktlar, tranzistorlar murakkab elektronika qurilmalarida, elektron hisoblash mashinalarida, mobil aloqa telefonlarida, har xil televizion kamera va boshqalarda asosiy aktiv, passiv elementlar xizmatini bajaradi.

## 142 - §. Atomlarning magnit xususiyatlari

### Atomning orbital magnit momenti

Istalgan elementning atomi musbat zaryadlangan yadro va elektron qobig'idan tashkil topgan. Ko'p magnit hodisalarni tushuntirish uchun,

elektronlar ma'lum orbita bo'yicha harakatlanadi, deb hisoblaydigan Bor nazariyasidan foydalanish mumkin.

Har bir elektron yopiq kontur bo'yicha tok kuchini hosil qiladi

$$I = -qv$$

Va uning magnit momenti quyidagiga teng bo'ladi:

$$M = \mu_0 IS = -\mu_0 qvS$$

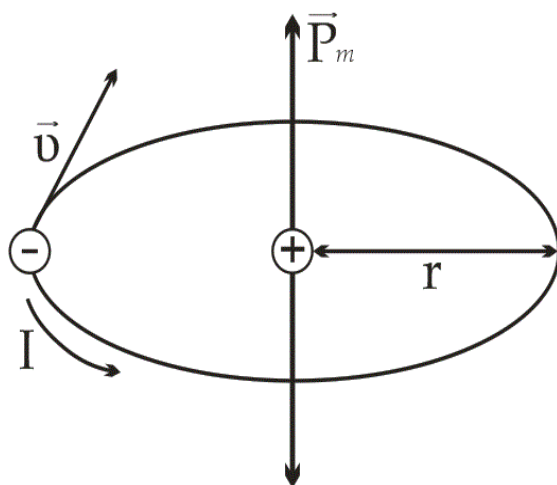
bu yerda  $r$  – orbita radiusi,  $v = \frac{v}{2\pi r}$  - elektronning orbita bo'ylab aylanish chastotasi,  $S = \pi r^2$  - orbita yuzasi,  $\mu_0$  – vakuumning magnit singdiruvchanligi. Elektronning yadro atrofidagi harakati natijasida hosil bo'lgan magnit momentini – *orbital magnit momenti* deb ataymiz va  $\mu_\ell$  orqali belgilaymiz:

$$M = \mu_\ell = -\mu_0 q \cdot \frac{vr}{2}, \quad (142.1)$$

Bu magnit momenti orbita tekisligiga perpendikulyar yo'nalgandir va uning yo'nalishi parma qoidasi bilan aniqlanadi (266 - rasm).

Elektron harakat miqdorining mexanik momenti quyidagiga teng:

$$P_\ell = mvr, \quad (142.2)$$



266 – rasm. Elektronning yadro atrofida yopiq kontur bo'yicha harakati

bu yerda  $m$  – elektronning massasi.  $P_\ell$  orbital magnit momentiga teskari yo'nalgan bo'ladi. (142.1) – va (142.2) – ifodalarni taqqoslasak, quyidagiga ega bo'lamiz:

$$\mu_\ell = -\frac{\mu_0 q}{2m} P_\ell , \quad (142.3)$$

quyidagi nisbat

$$\Gamma_e = \frac{\mu_\ell}{P_\ell} = -\frac{\mu_0 q}{2m} , \quad (142.4)$$

*giromagnit nisbat* deb ataladi.

Kvant mexanikasi qonunlariga asosan,  $\vec{P}_\ell$  ning  $\vec{H}$  - magnit maydon yo'nalishiga  $P_{\ell H}$  proektsiyasi faqat diskret qiymatlarni qabul qilishi mumkin

$$P_\ell = \hbar\sqrt{\ell(\ell+1)} , \quad (142.5)$$

$$P_{\ell H} = m_\ell \hbar , \quad (142.6)$$

bu yerda  $\ell$  - orbital kvant soni, u faqat quyidagi qiymatlarni qabul qiladi:

$$\ell = 0,1,2,\dots,n, \quad (142.7)$$

$n$  – bosh kvant soni,  $m_\ell$  - magnit kvant soni, u ham  $(2\ell+1)$  qiymatlarga ega bo'lib, kvantlangan bo'ladi:

$$m_\ell = -\ell, -(\ell-1), \dots, 0, \dots, (\ell-1), \ell , \quad (142.8)$$

Shu sababli,  $\mu_\ell$  - magnit momenti va uning  $\vec{H}$  maydon yo'nalishiga  $\mu_{\ell H}$  - proektsiyasi quyidagi diskret qiymatlarni qabul qiladi:

$$\mu_{\ell H} = -\frac{\mu_0 q}{2m} \hbar\sqrt{\ell(\ell+1)} = -\mu_B \sqrt{\ell(\ell+1)} , \quad (142.9)$$

yoki

$$\mu_{\ell H} = -m_\ell \cdot \mu_B , \quad (142.10)$$

bu yerda

$$\mu_B = \frac{\mu_0 q}{2m} \hbar = 1,15 \cdot 10^{-29} \text{ V} \cdot \text{s} \cdot \text{m} , \quad (142.11)$$

*Bor magnetoni* deb ataladi va u magnit momentining “kvanti”ni belgilaydi va atom tizimlarining magnit momentlarini o’lchashda o’lchov birligi xizmatini o’taydi.

Elektron qobig’i ko’p elektronlardan iborat bo’lgan murakkab atomlar uchun natijaviy orbital magnit momenti alohida elektronlarning momentini jamlash orqali aniqlanadi.

Elektron qobiqlari elektronlar bilan to’la egallangan atomlar uchun natijaviy orbital magnit momenti nolga teng. Shuning uchun faqat qisman to’lgan elektron qobiqlar noldan farqli orbital magnit momentiga ega bo’lishi mumkin. Ammo bu holatda ham to’la egallanmagan qobiq tashqi qobiqqa yaqin joylashgan bo’lsa va qattiq jism holatida atomlarning o’zaro ta’siri kuchli bo’lsa, magnit momentlari qotib qolishi mumkin, ular jismni magnitlanishida deyarli qatnashmasliklari mumkin.

3d qobig’i tugallanmagan temir gruppasi elementlarida elektronlarning orbital momentlari o’zlarini xuddi yuqoridagidek tutishlari mumkin.

### **Atomning spin magnit momenti**

Elektron harakat miqdori orbital momentidan tashqari,  $P_s$  - spin deb ataluvchi, xususiy mexanik momentiga ham ega bo’lishi mumkin.

$$P_s = \frac{\sqrt{3}}{2} \hbar , \quad (142.12)$$

$\vec{H}$  magnit maydon yo’nalishiga spinning proektsiyasi ikkita qiymatni qabul qiladi:

$$P_{SH} = \pm \frac{\hbar}{2} , \quad (142.13)$$

Elektronning harakat miqdori xususiy momenti bilan  $\mu_s$  - xususiy magnit momenti, quyidagi ifoda bilan, o’zaro bog’langan:

$$\mu_{SH} = \pm \mu_B = \pm \frac{\mu_0 q \hbar}{2m} = -\frac{\mu_0 q}{m} P_{SH} , \quad (142.14)$$

Elektron xususiy momentining giromagnit nisbati quyidagiga teng:

$$\Gamma_S = \frac{\mu_{SH}}{P_{SH}} = -\frac{\mu_0 q}{2m} , \quad (142.15)$$

Quyidagi jadvalda temir guruhi erkin atomlarining 3d qobiqlari elektronlarining spinlari konfiguratsiyasi to'g'risidagi ma'lumotlar keltirilgan.

Ayrim metall atomlari elektronlarining kompensatsiyalashmagan spinlari  
6 – jadval

Elementlar	Sc	Ti	V	Cr	Mn	Fe	$\varphi$	Ni
Natij. spin	1	2	3	5	5	4	3	2
Kompenatsiya	↓	↓↓	↓↓↓	↓↓↓↓	↓↓↓↓↓	↓↑↓↓↓	↓↑↓↑↓	↑↓↑↓↑↑

Xrom va marganetsda spinlarning kompensatsiyalashmaganligi maksimal qiymatga ega bo'ladi, shuning uchun bu elementlarda spin magnit momentlarining maksimal natijaviy qiymatlari kuzatiladi. Ammo bunday spinlarning orientatsiyasi qattiq fazaviy holat hosil bo'lganda buziladi.

### Yadroning magnit momenti

Atom yadrosi spin va u bilan bog'langan magnit momentiga ega. Yadroning spini ham miqdor jihatdan elektronning spiniga teng bo'ladi. Yadroning massasi elektron massasidan taxminan  $10^3$  marta katta bo'lgani uchun, yadroning magnit momenti elektronning magnit momentidan ming marta kam bo'ladi.

Shu sababli, yadrolarning magnit momentlari jismning magnit xususiyatiga deyarli ta'sir etmaydi, deb hisoblasa bo'ladi:



## Atomning natijaviy magnit momenti

Avval, fazoviy kvantlash qoidasiga asosan, harakat miqdorining natijaviy orbital momentini topamiz:

$$P_L = \hbar\sqrt{L(L+1)} \quad , \quad (142.16)$$

$L$  – son, alohida elektronlarning orbital kvant sonlarining ( $\ell_i$ ) barcha minimal va maksimal qiymatlarini qabul qiladi.

Keyin atomning natijaviy spin momenti topiladi:

$$P_S = \hbar\sqrt{S(S+1)} \quad , \quad (142.17)$$

$S$  – son alohida elektronlarning spin kvant sonlarining algebraik yig'indisining minimal va maksimal qiymatlarining 1 ga farq qiluvchi qiymatlarini qabul qiladi.

Natijada, atom harakat miqdorining to'la momenti topiladi:

$$P_J = \hbar\sqrt{j(j+1)} \quad , \quad (142.18)$$

$j$  – son quyidagi qiymatlarni qabul qiladi:

agarda  $S < L$  bo'lsa:  $j = L + S, L + S - 1, \dots, L - S$

agarda  $S > L$  bo'lsa:  $j = S + L, S + L - 1, \dots, S - L$ .

Atom harakat miqdorining to'la momenti  $\vec{H}$  magnit maydoni kuchlanganligining yo'nalishiga

$$P_{LH} = m_j \hbar$$

karrali proektsiyaga ega bo'lishi mumkin.

Atom harakat miqdorining to'la momentiga ( $P_y$ ) quyidagi magnit momenti to'g'ri keladi:

$$m_j = -g\mu_B\sqrt{j(j+1)} \quad , \quad (142.19)$$

va uning  $\vec{H}$  maydon yo'nalishiga proektsiyasi quyidagiga teng bo'ladi:

$$M_{JH} = -m_y g \mu_B , \quad (142.20)$$

bu yerda

$$g = 1 + \frac{j(j+1) + S(S+1) + L(L+1)}{2j(j+1)} , \quad (142.21)$$

### 143 - §. Magnetiklarda magnit maydonlar

Kuchlanganligi  $\vec{H}$  va induktsiyasi  $\vec{B}_0 = \mu_0 \vec{H}$  bo'lgan bir jinsli maydonga  $V$  – hajmli izotrop jismni joylashtiramiz. Maydon ta'sirida jism  $M$  – magnit momentiga ega bo'lib magnitlanadi. Magnit momentining jism hajmiga nisbati *jismning magnitlanganligi* deb ataladi.

$$j_m = \frac{M}{V} , \quad (143.1)$$

Agarda jismning magnitlanganligi bir jinsli bo'lmasa

$$j_m = \frac{dM}{dV} , \quad (143.2)$$

differentzial ko'rinishga ega bo'ladi.

Jism magnitlanganligi vektor kattalikdir, bir jinsli magnetiklarda  $\dot{j}_m$   $\vec{H}$  kuchlanganlikka parallel yoki antiparallel yo'nalishi mumkin.

$XB$  tizimida magnit momentining o'lchov birligi

$$1V \cdot s \cdot m = \text{Veber} \cdot m$$

ga teng,  $\dot{j}_m$  - magnitlanganlik esa, quyidagicha bo'ladi:

$$J_m = 1 \cdot V \cdot s / m^2 = \text{Veber} / m^2$$

Jismning  $\dot{j}_m$  magnitlanganligini maydonning  $V_0$  induktsiyasiga nisbati  $\chi$  – *magnit qabul qiluvchanlik* deb ataladi:

$$\chi = \frac{J_m}{B_0} = \frac{J_m}{\mu_0 H} , \quad (143.3)$$

va u o'lchovsiz kattalik hisoblanadi. Bundan quyidagiga ega bo'lamiz:

$$J_m = \chi \cdot \mu_0 H , \quad (143.4)$$

Tashqi maydonga joylashgan magnitlangan jism o'zining xususiy maydonini hosil qiladi va izotrop magnetiklar chegarasidan tashqarida tashqi maydonga parallel yoki antiparallel yo'nalgan bo'ladi.

Tashqi maydon induktsiyasini  $B_i$  orqali va natijaviy maydon induktsiyasini  $V$  deb belgilaymiz.

Bir jinsli magnetiklar uchun

$$B = B_0 + B_i , \quad (143.5)$$

bu yerda

$$j_m = \chi B_0 , \quad (143.6)$$

Shuning uchun

$$B = (1 + \chi) B_0 , \quad (143.7)$$

$\mu = (1 + \chi)$  - kattalik *magnetikning magnit singdiruvchanligi* deb ataladi. Bu ifodadan,

$$\chi = \mu - 1 , \quad (143.8)$$

Shunday qilib, natijaviy magnit induktsiyasini quyidagicha ifodalashimiz mumkin

$$B = \mu B_0 = \mu \mu_i H , \quad (143.9)$$

HB tizimida  $\vec{H}$  kuchlanganlikning o'lchov birligi  $1A/m$  bo'lsa,  $V$  induksiya  $1V \cdot s / m^2 = Vb / m^2$  ga tengdir.

## 144 - §. Qattiq jismlarning magnit xususiyatlari

141 - § da keltirilgan natijalardan, orbital va spin magnit momentlarini jamlashda ularning to'la kompensatsiyalashishi sodir bo'lishi mumkin, u holda atomning natijaviy magnit momenti nolga teng bo'ladi. Bunday kompensatsiya sodir bo'lmasa, qattiq jismlarning magnit xususiyatlari har xil bo'lishi mumkin.

Magnit qabul qiluvchanlikning absolyut qiymati va ishorasiga qarab, barcha jismlarni uchta katta guruhga: diamagnetiklar, paramagnetiklar va ferromagnetiklarga bo'lish mumkin.

### Diamagnit jismlar

Atomlari doimiy magnit momentiga ega bo'lmagan moddalar (*Be, C, He, Mg*) diamagnit xususiyatiga ega bo'ladilar. Diamagnit xususiyati, moddalar atomlari elektronlarining orbital harakatlarini tashqi magnit maydon ta'sirida o'zgarishi hisobiga paydo bo'ladi.

Bu o'zgarish barcha jismlarga xos bo'lib, juda kuchsiz bo'ladi va nisbatan kuchli paramagnit va ferromagnit xususiyatlar bo'lgan holda ko'rinmay qoladi. Shu sababli, diamagnetizm, toza ko'rinishda, atomlarning natijaviy magnit momenti nolga teng bo'lgan moddalarda kuzatiladi.

Moddalarda diamagnetizm tabiatini ko'rib chiqish uchun elektronning  $r$  radiusli orbita bo'yicha harakatini olaylik. Tashqi magnit maydoni yo'qligida elektronga ta'sir etuvchi markazga intilma kuch quyidagiga tengdir:

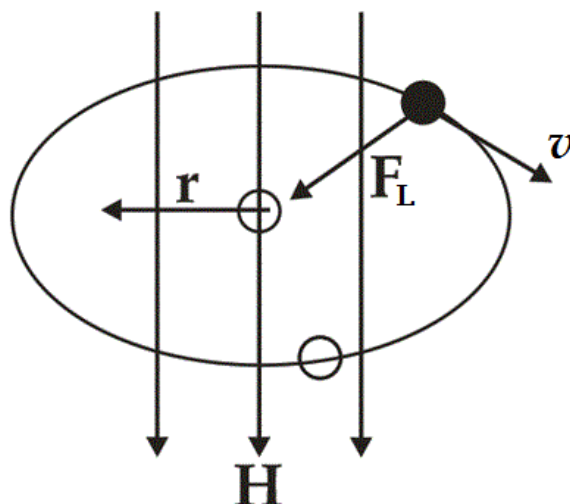
$$F_{mi} = \frac{m v_0^2}{r} = m \omega_0^2 r$$

bu yerda  $v_0$  - elektronning aylana bo'ylab harakatining chiziqli tezligi,  $\omega_0$  - elektron harakatining burchakli tezligi.

Orbital tekisligiga perpendikulyar bo'lgan  $N$  – tashqi magnit maydoni qo'yilganda, elektronga orbita radiusi bo'ylab yo'nalgan Lorents kuchi ta'sir etadi (267 - rasm):

$$F_L = q v_0 \cdot B_0$$

bu yerda  $B_0$  – maydon induktsiyasi.



**267 – rasm. Orbita bo'ylab harakatlanayotgan elektronga ta'sir etuvchi kuch yo'nalishi**

Natijaviy markazga intilma kuch

$$F = F_{mi} + F_L \text{ yoki } m\omega^2 r = m\omega_0^2 r + q\omega_0 r B_0$$

ga teng bo'ladi. Bu yerdan quyidagiga ega bo'lamiz:

$$mr(\omega^2 - \omega_0^2) \approx 2mr\omega_0\omega_L = w\omega_0 r B_0, \quad (144.1)$$

$$\omega_L = \omega - \omega_0 = \frac{q}{2m} B_0, \quad (144.2)$$

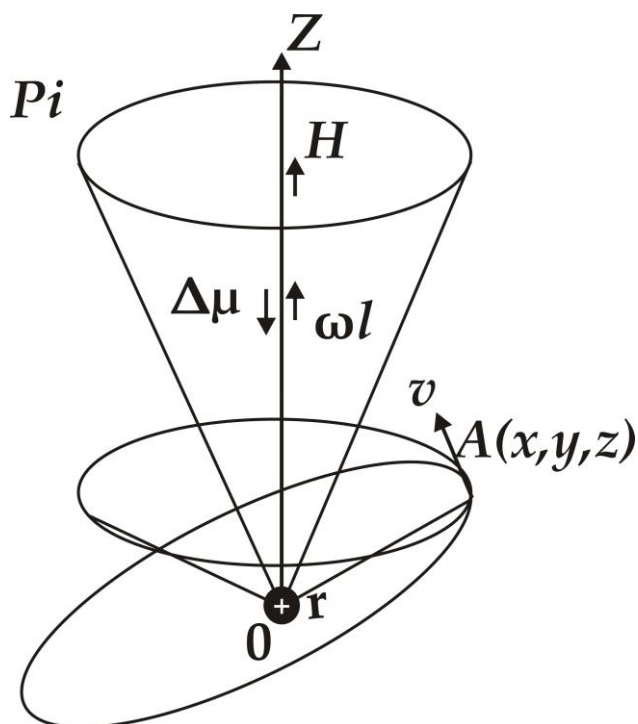
$\omega_L$  - Larmor burchakli chastotasi deb ataladi.

Shunday qilib, tashqi magnit maydoni elektronning orbita bo'ylab burchakli chastotasining o'zgarishiga olib keladi. Bu o'zgarish barcha elektronlarga tegishli bo'ladi, ularning orbitalari radiusiga va harakatining chiziqli tezligiga bog'liq bo'lmaydi. Larmor burchakli chastotasi yo'nalishi maydon induksiyasi yo'nalishiga mos keladi. Umumiy holda, orbita tekisligiga  $N$  perpendikulyar bo'lmaganda, maydon ta'sirida, orbita pretsessiyasi ya'ni orbita tekisligiga o'tkazilgan normal – orbital moment maydon atrofida konus chiza boshlaydi (268 – rasm).

Bu elektron orbitasining  $N$  maydon atrofidagi pretsessiyasi, elektronning qo'shimcha harakatini hosil qiladi. Elektronning bu qo'shimcha harakati natijasida quyidagi yopiq tokni hosil qilamiz:

$$\Delta I = -q v_L = -q \frac{\omega_L}{2\pi} = -\frac{q^2}{4\pi m} B_0, \quad (144.4)$$

bu yerda  $\omega_L$  - pretsessiya chastotasi  $\omega_L = 2\pi v_L$ .



**268 – rasm. Diamagnetikda tashqi maydon qo'yilganda elektron orbitasining pretsessiyasi**

$\Delta I$  elementar tok quyidagi magnet momentiga ega bo'ladi

$$\Delta\mu = \mu_0 \Delta I \cdot S = -\frac{\mu_0 q^2 \cdot S}{4\pi m} \cdot B_0, \quad (144.5)$$

bu yerda  $S = 2\pi r^2 / 3$  pretsessiya konturi yuzasi. Shu sababli

$$\Delta\mu = -\frac{\mu_0 q^2 \cdot r^2}{6m} \cdot B_0, \quad (144.6)$$

bu har bir elektronning tashqi magnet maydoni ta'sirida  $N$  yo'nalishiga teskari bo'lgan qo'shimcha induksiya langan magnet momentidir.

Birlik hajmda  $n$  ta atom bo'lgan holda, magnetlanish jadalligi

$$j_m = n\Delta M = -\frac{\mu_0 Z q^2 n \langle a^2 \rangle}{6m} \cdot B_0, \quad (144.7)$$

magnit qabul qiluvchanlik

$$\chi = \frac{j_m}{B_0} = -\frac{\mu_0 Z q^2 n \langle a^2 \rangle}{6m}, \quad (144.8)$$

bo'ladi. Bu yerda  $Z$  – atomdagi elektronlar soni,  $\langle a^2 \rangle$  - yadrodan elektrongacha bo'lgan masofaning o'rtacha kvadrati.

Demak, diamagnit jismlar uchun  $|\chi| < 1$  va manfiydir. U tashqi maydon kuchlanganligiga va temperaturaga bog'liq emas. Diamagnit jismlar tashqi maydon yo'nalishiga teskari yo'nalishda magnitlanadilar, tashqi maydon kuchlanganligining katta qiymatlarida o'sha sohadan itarilib chiqiladi.

### Paramagnit jismlar

Atomlarda, energetik holatlari elektronlar bilan to'la egallanmagan qobiqlar mavjudligi natijasida paramagnetizm sodir bo'ladi. Pauli printsipiga asosan, har bir kvant holatni faqat spinlari bir-biriga qarama-qarshi yo'nalgan ikkita elektron egallashi mumkin. Bu elektronlarning natijaviy spin momenti nolga teng. Agarda atom toq sonli elektronlarga ega bo'lsa, u holda ularning bittasi juftlashmagan bo'ladi va atom doimiy magnit momentiga ega bo'ladi. Bunday holat  $H, K, Na, Ag$  atolarida kuzatiladi.

Elektronlar soni juft bo'lganda, atomda ikkita holat kuzatiladi: barcha elektronlar juftlashgan va natijaviy spin momenti nolga teng bo'ladi; ikkita yoki bir necha elektronlar juftlashmagan bo'lsa, atom doimiy magnit momentiga ega bo'ladi (masalan kislorod atomi).

Agar atomlar magnit momentlarining o'zaro ta'siri nolga teng yoki juda kichik bo'lsa, bunday atomlardan tashkil topgan jism paramagnit bo'ladi.

Paramagnit jismning atomlari doimiy magnit momentiga ( $M$ ) ega bo'lsalar, ya'ni ular doimiy magnit dipollarini tashkil etsalar, bu dipollar oralarida o'zaro ta'sir kichik bo'ladi. Bunday dipol  $N$  magnit maydonida quyidagi magnit energiyasiga ega bo'ladi:

$$U_m = -MH \cos\theta , \quad (144.9)$$

bu yerda  $\theta$  -  $M$  va  $N$  orasidagi burchak. Bu burchak nolga tenglashganda dipolning  $U_m$  magnit energiyasi minimal qiymatga erishadi. Shu sababli dipollar  $N$  maydon yo'nalishiga moslashishga intiladi. Ammo bunga doimo issiqlik harakati to'sqinlik qiladi. Moddaning natijaviy magnit momenti alohida atomlar magnit momentlarining  $N$  maydon yo'nalishiga proektsiyalarining yig'indisiga teng bo'ladi. Magnitlanish jadalligi

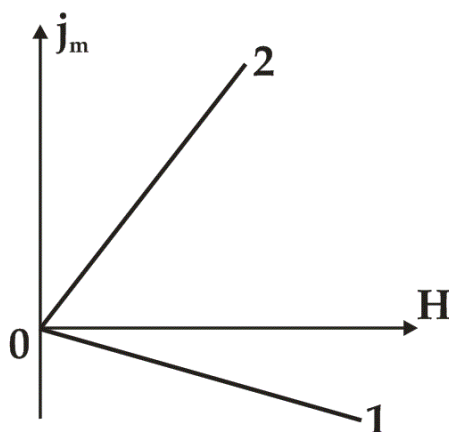
$$j_m = n \langle M_H \rangle = \frac{nM^2}{3kT} H , \quad (144.10)$$

ga teng bo'ladi. Magnit qabul qiluvchanlik quyidagicha ifodalanadi:

$$\chi = \frac{nM^2}{3\mu_0 kT} , \quad (144.11)$$

bu yerda  $n$  – birlik hajmdagi atomlar soni. Demak paramagnit jismlarda magnit qabul qiluvchanlik birdan kichik va musbat bo'ladi. Bunday jismlar  $N$  maydon yo'nalishida magnitlanadilar va  $N$  ning maksimal sohasiga tortiladi.

269 - rasmda magnitlanish jadalligining magnit maydoniga bog'liqligi diamagnetiklar (1) va paramagnetiklar (2) uchun keltirilgan.

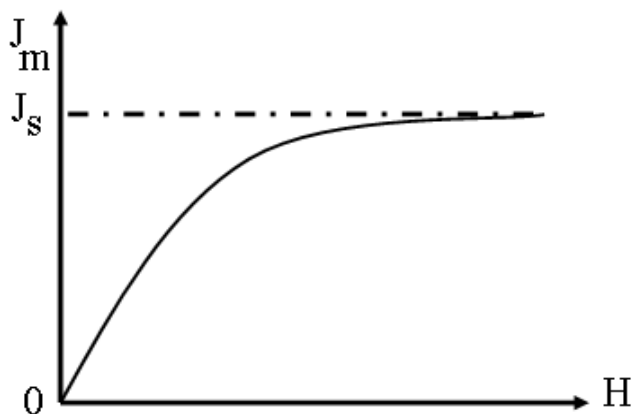


**269 – rasm. Diamagnetik va paramagnitlarda magnitlanish jadalligining magnit maydoniga bog'liq o'zgarishi**



Ikkala holda,  $j_m$   $N$  ga proporsional ravishda o'zgarib boradi. Paramagnetiklar uchun bu bog'liqlik faqat nisbatan kichik magnet maydon kuchlanganligida va yuqori temperaturalarda kuzatiladi.

Kuchli magnet maydonlarida va past temperaturalarda  $j_m(H)$  o'zining  $j_s$  to'yinish qiymatiga asimptotik yaqinlashadi (270 – rasm).



270 – rasm. Kuchli magnet maydonlarida paramagnet materiallarda to'yinish hodisasi

Paramagnetik jismlarda magnet qabul qiluvchanlik temperaturag quyidagicha bog'liq bo'ladi:

$$\chi = \frac{nM^2}{3\mu_0 kT}, \quad (144.11)$$

Bu ifoda birinchi marta Kyuri tomonidan topilgan va u *Kyuri qonuni* deb ataladi. 83.11 – ifodada  $C = \frac{nM^2}{3\mu_0 k}$  - Kyuri doimiysi deb hisoblanadi. Bu doimiylikdan foydalanib Kyuri qonunini quyidagicha qayta yozish mumkin:

$$\chi = \frac{C}{T}, \quad (144.12)$$

Tashqi magnet maydoni erkin elektronlarga ikki xil ta'sir ko'rsatadi. Birinchidan, magnet maydoni erkin elektronlarning harakat yo'lini egrilaydi, ularni vintsimon chiziq bo'ylab harakatlanishga majbur qiladi. Ikkinchidan, spin magnet momentiga ega bo'lgan har bir elektronga magnet maydoniga yo'naltiruvchi ta'sir ko'rsatadi, chunki kristalldagi erkin zaryad tashuvchilar kvant tizimini tashkil qiladi, Fermi-Dirak statistikasiga bo'ysunadi va elektronlar Pauli printsipiga bo'ysunishi zarur bo'ladi.

Bir energetik sathda turgan ikki elektronning spinlari antiparallel bo'lsa bir-birini kompensatsiyalaydi. Tashqi magnit maydonga kiritilgan, spin magnit momenti  $\vec{H}$  ga parallel bo'lgan elektronning potentsial energiyasi spini  $\vec{H}$  ga antiparallel bo'lganidan kam bo'ladi. Birinchi elektron barqaror holatda bo'ladi. Elektronlar tizimi barqaror holatda bo'lishi uchun antiparallel spinli elektronlar spin magnit momentlari ag'darilib, ular yuqori energetik holatlarga chiqib olishi kerak.

O'tkazuvchanlik elektronlarining paramagnit qabul qiluvchanligi

$$\chi_e = \frac{\pi\mu_B^2}{F}, \quad (144.13)$$

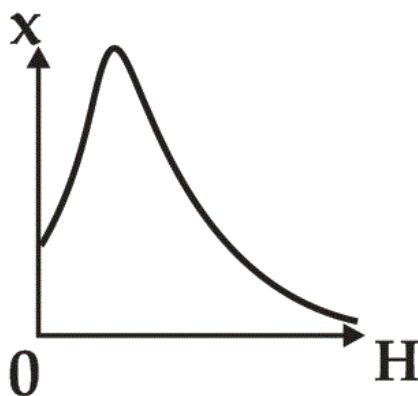
ifoda orqali aniqlanadi. Bu yerda  $F$  – Fermi sathi. Metallarda Fermi sathi va erkin elektronlar kontsentratsiyasi temperaturaga deyarli bog'liq emas. Shuning uchun  $\chi_e$  temperaturaga kuchsiz bog'liq bo'ladi.

### Ferromagnetik jismlar

Ferromagnetik moddalar kuchli magnit xossalarga ega bo'lgan moddalar bo'ladi. Ularning asosiy xossalari quyidagilardan iborat:

1. Ferromagnetiklarning  $\mu$  magnit singdiruvchanligi yoki magnit qabul qiluvchanligi  $\chi$  maydon kuchlanganligiga bog'liq bo'ladi (271 - rasm);

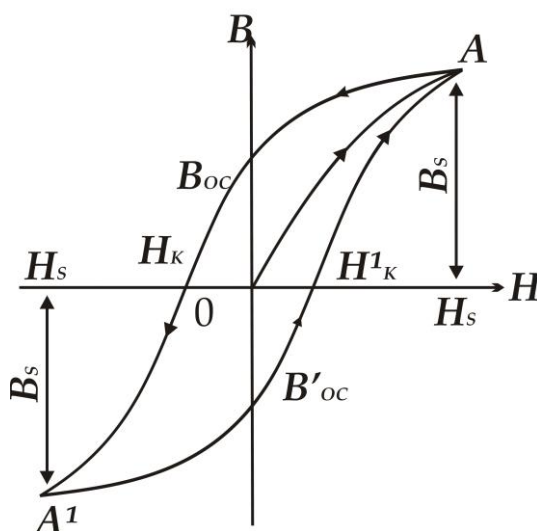
2. Ferromagnetiklar qoldiq magnetizmga ega bo'ladi, ya'ni ular tashqi magnit maydon bo'lmaganda ham magnitlangan holatda bo'la oladi. Qoldiq magnetizm modda qayta magnitlanganda  $V$  magnit induktsiyasining  $N$  magnit maydon



**271 – rasm. Ferromagnetlar magnit qabul qiluvchanligining maydon kuchlanganligiga bog'liq o'zgarishi**

kuchlanganligining o'zgarishidan orqada qolish mumkin yoki magnet gisterezisi sababchisi bo'ladi (272 - rasm).

Ferromagnetik xossalariga ega bo'lgan metallar (temir, nikel va kobalt) Kyuri nuqtasi deb ataladigan  $T_k$  temperaturadan yuqorida



272 – rasm. Ferromagnitlarda gisterezis hodisasi

paramagnetikka aylanib qoladi va uning magnet qabul qiluvchanligi

$$\chi = \frac{C}{T - T_{kp}}, \quad (144.14)$$

qonunga bo'ysunadi. Masalan, kobalt va temir uchun Kyuri nuqtalari, mos ravishda,  $150^{\circ}C$  va  $770^{\circ}C$  bo'ladi.

Odatda, ferromagnetiklarning natijaviy magnet momenti elektronlar spin magnet momentlarining betartib yo'nalganligi bilan aniqlanadi. Ferromagnetizm mavjud bo'lishining zaruriy sharti ferromagnetizm atomlarida spinlari kompensatsiyalashmagan elektronlarning mavjud bo'lishidadir. Masalan, kompensatsiyalashmagan spinlar nikelda – ikkita, kobaltda – uchta, temirda – to'rtta, marganets va xromda – beshtadandir.

Ferromagnetik kristallar mikroskopik o'lchamlarga ega bo'lgan kichik sohalar – domenlardan tashkil topgandir. Har bir domen sohasida barcha atomlar magnet momentlari bir xil yo'nalgan bo'ladi.

Domenlar o'zlarining to'yingan katta magnet momentiga ega bo'lgani bilan, ayrim domenlar magnet momentlari har xil yo'nalgan bo'ladi, bu holda, tashqi magnet maydoni bo'lmaganda ferromagnetikning to'la magnet momenti nolga teng bo'lishi mumkin.

Kvant mexanikasiga asosan, o'z-o'zidan magnitlanish hodisasi almashuv o'zaro ta'siri natijasida sodir bo'ladi.

Kompensatsiyalashmagan spinli elektron orbitali diametri ( $2R$ ) kristall panjara doimiysidan 1,5 martadan ortiq kichik bo'lganda  $d/2R > 1,5$ , bu holda o'zaro ta'sirlashuvchi elektronlar spinlari bir-biriga parallel bo'lishga intiladi va domenlar hosil bo'lish ehtimoli ortadi. Demak, ferromagnit holati o'rinli bo'ladi.

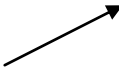
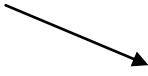














Shunday qilib, atomlari doimiy magnit momentiga ega bo'lgan jismlar paramagnit, ferromagnit, antiferromagnit va ferrimagnit bo'lishlari mumkin:

- agarda atomlar magnit momentlari o'zaro ta'siri kuchsiz yoki nolga teng bo'lsa, bunday jism paramagnit bo'ladi (269a - rasm);

- agarda qo'shni magnit momentlar bir-biriga parallel bo'lishga intilsalar, bunday jism ferromagnit bo'ladi (269b - rasm);

- agarda qo'shni magnit momentlar bir-biriga antiparallel bo'lishga intilsalar, bunday jism antiferromagnit bo'ladi (273v - rasm);

- agarda qo'shni magnit momentlar bir-biriga nisbatan antiparallel joylashib, miqdor jihatdan bir xil bo'lmasalar, bunday jism ferrimagnit bo'ladi (273g - rasm), bunday jismlardan tayyorlangan magnitlar *ferritlar* deb ataladi.

				a)
				b)
				v)
				g)

**273 – rasm. Moddalarda magnit momentlari yo'nalishlarining joylashish turlari**

Ferrimagnetiklarga temir oksidlari birikmasi, magnetiklar  $FeO_1 \cdot Fe_2O_3$  misol bo'lishi mumkin.

Kislorodning manfiy ionlari tomonlari markazlashgan kub ko'rinishdagi panjarani hosil qiladi, bu panjarada har bir  $FeO \cdot Fe_2O_3$  molekulaga bitta ikki valentli ( $Fe^{2+}$ ) va ikkita uch valentli ( $Fe^{3+}$ ) temir ionlari to'g'ri keladi. Ikki valentli temir ioni o'rnini ikki valentli metallar *Mg, Ni, Co, Mn, Cu* egallashi mumkin. Natijada, murakkab panjara bir-biriga kirishgan, uch valentli temir ioni panjarasi va ikki valentli temir yoki uning o'rniga joylashuvchi metallar ionlari panjarasidan iborat bo'ladi.

Bir-biriga kirishgan panjaralar magnit momentlari bir-biriga antiparallel bo'ladi. Shu sababli uch valentli temir ionlari magnit momentlari kompensatsiyalashadi va o'z - o'zidan magnitlanish ikki valentli metall ionlari magnit momentlaridan qo'zg'atiladi.

Ferritlar kuchli magnit singdiruvchanlik, kichik koertsitiv kuch, katta elektrik qarshilikli magnit to'yinishning qiymatiga ega bo'ladi. Shu sababli, ferritlar yuqori va juda yuqori chastotali texnikada va doimiy magnitlar ishlab chiqishda ishlatiladi.

### **Nazorat savollari**

1. Qattiq jismlarda qanday bog'lanish kuchlari mavjud? Molekulalar orasidagi dispersiyaviy, orientatsiyaviy va induktsiyaviy ta'sir kuchlari nima? Ularning asosiy parametrlari nima?
2. Kristall panjara tuzilishining 7 guruhga ajratilishini tushuntiring.
3. Erkin atomlarning energetik sathlari va ularda elektronlar taqsimoti to'g'risida tushunchalar bering.
4. Kristallarda energetik sohalarning hosil bo'lishini tushuntiring.
5. Elektronlarning effektiv massasi nima? Nima uchun kristallarda elektronlarning masalari erkin elektron massasiga teng, undan katta yoki kichik bo'lishi mumkin?
6. Sohalar nazariyasiga ko'ra o'tkazgichlar, dielektriklar va yarim o'tkazgichlar qanday tushuntiriladi?
7. Nima uchun xususiy yarim o'tkazgichda elektronlar konsentratsiyasi o'tkazuvchan kovaklar konsentratsiyasiga teng bo'ladi?
8. Kirishmali yarim o'tkazgichlarda donorlar va aktseptorlar sathi qanday joylashgan? Bular da Fermi sathi qanday joylashadi?

9. Xususiy va aralashmali yarim o'tkazgichlarda zaryad tashuvchilar konsentratsiyasi ifodalarini yozing? Elektr o'tkazuvchanlik nimalarga bog'liq?
10. Matallarni elektr o'tkazuvchanligining klassik elektron nazariyasi, o'ta o'tkazuvchanlik hodisasini tushuntiring.
11. Kontakt hodisasi. Metall - metall. Metall - yarim o'tkazgich va yarim o'tkazgich – yarim o'tkazgich kontaktlarida potentsiallar farqining hosil bo'lishi va uni elektr o'tkazuvchanlikka ta'sirini tushuntiring.
12. Moddalarning magnit xususiyatlari. Diamagnetik, paramagnetik va fermomagnetiklarda magnit kirituvchanlik qanday farq qiladi?

## XIII BOB. ATOM FIZIKASI

### 145 - §. Atom yadrosi

Tabiatdagi hamma moddalar atomlardan tashkil topgan bo'lib, ular elektron va atom yadrosidan iboratdir. Atom yadrosining asosiy xarakteristikalarini bo'lib ularning zaryadi, massasi, spini va yadro magnit momenti hisoblanadi. Atom yadrosi proton va neytronlardan iborat bo'lib, bular *yadro nuklonlari* deyiladi. Atomlar neytral zarracha ekanligini e'tiborga olsak, ularda nechta proton, ya'ni musbat zarracha bo'lsa, yadro atrofida xuddi shuncha elektron bo'lishi kerak.

Yadrodagi nuklonlar - proton ( $p$ ) musbat va neytron ( $n$ ) esa neytral, ya'ni zaryadsiz zarrachalardir. Protonning zaryad miqdori elektron zaryadiga teng bo'lib  $q_p = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Kl}$  ga tengdir. Erkin holda proton barqaror musbat zarrachadir. Atom massasini massaning atom birliklarida (m.a.b.) o'lchash ancha qulaydir. Uglrod ( $^{12}_6\text{C}$ ) atomining 1/12 massasi, massaning atom birligi qilib qabul qilingan.

Protonning massasi

$$M_p = 1,6726 \cdot 10^{-27} \text{ kg} = 1,0072 \text{ m.a.b.} = 938,7 \text{ Mev}$$

Bu massa elektron massasidan 1836 marta kattadir ( $m_p = 1836 m_e$ ).

Proton spinga  $\left(S = \frac{1}{2}\right)$  va xususiy magnit momentiga ega  $\mu_p = +2,79 \mu_{ya} \cdot \mu_{ya}$

- yadroning magnit momenti deyiladi va uning magnetoni  $\mu_{ya} = \frac{\hbar \ell}{2m_\ell}$  Bor magnetonidan 1836,5 marta kichikdir.

Neytron elektr zaryadga ega emas, massasi  $m_n = 1,6749 \cdot 10^{-27} \text{ kg} = 1,0086 \text{ m.a.b.}$  ga teng va proton massasidan biroz kattaroqdir. Proton kabi, neytronning spini  $\left(S = \frac{1}{2}\right)$  va xususiy magnit momenti  $-1,91$  ga teng (bu yerda manfiy ishora xususiy mexanik va magnit momentlarining yo'nalishlari qarama-qarshi ekanligini ko'rsatadi).

Neytron erkin holatda beqaror (radioaktiv) zarracha bo'lib, uning yarim yemirilish davri  $\sim 12$  min ga teng, u o'z-o'zidan bo'linib, parchalanib ketadi:



Parchalanish natijasida 1 ta proton, 1 ta elektron va 1 ta antineytrino hosil bo'ladi. Neytrino juda kichik zarracha bo'lib, neytronga o'xshash zaryadsizdir.

Yadrodagi protonlar soni  $+Ze$ , yadroning zaryadlar sonini ham belgilaydi.  $Z$  - Mendeleev davriy tizimida ximiyaviy elementning tartib nomerini yoki yadrosining zaryadlar sonini ko'rsatadi.

Yadrodagi nuklonlar soni  $A$  bilan belgilanadi va yadroning massa soni deb ataladi. Neytronlar soni  $N = A - Z$  orqali aniqlanadi.

Yadrolar  ${}_Z X^A$  - simvol bilan ko'rsatiladi.  $X$  - ximiyaviy elementning simolidir.

Yadrolardagi nuklonlarning tarkibiga qarab yadrolar 4 ta guruhga bo'linadilar.

1. Zaryadlar soni bir xil, neytronlar soni har xil bo'lgan yadrolar *izotoplar* deyiladi. Masalan: vodorodning 3 ta izotopi bor  ${}_1 X^1$  - odatdagi vodorod ba'zan protiy deb ataladi ( $Z = 1, N = 0$ ).  ${}_1 X^2$  - og'ir vodorod yoki deyeriy ( $Z = 1, N = 1$ ),  ${}_1 X^3$  - ( $Z = 1, N = 2$ ) esa tritiy deb ataladi.

Kislorodning 3 ta izotopi bor  ${}_8 O^{16}$ ,  ${}_8 O^{17}$ ,  ${}_8 O^{18}$ .

2. Massalar soni bir xil, zaryad va neytronlar soni har xil bo'lgan yadrolar *izobarlar* deyiladi. Misol qilib massa soni bir xil bo'lgan  ${}_{18} A_r^{40}$  va  ${}_{18} Ca^{40}$  larni ko'rsatish mumkin.

3. Neytronlar soni  $N$  bir xil, zaryad va massalar soni har xil bo'lgan yadrolar *izotonlar* deyiladi. Masalan  ${}_6 C^{13}$ ,  ${}_{17} N^{14}$  bularda neytronlar soni  $N = 7$  tengdir.

4. Zaryad ( $Z$ ) va massalar ( $A$ ) sonlari bir xil bo'lib, yarim yemirilish davrlari har xil bo'lgan yadrolar *izomerlar* deyiladi. Masalan:  ${}_{35} Br^{80}$  yadrosining 2 ta izomerlari bor, bularning yarim yemirilish davrlari  $T_1=18$  min. va 4,4 soat ga tengdir.

Yadro juda kichik zarrachadir. Yadroning radiusi:  $R = 1.3 \cdot 10^{-15} A^{0,33} m$  ga teng. Ushbu ifodaga ko'ra yadroni shar shaklida deb faraz qilib, massasini bilgan holda, zichligini hisoblab ko'rish mumkin:

$$\rho_{ya} = \frac{M_{ya}}{\frac{4}{3} \pi R^3}, \quad (145.3)$$



Bu yerda  $M_{ya} = m_n A$ ,  $m_n$  - neytron massasidir. U holda:

$$\delta_{ya} = \frac{1,673 \cdot 10^{-27}}{\frac{4}{3} \cdot 3,14 (1,5 \cdot 10^{-15})^3} \approx 1,3 \cdot 10^{17} \text{ kg/m}^3, \quad (145.4)$$

Bu nihoyatda katta qiymat bo'lib, bunday zichlikni tasavvur qilish juda qiyin. Solishtirish uchun tabiatda uchraydigan ba'zi zichligi eng katta bo'lgan moddalarni keltiramiz: qo'rg'oshin  $11,34 \text{ kg/m}^3$ , simob  $14,9 \cdot 10^3 \text{ kg/m}^3$ , uran  $18,7 \cdot 10^3 \text{ kg/m}^3$ , oltin  $19,3 \cdot 10^3 \text{ kg/m}^3$ , platina  $21,45 \cdot 10^3 \text{ kg/m}^3$  va iridiy  $22,42 \cdot 10^3 \text{ kg/m}^3$ . Tabiatda  $Z$  soni 1 dan 92 gacha bo'lgan elementlar uchraydi (texnitsiy  $T_s$   $Z = 43$  va prometiy  $P_m$   $Z = 61$  lardan tashqari).

Hozirgi vaqtda, tabiatda uchraydigan elementlardan tashqari, jami  $Z = 117$  gacha bo'lgan elementlar aniqlangan bo'lib, ularning barchasi sun'iy yo'l bilan olingan.

### Massa defekti va bog'lanish energiyasi

Atom yadrosi juda murakkab tuzilishga ega bo'lganligi uchun alohida qonuniyatlarga bo'ysunadi. Shulardan biri, alohida nuklonlar massalarining yig'indisi har doim shuncha nuklonli yadro massasidan katta bo'ladi ya'ni:

$$\Delta m = Zm_p + (A - Z)m_n - M_{ya}, \quad (145.5)$$

Bu massa farqi - massa defekti nomini olgan bo'lib yadro shakllanishida massaning bir qismi bog'lanish energiyasiga ( $W = mc^2$ ) aylanib ketishini ko'rsatadi.

Demak, yadro nuklonlarining bog'lanish energiyasi:

$$\Delta W = \Delta mc^2 = c^2 [Zm_p + A - Z m_n - M_{ya}], \quad (145.6)$$

ko'rinishida yoziladi. Bu energiyani yaqqolroq tasavvur qilish uchun geliy ( ${}_2\text{He}^4$ ) yadrosining bog'lanish energiyasini hisoblab ko'ramiz:

$$W_{bog'} = 2 \cdot 938,7 + 2 \cdot 939,5 - 3728,0 = 28,4 \text{ MeV}, \quad (145.7)$$

bu yadroda ( $Ne$ ) bitta nuklonga mos kelgan bog'lanish energiyasi  $\frac{W_{bog'}}{A} = 7,1 \text{ MeV}$  ni tashkil qiladi. Bu nihoyatda katta energiya ekanligini quyidagi misolda ko'rish mumkin.

Solishtirish uchun ko'mir yonganda, ya'ni bitta uglerod atomi ikkita kislorod atomi bilan birikkanda ( $SO_2$ ) - 5 eV energiya ajralishini xayolga keltirish mumkin.

Demak, yadro juda mustahkam qurilmadir. Davriy jadvaldagi qolgan yadrolarning ham bog'lanish energiyalari hisoblangan bo'lib, eng katta bog'lanish energiyasi  $\Delta W = 8,7 \text{ MeV}$  davriy tizimning  $A=50 - 60$  massa sonlariga mos kelishini ko'rish mumkin. Undan keyin  $A$  ning ortishi, bog'lanish energiyasini biroz kamayishiga mos keladi. Uran yadrosining solishtirma bog'lanish energiyasi  $\Delta W = 7,5 \text{ MeV}$  ga tengdir. Demak, bitta og'ir yadroni o'rtacha og'irlikdagi bir necha yadrolarga ajratish mumkin yoki bir necha yengil yadrolarni birlashtirib o'rtacha yadroni hosil qilinganda juda katta ortiqcha energiyaga ega bo'lish mumkin. Masalan, uran izotopini  ${}_{92}U^{238}$  (solishtirma bog'lanish energiyasi  $7,5 \text{ MeV}$  bo'lgan) ikkita, massalari  $A=120$  ga teng bo'lgan yadrolarga ajratganimizda (solishtirma bog'lanish energiyasi  $8,5 \text{ MeV}$  bo'lgan) -  $240 \text{ MeV}$  energiya ajralgan bo'lar edi yoki ikkita vodorod izotoplarini ( ${}_1H^2$ ) birlashtirish orqali 1 ta geliy ( ${}_2He^4$ ) hosil qilinsa -  $24 \text{ MeV}$  energiya ajralib chiqqan bo'lar edi. Hozirgi paytga kelib bunday reaksiyalar amalga oshirilayotganini talabalarning deyarli hammasi biladi. Bu bo'linish reaksiyalari yadro (yadro reaktorlari) qozonlarida yoki atom bombasining portlashida amalga oshiriladi. Yengil yadrolarning qo'shilishi - termoyadro reaksiyalari dan iborat bo'lib, termoyadro generatorlarida (MGD - generatorlarida) amalga oshiriladi. Tabiiy holda Quyosh va yulduzlarda ham sodir bo'ladigan vodorod - vodorod yoki uglerod - uglerod tsikli sintez reaksiyalari ham bitmas - tugalmas energiya manbalaridan iboratdir.

## 146 - §. Yadro kuchlari

Yadro mustahkam tizim ekanligini e'tiborga olsak, eng avval nuklonlar orasidagi bog'lanish juda katta energiyaga egadir va bu kuchlar biz bilgan kuchlarning birortasiga ham mos kelmaydi. Bu - yadro kuchlaridir. Yadro kuchlari gravitatsiyaviy kuch bo'la olmaydi. Butun olam tortishish qonuniga

o'xshash, bu kuchlar hisoblab ko'rilsa, yadro kuchlaridan  $10^{36}$  marta kichik ekanligini bilish mumkin. Yadro kuchlari elektrostatik kuch bo'lishi ham mumkin emas, chunki bir xil ishorali protonlar (masalan: Uran –  $U$ ;  $Z = 92$ ) bir - biridan qochib, yadroni tark etgan bo'lar edi. Demak, yadro nuklonlari juda murakkab bog'lanish va kuchlarga ega bo'lgan tizim bo'lib, 4 ta asosiy xususiyatlarga egadirlar.

1. Yadro kuchlari. Ta'sir radiusi juda qisqa masofada  $2,2 \cdot 10^{-15} m$  kuzatiladi. Bu masofadan katta masofalarda nuklonlar o'zaro ta'sirlashmaydilar.

2. Yadro kuchlari zaryaddan mustaqildir, ya'ni proton - proton, proton - neytron yoki neytron - neytronlar bir xil tortishish va itarish kuchlarini hosil qiladi. Bu xususiyat yadrolarning zaryaddan *mustaqillik printsipli* deb ataladi.

3. Yadro kuchlari, o'zaro ta'sirdagi nuklonlar spinlarining joylashishiga bog'liqdir. Masalan, neytron bilan protonning spinlari bir - biriga parallel bo'lgandagina ular deytton hosil qilib, birga tura oladi, bo'lmasa, yadro parchalanib ketadi.

4. Yadro kuchlari to'yinish xossasiga ega, ya'ni yadrodagi har bir nuklon chekli sondagi nuklonlar bilan o'zaro ta'sirlashadi, qolganlarini esa tanimaydi.

Hozirgi zamon tasavvurlariga ko'ra, yadro kuchlari, ya'ni kuchli o'zaro ta'sir *mezonlar* deb ataluvchi virtual zarralar almashinishi orqali o'zaro ta'sirlashadi, deyiladi.

1934 yilda I.Ye. Tamm nuklonlar orasidagi ta'sir, qandaydir virtual zarracha yutilishi yoki chiqishi orqali amalga oshadi, deb hisobladi. 1935 yili yapon olimi X. Yukava nuklonlar, elektron massasidan 200 - 300 marta katta bo'lgan va o'sha vaqtgacha aniqlanmagan zarrachalarni yutilishi yoki chiqishi orqali ta'sirlashadilar, deb faraz qildi. Keyinchalik, bu zarrachalar *mezonlar* (grekcha "mezos" o'rtacha) deb ataldi.

Tez orada bunday zarrachalarni kosmik nurlar orasida borligi aniqlandi. 1936 yili Anderson va Neddermeyerlar kosmik nurlar orasida massasi  $207 m_e$  bo'lgan zarrachalarni aniqlashdi. Bu zarrachalar  $\mu$  – mezonlar (myuonlar –  $\mu^+$ ,  $\mu^-$ ,  $\mu^0$ ) deb ataldi. Lekin nuklonlar orasidagi ta'sirlashuvda bu zarrachalar bo'la olmasligi tezda isbotlandi, ya'ni energiyaning saqlanish qonuniga bu mos kelmasligi aniqlandi. 1947 yilda kosmik nurlarni ilmiy izlashda X.Yukava bashorat qilgan nurlarni Okkialini va Pouelllar kashf qildilar. Bu zarrachalarning massasi elektron massasidan –  $270 m_e$  marta kattaligi ma'lum bo'ldi. Bu zarrachalar  $\pi$  – mezonlar nomini oldi.  $\pi$  - mezonlar yoki musbat  $\pi^+$ , manfiy  $\pi^-$  va neytral  $\pi^0$  bo'lishi mumkin

ekan. Zaryadli pionlar massalari bir xil bo'lib,  $273 m$  ( $140 MeV$ ) ga teng va neytral mezon massasi esa,  $264 m$  ( $135 MeV$ ) ga teng. Bu zarrachalarning spinlari ( $S = 0$ ) nolga teng. Zarrachalar juda beqaror bo'lib,  $2,55 \cdot 10^{-8}$  s da parchalanib ketadi:

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu; \pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}; \pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma \quad \text{yoki} \quad \pi^0 \rightarrow e^+ + e^- + e^+ + e^-$$

Bu yerda  $\mu^+, \mu^-$  myumezonlar,  $\gamma$  – gamma nurlar,  $e^+, e^-$  – musbat pozitron va manfiy elektronlar,  $\nu$  va  $\bar{\nu}$  lar neytrino va antineytrinolardir. Endi nuklonlar orasida bo'ladigan ta'sirlashuvni bema'lol yozish mumkin:

$$P \Leftrightarrow n + \pi^+; \quad n \Leftrightarrow p + \pi^-$$

$$P \Leftrightarrow P + \pi^0; \quad n \Leftrightarrow n + \pi^0$$

Bunday ta'sirlashuv orqali nuklonlarning biri ikkinchisiga yoki ular o'rin almashinishlari mumkin. Demak, proton virtual mezon chiqarib, neytronga aylanadi yoki neytron mezonni yutib, protonga aylanadi. Bu jarayonlarning barchasi tajribada tasdiqlangan.

## 147 - §. Yadro reaksiyalari

Atom yadrosining elementar zarrachalar yoki boshqa yadrolar bilan ta'sirlashib, boshqa tur yadroga aylanishi, yadro reaksiyalari orqali amalga oshadi.  $X$  yadro bilan ( $a$ ) zarracha ta'sirlashganda  $Y$  yangi yadro va yangi ( $b$ ) zarracha hosil bo'lishi quyidagi chizma orqali amalga oshadi:



va bu quyidagicha ifodalanadi:  $X(a, b)Y$

Yadro reaksiyalarida  $a$  va  $b$  zarrachalar neytron ( $n$ ), proton ( $p$ ) va ba'zi yadrolardagi  $\alpha, \beta$  – zarrachalar va  $\gamma$  – fotonlar bo'lishi mumkin.

Yadro reaksiyalarida energiya chiqishi yoki yutilishi kuzatiladi.

Tez sodir bo'lmaydigan yadro reaksiyalarini ikki bosqich bilan amalga oshirish mumkinligi 1936 yilda N. Bor tomonidan aniqlangan. Bunda

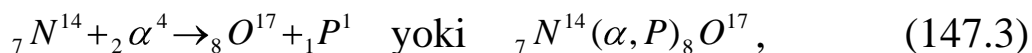
murakkab yadro, ya'ni *kompaund yadro* deb ataluvchi oraliq yadro  $P$  paydo bo'ladi:



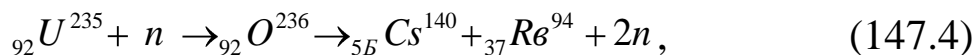
Agar  $a = b$  bo'lsa, sochilish, ya'ni  $Ye_a = E_b$  elastik sochilish va  $E_a \neq E_b$  noelastik sochilish reaksiyalari kuzatiladi.

Murakkab yadro, yashash vaqti ( $10^{-14} - 10^{-12}$  sek.) davrida yemirilib, boshqa YA turdagi yadroga aylanishi mumkin.

Yadro reaksiyasi, birinchi bo'lib 1919 yilda E.Rezerford tomonidan amalga oshirilgan. Azot atomlari  $\alpha$  – zarrachalar bilan bombardimon qilinganda, kislorod atomi va yana bitta proton hosil bo'lgan:



1938 yilda Nemis olimlari O.Gan va F. Shtrassmonlar uran yadrosiga neytronlar dastasini yog'dirganda yadroning ikkiga bo'linishini kuzatganlar. Bunda bariy va lantan hosil bo'lishi kuzatilgan. Keyinchalik 80 taga yaqin har xil yadro parchalari hosil bo'lishi aniqlandi. Yadro har bir bo'linishda – 2,5 ta neytron hosil qiladi:

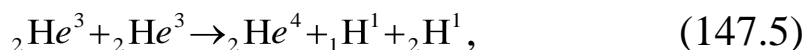
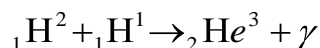
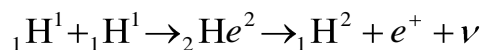


Yadro reaksiyalarida har doim zaryad va massaning saqlanish qonunlari bajariladi, ya'ni reaksiyaga kirishgacha bo'lgan zaryad va massa, reaksiyadan keyin ham shundayligicha qolishi kerak. Bunday reaksiyadan foydalanib, neytronlar oqimini kuchaytirish mumkin va bo'linish reaksiyasida juda katta miqdorda energiya ajratib olish mumkin. Bu jarayon yadro reaksiyalari qozonlarida amalga oshiriladi va bunday qozonlarda zanjir reaksiyasi amalga oshiriladi. Zanjir reaksiyasi amalga oshishi uchun V. Geyzenberg aniqlagan kritik massa bo'lishi kerak, bu – 9 kg uran – 235 ga mos keladi. Zanjir reaksiyasida juda katta miqdorda energiya ajralganligi uchun bu energiyadan tinch maqsadlarda - atom elektrostantsiyalarini yaratish va qurishda foydalaniladi.

Bulardan tashqari, yengil yadrolarni qo'shish orqali yadro reaksiyalarini hosil qilish mumkin. Bu reaksiyalar, yadrolarning itarish kuchlarini yengib, ularni birlashtirish orqali amalga oshiriladi va *sintez reaksiyalari* deyiladi. Yadrolar musbat ishorali bo'lganligi sababli, itarish

kuchlarini yengish uchun, ularning kinetik energiyalari sezilarli darajada ortganda to'qnashishi hisobiga yangi yadroni hosil qilish mumkin. Yadroning kinetik energiyasini oshirish uchun ularni juda yuqori xaroratda qizdirish kerak ( $\approx 10^7 \text{ }^\circ\text{K}$ ), shuning uchun bu reaksiyalar *termoyadro reaksiyalari* deb ataladi.

Vodorod yadrolarining qo'shilib, geliy yadrosini hosil bo'lish reaksiyasi Quyosh va yulduzlarda kuzatiladi va bunda ularning harorati  $10^7 - 10^8 \text{ }^\circ\text{K}$  ga yetadi. Bunda proton - proton tsikli yoki uglerod - uglerod tsikli amalga oshadi. Oldin 2 ta proton qo'shilib, geliy izotopini hosil qiladi va u  $\beta$  zarracha chiqarib yemiriladi, natijada og'ir vodorod  ${}_1\text{H}^2$  hosil bo'ladi va u oddiy vodorod yadrosi bilan birlashib geliy  ${}_2\text{He}^3$  izotopini hosil qiladi. Bunday yadro birlashishi natijasida yana 2 ta vodorod va 1 ta barqaror geliy yadrosi hosil bo'ladi. Bu reaksiya *vodorod tsikli* deb ataladi:



Sintez reaksiyasida juda katta miqdorda energiya ajraladi, bitta nuklonga mos kelgan energiya  $3.5 \text{ MeV}$  ga to'g'ri keladi va bo'linish reaksiyasida bitta nuklonga  $-0.85 \text{ MeV}$  energiya to'g'ri keladi. Nuklonlar soni juda ko'pligini e'tiborga olsak, nihoyatda katta energiya ajralishini tasavvur qilish mumkin.

Tabiatdagi energiya manbalari ko'mir, gazlarning zahiralari kamayib borayotganligini e'tiborga olsak, insoniyat energiya zahiralarni yadro reaksiyalari orqali to'ldirishi mumkinligi ko'rinib turibdi.

Hozirgi vaqtda bunday qurilmalardan ba'zilari ishlab turibdi. Bular atom elektr stantsiyalarida va laboratoriya qurilmalarida, termoyadro reaksiyalarning yashash vaqtini uzaytirish hisobiga (MGD generatorlari) amalga oshirilyapdi. Lekin ko'pchilik foydalanadigan, ya'ni butun insoniyatga foydasi tegadigan qurilmalarni kashf qilish, kuchli intellektual salohiyatga, juda kuchli bilimga ega bo'lgan insonlarga bog'liq ekanligini unutmaslik lozim.

## 148 – §. Radioaktivlik. $\alpha$ , $\beta$ , $\gamma$ – nurlar

Beqaror kimyoviy elementlarning, o'z - o'zidan zaryadlangan zarrachalar yoki yadrolar chiqarib, boshqa tur ximiyaviy elementlarga aylanish xususiyati - radioaktivlik deyiladi. Radioaktivlik Anri Bekkerel, tomonidan 1896 yilda kashf qilingan. U Uran tuzlarining lyuminescent xususiyatlarini tekshirayotib, ularni fotoplastinkalarga ta'sirini sezib qolgan va Uran tuzlari o'z o'zidan alohida nur chiqaradi va bu nurlar tashqi muhit shart-sharoitlariga, ya'ni harorat, bosim va yoritilganlikka mutlaqo bog'liq emasligini ta'kidladi. Bu ishlarni Per va Mariya Kyurilar davom ettirib, 1998 yilda ikkita yangi radioaktiv elementni kashf qildilar. Bular Poloniy  ${}_{88}^{226}P_0$  va Radiy  $({}_{88}^{226}R_a)$  elementlari edi. Yangi nurlanish hosil qiluvchi bunday moddalar *radioaktiv moddalar* va jismlarning (zarrachalar ko'rinishda) nurlar chiqarish xususiyati *radioaktivlik* deb ataldi. Radioaktiv moddalar magnit maydoniga (M.Kyuri bajargan) joylashtirilganda, ular 3 turga ajralib ketishi ma'lum bo'lib qoldi:

magnit maydoni ta'sirida,  $\alpha$  zarrachalar musbat zarrachalar kabi og'ganligi sababli musbat zarrachalar,  $\beta$  zarrachalar manfiy zarrachalar kabi og'ganligi sababli manfiy zarrachalar va  $\gamma$  – nurlar og'maganligi uchun neytral zarrachalar, deb hisoblandi.

Keyinchalik o'tkazilgan tadqiqotlarga ko'ra,  $\alpha$  - zarrachalar geliy  $(He^4)$  yadrosining oqimidan iborat,  $\beta$  - zarrachalar tez uchib chiquvchi elektronlar oqimidan va  $\gamma$  - nurlar qisqa to'lqin uzunlikdagi  $[\lambda = (10^{-3} - 1)A^0]$  elektromagnit to'lqinlardan iborat ekanligi aniqlandi. Bu zarrachalar juda kuchli ionlantirish xususiyatiga ega, masalan  $\alpha$  - zarracha havoda  $10^5$  juft ion hosil qiladi.

Radioaktiv yemirilishda, yemirilayotgan yadro *ona yadro* va yangi hosil bo'lgani esa *bola yadro* deb ataladi. Biror  $dt$  vaqt oraligida yemirilgan yadrolar soni  $dN$  shu vaqtga va boshlang'ich radioaktiv yadrolar soniga proporsionalligidan yemirilish qonuni topilgan, ya'ni:

$$-dN = \lambda N dt$$

va bu ifodani integrallab, quyidagi tenglamani hosil qilamiz:

$$N = N_0 e^{-\lambda t}, \quad (148.1)$$

bu yerda  $\lambda$  – berilgan modda uchun o'zgarmas son bo'lib, *yemirilish doimiysi* deyiladi,  $N_0$  – boshlang'ich vaqtdagi yemirilmagan atomlar soni,  $N - t$  vaqt momentidagi atomlar soni.

(50.1) formuladan ko'rinishicha yemirilish eksponentsial qonun bo'yicha kamayib boradi.

Boshlang'ich paytdagi atomlar miqdorining yarim yemirilishga ketadigan vaqti moddalarning *yarim yemirilish vaqti* (T) deyiladi va quyidagicha aniqlanadi:

$$\frac{1}{2} N_0 = N_0 e^{-\lambda T}$$

va bundan

$$T = \frac{\ln 2}{\lambda} = \frac{0,693}{\lambda}, \quad (148.2)$$

Hozirgacha ma'lum bo'lgan moddalarning yarim yemirilish davri  $3 \cdot 10^{-7}$  s dan  $5 \cdot 10^{15}$  yilgacha bo'lgan oraliqqa mos keladi.

Tajriba yo'li bilan radioaktiv yemirilishda zaryad va massaning saqlanish qonunlari bajarilishi isbotlangan. Demak, moddalarning radioaktiv yemirilish qonuniga ko'ra, yuqoridagi qonunlardan foydalanib, yemirilgandan so'ng qanday modda hosil bo'lishini aytish mumkin. Shunga ko'ra  $\alpha$  va  $\beta$  - yemirilishda siljish qonunini ko'rish mumkin. Agar yemirilayotgan ona yadro  ${}^A_Z X$  bo'lsa,  $\alpha$  - yemirilishda:



va  $\beta$  - yemirilishda:



Oddiy hisoblashlar, har ikkala yemirilishda, massa va zaryadning saqlanish qonunining bajarilishini ko'rishimiz mumkin. (50.3) formulaga ko'ra, yemirilishda hosil bo'lgan bola yadroning massa soni 4 ga kamayadi, zaryadi esa 2 ga kamayadi va Geliy yadrosining hosil bo'lishi bilan sodir bo'ladi. Natijada, hosil bo'lgan yadro Mendeleev davriy jadvalidagi yemiralayotgan yadrodan 2 ta katak oldingi elementning hosil bo'lishini ko'rish mumkin.

Aynan shu jarayonni  ${}_{92}U^{238}$  ni yemirilishida kuzatish mumkin:





Demak, yemirilish natijasida toriy izotopi hosil bo'ladi.

Shunga o'xshash misolni  $\beta$  - yemirilish uchun ham keltirish mumkin:



Radioaktiv yemirilishda  $\alpha$  - zarrachalar katta energiyali zarrachalar to'plamlaridan iborat bo'lsa,  $\beta$  - yemirilishda elektronlarning energiyasi 0 dan  $E_{max}$  oraligida alohida taqsimotga bo'ysunadi.

Rasmda  $\beta$  - yemirilishda yadrolar chiqaradigan elektronlarning energetik spektri, ya'ni  $dE$  energetik oraliqda bo'lgan elektronlar taqsimoti keltirilgan.

$\beta$  - yemirilish uch xil bo'lishi mumkin. Yemirilish manfiy elektron chiqarish bilan, musbat pozitron chiqarish va K - tutish (K - qobiqdagi elektron tutilishi) bilan amalga oshishi mumkin. Bu yemirilishda  $\beta$  - zarracha bilan birga har doim yana bitta neytral zarracha chiqadi. Bu zarrachani E. Fermi taklifiga ko'ra neytrino (kichkina neytron) deb ataldi. Neytrino ikki xil bo'lishi mumkin: neytral  $\nu$  va antineytrino  $\tilde{\nu}$ .

Radioaktivlikning siljish qonunidan,  $\alpha$ ,  $\beta$  - yemirilishda radioaktiv atomlarning yadrosi boshqa tur ximiyaviy atom yadrosiga aylanib qolishini ko'rish mumkin. Ko'p hollarda hosil bo'lgan yangi yadro ham radioaktiv bo'lib qoladi, natijada ular ham har xil ( $\alpha$ ,  $\beta$ ) nurlanishlar chiqarib, bir necha pog'onadan o'tib, barqaror atom yadrolarini hosil qiladi. Bular *radioaktivlikning yemirilish qatori* yoki *radioaktivlik oilasi* deb ataladi. Tabiiy radioaktiv yadrolar uch xil radioaktiv yemirilish qatorini hosil qiladi, bular Uran  ${}_{92}\text{U}^{238}$ , Toriy  ${}_{90}\text{U}^{232}$  va Aktiniy  ${}_{89}\text{Ac}^{235}$  atom yadrolarining qatoridir. Bulardan tashqari, sun'iy yo'l bilan olingan Neptun  ${}_{93}\text{Np}^{237}$  ham ular qatoriga kiradi. Uran, Toriy va Aktiniy yemirilishidan qo'rg'oshinning har xil barqaror izotoplari hosil bo'ladi. Bu radioaktiv moddalar har xil  $\alpha$ ,  $\beta$ , nurlanishlar chiqarishida, Uran -  ${}_{82}\text{Pb}^{206}$ , Toriy -  ${}_{82}\text{Pb}^{208}$  va Aktiniy -  ${}_{82}\text{Pb}^{207}$  va Neptunning yemirilish qatorining oxirida barqaror Vismutning  ${}_{83}\text{Bi}^{209}$  izotopi hosil bo'ladi.

Keltirilgan ma'lumotlardan ko'rinishicha, radioaktivlik 2 xil: tabiiy va sun'iy bo'ladi.

Sun'iy yo'l bilan, ya'ni og'ir yadrolarga zarrachalar va yengil yadrolarni kiritish yo'li bilan, yangi radioaktiv yadrolarni hosil qilish mumkin. Tabiiy va sun'iy radioaktiv moddalarning yemirilish qonunlarida hech qanday farq yo'q.

Vaqt birligi ichida bo'linuvchi yadrolar soniga teng bo'lgan kattalik *radioaktiv moddalarning aktivligi (A)* deb ataladi:

$$A = \lambda N, \quad (148.7)$$

yoki

$$A = \frac{0,693}{T} \cdot N$$

bu yerda A – radioaktiv moddalarning aktivligi. Bu shunday aktivlikki, bunda 1 sekund davomida 1 dona bo'linish sodir bo'ladi. Aktivlikning tizimga kirmagan o'lchov birligi - Kyuridir (Kyu). 1 gramm Radiyning 1 sekunda hosil qiladigan aktivligi 1 Kyuri deyiladi.

$$\frac{N}{N_A} = \frac{m}{\mu}, \quad (148.8)$$

ifodaga ko'ra, agar berilgan radioaktiv moddaning massasi ma'lum bo'lsa, molyar massani bilgan holda berilgan moddaning aktivligini oson hisoblash mumkin:

$$A = \frac{0,693}{T} \cdot N_A \frac{m}{\mu}, \quad (148.9)$$

Bu ifoda, istalgan vaqtdagi radioaktiv moddaning aktivligini hisoblash juda qulaydir.

Gamma nurlanish - elektromagnit to'lqinlardan iborat bo'lgani uchun, bu to'g'rida alohida to'xtalib o'tishni lozim ko'rdik. Bu nurlanishda massa va zaryad qiymatlari o'zgarmaydi, shuning uchun saqlanish qonunlari amal qilmaydi. Gamma - yemirilish har doim  $\alpha$  yoki  $\beta$  yemirilishda hosil bo'ladi. Bu yemirilishlarda  $\gamma$  nurlar ona yadrodan emas, balki bola yadrosidan hosil bo'ladi. Yemirilish sodir bo'lgandan so'ng, ko'p hollarda, bola yadro qo'zg'atilgan, ya'ni yuqori energetik holatda bo'ladi. Bola yadro ortiqcha energiyasini, juda qisqa vaqtda ( $10^{-13}$ - $10^{-14}$ s)  $\gamma$  - nurlar ko'rinishda chiqarib normal, ya'ni statsionar holatga o'tadi:

$$h\nu_{ik} = W_i - W_k , \quad (148.10)$$

bu yerda  $\nu_{ik}$  -  $i$  sathdan  $k$  - energetik sathga o'tgan yadroning chiqargan gamma - nurlanish chastotasi va  $W_i - W_k$  - yadroning qo'zg'atilgan va oddiy holatlardagi energiyalari farqidir.

Barcha jismlarga radioaktiv nurlanish ta'sir etadi va u jism atomlarini ionlashtirib yuboradi. Bu ta'sir ayniqsa, insonlarda yomon oqibatlariga olib keladi. Ionlashtiruvchi nurlanishlarning ta'siri ularni *nurlanish dozasi* ( $D$ ) bilan aniqlanadi. Nurlanish dozasi Joule/kilogrammlarda ( $J/kg$ ) o'lchanadi, ya'ni 1 kg jismga mos kelgan energiya bilan aniqlanuvchi kattalik grey ( $Gr$ ) deb ataladi. Lekin odatda nurlanish dozasi "rad" larda o'lchanadi va tizimga kirmagan o'lchov birligi hisoblanadi:

$$1rad = 10^{-2} \frac{J}{kg} = 10^{-2} gr$$

Vaqt birligiga mos kelgan dozaning qiymati *dozaning quvvati* deb ataladi:

$$N = \frac{D}{t} ; \quad [N] = \frac{Jt}{kg} , \quad (148.11)$$

Shuningdek nurlanishning tirik mavjudodlarga ta'sirini o'rganishda *rentgenning biologik ekvivalenti* (ber) bo'lgan kattalik ishlatiladi. Biologik ob'ektlarning, 1 rentgen nurlanishga ekvivalent - yutgan nurlanish energiyasi, quyidagiga tengdir:

$$1ber = 10^{-2} \frac{Dj}{kg} .$$

Radioaktiv nurlanishning asosiy energetik xarakteristikasi - quruq havoni ionlashtirish xususiyatiga bog'liq bo'lgan ekspozitsiyaviy doza hisoblanadi ( $De$ ). Uning birligi ( $Kl/k^2$ ) dan iborat. Lekin tajribada, tizimga kirmagan o'lchov birligidan juda keng qo'llaniladi. Bu o'lchov birligi bir rentgendir  $1P = 2,58 \cdot 10^{-4} Kl/k^2$ . 1R ekspozitsiyaviy doza, normal atmosfera bosimida ( $v = 10^{-6} m^3$ ) quruq havoda  $\frac{1}{3} \cdot 10^{-9} Kl$  bo'lgan bir jinsli zaryad hosil qila oladi.

Radioaktiv nurlanish bilan ishlaydigan inson organizmiga bu nurlanish, albatta, kuchli ta'sir o'tkazadi. Tadqiqotlarning ko'rsatishicha, qoldiq radioaktiv nurlanish va Yer qa'ridan keladigan nurlardan hosil bo'ladigan radioaktiv fondan 250 marta ortiq nurlanish inson organizmiga sezilarsiz va asoratsiz, ya'ni zararsiz hisoblanadi. Nurlanish bundan ortiq bo'lganda maxsus muhofaza choralarini ko'rish zarur. Inson hayoti uchun chegaraviy nurlanish 400 rentgen hisoblanadi.

## 149 - §. Elementar zarrachalar

Elementar zarrachalar - o'zlari bo'linmaydigan boshlang'ich zarrachalardir. Jismlar asosan shu zarrachalar to'plamidan hosil bo'ladi. Bu albatta shartli tushuncha, chunki XIX asr boshlarida jismlarni tashkil etuvchi eng kichik elementar zarracha atom deb hisoblanar edi.

XX – asr boshlariga kelib elementar zarrachalar deb elektron, proton va neytronlar hisoblanardi. Hozirgi vaqtga kelib, bunday “elementar” deb ataluvchi zarrachalarning 100 dan ortiq turi mavjud. Elementar zarrachalarning ko'pchiligi kosmik nurlarni o'rganish orqali aniqlangan. Koinotdan Yerga har doim atom yadrosining tashkil etuvchilari oqimi kelib turadi. Bu nurlar Yer atmosferasi bilan to'qnashib, ikkilamchi nurlanishni hosil qiladi.

Yerning magnit maydoni kosmik nurlanishning asosiy qismini Yer atrofida ushlab qolib radiatsiyaviy kamar hosil qiladi. Radiatsiyaviy kamarlar Yerni o'rab turadi. Ekvator tekisligida ichki radiatsiyaviy kamar 600 dan 6000 km gacha va tashqi kamar 20000 dan 60000 km gacha cho'zilgan. 60-70<sup>0</sup> kengliklarda ikkala kamar (poyas) Yerga bir necha yuz kilometr chamasida yaqin turadi.

Zaryadlangan zarralarni tezlashtirish qurilmalari yaratilgandan so'ng elementar zarralarni o'rganish juda jadallashib ketdi.

Hozirgi vaqtda elementar zarrachalar orasida bo'ladigan to'rt xil o'zaro ta'sir ma'lum: kuchli o'zaro ta'sir, kuchsiz o'zaro ta'sir, elektromagnit ta'sir va gravitatsiyaviy o'zaro ta'sirlar.

**Kuchli o'zaro ta'sir.** Bunday o'zaro ta'sirlashuv yadro nuklonlari orasida mavjud bo'ladi, ularni o'zaro bog'laydi. Zarralarni o'zaro ta'siri *ta'sir doimiysi* deb ataluvchi kattalik bilan xarakterlanadi. Bu o'lchamsiz kattalikdir. Bundan tashqari, zarrachalar ta'sir sferasining radiusi bilan ham xarakterlanadi. Kuchli o'zaro ta'sirda o'zaro ta'sir doimiysi 1 ga va o'zaro ta'sir vaqti  $10^{-23}$  s ga tengdir.

**Elektromagnetik o'zaro ta'sirda** ta'sir sferasining radiusi ( $r = \alpha$ ) cheklanmagan, ta'sir doimiysi esa  $\sim 10^{-2}$  atrofida bo'ladi.

**Kuchsiz o'zaro ta'sir** ham kuchli o'zaro ta'sir kabi, yaqin masofada ta'sir qiladi. Ta'sir konstantasi juda kichik  $10^{-14}$ , o'zaro ta'sir vaqti esa  $10^9$  s atrofida bo'ladi. Bu ta'sirlashuv  $\beta$  - yemirilishda, elementar zarrachalarning yemirilishida, neytrino bilan moddalar orasida bo'ladigan ta'sirlashuvlarda kuzatiladi.

**Gravitatsiyaviy o'zaro ta'sirning** ham ta'sir radiusi cheklanmagan ( $r = \alpha$ ). O'zaro ta'sir konstantasi bo'lsa, nihoyatda kichik  $\sim 10^{-39}$  va ta'sir vaqti esa juda katta  $\sim 10^9$  sek. bo'ladi. Bu ta'sir universal bo'lsa ham, mikrozzarrachalarning o'zaro ta'sirida, qiymati juda kichik bo'lgani uchun e'tiborga olinmaydi.

### O'zaro ta'sir turlari

### 7 – jadval

O'zaro ta'sir turlari	O'zaro ta'sir doimiysi	O'zaro ta'sir vaqti, s
Kuchli (yadroviy)	1	$10^{-23}$
Elektromagnetik	$\sim 10^{-2}$	$10^{-21}$
Kuchsiz (yemirilishda)	$10^{-14}$	$10^9$
Gravitatsiyaviy	$10^{-39}$	$10^{16}$ ( $10^9$ yil)

Elementar zarrachalar o'zaro ta'sir xarakteriga qarab, 3 sinfga bo'linadilar:

1. Fotonlar (yorug'lik kvantlari),  $\gamma$  (elektromagnit maydon kvantlari). Bu zarrachalar elektromagnetik o'zaro ta'sirda ishtirok etadi, lekin kuchli va kuchsiz ta'sirga ega emas;

2. Leptonlar (grekcha "leptos" - yengil). Bu zarrachalarga myuonlar ( $\mu^-$ ,  $\mu^+$ ), elektronlar ( $ye^-$ ,  $ye^+$ ) va neytrinolar ( $\gamma$ ,  $\gamma^{\sim}$ ) kiradi. Leptonlarning spini ( $\frac{1}{2}$ ) teng bo'lgani uchun Fermi-Dirak statistikasiga bo'ysunadilar. Bu zarrachalar kuchsiz o'zaro ta'sirda va zaryadli zarrachalar bo'lganliklari uchun, elektromagnetik o'zaro ta'sirda ham qatnashadilar;

3. Adronlar kuchli va kuchsiz elektromagnetik ta'sirlarga egadirlar. Adronlar ikkiga bo'linadi: mezonlar va barionlar. Mezonlar:  $\pi^+$ ,  $\pi^-$ ,  $\pi^0$  - mezonlar, K - mezonlar, ( $K^+$ ,  $K^-$ ,  $K^0$ ,  $K^{\sim}$ ). K -mezonlarni yashash vaqti  $10^{-8}$  s. Ular tezda yemirilib,  $\pi$  - mezonlar va leptonlarni hosil qiladi. Hamma

mezonlarning spini 0 ga teng, shuning uchun bular Boze - Eynshteyn taqsimotiga bo'ysunib, *bozonlar* ham deb yuritiladi. Bu zarralar kuchli va kuchsiz (zaryadsiz  $\pi^0$ ,  $K^0$  lardan tashqari) elektromagnetik ta'sirlarga ham ega.

Barionlar: nuklonlar ( $p, n$ ) va massalari ulardan katta bo'lgan beqaror gineronlarni o'z ichiga oladi. Hamma barionlar kuchli o'zaro ta'sirga ega va ularning spini 1/2 ga teng. Protondan boshqa hamma barionlar beqaror bo'lib juda tezda parchalanib ketadi.

Hozirgi vaqtga kelib elementar zarralar soni shunchalar ko'payib ketdiki, ularning elementar ekanligiga shubha paydo bo'la boshladi. Masalan, barionlarni o'zi *kvarklar* deb ataluvchi gipotetik zarralarga bo'linishi taxmin qilinmoqda. Kvarklarning elektr zaryadi  $-1/3$ ;  $+2/3$ ;  $-1/3$  bo'lishi mumkin. 6 ta kvark va antikvarklar orqali hamma barionlarni hosil qilish mumkin: bular (**up** - yuqori), *d* (**down** - quyi), *S* (**strange** - g'alati), *s* (**charmed** - jozibali), *b* (**bottom** - pastki), *t* (**top** -yuqorigi).

Kvarklar shartli ravishda rangli deb qabul qilingan. 3 ta rangli kvarklar qo'shilishidan yangi neytral oq rang hosil bo'ladi. Demak, kvarklar 6 ti xil bo'lib, ularning har biri 3 xil rangda bo'lishi mumkin: sariq, ko'k va qizil. (Har uchalasining qo'shilishidan oq rang hosil bo'ladi).

Kvarklar to'risidagi g'oya juda ajoyib bo'lib, bir qancha yangi zarrachalar hosil bo'lishini oldindan aytib berish mumkin bo'ldi. Hozirgacha kvarklarni erkin holatda mavjud bo'lishi aniqlanmagan.

## Ta'sirlashuvning umumiy nazariyasi

Dunyoga mashhur bo'lgan yirik olimlarning ko'pchiligi umumiy maydonlar nazariyasini yaratish ustida juda katta mehnat qildilar. Bular A.Eynshteyn, P.Dirak va V.Geyzenberglar, umrlarining oxirigacha yuqoridagi nazariyani yaratishga ulgura olmadilar. XX asrning ikkinchi yarmida S.Vaynberg, SH.Li Gleshou va Abdus Salam fizik olimlar birlashgan elektron kuchsiz ta'sirlashuv nazariyasini yaratdilar.

Bu ta'sirlashuv elektromagnit va kuchsiz ta'sirlashuvlarni umumlashtiradi. Umumlashgan va barcha ta'sirlashuvni o'z ichiga oladigan birlashgan maydonlar nazariyasi hozircha nihoyasiga yetkazilgani yo'q.

## Nazorat savollari

1. Yadro nuklonlari nima va ular orasida qanday farq bor?
2. Massa defekti nima? Bog'lanish energiyasi ifodasini yozing. Eng katta bog'lanish energiyasiga qanday yadrolar ega?  
Bo'linish va sintez reaksiyalarni tushuntiring.
3. Yadro kuchlarining asosiy mohiyatlari nima?
4. Yadro reaksiyalarida zaryad va massaning saqlash qonunini tushuntirib bering.
5. Radiaktivlik xususiyatini tushuntiring. Siljish qonuni nima?
6. Gravitatsiyaviy, elektromagnit, kuchli va kuchsiz o'zaro ta'sirlashuvlar haqida ma'lumot bering.
7. Elementar zarralar turlarini sanab chiqing. Kvarklar, gipotetik zarralar haqida qanday ma'lumotga egasiz?

## 1 – Ilova. XALQARO BIRLIKLAR TIZIMI (XBT)

Fan va texnikaning rivojlanishida, yangi texnologiyalarni yaratishda, mamlakatning mudofaa qudratini yuksaltirishda, sanoat va qishloq xo'jaligi mahsulotlari sifatini oshirishda *o'lchashlar birligini ta'minlash* juda katta ahamiyatga ega. O'lchashlar umumiyligi deganda ularning holati, o'lchash natijalari, o'lchash birliklari o'lchovlariga teng bo'lgan, o'rnatilgan doiralardagi o'lchamlarga ega bo'lgan, qonun orqali shakllantirilgan birliklarda ifodalanishi tushuniladi. Birliklar o'lchovlari birlamchi nusxalar orqali takrorlanishi, o'lchov natijalari hatoliklari ma'lum bo'lishi va berilgan ehtimollikda o'rnatilgan tartib chegarasidan chiqmasligini ta'minlanishi zarur.

Mamlakatda o'lchash birligini ta'minlash tizimining texnik asoslari davlat va birlamchi nusxalar majmuasidan iborat bo'lgan milliy nusxalar bazasi hisoblanadi. Ular o'lchash birliklarini saqlash, qayta tiklash, o'lchash texnikalarining boshqa vositalariga birliklar o'lchovlarini uzatishni ta'minlashi kerak.

Mamlakat o'zining nusxalar bazasiga ega bo'lmaganda, boshqa davlatlarning nusxalaridan foydalanishga majbur bo'ladi. Shu sababli mamlakatning milliy nusxalar bazasining holati va texnik darajasi o'sha mamlakatning ilmiy-texnikaviy rivojlanish darajasini belgilaydi.

O'zbekiston Respublikasida *o'lchashlar birligini ta'minlash davlat tizimi - KATTALIKLAR BIRLIKLARI* uchta milliy davlat standarti orqali amalga oshiriladi:

O'z Dst 8/010/1:2001, 1-qism. Asosiy va umumiy terminlar.

O'z Dst 8.010.2:2003. 2-qism. O'lchash vositalari va ularning parametrlari.

O'z Dst 8.010.2004. 3-qism. Metrologik xizmat.



## Xalqaro birliklar tizimining asosiy birliklari      8 – Jadval

Kattaliklar turi	Birliklar nomi	Qisqacha belgilash
Uzunlik	Metr	m, (L)
Massa	Kilogramm	kg, (M)
Vaqt	Sekund	S, (T)
Elektr toki kuchi	Amper	A, (I)
Temperatura	Kelvin	K, (Θ)
Ėrug'lik kuchi	Kandela	Cd, (J)
Modda miqdori	Mol	Mol, (N)

### Asosiy birliklarning ta'riflari

1. Uzunlik birligi – *metr yorug'likning vakuumda 1/299 792 458 s vaqt intervalida bosib o'tgan yo'lidir.* (XVII O'lchov va tarozlar Bosh Konferentsiyasi, 1983 yil. 1 – rezolyutsiya)

2. Massa birligi – *kilogramm kilogrammning xalqaro prototipi massasiga teng bo'lgan massa birligidir.* (I O'lchov va tarozlar Bosh Konferentsiyasi, 1889 yil va III O'lchov va tarozlar Bosh Konferentsiyasi, 1901 yil).

3. Vaqt birligi – *sekund 133 - tseziy atomining asosiy holatidagi ikkita o'ta nozik energetik sathlari orasida o'tishga tegishli 9 192 631 770 nurlanish davrlariga teng bo'lgan vaqtga aytiladi.* (XIII O'lchov va tarozlar Bosh Konferentsiyasi, 1967 yil. 1 - rezolyutsiya).

4. Elektr toki kuchi birligi – *amper 1 metrli o'tkazgichning har bir qismida  $2 \cdot 10^{-7}$  Nyuton ta'sir kuchi hosil qiladigan, vakuumda 1 metr oraliqda joylashgan, hisobga olmaydigan darajada kichik ko'ndalang kesim yuzasiga ega bo'lgan, cheksiz uzunlikdagi to'g'ri chiziqli parallel joylashgan o'tkazgichlardan o'tayotgan o'zgarmas tok kuchiga aytiladi.* (O'lchov va tarozlar Xalqaro Konferentsiyasi, 1946 yil. 2 – rezolyutsiya, IX O'lchov va tarozlar Bosh Konferentsiyasi, 1948 yil).

5. Termodinamik temperatura - *Kelvin suvning uchlik nuqtasi*

*termodinamik temperaturasining  $1/273,16$  qismiga teng bo'lgan termodinamik temperatura birligiga aytiladi. (XIII O'lchov va tarozlar Bosh Konferentsiyasi, 1967 yil. 4 – rezolyutsiya).*

6. Yorug'lik kuchi – *Kandela manbaning berilgan yo'nalishida,  $540.10^{12}$  Gts chastotali,  $1/683$  Vt/steradian yorug'lik energetik kuchiga ega bo'lgan monoxromatik nurlanish chiqaradigan yorug'lik kuchiga aytiladi. (XVI O'lchov va tarozlar Bosh Konferentsiyasi, 1979 yil. 3 – rezolyutsiya).*

7. Modda miqdori – *mol, 0.012 kilogramm massali 12 – uglerod atomidagi strukturali elementlar soniga teng bo'lgan tizimning modda miqdoriga aytiladi. Strukturali elementlar atomlar, molekulalar, ionlar, elektronlar va boshqa zarrachalardan iborat bo'lishi mumkin. (XIV O'lchov va tarozlar Bosh Konferentsiyasi, 1971 yil, 3 – rezolyutsiya).*

### ***Ko'rsatma***

1. Termodinamik temperaturadan tashqari,  $T_0 = 273.15$  K ga teng bo'lganda,  $t = T - T_0$  ifoda bilan aniqlanadigan, amaliy temperatura shkalasi birligi Tselsiydan ham foydalanish mumkin. O'lchovlari bo'yicha Tselsiy Kelvinga tengdir.

2. Termodinamik temperatura intervali yoki farqi Kelvinda ifodalanadi. Odatdagi Tselsiy temperaturasi intervali yoki farqi Kelvinda hamda Tselsiy graduslarida ifodalanishi mumkin.

3. Termodinamik temperaturadan farq qilish uchun *Xalqaro amaliy temperatura 1990* – Xalqaro temperatura shkalasida  $t_{90}$  deb belgilanadi.

## 2 – Ilova. XBT birliklarining hosilalari

9 – Jadval

<b>Birliklar</b>	<b>Birliklar nomi</b>	<b>Qisqartirilgan belgisi</b>	<b>Boshqa birliklar bilan bog'lanish</b>
Kuch	Nyuton	N	$1 \text{ N} = 1 \text{ kg} \cdot \text{m} \cdot \text{s}^{-2}$
Bosim	Paskal	Pa	$1 \text{ Pa} = 1 \text{ N} \cdot \text{m}^{-2}$
Energiya, ish	Djoule	Dj	$1 \text{ Dj} = 1 \text{ N} \cdot \text{m}$
Quvvat	Vatt	Vt	$1 \text{ Vt} = 1 \text{ Dj} \cdot \text{s}^{-1}$
Zaryad	Kulon	Kl	$1 \text{ Kl} = 1 \text{ A} \cdot \text{s}$
Elektr kuchlanishi	Volt	V	$1 \text{ V} = 1 \text{ Vt} \cdot \text{A}^{-1}$
Elektr sig'imi	Farada	F	$1 \text{ F} = 1 \text{ Kl} \cdot \text{V}^{-1}$
Elektr qarshilik	Om	Om	$1 \text{ Om} = 1 \text{ V} \cdot \text{A}^{-1}$
Elektr o'tkazuvchanlik	Simens	sm	$1 \text{ sm} = 1 \text{ Om}^{-1}$
Magnit oqimi	Veber	Vb	$1 \text{ Vb} = 1 \text{ V} \cdot \text{s}$
Magnit oqimi zichligi	Tesla	T	$1 \text{ T} = 1 \text{ Vb} \cdot \text{m}^{-2}$
Induktivlik	Genri	G	$1 \text{ G} = 1 \text{ Vb} \cdot \text{A}^{-1}$
Yorug'lik oqimi	Lyumen	Lm	$1 \text{ lm} = 1 \text{ kd} \cdot \text{sr}$
Yoritilganlik	Lyuks	Lk	$1 \text{ lk} = 1 \text{ lm} \cdot \text{m}^{-2}$
Chastota	Gerts	Gts	$1 \text{ Gts} = 1 \text{ s}^{-1}$
Sindirish qobiliyati	Dioptriy	Dpt	$1 \text{ dpt} = 1 \text{ m}^{-1}$

### 3 – Ilova. Ayrim amaliy fizik kattaliklarning birliklari

$$1 \text{ \AA} = 10^{-10} \text{ m} = 10^{-8} \text{ sm} = 10^{-4} \text{ mkm} = 10^{-1} \text{ nm}$$

$$1 \text{ rad} = 57^{\circ} 17' 44,8'' = 57,3^{\circ}$$

$$1 \text{ t} / \text{sm}^3 = 10^3 \text{ kg} / \text{m}^3 = 1 \text{ t} / \text{m}^3$$

$$1 \text{ atm} = 1,01 \cdot 10^5 \text{ Pa} = 1,01 \cdot 10^6 \text{ din} / \text{sm}^2 = 1,03 \text{ kg s} / \text{sm}^2$$

$$1 \text{ mm. ....} = 1,33 \cdot 10^2 \text{ Pa} = 1,33.2 \text{ Pa} = 13,6 \text{ mm. suv ustuni}$$

$$1 \text{ erg} = 10^{-7} \text{ Dj} = 1,02 \text{ kg s} \cdot \text{m.} = 6,24 \cdot 10^{11} \text{ eV}$$

$$1 \text{ Kl} = 3 \cdot 10^9 \text{ SGES z.b.} = 0,1 \text{ SGSM b.}$$

$$1 \text{ A} = 3 \cdot 10^9 \text{ SGES z.b.} = 0,1 \text{ SGSM b.}$$

$$1 \text{ V} = 3,34 \cdot 10^{-3} \text{ SGES z.b.} = 10^8 \text{ SGSM b.}$$

$$1 \text{ F} = 8,99 \cdot 10^{11} \text{ sm} = 10^{-9} \text{ SGSM b.}$$

$$1 \text{ Om} = 1,11 \cdot 10^{-12} \text{ SGES z.b.} = 10^9 \text{ SGSM b.}$$

$$1 \text{ Tl} = 3,34 \cdot 10^{-7} \text{ SGES z.b.} = 10^4 \text{ Gs}$$

$$1 \text{ Gn} = 1,11 \cdot 10^{-12} \text{ SGES z.b.} = 10^9 \text{ sm}$$

$$1 \text{ A/m} = 3,77 \cdot 10^8 \text{ SGES z.b.} = 1,26 \cdot 10^{-2} \text{ E}$$

## 4 – Ilova. Fundamental fizik doimiylar 10 - jadval

Kattalik	Belgisi	Son qiymatlari
Yorug'lik tezligi	$S$	$2,997924458 \cdot 10^{11}$
Vakuunning magnit singdiruvchanligi	$\mu_0$	$4\pi \cdot 10^{-7} \text{Gn} \cdot \text{m}^{-1}$
Dielektrik singdiruvchanlik	$\epsilon_0 = \frac{1}{\mu_0 c^2}$	$8,85418782 \cdot 10^{-12} \text{F} \cdot \text{m}^{-1}$
Ridberg doimiysi	$R_\infty$	$10973731,77 \text{m}^{-1}$
Plank doimiysi	$\hbar = \frac{h}{2\pi}$ $H$	$1,0545887 \cdot 10^{-34} \text{Dj} \cdot \text{s}$ $6,626176 \cdot 10^{-34} \text{Dj} \cdot \text{s}$
Elektronning tinch holatdagi massasi	$m_e$	$9,109534 \cdot 10^{-31} \text{kg}$
Elektronning tinch holatdagi energiyasi	$m_e c^2$	$0,5110034 \text{MeV}$
Protonning tinch holatdagi massasi	$m_p$	$1,6726485 \cdot 10^{-27} \text{kg}$
Protonning tinch holatdagi energiyasi	$m_p c^2$	$938,2796 \text{MeV}$
Neytronning tinch holatdagi massasi	$m_n$	$1,6749543 \cdot 10^{-27} \text{kg}$
Neytronning tinch holatdagi energiyasi	$m_n c^2$	$939,5731 \text{MeV}$
Proton massasining elektron massasiga nisbati	$m_p / m_e$	1836,15152
Elektron zaryadi	$E$	$1,6021892 \cdot 10^{-19} \text{Kl}$
Elektron zaryadining uning massasiga nisbati	$e / m_e$	$4,803242 \cdot 10^{-10} \text{SGSE z} \cdot \text{b.}$
Bor magnetoni	$\mu_B$	$1,7588047 \cdot 10^{-11} \text{Kl} \cdot \text{kg}^{-1}$
Yadro magnetoni	$\mu_N$	$9,274078 \cdot 10^{-24} \text{Dj} \cdot \text{TI}^{-1}$
Yadro magnetonida neytronning magnit momenti	$\mu_n / \mu_H$	$5,050824 \cdot 10^{-27} \text{Dj} \cdot \text{TI}^{-1}$
Yadro magnetonida protonning magnit momenti	$\mu_p / \mu_N$	1,91315
Massaning atom birligi	$m.a.b.$	2,7928456
$(10^{-3} \text{kg} \cdot \text{mol}^{-1}) \cdot N_A$ M.a.b. birligida:		$1,6605655 \cdot 10^{-27} \text{kg}$
Vodorod massasi	${}^1\text{H}$	1,007825036
Deyteriy massasi	${}^2\text{H}$	2,014101795
Geliy-4 massasi	${}^4\text{He}$	4,002603267
Avogadro doimiysi	$N_A$	$6,022045 \cdot 10^{23} \text{mol}^{-1}$
Faradey doimiysi	$F = e \cdot N_A$	$96484,56 \text{Kl} \cdot \text{mol}^{-1}$
Molyar gaz doimiysi	$R$	$8,31441 \text{Dj} \cdot \text{mol}^{-1} \text{K}^{-1}$
Normal sharoitda ( $P=1 \text{atm}$ , $T_0=273,15 \text{K}$ ) ideal gazning molyar hajmi	$V_m$	$22,41333 \cdot 10^{-3} \text{m}^3 \cdot \text{mol}^{-1}$
Boltsman doimiysi	$k=R / N_A$	$1,380662 \cdot 10^{-23} \text{Dj} \cdot \text{K}^{-1}$
Nozik tuzilish doimiysi	$\alpha$	0,0072973506
Birinchi Bor qobig'ining radiusi	$1 / \alpha$ $a_0$	137,03604 $0,52917706 \cdot 10^{-10} \text{m}$
Elektronning klassik radiusi	$r_e$	$2,8179380 \cdot 10^{-15} \text{m}$
Djozefson doimiysi	$2e / h$	$4,835939 \cdot 10^{14} \text{Gts} \cdot \text{V}^{-1}$
Magnit oqimining kvanti	$F_0 = h / 2e$	$2,0678506 \cdot 10^{-15} \text{Vb}$

## ADABIYOTLAR

1. Savelev I.V. Umumiy fizika kursi. T.: , «O'qituvchi», 1973. t. 1
2. Savelev I.V. Umumiy fizika kursi. T.: , «O'qituvchi», 1973. t. 2
3. Савелев И. В. Курс физики. М.: Наука 1989 т. 1
4. Савелев И. В. Курс физики. М.: Наука 1989 т. 2
5. Трофимова Т. И. Курс физики. М.: Высшая школа, 1985
6. Детлаф А.А., Яворский Б.М. Курс физики. М.: Высшая школа, 1989
7. Ismoilov M., Xabibullaev P.K., Xaliullin M. Fizika kursi Toshkent «O'zbekiston», 2000
8. Rahmatullaev M. «Umumiy fizika kursi». Mexanika, O'qituvchi, 1995
9. Ahmadjonov O. Fizika kursi. T.: «O'qituvchi», 1987. t. 1,2,3- qismlar
10. Nu'monxo'jaev A.S. Fizika kursi, 1-q., O'qituvchi, 1992
11. Ребане К.К. Энергия, энтропия, среда обитания. Физика, Знание новое в жизни, науке, технике. 4/1985
12. Епифанов Г.И. Физика твердого тела. Москва, Высшая школа. 1977
13. Государственный стандарт Узбекистана. Государственная система обеспечения единства измерений Республики Узбекистан. Единицы величин. Узбекское агенство стандартизации, метрологии и сертификации. Ташкент, 2005
14. Zaynobiddinov S., Teshaboev A. Yarim o'tkazgichlar fizikasi. Toshkent, O'qituvchi, 1999

## MUNDARIJA

<b>So'z boshi</b> .....	3
<b>Kirish</b> .....	4
<b>I bob MEXANIKA</b> .....	7
1-§ Mexanikaviy harakat.....	7
2-§ Moddiy nuqta. Absolyut qattiq jism. Fazo va vaqt.....	7
3-§ Moddiy nuqta kinematikasi.....	10
4-§ Nuqtaning aylana bo'ylab harakati.....	13
5-§ Egri chizikli harakat.....	15
6-§ Moddiy nuqta dinamikasi.....	19
7-§ Tabiatda kuchlar:.....	23
8-§ Moddiy nuqtalar tizimi. Inertsiya markazi.....	27
9-§ Impulsning saqlanish qonuni.....	31
10-§ Kuch momenti.....	32
11-§ Qattiq jism aylanma harakat dinamikasining asosiy tenglamasi.....	35
12-§ Ish va quvvat.....	37
13-§ Kinetik va potentsial energiyalar.....	40
14-§ Energiyaning saqlanish qonuni.....	42
15-§ Inertsial sanoq tizimlari. Galiley almashtirishlari.....	44
16-§ Eynshteyn postulatları. Lorents almashtirishlari.....	46
Nazorat savollari.....	50
<b>II bob ELEKTR</b> .....	52
17-§ Elektr o'zaro ta'sir.....	52
18-§ Kulon qonuni.....	53
19-§ Elektr maydoni. Maydon kuchlanganligi.....	55
20-§ Elektr induksiya vektori kuch chiziqlari va oqimi.....	59
21-§ Ostrogradskiy – Gauss teoremasi.....	60
22-§ Elektr dipoli. ....	67
23-§ Elektr maydonida zaryadni ko'chirishda bajarilgan ish.....	69
24-§ Maydon potentsiali. Zaryadning potentsial energiyasi.....	72
25-§ Dielektriklarning qutblanishi.....	74
26-§ Qutblanish vektori.....	80
27-§ Elektrostatik maydondagi o'tkazgichlar.....	81
28-§ Elektr sig'imi.....	83
29-§ Elektrostatik maydon energiyasi.....	89
30-§ Elektr toki.....	91
31-§ Om va Djoul-Lents qonunlarining differentsial va integral ifodalari.....	93
32-§ Kirxgof qoidalari.....	95
Nazorat savollari.....	97

<b>III bob ELEKTROMAGNETIZM.....</b>	<b>98</b>
33-§ Magnit maydoni induktsiyasi. Lorents kuchi.....	98
34-§ Amper qonuni.....	102
35-§ Bio-Savar-Laplas qonunining differentsial va integral ko'rinishlari.....	109
36-§ Magnit induktsiyasi vektori tsirkulyatsiyasi.....	114
37-§ Faradeyning elektromagnit induktsiya hodisasi. Lents qonuni.....	118
38-§ O'tkazgichning induktivligi.....	125
39-§ Solenoidning induktivligi.....	126
40-§ Zanjirni tok manбайдan uzishda hosil bo'ladigan o'zinduktsiya.....	126
41-§ Zanjirni tok manbaiga ulashda hosil bo'ladigan o'zinduktsiya.....	128
42-§ O'zaroinduktsiya.....	130
43-§ Tokning magnit maydon energiyasi.....	131
44-§ Magnetiklarda magnit maydoni.....	133
45-§ Maksvell tenglamalari.....	137
Nazorat savollari.....	139
<b>IV bob GARMONIK TEBRANISHLAR.....</b>	<b>141</b>
46-§ Garmonik tebranma harakat kinematikasi va dinamikasi.....	141
47-§ Prujinali mayatnik.....	146
48-§ Fizik mayatnik.....	147
49-§ Matematik mayatnik.....	149
50-§ Elektromagnit tebranishlar.....	149
51-§ Tebranishlarni qo'shish.....	152
52-§ So'nuvchi mexanik va elektromagnit tebranishlar.....	160
53-§ Majburiy mexanik tebranishlar.....	166
54-§ Majburiy elektromagnit tebranishlar.....	169
Nazorat savollari.....	175
<b>V bob TO'LQIN HODISALARI.....</b>	<b>177</b>
55-§ To'lqin hodisalari.....	177
56-§ To'lqin superpozitsiyasi.....	182
57-§ Turg'un to'lqinlar.....	187
58-§ Gyuygens printsiipi.....	189
Nazorat savollari.....	190
<b>VI bob AKUSTIKA.....</b>	<b>191</b>
59-§ Akustika.....	191
Nazorat savollari.....	194



<b>VII bob ELEKTROMAGNIT TO'LQINLAR.....</b>	<b>195</b>
60-§ Elektromagnit to'lqinlar.....	195
61-§ Elektromagnit to'lqinlar shkalasi.....	200
Nazorat savollari.....	203
<b>VIII Bob Optika Nurlanishning kvant tabiati.....</b>	<b>204</b>
62-§ Optikaning asosiy qonunlari.....	204
63-§ Geometriyaviy optika elementlari.....	207
64-§ Asosiy fotometrik kattaliklar va ularning birliklari.....	212
65-§ Yorug'lik nurining tabiati.....	214
66-§ Yorug'lik to'lqinlarining kogerentligi va monoxromatlikligi.....	217
67-§ Yorug'lik to'lqinlarining interferensiyasi.....	219
68-§ Yorug'lik to'lqinlarining interferensiyasini kuzatish usullari.....	221
69-§ Yorug'lik difraktsiyasi.....	225
70-§ Frenel sohalari.....	226
71-§ Yorug'likning har xil to'siqlardan o'tishda kuzatiladigan difraktsiya hodisalari.....	228
72-§ Bitta tirqishli to'siqdagi Fraunhofer difraktsiyasi.....	231
73-§ Difraktsiyaviy panjara.....	234
74-§ Yorug'lik dispertsiyasi.....	237
75-§ Yorug'likning yutilishi va sochilishi.....	240
76-§ Yorug'likning qutblanishi.....	243
77-§ Qaytish va sinishda yorug'likning qutblanishi.....	246
78-§ Qo'sh nurlanishi.....	247
79-§ Qutblanish tekisligining aylanishi.....	249
80-§ Issiqlik nurlanishi.....	249
81-§ Fotoeffekt.....	255
82-§ Yorug'lik bosimi.....	259
83-§ Kompton effekti.....	261
84-§ Modda zarrachalarining korpuskulyar – to'lqin dualizmi.....	263
Nazorat savollari.....	265
<b>IX. Kvant fizikasi.....</b>	<b>266</b>
85-§ De-Broyl to'lqinining fizik ma'nosi.....	266
86-§ Geyzenberg noaniqliklarining o'zaro nisbati.....	267
87-§ To'lqin funksiyasi va uning statistik ma'nosi.....	269
88-§ Shredinger tenglamasi.....	272
89-§ Erkin zarrachaning harakati.....	274
90-§ Devorlari cheksiz baland bo'lgan potentsial chuqurlikdagi zarrachaning holati.....	275
91-§ Zarrachaning potentsial to'siq orqali o'tishi. Tunnel effekti.....	278
92-§ Atomlarning chiziqli spektrlari.....	282
93-§ Bor postulatlarini.....	285

94-§ Vodorod atomi. Kvant sonlar.....	285
95-§ Pauli printsipi. Elementlarning davriy tizimi.....	289
Nazorat savollari.....	290

**X Bob. Molekulyar fizika va termodinamika asoslari..... 293**

96-§ Tizimning mikroskopik xususiyatlarini o'rganishda statistik va termodinamik usullar.....	293
97-§ Ideal gaz qonunlari.....	295
98-§ Ideal gazning holat tenglamasi.....	299
99-§ Ideal gaz molekulyar – kinetik nazariyasining asosiy tenglamasi.....	302
100-§ Ideal gaz molekulalarining tezlik va issiqlik harakati energiyasi bo'yicha taqsimoti.....	305
101-§ Barometrik formula. Boltsman taqsimoti.....	309
102-§ Molekulalarning o'rtacha to'qnashish soni va o'rtacha erkin yugurish yo'li.....	312
103-§ Molekulyar kinetik nazariyaning tajribada tasdiqi.....	314
104-§ Termodinamik muvozanatda bo'lmagan tizimlarda ko'chish xodisalari.....	317
105-§ Erkinlik darajasi bo'yicha energiya taqsimoti.....	320
106-§ Termodinamikaning birinchi qonuni.....	321
107-§ Gazning bajargan ishi.....	323
108-§ Issiqlik sig'imi.....	324
109-§ Termodinamikaning birinchi qonunini turli izojarayonlarga tadbiqi.....	325
110-§ Qaytar va qaytmas jarayonlar.....	329
111-§ Karno tsikli, ideal issiqlik mashinasining foydali ish koeffitsenti.....	332
112-§ Entropiya. Termodinamikaning ikkinchi qonuni.....	334
Nazorat savollari.....	338

**XI Bob. Klassik va kvant statistikalar..... 340**

113-§ Aynigan va aynimagan elektron gazlar.....	340
114-§ Taqsimot funksiyalari.....	341
115-§ Mikrozarachalarning xolatlar soni va zichligi.....	342
116-§ Ideal gazning aynimaslik sharti.....	346
117-§ Aynimagan gazning taqsimot funksiyasi.....	348
118-§ Aynigan gazning taqsimot funksiyasi.....	349
119-§ Fermi – Dirak taqsimotiga temperaturaning ta'siri.....	352
120-§ Bozonlarning aynigan gazi taqsimot funksiyasi.....	353
Nazorat savollari.....	355

<b>XII Bob. Qattiq jismlar fizikasi.....</b>	<b>356</b>
121-§ Bog'lanish kuchlari.....	356
122-§ Kristall panjara.....	363
123-§ Kristall tizimlari.....	368
124-§ Erkin atomlarning energetik sathlari.....	369
124-§ Erkin atomlarning energetik sathlari.....	372
126-§ Kristallarda energetik sohalar xosil bo'lishi.....	375
127-§ Elektron energisining to'lqin vektoriga bog'liqligi.....	379
128-§ Elektronning effektiv massasi.....	385
129-§ O'tkazgichlar, dielektriklar va yarim o'tkazgichlar.....	390
130-§ Xususiy yarim o'tkazgichlar.....	394
131-§ Kirishmali yarim o'tkazgichlar.....	396
132-§ Xususiy yarim o'tkazgichlarda zaryad tashuvchilar kontsentratsiyasi va Fermi athining holati.....	399
133-§ Kirishmali yarim o'tkazgichlarda Fermi sathi holati va zaryad tashuvchilar kontsentratsiyasi.....	404
134-§ Metallar elektr o'tkazuvchanligi.....	408
135-§ O'ta o'tkazuvchanlik.....	414
136-§ Xususiy yarim o'tkazgichlarning elektr o'tkazuvchanligi.....	419
137-§ Kirishmali yarim o'tkazgichning o'tkazuvchanligi.....	422
138-§ Chiqish ishi.....	424
139-§ Metall – metall kontakti.....	426
140-§ Metall – yarim o'tkazgich kontakti. Yopuvchi qatlam.....	433
141-§ Elektron – kovak (p-r) o'tish.....	438
142-§ Atomlarning magnit xususiyatlari.....	444
143-§ Manetiklarda magnit maydonlar.....	450
144-§ Qattiq jismlarning magnit xususiyatlari.....	452
Nazorat savollari.....	461
<b>XIII Bob. Atom fizikasi.....</b>	<b>463</b>
145-§ Atom yadrosi.....	463
146-§ Yadro kuchlari.....	466
147-§ Yadro reaksiyalari.....	468
148-§ Radioaktivlik. $\alpha, \beta, \gamma$ - nurlar.....	471
149-§ Elementar zarrachalar.....	476
Nazorat savollari.....	479
1 – Ilova- Halqaro birliklar tizimi (XBT) .....	480

2 – Ilova- XBT birliklarining hosilalari.....	483
3 – Ilova- Ayrim amaliy fizik kattaliklarning birliklari.....	484
4 – Ilova -Fundamental fizik doimiylar.....	485
Adabiyotlar.....	486
Mundarija.....	487