

**O‘ZBEKISTON RESPUBLIKASI
OLIIY VA O‘RTA MAXSUS TA‘LIM VAZIRLIGI**

A.G. GAIBOV

FIZIKA

*O‘zbekiston Respublikasi oliy va o‘rta maxsus
ta‘lim vazirligi tomonidan darslik sifatida kiritilgan*

«BOOK TRADE 2022»
TOSHKENT – 2022

UDK 53(371)

KBK

Taqrizchilar:

Mirsaatov R.M. – TDTrU, Tabiiy fanlar kafedrası professori;

Umirzaqov B.E. – TDTU, Umumiy fizika kafedrası professori.

Darslik oliy o‘quv yurtlarining texnika ta‘lim yo‘nalishlari talabalari uchun mo‘ljallangan, o‘quv dasturi asosida tayyorlangan.

Darslik fan dasturiga kiritilgan barcha qismlarni qamrab olgan, shuningdek laboratoriya ishlari va amaliy mashg‘ulotlarning tegishli nazariy mavzulari ham keng yoritilgan. Darslik talabaning bilim darajasi, taffakkur qobiliyati, mantiqiy fikrlash imkoniyatlarini e‘tiborga olgan holda yozilgan.

“Fizika” fani tabiat hodisalari va qonunlari haqidagi umumiy fan hisoblanib boshqa fanlar bilan mantiqiy bog‘langan hamda, texnika fanlarining nazariy poydevorini tashkil etadi.

Ushbu darslik oliy texnika ta‘lim talabalari, o‘qituvchlar va boshqa qiziquvchi mutaxassislariga tavsiya etiladi.

ISBN

© Toshkent davlat texnika universiteti

MUQADDIMA

Oliy texnika o'quv yurtlarida o'qitiladigan fizika kursi klassik va zamonaviy fizikaning barcha muhim bo'limlarini qamrab oladi. Texnika universiteti bitiruvchisi asosiy fundamental fanlardan bo'lgan - fizikani puxta egallashi, tabiiy fanlar tamoyillari va yondashuvlarini, ayniqsa so'nggi paytlarda misli ko'rilmagan texnik taraqqiyotni va ilmiy kashfiyotlar orasidagi va ularning hayotga tatbiq etilish vaqtini keskin qisqartirishni ta'minlaganligini qat'iy tushunishi kerak. Bularning barchasi universitetda zamonaviy fizika kursiga qo'yiladigan talablarning oshishiga olib keladi. Bu talablar an'anaviy kurslarga nisbatan materialni yangilash, ilmiy-texnika darajasini oshirish va innovatsion texnologiyalardan foydalanishda ifodalanadi. Umumiy fizikaning vazifasi, ko'rib chiqilayotgan nazariyalarning tafsilotlariga chuqur kirmasdan va matematikaga ko'p ham berilmasdan, dunyoning fizik manzarasi haqida umumiy tasavvur berish, unda amal qiladigan qonunlarni o'rnatish, fizik tadqiqotning asosiy usullarini o'rganish va ushbu qonuniyat va usullarni qo'llash sohasini belgilashdir. Kitobning maqsadi talabalarga dastur materialini o'zlashtirishga yordam berish, fizikaning nazariy asoslarini ishchi apparat sifatida faol qo'llash yo'llarini o'rgatish va ularda aniq muammolarni hal qilish va mustaqil ishlashda ishonchni qozonishdir. Darslik mexanika va molekulyar fizika, elektrodinamika va to'lqin optikasi, kvant fizikasi bo'limlaridan iborat bo'lib, 29 bobni o'z ichiga oladi. Har bir bobda talaba bilishi kerak bo'lgan fizik kattaliklar, qonunlar, bajara olishi kerak bo'lgan tenglamalarni tuzishni va ularni yechishni hamda ega bo'lishi kerak bo'lgan ko'nikmalar keltirilgan. Kurs qisqaligi tufayli keraksiz tushuntirishlar, takrorlashlar va oraliq hisob-kitoblar bekor qilingan. Darslikda o'qilgan materialni yaxshiroq idrok etishga yordam beradigan ko'plab chizmalar, diagrammalar, grafiklar va gistogrammalar rangli tasvirda berilgan. Darslik umumiy fizika kursining amaldagi dasturiga muvofiq ishlab chiqilgan bo'lib, texnika fanlari, texnika va texnologiya yo'nalishlari va mutaxassisliklarida tahsil olayotgan talabalar uchun mo'ljallangan. Darslik Toshkent davlat texnika universitetining Umumiy fizika kafedrasida tayyorlangan va oliy texnika o'quv yurtlari fizika kursi dasturiga mos keladi. U kunduzgi ta'lim dasturlari bo'yicha fizika kursida tahsil olayotgan texnik yo'nalish talabalarining foydalanishi uchun mo'ljallangan. Darslikni tayyorlashda yordam va bir qator foydali maslahatlar uchun muallif TDTU Umumiy fizika kafedrasida professor-o'qituvchilariga minnatdor-

chilik bildiradi: professorlar Sh.M. Kamolxodjeyev, B.E. Umirzakov; dotsentlar O. Ximmatqulov, A.A.Eshqulov, M.S.Mirkomilova, J.Xo‘janiyozov assistentlar D.Murodqobilov. M.Botirova. Umid qilamanki, kitob aniq bilim muammolariga chinakam qiziqqan turli mutaxassisliklar talabalari uchun xizmat qiladi.

Muallif gaibov.1954@mail.ru manzilida kursni takomillashtirishga hissa qo‘shadigan o‘quvchilarning barcha sharhlari va takliflarini minnatdorchilik bilan qabul qiladi.

KIRISH

Fizika fani tabiiy fanlar jumlasiga kirib, materiyaning ya'ni moddalar, maydonlarning umumiy xossalarini va uning harakat formalari, umumiy qonuniyatlarini o'rganadi.

Fizika tabiiy hodisalar haqidagi umumiy qonunlarni ochib beradi va bu qonunlar o'z navbatida boshqa fanlar hamda texnika sohasida amaliy jihatdan foydalaniladi. Fizika fani bu texnikada yangi soha ochish uchun manba bo'lib, muhandis tayyorlashning fundamental asosi hisoblanadi.

Fizika fani texnika rivojlanishi bilan chambarchas bog'langandir. Fizika fanining rivojlanishi texnika taraqqiyotida katta o'rin tutadi. Texnika sohasidagi amaliy masalalarni echish o'z navbatida fizika fani oldiga ko'plab muammolarni qo'yib uning rivojiga turtki bo'lib xizmat qilmoqda.

Tabiiy fanlar orasidagi uzviy bog'lanish va fanlar rivojini fizika qonunlarini u yoki bu sohalarida qo'llaydigan maxsus yangi fanlarning paydo bo'lishiga olib keladi.

Masalan fizikaviy kimyo- kimyoviy jarayonlarni fizik usullar yordamida o'rganadi. Astrofizika – osmon jismlari va koinotda sodir bo'ladigan fizikaviy hodisa va jarayonlarni o'rganadi, Geofizika – Yer qa'rida yuz beradigan fizik jarayonlarni o'rganadi. Biofizika – tirik organizmlarda yuz beradigan fizik jarayonlarni o'rganadi va h.k. Bu fanlar va fizikaning aloqadorligi o'zaro bo'lib, fizika o'zining rivojlanishida boshqa tabiiy fanlarga tayansa, boshqa fanlar fizika fani yangi yutuqlaridan foydalanadi.

Fizik nazariyalarining rivojida matematikaning roli katta.

Nazariy masalalarni yechishda fizika matematik apparatlardan foydalanadi va matematika fani oldiga yangi muammolarni qo'yadi. Bu muammolarni hal qilmasdan turib, mavjud fizik qonuniyatlarni tushuntirib va oldindan aytib berib bo'lmaydi.

Oliy texnika o'qub muassasalaridagi fizika fanining asosiy vazifalari quyidagidan iborat:

- 1) Fizika sohasida nazariy o'qitish asoslarini yaratish, bo'lajak muhandislar texnik ma'lumotlar oqimidan o'zlariga tegishlilarini aniqlash va ularning fizikaviy prinsiplaridan mutaxassislik sohalarida foydalanish.

- 2) Ilmiy fikrlashni shakllantirish, xususan, fizikaviy tushunchalar va qonunlarning qo'llash chegaralarini to'g'ri tushintirish.

- 3) Fizikaning turli sohalarida o'ziga xos muhandislik vazifalarini hal qilish uchun texnik yechim va ko'nikmalarni ishlab chiqish.

MEXANIKA VA MOLEKULYAR FIZIKA

1 . KINEMATIKA ASOSLARI

Kinematika asoslari bobini o'zlashtirgan talaba:

bilishi kerak:

- moddiy nuqta kinematikasi o'rganish predmetini;
- ilgarilanma va aylanma harakat, ko'chish va bosib o'tilgan yo'l, tezlik, tangensial, normal va to'la tezlanishlar ta'riflarini.

bajara olishi kerak:

- kinematika qonunlari asosida to'g'ri chiziqli tekis harakat, to'g'ri chiziqli tekis o'zgaruvchan harakat, to'g'ri chiziqli o'zgaruvchan tezlanishli harakat, aylana bo'ylab tekis harakat, aylana bo'ylab tekis o'zgaruvchan harakat, egri chiziqli tekis harakat tenglamalarini tuzishni;
- kinematikaga doir tipik amaliy fizika masalalarni yechishni;
- amaliy masalalarni yechishda kinematika asosiy qonunlarini qo'llashni.

ko'nikmalarga ega bo'lishi kerak:

- matematik analizni standart usullarini (differensial va integral hisoblashlarni) kinematikaga doir amaliy fizika masalalarini yechishda foydalanish ko'nikmasi;
- analitik geometriya va vektorlar algebra si usullarini kinematikada qo'llash ko'nikmasi;
- kinematikaga doir fizikaviy tajribalarni o'tkazish va natijalarini hisoblash ko'nikmasi.

1.1. Mexanika bo'limi predmeti

Fizikaning mexanika bo'limida jismlarning harakat va muvozanat qonunlari o'rganiladi. Materiyaning har qanday o'zgarishi harakatdir. **Mexanik harakat** deyilganda jismlarning bir-biriga nisbatan ko'chishi yoki o'zaro vaziyatlarining o'zgarishi tushuniladi.

Fizikaning mexanika bo'limi o'zining hozirgi taraqqiyot bosqichida Nyuton mexanikasi ya'ni **klassik mexanikani**, **relyativistik mexanikani** va **kvant mexanikasini** o'z ichiga oladi. **Klassik mexanika** makroskopik jismlarning yorug'lik tezligidan juda kichik $v \ll c$ tezliklar bilan qiladigan harakatini o'rganish bilan shug'ullanadi.

Katta tezliklarda, ya'ni yorug'lik tezligiga yaqin tezliklar bilan harakat qiladigan jismlar va jumladan mikrozarralarning harakat qonunlarini **relyativistik mexanikada** o'rganiladi. Relyativistik mexanika Eynshteynning maxsus nisbiylik nazariyasiga asoslangan bo'lib, klassik mexanikaga nisbatan umumlashgan bo'limdir. U klassik (Nyuton) mexanikasining qonun va qoidalarini inkor qilmaydi, balki uning qo'llanish chegaralarini belgilab beradi. Xususan kichik tezliklarda, ($v \ll c$) relyativistik mexanika qonunlarini aks ettiruvchi ifodalar klassik mexanika ifodalariga aylanadi.

Kvant mexanikasi mikrozarralarning (elektronlar va atomlar) xususiyatlarini va harakatlarini o'rganadi. Maks Plank, Lui de Broyl va Ervin Shredinger tomonlaridan asos solingan kvant fizikasi zamonaviy fizikaning asosiy qismi hisoblanadi.

Kinematika, dinamika va **statika** bo'limlari mexanikaning asosiy bo'limlari hisoblanadi. **Kinematikada** harakatni uni yuzaga keltiruvchi sabablarni hisobga olmagan holda o'rganiladi. **Dinamikada** - jismlar harakatini o'rganish mazkur harakatni yuzaga keltiruvchi sabablarga bog'lab olib boriladi, ya'ni dinamika jismlarning o'zaro ta'siri natijasida ularning tinch holatining yoki harakatining o'zgarishini o'rganadigan mexanikaning bir bo'limidir. **Statika** esa jism va jismlar sistemasini muvozonat holati qonunlarini o'rganadi.

1.2. Fazo va vaqt

Fazo va vaqt koinotning fizikaviy manzarasini yaratishda hal qiluvchi, tarixiy, rivojlanib kelayotgan tushunchalardir. Nyutonning bu haqidagi ta'limoti quyidagicha: *hech qanday jarayonga bog'liq bo'lmagan mutloq (absolyut) fazo va mutloq vaqt mavjuddir; fazo - abadiy mavjud bo'ladigan chegarasiz (cheksiz katta), qo'zg'almas bo'shliq bo'lib, bu bo'shliqda materiya har xil shaklda bo'ladi; fazo bir jinsli bo'lib, hamma yo'nalishlarda xususiyatlari bir xildir; bu bo'shliqning (fazoning) xususiyatlari unda moddalarning qanday taqsimlanishiga hamda qanday harakatlanishiga bog'liq bo'lmaydi va vaqt o'tishi bilan o'zgarmaydi.* Bunday o'zgarmas fazoda moddalarning taqsimlanishi va ularning harakatini butun olam tortishish qonuni belgilaydi.

Nyutonning nuqtai nazarida vaqt mutloq bo'lib, tashqi muhitga va jism harakatiga bog'liq bo'lmagan holda bir tekis o'tadi.

XX asr boshlarida A.Eynshteyn nisbiylikning umumiy nazariyasini yaratdi. Bu nazariyadan koinotning haqiqiy fazosi noevklid fazo ekanligi kelib chiqadi. Mazkur nazariyaga muvofiq, *fazoning geometrik xossalari hamda vaqtning o'tish tezligi materiyaning fazoda taqsimlanishiga va uning harakatiga bog'liq bo'ladi.*

Nisbiylikning umumiy nazariyasi Nyutonning fazo va vaqt haqidagi ta'limoti noto'g'ri degan xulosaga olib kelmaydi. Tajriba shuni ko'rsatadiki, Nyutonning ta'limoti faqat astronomik ko'lamlarda olingan fazoning kichik sohalarida va o'sha o'lchovlarga nisbatan qisqa vaqt oraliqlari uchun to'g'ridir. Katta ko'lamlarda metagalaktika ko'lamidagi (10^{26} sm) masofalar bilan bog'liq hodisalarda, shuningdek kuchli gravitatsion maydonlar mavjud bo'lgan joylarda Nyuton qonunlaridan chetlanishlar sodir bo'ladi. Shuni aytish kerakki, koinotning ayrim uncha katta bo'lmagan sohalarida kuchli gravitatsion maydonlar mavjud bo'lsa, bu sohalarida fazoning egrilanishi va vaqt o'tishi tezligining o'zgarishi sezilarli darajada namoyon bo'ladi.

Mazkur nazariyaga ko'ra vaqt oraliqlari va kesma uzunliklari nisbiy bo'lib, ular qanday sanoq tizimlarida o'lchanayotganligiga bog'liq, ya'ni biror sanoq tizimiga nisbatan tinch turgan jismning (kesmaning) uzunligi harakatdagi sanoq tizimidagi uzunligidan farq qiladi.

1.3. Moddiy nuqta va qattiq jism. Harakat kinematikasi

Mexanikada fizik masalalarni hal qilishda ayrim soddalashtirishlardan foydalaniladi. Masalan, jismlarning mexanik harakatini o'rganishda *moddiy nuqta* tushunchasi kiritiladi. Agar jismning o'lchami uning harakati qaralayotgan masofaga qaraganda e'tiborga olinmas darajada kichik bo'lsa bu jismni *moddiy nuqta* deb qarash mumkin. Fizika fanida faqat birgina jism o'rganilmasdan bir necha jismlar to'plami ham o'rganiladi. Bu jismlarni moddiy nuqtalar to'plami deb qarash mumkin. Bitta makroskopik jismni xayolan mayda bo'lakchalarga bo'lib, bu bo'lakchalarni o'zaro ta'sirlashuvchi moddiy nuqtalar tizimi (sistemi) deb tasavvur qilish mumkin. Har bir jismni ma'lum bir sharoitda moddiy nuqta deb qarash, ikkinchi bir sharoitda moddiy nuqta deb aytish mumkin bo'lmaydi.

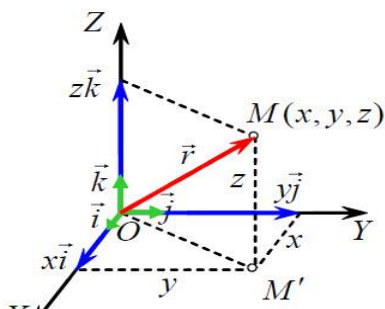
Yana bir fizik model –*absolyut qattiq jism. Absolyut (mutloq) qattiq jism* deb ixtiyoriy ikki nuqtasi orasidagi masofa uning harakati davomida o'zgaraydigan jismga aytiladi. Tabiatda mutloq qattiq jism mavjud emas.

Ma'lumki har qanday qattiq jism tashqi kuch ta'sirida deformatsiyalanadi, ya'ni geometrik o'lchamlari, shakli biror darajada o'zgaradi. Lekin qo'yilgan masalaning mohiyatiga qarab ko'p hollarda deformatsiya tufayli bo'ladigan o'zgarishlarni hisobga olmasa ham bo'ladi. Mutloq qattiq jism har qanday makroskopik jism kabi bir-biri bilan qattiq bog'langan moddiy nuqtalar tizimidan iborat deb tasavur qilinadi.

Qattiq jismning har qanday harakatini **ilgarilanma** va **aylanma harakatlarning** kombinatsiyasi sifatida ta'savur qilish mumkin. **Ilgarilanma harakat** – bu shunday harakatki, bunda jismda ajratilgan to'g'ri chiziq kesmasi o'ziga paralleligicha qoladi. **Aylanma harakat** – bu shunday harakatki, bunda jismning barcha nuqtalari markazlari aylanish o'qi deb ataluvchi bir to'g'ri chiziqda yotuvchi aylanalar bo'ylab harakatlanadi. Aylanish o'qi jismdan tashqarida ham yotishi mumkin.

Harakatning kinematik tavsifi deganda istalgan vaqtda jismning fazodagi vaziyatini boshqa biror jismga nisbatan aniqlash tushiniladi. Jism harakatini ifodalash zarur bo'lgan yana bir tushuncha **vaqtdir**. Vaqtni o'lchash uchun qo'llaniladigan asbob – soat sifatida har qanday davriy jarayondan foydalanish mumkin. Yerning kunlik yoki yillik harakati, mayatnikning tebranma harakati ham vaqtni o'lchashda keng qo'llaniladi. Jismning harakati fazo va vaqtda yuz beradi. Jismning fazodagi vaziyatini belgilash uchun foydalaniladigan koordinatalar sistemasini va vaqtni qayd qilishda qo'llaniladigan asbob – soat birgalikda **sanoq sistemasi** deb ataladi.

Moddiy nuqtaning ma'lum vaqtdagi holati dekart koordinatalar sistemasida x , y va z koordinatalar bilan yoki **radius-vektor** \vec{r} , bilan xarakterlanadi (rasm 1.1.). Koordinata boshidan kuzatilayotgan M



1.1-rasm

nuqtaga (jismga) o'tkazilgan vektorga shu nuqtaning **radius-vektori** deyiladi.

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

Harakat koordinatalari vaqtning funksiyasi hisoblanadi: $x = f(t)$,

$$y = f(t), z = f(t), \quad (1.1)$$

yoki vektor ko'rinishida nuqta radius-vektorning vaqtga bog'lanishi:

$$\vec{r} = \vec{f}(t) \quad (1.2)$$

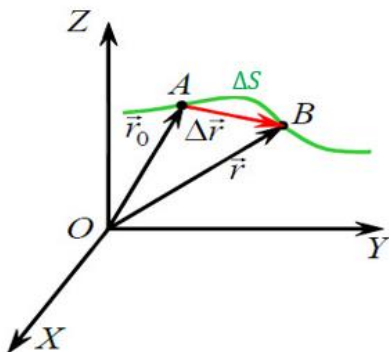
Bu tenglamaga moddiy nuqta harakatining **kinematik tenglamasi** deyiladi. Radius vektor \vec{r} nuqtaning fazodagi faziyatini bir qiymatli belgilaydi. Uning koordinata o'qlariga proeksiyasi, nuqtaning dekart koordinatalariga teng:

$$r_x = x, \quad r_y = y, \quad r_z = z. \quad (1.3)$$

Radius vektor modulining kvadrati koordinatalar kvadratlari yig'indisiga teng: $r^2 = x^2 + y^2 + z^2$. (1.4)

Moddiy nuqtaning harakat davomida fazoda chizgan chizig'i ("qoldirgan izi") uning **traektoriyasi** deyiladi. Masalan poezdning traektoriyasi relslardir. Traektoriyaning (1.2-rasm) uzunligi ΔS moddiy nuqta bosib o'tgan yo'lga tengdir. Traektoriyaning shakliga qarab moddiy nuqta harakati to'g'ri chiziqli yoki egri chiziqli bo'lishi mumkin.

Traektoriyaning A nuqtasida uning vaziyati \vec{r}_0 radius vektor (1.2-rasm) orqali ifodalanadi. Biror t vaqtdan so'ng u B nuqtada bo'ladi va bu nuqtada uning vaziyati \vec{r} radius-vektor bilan aniqlanadi. Traektoriyaning « AB » qismida moddiy nuqta bosib o'tgan yo'l ΔS ga teng.



1.2-rasm

\vec{r}_0 va \vec{r} radius-vektorlarning ayirmasi, ya'ni A va B nuqtalarni birlashtiruvchi, A nuqtadan B nuqta tomon yo'nalgan $\Delta\vec{r}$ vektorga **ko'chish vektori** deyiladi. ($\Delta\vec{r} = \vec{r} - \vec{r}_0$). Ko'chish vektori ($\Delta\vec{r}$) moddiy nuqtaning boshlang'ich va oxirgi vaziyatlarini, hamda u qaysi yo'nalishda harakat qilayotganini ifodalaydi. To'g'ri chiziqli harakatda ko'chish vektori traektoriya bilan bir xil bo'ladi va ko'chish vektorining moduli ($|\Delta\vec{r}| = \Delta S$) moddiy nuqta bosib o'tgan yo'lga teng bo'ladi.

1.4. Tezlik va tezlanish. Tangensial va normal tezlanishlar

Moddiy nuqtaning harakati qanday jadallik bilan sodir bo'layotganligini tavsiflash uchun tezlik degan fizik kattalik kiritiladi. Tezlik -

son jihatdan vaqt birligi davomida bosib o‘tilgan yo‘lga teng bo‘lgan kattaligidir.

Biror t vaqt davomida moddiy nuqta tekis harakat qilib S yo‘lga bosib o‘tsa, tezlik quyidagicha ifodalanadi.

$$v = \frac{S}{t}. \quad (1.5)$$

Moddiy nuqta Δt vaqt oralig‘ida ΔS yo‘lga bosib o‘tsa tekis harakatdagi tezlik son jihatdan quyidagiga teng bo‘ladi:

$$v = \frac{\Delta S}{\Delta t}. \quad (1.6)$$

Agar moddiy nuqtaning harakati davomida uning tezligi o‘zgarib tursa o‘rtacha tezlik degan tushuncha kiritiladi.

Shunday qilib, o‘rtacha tezlik deb ko‘chish vektori $\Delta \vec{r}$ ning shu ko‘chish sodir bo‘lishi uchun ketgan vaqtga nisbati bilan ifodalanadigan vektor kattalikka aytiladi:

$$\vec{v}_{or} = \frac{\Delta \vec{r}}{\Delta t}. \quad (1.7)$$

Bu ifoda Δt ning har qanday qiymati uchun ($t=0$ bo‘lgan holdan tashqari) to‘g‘ridir. To‘g‘ri chiziqli harakatda (1.7) formuladagi $\Delta \vec{r}$ ko‘chish son jihatdan bosib o‘tilgan yo‘lga tengdir. Shuning uchun bu ifodani quyidagicha yozish mumkin:

$$v_{or} = \frac{\Delta S}{\Delta t} \quad \text{yoki} \quad v_{or} = \frac{S}{t}.$$

Moddiy nuqtaning tezligi o‘zgarib tursa, odatda oniy tezlik degan tushuncha kiritiladi. *Oniy tezlik vaqt oralig‘i cheksiz kichik olinganda o‘rtacha tezlikning muayyan t paytidagi qiymatiga teng bo‘ladi*, ya’ni oniy tezlik Δt nolga intilganda (1.7) ifoda intiladigan quyidagi limitga teng:

$$\vec{v} = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta \vec{r}}{\Delta t} = \frac{d\vec{r}}{dt} = \dot{\vec{r}}, \quad (1.8)$$

bu yerda $\dot{\vec{r}}$ radius-vektor \vec{r} dan vaqt bo‘yicha olingan birinchi tartibli hosila belgisining qisqacha yozilishidir. Demak, *moddiy nuqtaning oniy tezligi (muayyan paytdagi tezligi) radius-vektordan vaqt bo‘yicha olingan birinchi tartibli hosilaga teng*. \vec{v} vektorning yo‘nalishi $\Delta \vec{r}$ ning yo‘nalishi bilan bir xil bo‘ladi. (1.8) formula keng qamrovli ma’noga ega bo‘lib, u egri chiziqli harakat uchun ham qo‘llaniladi. Shuning uchun uni oniy tezlik yoki haqiqiy tezlik deb ham ataladi.

Δt vaqt nolga intilganda bosib o'tilgan yo'l ΔS ko'chish vektorining qiymatiga yaqinlashadi $|\Delta r|$, shuning uchun **oniyl tezlikning moduli**

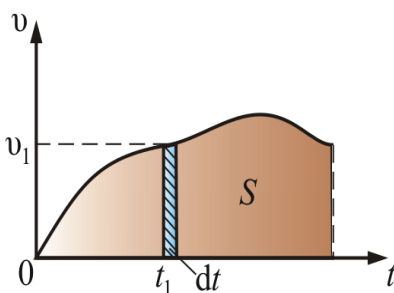
$$v = |\vec{v}| = \left| \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta r}{\Delta t} \right| = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{|\Delta r|}{\Delta t} = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta S}{\Delta t} = \frac{dS}{dt}.$$

To'g'ri chiziqli harakatda $\Delta \vec{r}$ vektorining moduli bosib o'tilgan yo'lga teng bo'lganligi tufayli (1.8) ni quyidagicha yozish mumkin.

$$v = \frac{dS}{dt} = \dot{S}, \quad (1.9)$$

ya'ni tezlikning moduli yo'ldan vaqt bo'yicha olingan birinchi tartibli hosilaga tengdir.

Notekis harakatda – oniy tezlikning moduli vaqt o'tishi bilan o'zgaradi. Oniy tezlikning moduli vaqtning funksiyasi sifatida qarash mumkin $v(t)$. Juda qisqa Δt vaqt davomidagi harakatni tekis harakat deb qarab $dS = v dt$ ifodadan 0 va t vaqt oralig'idagi bosib o'tilgan yo'lni aniqlash mumkin (rasm 1.3)



1.3-rasm

$$S = \int_0^t v(t) dt.$$

XB tizimida tezlik metr taqsim sekund (m/s) larda o'lchanadi.

Tezlanish. Harakat davomida tezlik vaqt o'tishi bilan o'zgarib tursa, bunday harakat notekis harakat bo'ladi. Notekis harakat tezlanish degan fizikaviy kattalik bilan tavsiflanadi.

Tezlanish deb, tezlikning birlik vaqt davomida o'zgarishini ko'rsatuvchi vektor kattalikka aytiladi. Agar Δt vaqt davomida moddiy nuqtaning tezligi $\Delta \vec{v}$ ga o'zgarsa yuqorida keltirilgan mulohazalarga ko'ra, muayyan paytdagi tezlanish

$$\vec{a} = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta \vec{v}}{\Delta t} = \frac{d\vec{v}}{dt} = \dot{\vec{v}}, \quad (1.10)$$

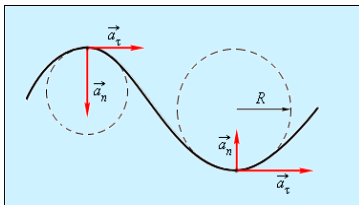
tarzda ifodalanadi. $\vec{v} = d\vec{r}/dt$ ekanligini hisobga olsak, oxirgi tenglik quyidagicha ko'rinishga ega bo'ladi.

$$\vec{a} = \frac{d^2 \vec{r}}{dt^2} = \ddot{\vec{r}}, \quad (1.11)$$

ya'ni tezlanish vektori tezlik vektoridan vaqt bo'yicha olingan birinchi tartibli hosilaga, yoki ko'chishdan vaqt bo'yicha olingan ikkinchi tartibli hosilaga teng ekan.

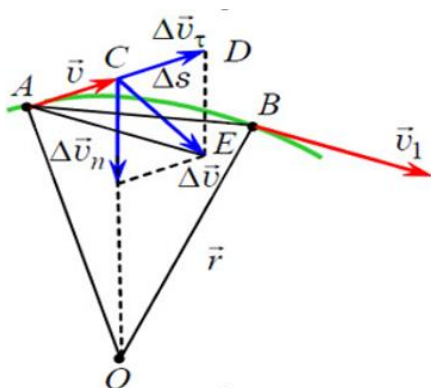
Oxirgi ikki formuladan ko'rinib turibdiki, XB tizimida tezlanish metr taqsim sekund kvadrat (m/s^2) larda o'lchanadi.

Moddiy nuqtaning traektoriyasi egri chiziqdan iborat bo'lsa, bu *harakat egri chizikli deyiladi*. Har qanday egri chizikli harakatni, turli radiusli aylanma harakatlar qismlaridan tashkil topgan deb qarash mumkin.



Egri chizikli harakatda tezlik vektorining moduli o'zgarishi bilan bir qatorda uning yo'nalishi ham o'zgaradi.

Faraz qilaylik, moddiy nuqta egri chizikli traektoriya bo'ylab harakat qilib, Δt vaqt davomida ΔS masofani o'tib, A nuqtadan B nuqtaga kelsin va shu vaqt oralig'ida uning tezligi, \vec{v} (AC) dan \vec{v}_1 ga o'zgartirgan bo'lsin (1.4-rasm). Δt vaqt davomida tezlikning son qiymati va yo'nalishi bo'yicha o'zgarishini aniqlab olish uchun quyidagicha ish ko'ramiz: \vec{v}_1 vektorini o'ziga parallel ravishda A nuqtaga ko'chiramiz va \vec{v} hamda \vec{v}_1 vektorlarning uchlari $\Delta \vec{v}$ (CE) vektor bilan tutashtiramiz. Vektorlarni



1.4-rasm

ayirish qoidasiga asosan $\Delta \vec{v}$ vektor \vec{v}_1 va \vec{v} vektorlarning ayirmasidan iborat. Uning yo'nalishi harakat yo'nalishi bilan mos emas. Uni traektoriyaga urinmalar (\vec{v} va \vec{v}_1 yo'nalishlar bo'yicha) va unga tik (normal) yo'nalishlarga mos keluvchi ikkita tashkil etuvchilarga ya'ni $\Delta \vec{v}_\tau$ (CD) va $\Delta \vec{v}_n$ (CO) larga ajratamiz.

Vektorlarni qo'shish qoidasiga asosan $\Delta \vec{v}$ vektor $\Delta \vec{v}_\tau$ va $\Delta \vec{v}_n$ vektorning yig'indisidan iborat bo'ladi, ya'ni

$$\Delta \vec{v} = \Delta \vec{v}_\tau + \vec{v}_n. \quad (1.12)$$

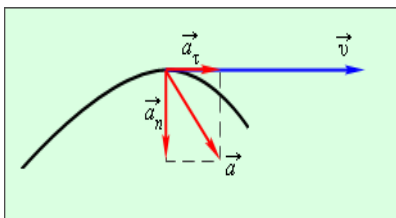
Yuqoridagi rasmdan ko'rinib turibdiki, $\Delta \vec{v}$ vektorning $\Delta \vec{v}_\tau$ tashkil etuvchisi Δt vaqt davomida tezlikning son qiymatining o'zgarishini

ko'rsatadi. Ma'lumki, vaqt birligi ichida tezlikning o'zgarishi tezlanishni ifodalaydi. Tezlikning son qiymatining birlik vaqt davomida o'zgarishi **urinma (tangensial) tezlanish** deyiladi va a_τ bilan belgilanadi. Uni Δt nolga intilgan hol uchun quyidagicha aniqlaymiz:

$$a_\tau = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta \vec{v}_\tau}{\Delta t} = \frac{d\vec{v}_\tau}{dt}, \quad (1.13)$$

Δt nolga intilganda uning yo'nalishi $\Delta \vec{v}_\tau$ vektorining A nuqtadagi yo'nalishiga mos keladi. (1.12) formuladagi $\Delta \vec{v}$ vektorning ikkinchi tashkil etuvchisi $\Delta \vec{v}_n$ ning limiti

$\vec{a}_n = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta \vec{v}_n}{\Delta t}$ **markazga intilma (normal) tezlanish** deyiladi va u bu



1.5-rasm

yerda

$$\vec{a}_n = \frac{v^2}{R} \vec{n}, \quad (1.14)$$

tarzda ham ifodalanadi. Yuqorida aytilgandek, bu tezlanish egri chiziqli harakatda vaqt birligi ichida tezlik vektorining yo'nalish bo'yicha o'zgarishini ifodalaydi. Demak, markazga intilma tezlanish son jihatdan chiziqli

tezlikning kvadratiga mutanosib va traektoriyaning egrilik radiusiga teskari mutanosibdir (1.5-rasm). To'liq tezlanish (1.12) formulaga asosan urinma va markazga intilma tezlanishlarning vektor yig'indisiga teng bo'ladi.

$$\vec{a} = \vec{a}_\tau + \vec{a}_n, \quad (1.15)$$

$$a^2 = a_\tau^2 + a_n^2, \quad (1.16)$$

ya'ni, to'la tezlanish modulining kvadrati urinma va markazga intilma tezlanishlar modullari kvadratlarining yig'indisiga teng bo'ladi

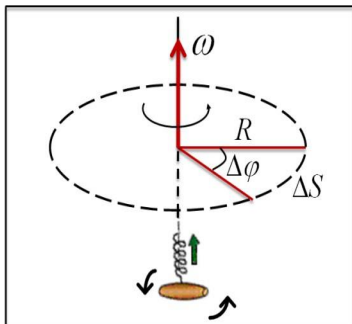
1.5 Aylanma harakat kinematikasi. Burchak tezlik va burchak tezlanishlar

Moddiy nuqta radiusi R bo'lgan aylana bo'ylab harakat qilayotgan bo'lsin. Uning harakatini tavsiflash uchun burchak tezlik va burchak tezlanish degan tushunchalar kiritiladi. O'zining aylanma harakatida moddiy nuqta Δt vaqt davomida 1 nuqtadan 2 nuqtaga ko'chsa (1.6-

rasm), u o'z traektoriyasi bo'ylab ΔS masofani bosib o'tadi. Shu vaqt oralig'ida aylananing radiusi $\Delta\varphi$ burchakka buriladi.

Quyidagi

$$\omega = \frac{\Delta\varphi}{\Delta t}, \quad (1.17)$$



1.6-rasm

kattalik Δt vaqt oralig'idagi o'rtacha burchak tezlik deyiladi. Umuman, **burchak tezlik** deb burilish burchagidan vaqt bo'yicha olingan birinchi tartibli hosilaga teng bo'lgan vektor kattalikka aytiladi:

$$\vec{\omega} = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta\vec{\varphi}}{\Delta t} = \frac{d\vec{\varphi}}{dt} = \dot{\vec{\varphi}}, \quad (1.18)$$

$d\vec{\varphi}$ $\vec{\omega}$ vektor bilan bir tomonga yo'nalgan bo'lib, ularning yo'nalishi parmani moddiy nuqtaning aylanish yo'nalishida burasak, uning ilgariylanma harakat

yo'nalishi $\vec{\omega}$ vektorning yo'nalishini ko'rsatadi. Shuni aytish kerakki, elementar burchak $d\vec{\varphi}$ vektor kattalik bo'lib, muayyan φ burchak esa skalyar kattalikdir. $d\vec{\varphi}$ burchakni burchak ko'chish deb ham yuritiladi. **Burchak tezlik vektori ($\vec{\omega}$) ning yo'nalishi shartli ravishda aniqlangani uchun bu vektorni psevdovektor deyiladi.** Agar burchak tezlik vaqt o'tishi bilan o'zgarmasa ($\omega = \text{const}$) aylanish tekis aylanish deyiladi va bu harakat aylanish davri (T) hamda aylanish chastotasi (ν) bilan xarakterlanadi. Aylanish davri - moddiy nuqtaning aylana bo'ylab to'la bir marta aylanishi uchun ketgan vaqtdir. To'la aylanishda (ya'ni $\Delta t = T$ bo'lganda) moddiy nuqta 0 nuqta atrofida $\varphi = 2\pi$ radian (360°) burchakka buriladi. Shunday qilib, to'la aylanishda (1.17) formula quyidagi ko'rinishni oladi:

$$\omega = \frac{2\pi}{T}. \quad (1.19)$$

Tekis aylanishda ω kattalik aylanishning **doiraviy (yoki siklik) chastotasi** deyiladi. Birluk vaqt davomidagi aylanishlar soniga aylanishning **chiziqli chastotasi (ν)** deyiladi, ya'ni

$$\nu = \frac{1}{T} = \frac{\omega}{2\pi}.$$

Bundan ko'rinadiki, aylanishning doiraviy chastotasi bilan chiziqli chastotasi quyidagi bog'lanishga ega:

$$\omega = 2\pi\nu . \quad (1.20)$$

Tekis aylanishda muayyan t vaqt oralig'ida moddiy nuqta aniq biror φ burchakka burilsa, bu burchak (1.17) ga asosan quyidagicha ifodalanadi.

$$\varphi = \omega t . \quad (1.21)$$

Burilish burchagi $\Delta\varphi$ radianlarda o'lchanganligi uchun burchak tezlik (1.17) ga asosan radian taqsim sekund (rad/s)larda o'lchanadi. Aylanish chastotasi ν esa bir taqsim sekund (1/s) larda o'lchanadi.

Moddiy nuqtaning ma'lum vaqt oralig'ida o'z traektoriyasi (aylananing yoyi) bo'ylab o'tgan yo'li egrilik radiusi va burilish burchagi bilan ifodalanadi, ya'ni $\Delta S = R\Delta\varphi$ bo'ladi. ΔS masofani moddiy nuqta Δt vaqt davomida o'tgan bo'lsa, uning chiziqli tezligining moduli

$$\nu = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta S}{\Delta t} = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{R\Delta\varphi}{\Delta t} = R \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta\varphi}{\Delta t} = \omega R . \quad (1.22)$$

Demak, aylana bo'ylab tekis harakatda chiziqli tezlik aylananing radiusiga mutanosib (proporsional) ekan. Chiziqli tezlik vektor kattalik bo'lib, uning yo'nalishi quyidagicha aniqlanadi: Δt vaqt oralig'ini cheksiz kichik qilib olsak daslabki nuqta Δt vaqtda yetib kelgan nuqtaga cheksiz yaqinlashadi va aylana bo'ylab harakatlanayotgan moddiy nuqtaning ko'chish vektori ($\Delta\vec{r}$) bu nuqtalarga o'tkazilgan urinma bilan ustma-ust tushadi. Demak, chiziqli tezlik ($\nu = \lim_{t \rightarrow 0} \frac{\Delta\vec{r}}{\Delta t}$) ning yo'nalishi traektoriya (aylana)ga urinma ravishda harakat tomonga yo'nalgan. (1.22) formula vektor ko'rinishda quyidagicha yoziladi:

$$\vec{\nu} = [\vec{\omega}\vec{R}] , \quad (1.23)$$

ya'ni aylanma harakatdagi chiziqli tezlik burchak tezlik vektori bilan radius-vektor \vec{R} ning vektor ko'paytmasiga tengdir.

Vaqt o'tishi bilan ω ning qiymati o'zgarib borsa (notekis harakat), bu o'zgarish **burchak tezlanish** degan vektor kattalik bilan ifodalanadi:

$$\vec{\varepsilon} = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta\vec{\omega}}{\Delta t} = \frac{d\vec{\omega}}{dt} = \dot{\vec{\omega}} . \quad (1.24)$$

Bu ifodani (1.18) ga asosan quyidagicha yozish mumkin

$$\vec{\varepsilon} = \frac{d^2\vec{\varphi}}{dt^2} , \quad (1.25)$$

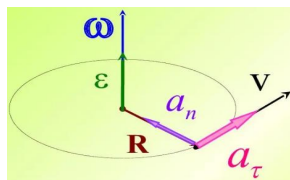
ya'ni burchak tezlanish burchak tezlikdan vaqt bo'yicha olingan birinchi tartibli hosilaga yoki burilish burchagidan vaqt bo'yicha olingan ikkinchi tartibli hosilaga teng. Burchak tezlanish vektori yo'nalishi

aylanish o'qi bo'ylab burchak tezligi yo'nalishi bilan bir xil bo'ladi agar harakat tezanuvchan bo'lsa, sekinlanuvchan harakatda burchak tezligi yo'nalishiga qarama-qarshi yo'nalishda bo'ladi. (rasm1.7)

Chiziqli tezlanish chiziqli tezlikdan vaqt bo'yicha olingan birinchi tartibli hosilaga teng bo'lgani uchun (1.23) va (1.25) ga asosan quyidagiga ega bo'lamiz:

$$a_{\tau} = \frac{dv}{dt} = \frac{d(\omega R)}{dt} = R \frac{d\omega}{dt} = R \frac{d^2\varphi}{dt^2} = R\varepsilon.$$

Vektor ko'rinishda $\vec{a}_{\tau} = [\varepsilon \vec{R}]$

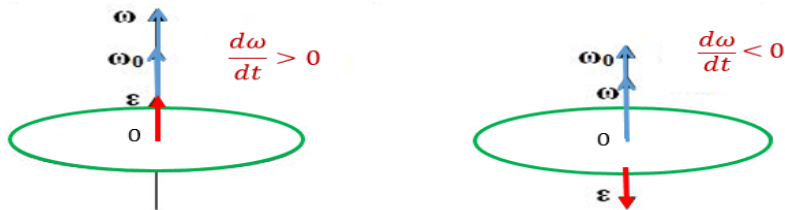


$$\varphi = \omega_0 t \pm \frac{\varepsilon t^2}{2}$$

bu yerda ω_0 - boshlang'ich

burchak tezlik.

Demak, chiziqli tezlanish ($\varepsilon = const$ bo'lganda) aylanish radiusiga



1.7-rasm

mutanosib kattalikdir.

Nazorat savollari

1. Ilgarilanma harakatni xarakterlovchi qanday fizik kattaliklarni bilasiz?
2. Moddiy nuqta harakatida bosib o'tilgan yo'l va ko'chish nima bilan farq qiladi?
3. Jism harakatining tezligi va tezlanishi nima va qanday birliklarda o'lchanadi?
4. Notekis harakatda jism tezligi qanday bo'ladi? Oniy tezlik nima?
5. Egri chiziqli harakatda tezlanish qanday bo'ladi?
6. Aylanma harakatni xarakterlovchi kinematik kattaliklarni aytib bering.
7. Burchakli tezlik va tezlanishga ta'rif bering va ifodalarini yozing.

2. MODDIY NUQTA DINAMIKASI

Moddiy nuqta dinamikasi bobini o'zlashtirgan talaba:

blishi kerak:

- moddiy nuqta dinamikasi o'rganish predmetini;
- Nyutonni birinchi qonuni va inersial sanoq sistemasi tushunchasi ma'nosini;
- Nyutonni ikkinchi qonuni ilgarilanma harakat dinamikasining asosiy qonuni sifatida ma'nosini;
- massa va kuchning ta'rifini;
- Nyutonni uchunchi qonuni ma'nosini va uni jismlar sistemasi ifodalashda qo'llashni;
- impulsni saqlanish qonunini va uni Nyuton qonunlariga bog'likligini;

bajara olishi kerak:

- Nyuton qonunlari asosida jism va jismlar sistemasi ilgarilanma harakatini ifodalashni;
- Nyutonni ikkinchi qonuni asosida noinersial sanoq sistemasida jismni ilgarilanma harakatini ifodalashni;
- dinamikaga doir tipik amaliy fizika masalalarni echishni;
- amaliy masalalarni yechishda Nyuton qonunlarini va impulsni saqlanish qonunlarini qo'llashni;

ko'nikmalarga ega bo'lishi kerak:

- matematik analizni standart usullarini (differensial va integral hisoblashlarni) dinamikaga doir amaliy fizika masalalarini yechishda foydalanish ko'nikmasi;
- analitik geometriya va vektorlar algebrasi usullarini dinamikada qo'llash ko'nikmasi;
- dinamikaga doir fizikaviy tajribalarni o'tkazish va natijalarini hisoblash ko'nikmasi.

2.1 Klassik mexanika va uning qo'llanish chegarasi

Mexanikaning dinamika bo'limida jismlar harakatini mazkur harakatni yuzaga keltiruvchi sabablar mohiyati bilan bog'lab o'rganiladi. Dinamikaning vazifasi asosan ikki qismdan iborat:

1. Jism harakati ma'lum bo'lsa, unga ta'sir etuvchi kuchni aniqlash.
2. Jismga ta'sir etuvchi kuch ma'lum bo'lgan taqdirda harakat qonunini aniqlash.

Klassik mexanika yoki Nyuton mexanikasiga Nyuton tomonidan aniqlangan uchta qonun asos qilib olingan. Bu qonunlarning to'g'riligi tajriba natijalariga mos kelishi bilan tasdiqlanadi.

XIX asrning aksariyat fizik olimlari istalgan fizikaviy hodisani tushuntirish uni Nyuton qonunlariga bo'ysinuvchi mexanik jarayonga keltirishdan iboratdir, deb hisoblar edilar. Biroq fanning rivojlanishi bilan fazo va vaqt haqidagi Nyuton tushunchalari yangidan qayta ko'rib chiqildi. Bunday qayta ko'rish relyativistik mexanikaning yaratilishiga olib keldi. Relyativistik mexanika tenglamalari limitda (yorug'lik tezligidan juda kichik tezliklar uchun) klassik mexanika tenglamalariga aylandi. Klassik mexanika relyativistik mexanikaga uning xususiy holi sifatida kirdi va yorug'lik tezligidan juda kichik tezliklar bilan sodir bo'ladigan hodisalarni ta'riflash uchun o'zining avvalgi ahamiyatini saqlab qoldi. Yorug'lik tezligiga yaqin tezliklar bilan harakatlanadigan jism (zarra)larning harakat qonunlarini relyativistik mexanika o'rganadi.

Ikkinchidan, Nyuton mexanikasini mikro zarralar harakati uchun hamma vaqt ham qo'llab bo'lmaydi. Nyuton mexanikasida harakatdagi klassik zarraning istalgan paytdagi holati uning aniq koordinatalari (x, y, z) va tezligi (v_x, v_y, v_z) yoki impulsi (p_x, p_y, p_z) orqali aniqlanadi. Harakatdagi klassik zarraning istalgan paytdagi koordinatalari va tezligi aniq bo'lsa, uning fazodagi traektoriyasi ham ma'lum bo'ladi.

Kvant mexanikasi tasavvurlariga ko'ra harakatdagi mikro zarralarning holatini uning koordinatalari va tezliklarining aniq qiymatlari orqali aniqlab bo'lmaydi; *ixtiyoriy olingan biror paytda harakatdagi mikro zarralarning koordinatasi qancha kichik xatolik bilan aniqlansa, uning impulsini aniqlashdagi xatolik Δp shuncha katta bo'ladi.* Bu xatoliklar orasida quyidagi munosabat mavjud:

$$\Delta p_x \cdot \Delta x \geq h, \quad \Delta p_y \cdot \Delta y \geq h, \quad \Delta p_z \cdot \Delta z \geq h.$$

Bu munosabatlar Geyzenbergning noaniqlik munosabatlari deb ataladi va klassik mexanikani qo'llanish chegarasini belgilab beradi.

Bu munosabatlarga asosan mikro zarralar koordinatasi va impulsini bir vaqtda aniq o'lchab bo'lmaydi. Aniqlashdagi xatolik ($\Delta p, \Delta x$) lar o'lchash metodikasida yo'l quyiladigan xatoliklarga bog'liq bo'lmasdan, zarralarning to'liq xususiyatiga ega ekanligidan kelib chiqadi. Xulosa qilib aytganda, mikro zarralarning harakati Nyuton mexanikasidagi "moddiy nuqta" harakati tushunchasiga nisbatan ancha murakkab bo'lib, undagi "traektoriya bo'ylab harakat" tushunchasini mikro zarralarga hamma vaqt ham tadbiiq qilib bo'lmaydi.

Kvant mexanikasi tenglamalari ham limitda (atom massalaridan kattaroq massalar uchun) klassik mexanika tenglamalarini beradi.

Shunday qilib, fanning taraqqiyoti klassik mexanikani yo‘qqa chiqar-
masdan faqat uning qo‘llanish chegarasi cheklanganligini ko‘rsatadi,
holos. Nyuton qonunlariga asoslangan klassik mexanika katta massali
(atom massasigi nisbatan) kichik tezlik (yorug‘lik tezligiga nisbatan)
bilan harakatlanuvchi jismlar mexanikasidir.

2.2. Nyutonning birinchi qonuni

Dinamikaning asosini Nyutonning uchta qonuni tashkil etadi.
Nyutonning birinchi qonuni quyidagicha ta’riflanadi: *jismga boshqa
jismlar ta’sir etmasa, u tinch holatda bo‘ladi yoki o‘zining to‘g‘ri chi-
ziqli tekis harakatini saqlaydi.*

To‘g‘ri chiziqli tekis harakatdagi jismga boshqa jismlar ta’sir etmasa
u tezlanishsiz harakat qiladi, ya’ni jism o‘z inersiyasi bilan to‘g‘ri
chiziqli tekis harakatini abadiy davom ettiradi. Shuning uchun Nyuton-
ning birinchi qonuni inersiya qonuni deb yuritiladi. Uni matematik
ko‘rinish yozish mumkin:

$$\sum \vec{F} = 0, \quad v = 0 \text{ yoki } v = \text{const}$$

Jismga boshqa jismlar ta’sir etmasa uni erkin jism deyiladi.

Nyutonning birinchi qonunida to‘g‘ri chiziqli tekis (tezlanishsiz)
harakatni ko‘zda tutilgani tufayli bu qonun barcha sanoq tizimlarida
bajarilavermaydi. *Nyutonning birinchi qonunini qanoatlantiradigan
sanoq tizimlari inersial sanoq tizimlari deyiladi.* Boshqacha qilib aytgan-
da, inersial sanoq tizim deb, shunday sanoq tizimga aytiladiki, unda erkin
jism tinch holatda bo‘ladi yoki o‘zgarmas tezlik bilan to‘g‘ri chiziqli
tekis harakat qiladi.

O‘z-o‘zidan ravshanki, agar biror inersial tizimni tanlab olgan
bo‘lsak, u holatda unga nisbatan to‘g‘ri chiziqli tekis harakat qilayotgan
boshqa sanoq tizimlari ham inersial sanoq tizimi bo‘ladi.

2.3. Massa. Kuch. Impuls

Jismlarning o‘zaro ta’siri natijasida ularning harakati o‘zgaradi, nati-
jada ular tezlanish bilan harakat qiladi. Jismlarga beriladigan tezla-
nishning sababchisi kuchdir.

Kuch – jismni deformatsiyalovchi hamda unga tezlanish beruvchi sabab.

Nyutonning birinchi qonunidagi ta'sirni xarakterlash uchun kuch degan kattalik kiritamiz. Kuch ta'sirida jism tezligi o'zgaradi ya'ni tezlanish oladi (kuchning dinamik ta'siri) yoki deformatsiyalanadi ya'ni jismning shakli va o'lchami o'zgaradi (kuchning statik ta'siri). Vaqtning ixtiyoriy momentida kuch son qiymati, yo'nalishi va qo'yilish nuqtasi bilan xarakterlanadi. Bundan kuchga quyidagicha ta'rif berish mumkin.

Kuch- bu vektor kattalik bo'lib, jismga ta'sir qilayotgan boshqa jismlar yoki maydonlar mexanik tasirining o'lchovi hisoblanadi.

Tashqi kuch ta'sirida jismlarni harakatga keltirmoqchi bo'lganimizda ularning ko'rsatgan "qarshiligi" va kuchning bir xil ta'sirida ularning olgan har xil tezlanishlari har bir jismning o'ziga xos xususiyati bilan aniqlanadi. Jismlarning bu xususiyatini inertlik deyiladi. Jism inertligining o'lchovi inert massa deb ataladi. Demak, jismning massasi qanchalik katta bo'lsa, uning inertligi ham shunchalik ortadi. Ma'lumki, barcha jismlar boshqa jismlarni o'ziga tortish, ya'ni gravitatsiya xossasiga ega. Ikkinchi tomondan, massa jismning gravitatsiya o'lchovi hisoblanadi va bu massani gravitatsion massa deb ataladi. Aniq o'lchashlar inert va gravitatsion massalar qiymatlari o'zaro tengligini ko'rsatadi. Massa jismning eng asosiy xossalardan biridir.

Tajribalarning ko'rsatishicha, shakllari bir xil, massalari esa m_1 va m_2 bo'lgan jismlarning har biriga bir xil tashqi kuch bilan ta'sir etsa, ular olgan tezlanishlar (a_1 va a_2) mazkur jismlarning massalariga teskari mutanosibdir, ya'ni

$$\frac{a_1}{a_2} = \frac{m_2}{m_1} . \quad (2.1)$$

Tajribalarning ko'rsatishicha, massa additiv kattalikdir, ya'ni jism massasi uning ayrim bo'laklari massalarining yig'indisiga teng. Mexanik tizimning massasi tizimning tarkibiga kiruvchi barcha jismlar massalarining yig'indisiga teng.

Harakatdagi jism massasi bilan tezligining ko'paytmasi jismning impulsi deyiladi: $\vec{p} = m\vec{v} . \quad (2.2)$

Jism impulsi – tezlik vektori yo'nalishidagi vektor kattalik, n ta moddiy nuqta (yoki n ta jism) dan iborat mexanik tizimni olib qarasaq, uning impulsi undagi moddiy nuqtalar impulslarining vektor yig'indisiga teng:

$$\vec{P} = \sum \vec{P}_i = \sum m_i \cdot \vec{v}_i , \quad (2.3)$$

bunda \vec{P}_i , m_i va \vec{v}_i lar tizimga kiruvchi i-nchi moddiy nuqtaning mos ravishda impulsi, massasi va tezligidir.

Impulсни ifodalovchi (2.2) va (2.3) formulalar kichik tezlikli harakatlar uchun

to'g'ridir. Kichik tezlikli harakat deganda jismning tezligi (v) yorug'likning vakuumdagi tezligi ($c=3\cdot 10^8$ m/s)ga nisbatan juda kichik ($v \ll c$) tezlik bilan sodir bo'layotgan harakat tushuniladi.

2.4 Nyutonning ikkinchi qonuni. Jismning harakat tenglamasi

Nyutonning ikkinchi qonuni dinamikaning asosiy qonuni hisoblanadi va u quyidagicha ta'riflanadi: *tashqi kuch ta'sirida jismning olgan tezlanishi shu kuchga to'g'ri mutanosib (proporsional) va uning massa-teskari mutanosibdir, ya'ni:*

$$\vec{a} = \frac{\vec{F}}{m}. \quad (2.4)$$

Bu ifodani quyidagicha yozamiz:

$$\vec{F} = m\vec{a}. \quad (2.5)$$

Tezlanish vektori (\vec{a}) ta'sir etuvchi kuch (\vec{F}) yo'nalishi tomonga yo'nalgan. Bu formuladan ko'rinib turibdiki, massasi m bo'lgan jismning olgan tezlanishi ta'sir etuvchi kuchga mutanosib.

Bir vaqtning o'zida jismga bir necha kuchlar ta'sir etayotgan bo'lsa, natijaviy teng ta'sir etuvchi kuch barcha kuchlarning vektor yig'indisi sifatida aniqlanadi (masalan, og'irlik kuchi ta'sirida qiya tekislik bo'ylab harakat qilayotgan jismga ta'sir etuvchi natijaviy kuch og'irlik kuchining qiya tekislik bo'ylab tashkil etuvchisi bilan ishqalanish kuchining vektor yig'indisiga teng bo'ladi):

$$\vec{F} = \sum \vec{F}_i. \quad (2.6)$$

(2.6) ifoda kuchlarni qo'shish (superpozitsiya) qoidasining mazmunini ifodalaydi. Bu qoida quyidagicha ta'riflanadi: *jismga qo'yilgan kuchlardan har birining ta'siri jismning tinch holatda yoki harakatda ekanligiga, unga ta'sir etuvchi boshqa kuchlarning soni va tabiatiga bog'liq emas.* Bu qoida kuchlar ta'sirining mustaqilligi qonuni deb ham yuritiladi.

Agar $\vec{a} = \frac{d\vec{v}}{dt}$ ekanligini e'tiborga olsak, Nyutonning ikkinchi qonunini quyidagi ko'rinishda yozish mumkin:

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

(2.7) Jismning massasi o'zgarmas kattalik bo'lgani uchun uni differensial ishorasi ostiga kiritamiz va $m\vec{v}$ jism impulsining ifodasi ekanini nazarda tutib (2.7) ni quyidagicha yozamiz.

$$\vec{F} = \frac{d\vec{p}}{dt}. \quad (2.8)$$

Bu ifoda Nyuton ikkinchi qonunining asosiy ko'rinishlaridan biri bo'lib, quyidagicha ta'riflanadi: *jism impulsining o'zgarish tezligi ta'sir etuvchi kuchga teng va u bilan bir xil yo'nalishiga ega. Boshqacha aytganda, jism impulsining vaqt bo'yicha hosilasi unga ta'sir etayotgan kuchga teng.*

Massasi m bo'lgan jismga bir vaqtning o'zida bir necha ($\vec{F}_1, \vec{F}_2, \dots, \vec{F}_n$) kuch ta'sir etayotgan bo'lsa, uning olgan tezlanishi quyidagiga teng bo'ladi:

$$\vec{a} = \sum_i \vec{a}_i = \sum_i \frac{\vec{F}_i}{m} = \frac{\vec{F}}{m}. \quad (2.9)$$

bu yerda \vec{F} - jismga ta'sir etayotgan barcha kuchlarning teng ta'sir etuvchisi bo'lib, u parallelogramm qoidasi bo'yicha aniqlanadi. Shu narsaga alohida e'tibor berish kerakki, (2.4), (2.5), (2.6) va (2.8) formulalarda keltirilgan \vec{F} kuch amalda jismga ta'sir etuvchi barcha kuchlarning teng ta'sir etuvchisini aks ettiradi, mazkur formulalardagi tezlik va tezlanishlar esa inersial sanoq tizimiga nisbatan aniqlanadi.

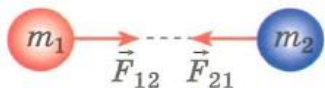
Nyutonning ikkinchi qonunini ifodalovchi (2.8) formula (hamda unga teng kuchli bo'lgan 2.7 formula) jismning harakat tenglamasi yoki *moddiy nuqta ilgarlanma harakat dinamikasining asosiy tenglamasi deyiladi.*

2.5. Nyutonning uchinchi qonuni

Nyutonning uchinchi qonuni uning birinchi va ikkinchi qonunlari singari tajriba natijalariga asoslangan bo'lib, quyidagicha ta'riflanadi: *ikki jismning o'zaro ta'sirlashish kuchlari son jihatdan bir-biriga teng va jismlar markazlarini tutashtiruvchi to'g'ri chiziq bo'ylab qarama-qarshi tomonlarga yo'nalgan.* Bu qonunlarning analitik ifodasi quyidagicha yoziladi:

$$\vec{F}_{12} = -\vec{F}_{21}. \quad (2.10)$$

Bu yerda \vec{F}_{12} va \vec{F}_{21} kuchlar ikkita alohida-alohida jismlarga qo'yilgandir; xususan \vec{F}_{12} birinchi jism tomonidan ikkinchi jisimga ta'sir etuvchi kuch, \vec{F}_{21} esa ikkinchi jism tomonidan birinchi jisimga ta'sir etuvchi kuch bo'lib, bu kuchni odatda aks ta'sir kuchi deyiladi.



Bu ifodadagi manfiy ishora kuchlarning qarama-qarshi tomonga yo'nalishini aks ettiradi. Shu narsani alohida ta'kidlash lozimki, kuchlarni ta'sir va aks ta'sir kuchlariga shartli ravishda ajratiladi, aslida esa ikkala kuchning tabiati bir xil bo'lib, ular o'zaro ta'sir kuchlaridir.

O'zaro ta'sir kuchlari har bir muayyan holda turli fizik tabiatga ega bo'lishi mumkin: jismlar bir-biriga bevosita tekanda yoki ular to'qnashganda yuz beradigan o'zaro ta'sir kuchlari (kontakt kuchlari); gravitatsiya maydoniga kiritilgan jismlarga ta'sir etuvchi kuchlar; elektr maydoniga kiritilgan zaryadlangan jismlarga ta'sir etuvchi kuchlar; magnit maydoniga kiritilgan tokli o'tkazgichga ta'sir etuvchi kuchlar va hokazo.

2.6 Tabiatda kuchlar. Elastiklik kuchi. Guk qonuni

Kuchning eng oddiy ta'riflaridan biri: tezlanishni keltirib chiqaradigan bir jismning (yoki maydonning) boshqasiga ta'siri- kuchdir. Biroq, kuchning ta'rifi bo'yicha bahs hali tugamagan. Bu tabiatan va namoyon bo'lish tabiati bilan farq qiluvchi kuchlarni bir ta'rifda birlashtirish qiyinligi bilan bog'liq.

Zamonaviy tushunchalarga ko'ra, koinotda sodir bo'ladigan barcha hodisalar to'rt turdagi kuchlar yoki o'zaro ta'sirlar tufayli yuzaga keladi:

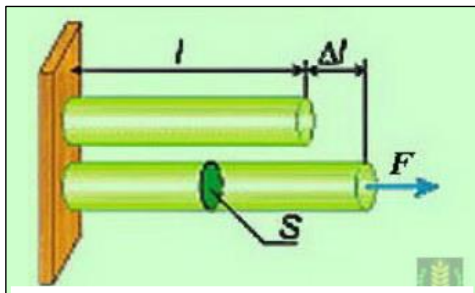
- **gravitatsiya** (umumiy tortishish kuchlari shaklida namoyon bo'ladi);
- **elektromagnit** (atomlar, molekulalar va makrojismlarning mavjudligi);
- kuchli o'zaro ta'sir (yadrolardagi zarrachalarning bog'lanishini ifodalaydi);
- zaif o'zaro ta'sir (zarrachalarning parchalanishi ifodalaydi).

Klassik mexanikada o'rganiladigan kuchlar elektromagnit (elastik kuchlar, ishqalanish kuchlari) va gravitatsiya kuchlari (tortishish kuchlari,

og'irlik kuchlari). Elastik kuchlar va ishqalanish kuchlari uchun faqat taxminiy empirik formulalarni olish mumkin.

Tabiatta mutloq qattiq jismlar yo'q va har qanday real qattiq jismlar biror tashqi kuch ta'sirida o'z shakli va o'lchamlarini o'zgartiradilar ya'ni deformatsiyalanadilar.

Agar tashqi kuch ta'siri yo'qolganda jism o'z shakli va o'lchamlarini



2.1-rasm

qayta tiklansa deformatsiya elastik deformatsiya deyiladi, aks holda deformatsiya plastik yoki qoldiq deformatsiya deyiladi.

Uzunligi l_0 va ko'ndalang kesimi S bo'lgan va uchiga F kuch qo'yilgan sterjenni ko'raylik. Bu kuchlar o'zaro teng bo'lib ular-ning ta'sirida sterjening uzunligi $\pm \Delta l$ ga

o'zgarsin (2.1-rasm). Cho'zilishda Δl ishorasi musbat, siqilishda esa manfiy bo'ladi.

Birlik ko'ndalang kesim yuzasiga ta'sir qiluvchi kuchga **mexanik kuchlanish** deyiladi, ya'ni:

$$\sigma = \frac{F}{S}. \quad (2.11)$$

Agar kuch normal yo'nalishda qo'yilgan bo'lsa kuchlanish normal kuchlanish, agar yuzaga urinma yo'nalishida qo'yilsa tangensial kuchlanish deyiladi.

Jism deformatsiyasining miqdor jixatdan xarakterlovchi kattalik nisbiy deformatsiya hisoblanadi. Sterjen uzunligining nisbiy uzayishi:

$$\varepsilon = \Delta l / l_0 \quad (2.12)$$

Ingliz fizigi R.Guk nisbiy uzayish ε va normal mexanik kuchlanish σ bir-biriga to'g'ri proporsional ekanligini tajribada aniqladi:

$$\sigma = E\varepsilon \quad (2.13)$$

Proporsionallik koeffitsiyenti E-Yung moduli deyiladi. (2.13) dan ko'rinadiki, Yung moduli nisbiy uzayishi birga teng bo'lgandagi kuchlanish bilan aniqlanadi. (2.11), (2.12) va (2.13) larga asosan

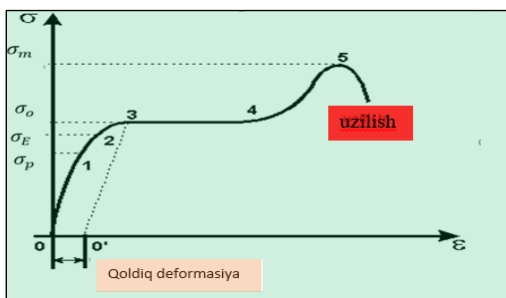
$$\varepsilon = \frac{\Delta l}{l_0} = \frac{\sigma}{E} = \frac{F}{ES} \text{ yoki } F = \frac{ES}{l_0} \Delta l = k\Delta l$$

$$F = k\Delta l, \quad (2.14)$$

bu yerda k - elastiklik koeffisient. Jism deformatsiyalanganda uni o'z holatiga

qaytaradigan ichki kuch- elastiklik kuchi paydo bo‘ladi. Elastiklik chegarasida jism deformatsiyalanganda $F = - F_{el}$ u holda

$$F_{el} = -k\Delta l.$$



2.2-rasm

Bunga Guk qonunining boshqacha ko‘rinishi ham deyiladi.

Qattiq jismlar deformatsiyasi faqat ma’lum chegaradagina Guk qonuniga bo‘ysunadi. Deformatsiya va kuchlanish orasidagi bog‘lanishni kuchlanish diagrammasi (2.2-rasm) ko‘rinishida tasvirlanadi.

Diagrammadan ko‘rinadiki, Guk tomonidan aniqlangan σ (ϵ)-chiziqli bog‘lanish qisqa interval chegarasida bajariladi (0-1). Bu chegaraga proporsionallik chegarasi (σ_p) deyiladi.

Kuchlanish oshishi bilan, elastiklik chegarasi (σ_E) gacha elastiklik saqlanadi va qoldiq deformatsiya hosil bo‘lmaydi (1-2).

Oquvchanlik chegarasi (σ_o) gacha qoldiq deformatsiya paydo bo‘ladi (3-4).

Oquvchanlik chegarasi (σ_o) dan boshlab deformatsiya kuchlanishdan bog‘liq bo‘lmay oshadi (3-4). Bu sohaga oquvchanlik sohasi deyiladi.

Har bir qattiq jism uchun mustahkamlik chegarasi (σ_m) mavjud bo‘lib kuchlanishning bu qiymatidan boshlab jism uzilib (buzilib) (5) ketadi.

2.7. Ishqalanish kuchlari

Tajribadan ma’lumki bir jism boshqa bir jism yuzasida sirpanib harakatlanayotgan bo‘lsa va bu jismga boshqa jismlar ta’sir qilmayotgan bo‘lsa harakatdagi jism vaqt o‘tishi bilan to‘xtaydi. Bunga sabab bir biriga sirpanayotgan jismlar orasida yuzaga keladigan ishqalanish kuchi-dir. Ishqalanish kuchlari sirpanayotgan jismlarning nisbiy tezliklariga bog‘liq. Ishqalanish kuchlari tabiati har-xil bo‘lib, ularning ta’siri natijasida jism mexanik energiyasi ichki energiyaga aylanadi.

Tashqi (quruq) va ichki (suyuq yoki qovushqoq) ishqalanish kuchlari mavjud. Bir biriga tegib sirpanayotgan jismlar orasida paydo bo‘ladigan

ishqalanish kuchi tashqi ishqalanish kuchi bo‘ladi. Bir biriga tegib turgan jismlar tinch turganlarida tinchlikdagi ishqlanish kuchlari ta’sir qiladi. Harakatdagi jismlar orasida esa sirpanish, dumalanish va boshqa ishqlanishlar yuzaga keladi.

Tashqi ishqalanish kuchlari sirpanayotgan jismlarning bir-biriga tegib turadigan yuzalarining "g‘adir-budurligi" tufayli yuzaga keladi. Yuzalar silliq bo‘lsa ishqlanish molekulalarning o‘zaro tortishish kuchlari tufayli yuzaga keladi.

Qo‘zg‘almas tekislikda yotgan jismga tashqi kuch F_T ta’sir qildirib, uning modulini asta-sekin oshirib ko‘raylik (rasm 2.3a). Dastlab jism harakatsiz qoladi, ya’ni tashqi kuch ishqalanish yuzasiga tangensial yo‘naltirilgan qandaydir kuch bilan muvozanatlanadi. Bunda Fish tinchlikdagi ishqalanish kuchi deyiladi.

Tajribalar natijasida, tinchlikdagi ishqalanish kuchining maksimal qiymati jismning tekislikda yotgan sirtining yuzasiga bog‘liq emasligi va normal bosim kuchi N moduliga taxminan proporsional ekanligi aniqlandi:

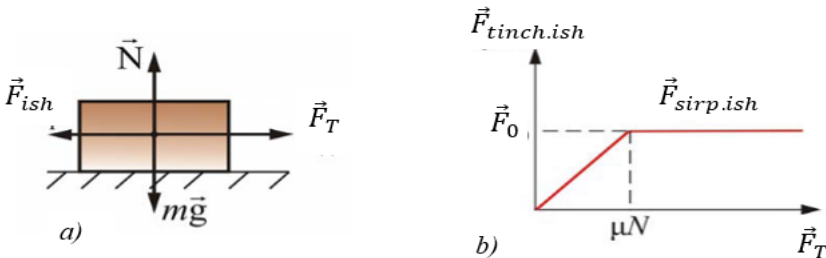
$$F_{\text{tinch.ish}} = k_0 N,$$

k_0 - ishqalanish yuzalarining tabiati va sirtiy holatiga bog‘liq bo‘lgan tinchlikdagi ishqalanish koeffitsiyenti.

Tashqi kuch moduli va mos ravishda, tinchlikdagi ishqalanish kuchi moduli F_0 qiymatidan oshib ketganda, jism tayanch bo‘ylab siljiy boshlaydi - tinchlikdagi ishqalanishni $F_{\text{tinch.ish}}$, sirpanish ishqalanish $F_{\text{sirp.ish}}$ bilan almashtiriladi (2.3b-rasm):

$$F_{\text{sirp.ish}} = kN, \tag{2.16}$$

bu yerda k - sirpanish ishqalanish koeffitsiyenti.



2.3-rasm

Agar jism qiyalik burchagi α bo‘lgan qiya tekislikda (2.4-rasm) turgan bo‘lsa, u holda og‘irlik kuchining tangensial tashkil etuvchisi F

ishqalanish kuchiga teng yoki katta ($F \geq F_{ishq}$) bo'lsa harakatga keladi. Chegaraviy hol uchun $F = F_{ishq} = kP \cos \alpha$ yoki 2.4-rasmga asosan

$$P \sin \alpha = kN = kP \cos \alpha. \quad \text{Bundan} \quad k = \tan \alpha.$$

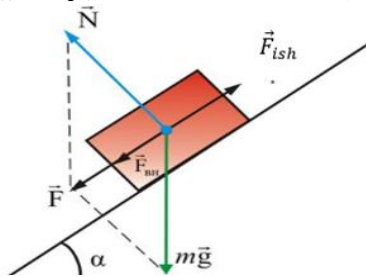
Silliqlik yuzalar uchun molekullararo o'zaro tortish kuchlarining roli namoyon bo'la boshlaydi. Shuning uchun B.V. Deryagin tomonidan sirpanish ishqalanish

uchun quyidagi qonun taklif etilgan:

$$F_{ishq} = k_h(N + Sp_0). \quad (2.17)$$

Bu yerda p_0 molekullar orasidagi tortish kuchi tufayli yuzaga keladigan va ular orasidagi masofa oshganda keskin kamayadigan qo'shimcha bosim, S - jismlarning bir-biriga tegib turadigan qismlarining yuzasi.

K_h - haqiqiy ishqalanish koef-fitsiyenti.

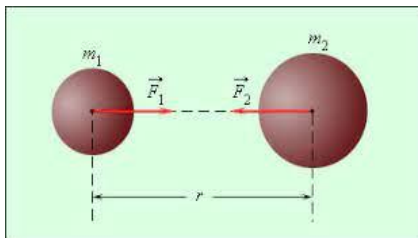


2.4-rasm

2.8 Butun Olam tortishish qonuni. Gravitatsion kuchlar Og'irlik kuchi va vazn

Gravitatsion maydon. Jismlarning o'zaro tortishishini ifodalovchi qonun Nyuton tomonidan aniqlangan bo'lib, u *butun olam tortishish qonuni*, ba'zan *gravitatsiya qonuni* deb yuritiladi: *ixtiyoriy ikki moddiy nuqta ular joylashgan muhitdan qat'iy nazar massalarining ko'paytmasiga to'g'ri proporsional, va ular orasidagi masofaning kvadratiga teskari proporsional bo'lgan F_1 va F_2 kuchlar bilan tortishadi*, ya'ni:

$$\vec{F} = \gamma \frac{m_1 m_2}{r^2} \frac{\vec{r}_{21}}{r}. \quad (2.17)$$



bunda F_{12} – birinchi moddiy nuqtaning ikkinchi moddiy nuqtaga tortishish kuchi, γ – gravitatsion doimiy, m_1 va m_2 – mos ravishda birinchi va ikkinchi moddiy nuqtalarning massalari, r – moddiy nuqtalar orasidagi masofa.

Gravitatsion doimiyning qiymati massalari 1 kg dan bo'lgan ikki moddiy nuqta orasidagi masofa 1 m bo'lganda ular orasida o'zaro tortishish kuchining miqdoriga teng. Gravitatsion doimiyning qiymati quyidagicha

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

Gravitatsion kuchlar ta'siri seziladigan fazo sohasi esa *gravitatsion maydon*, yohud tortishish maydoni deb ataladi.

Gravitatsion maydon ixtiyoriy nuqtasining kuchlanganligi sifatida maydonning muayyan nuqtasiga kiritilgan birlik massali «sinov jism» ga ta'sir etadigan kuch bilan xarakterlanuvchi kattalik qabul qilinadi va uni g bilan belgilanadi:

$$\vec{g} = \frac{\vec{F}_c}{m_c} = -\gamma \frac{m}{r^2} \frac{\vec{r}}{r} . \quad (2.18)$$

Gravitatsiya (gravitatsion o'zaro ta'sir) zarba, ishqalanish va boshqalar kabi mexanik o'zaro ta'sirlardan farqli o'laroq, o'zaro ta'sirlarning maxsus guruhiga kiradi. U bir-biridan uzoqda joylashgan jismlar orasida fazoda namoyon bo'ladi. Bundan tashqari, tortishish kuchi bu jismlar joylashgan muhitga bog'liq emas. Gravitatsiya vakuumda ham mavjud. Jismlar orasidagi tortishish kuchining o'zaro ta'siri tortishish maydoni (gravitatsion maydon) yordamida amalga oshiriladi.

XIX -asrga qadar fiziklar mutlaqo bo'sh fazo mavjud emas, butun fazo va hamma narsalar qandaydir muhit bilan to'ldirilgan, yani, o'zaro ta'sir amalga oshiriladigan *dunyo efiri*, mavlud deb qarashgan. Biroq, XX- asrga kelib, dunyoviy efir yo'qligi isbotlandi. Zamonaviy fizikaning ta'kidlashicha, jismlarning fazo orqali bo'ladigan har qanday o'zaro ta'sirini shunday tasavur qilish mumkin: 1- jism o'z atrofida 2- jismga ta'sir qiladigan maydon hosil qiladi va shu maydon orqali unga ta'sir etadi; o'z navbatida 2-jism o'z maydoni orqali 1-jismga ta'sir ko'rsatadi. Shunday qilib, jismlarning fazo orqali o'zaro ta'siri faqat moddiy vositachi asosidagina amalga oshadi. Jismlarning fazo orqali o'zaro tortishishida gravitatsion maydon, ya'ni tortishish kuchlari maydoni moddiy vositachi bo'ladi. *Gravitatsion maydon* materiyaning maxsus ko'rinishi bo'lib, uning vositasida jismlar o'zaro tortishishadi.

Yerning tortishish maydoni. Yer deb ataluvchi sayyoramiz ellipsoid shaklida bo'lib uning ekvatorial va qutb radiuslari $\sim 21,4$ km ga farq qiladi. Lekin unchalik katta aniqlik talab qilinmaydigan hisoblarda bu farqni e'tiborga olmasa ham bo'ladi. Shuning uchun Yerning o'rtacha radiusi $R_{Yer} = 6371$ km va massasi $M_{Yer} = 5,978 \cdot 10^{24}$ kg bo'lgan sharsimon

jism deb qabul qilinadi. Yerning tortishish maydoni kuchlanganligining miqdori

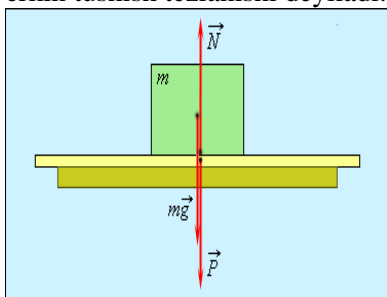
$$|g| = \gamma \frac{M_{Yer}}{R_{Yer}^2}. \quad (2.19)$$

Yer sirtidan uzoqlashilgan sari g ning qiymati kamayib boradi. Yer sirtidan h balandlikdagi nuqtalarda uning qiymati

$$|g_h| = \gamma \frac{M_{Yer}}{(R_{Yer} + h)^2}.$$

ifoda bilan aniqlanadi.

Yerning tortishish maydonida o'z holiga qo'yib yuborilgan jism g tezlanish bilan tekis tezlanuvchan harakat qilib Yer tomon tusha boshlaydi. Mazkur harakatni *erkin tushish*, g – tezlanishni esa *erkin tushish tezlanishi* deb ataladi va qiymati $9,7805 \text{ m/s}^2$ dan (ekvator) $9,8222 \text{ m/s}^2$ gacha (qutblarda) intervalda o'zgaradi. Yerning gravitatsion maydon ta'siri doirasida bo'lgan har qanday jismga Yer tomonidan tortish kuchi ta'sir qiladi. Nyutonning 2-qonuniga asosan jism bu kuch ta'sirida ma'lum tezlanish oladi va bu og'irlik kuchining tezlanishi yoki erkin tushish tezlanishi deyiladi.



2.5-rasm

Yerning gravitatsion maydonida joylashgan jismlarga Yer tomonidan tortilish kuchi ta'sir qiladi bu kuchga **og'irlik kuchi** deyiladi va u quyidagicha aniqlanadi $\vec{P} = m\vec{g}$, bu yerda \vec{g} -erkin tushish tezlanishi deyiladi. Og'irlik kuchining qiymati jism joylashgan nuqtaning vaziyatiga bog'liq.

Og'irlik kuchi jismning og'irlik markaziga qo'yilgan bo'lib, doimo Yer mar-

kaziga tomon yo'nalgan bo'ladi (rasm 2.5).

Og'irlik kuchidan tashqari *jismning og'irligi(vazni)* degan kattalik ham kiritilgan. **Jismning og'irligi** deganda Yerning tortish kuchi natijasida uning tayanchga yoki osmaga ko'rsatadigan ta'sir kuchiga aytiladi. Masalan, tayanchga qo'yilgan m -massali jism tayanch bilan birgalikda yuqoriga \vec{a} tezlanish bilan ko'tarilayotgan bo'lsin (rasm 2.6). Jismga ikkita kuch ta'sir qiladi: birinchisi, og'irlik kuchi \vec{P} va tayanchning reaksiya kuchi \vec{N} . Ikkala holda ham jismning og'irligi harakatla-

nayotgan tayanch bilan bog‘langan sanoq tizimida jism tinch turibdi. Qaralayotgan tizim Yer bilan bog‘langan sanoq tizimiga nisbatan \bar{a} tezlanish bilan harakatlanayotgani uchun u noinersial bo‘ladi va bu tizimda Nyutonning ikkinchi qonunini qo‘llash uchun tizim tezlanish bilan bog‘liq bo‘lgan va jismga ta‘sir qilayotgan inersiya kuchini ham hisobga olish kerak.

$$\bar{F}_{oz} + \bar{N} + \bar{F}_{un} = 0,$$

tezlanish \bar{a} yuqoriga yo‘nalgan hol uchun

$$-F_{oz} + N + F_{un} = 0;$$

$F_{oz} = mg$; $F_{un} = -ma$, ekanligini hisobga olsak

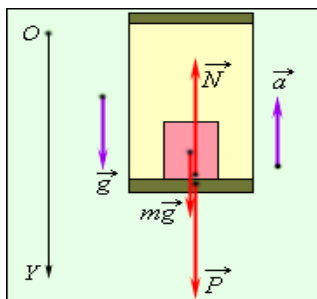
$$N = mg + ma = m(g + a).$$

Agar qaralayotgan tizim pastga \bar{a} - tezlanish bilan harakatlanayotgan bo‘lsa, $P - N + F_{un} = 0$; $N = mg - ma = m(g - a)$,

demak, umumiy holda $N = m(g \pm a)$

qaralayotgan hollarda jism og‘irligi son jihatdan jismga ta‘sir qilayotgan reaksiya kuchiga teng bo‘ladi, ya‘ni: $P = N$; va $P = m(g \pm a)$.

Jism og‘irligi uchun yozilgan ifodadan ko‘rinib turibdiki, tayanch-jism yoki osma-jism tizimi Yer bilan bog‘langan sanoq tizimiga nisbatan tinch tursa yoki to‘g‘ri chiziqli tekis harakatda bo‘lsa, *jism og‘irligi og‘irlik kuchiga son jihatdan teng* bo‘ladi, yani $a = 0$; $P = mg$, agar tezlanish bilan harakatlanib Yer sirtidan uzoqlashganda jism og‘irligi og‘irlik kuchidan katta bo‘ladi. Bu hodisani **yuklanish** (peregruzka) deyiladi. Agar jism tezlanish bilan Yer sirtiga yaqinlashsa jism og‘irligi og‘irlik kuchidan kichik bo‘ladi. Tizim erkin tushayotgan bo‘lsa, $a = g$ va $P = 0$, ya‘ni jism **vaznsizlik** holatida bo‘ladi. Yuklanish va vaznsizlik holatlarini kosmonavtikada hisobga olish kerak bo‘ladi. Kosmik raketa tezlanish bilan Yerdan ko‘tarilganda kosmonavtlar yuklanish holatida bo‘ladilar, shuning uchun ularning organizmi zo‘riqishga chidamli bo‘lishi kerak. Kosmik kema turg‘un doiraviy orbita bo‘ylab birinchi kosmik tezlik bilan harakatlanayotganda markazga intilma tezlanish son jihatdan erkin tushish tezlanishiga teng va u bilan bir yo‘nalishda bo‘ladi. Natijada kosmik kema ichidagi kosmonavtlar va barcha jismlar vaznsizlik holatida bo‘ladilar.



2.6-rasm

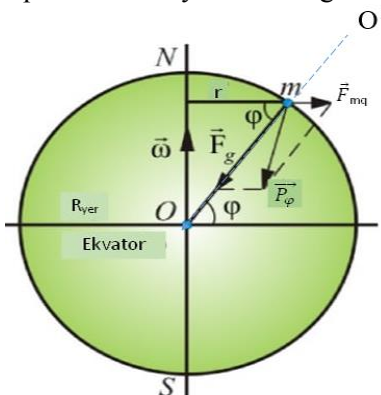
Yer oʻz oʻqi atrofida aylanganidan, Yer bilan bogʻlangan sanoq sistemani noinersial boʻlganligi sababli jismning ogʻirligi kuchi Yerning tortish kuchidan biroz farq qiladi.

Jismlarning Yerga nisbatan harakatini tekshirayotganda, quyidagicha markazdan qochma inersiya kuchining ifodasini nazarga olish kerak:

$$F_{mq} = mw^2r \quad (2.20)$$

Bu yerda m – jismning massasi, r – Yer oʻqidan jisimgacha boʻlgan masofa (2.7-rasm). Jismlarning Yer sirtidan balandligi h katta boʻlgan hollar bilan chegaralanib, $r = R \cos \varphi$ boʻlganligi uchun (R – Yerning radiusi, φ – joyning geografik kengligi). U holda markazdan qochma inersiya kuchining ifodasi quyidagi koʻrinishga keladi:

$$F_{mq} = mw^2R \cos \varphi \quad (2.21)$$



2.7-rasm

Jismlarning Yerga nisbatan kuzatiladigan erkin tushish tezlanishi, ikki kuchning taʼsirida yuzaga keladi: bu-lardan biri jismning Yerga tortishish kuchi F_g va ikkinchisi markazdan qochma inersiya kuchi F_{mq} larning OO' oʻq-dagi proeksiyalari orqali aniqlanadi. Bu ikki kuchning teng taʼsir etuvchisi son jihatdan, shu φ – geografik kenglikdagi

jismning ogʻirligi kuchi P_φ ga teng boʻladi. 2.7-rasmdagi chizmadan:

$$P_\varphi = F_g - F_{mq} \cos \varphi = \gamma \frac{Mm}{R^2} - mw^2R \cos^2 \varphi \quad (2.22)$$

(2.22) formuladan koʻrinadiki, jismning ogʻirlik kuchi Yerning geografik kengligiga bogʻliq ekan. Binobarin jismning ogʻirlik kuchi qutb ($\varphi = 90^\circ$) dan ekvator ($\varphi = 0^\circ$) ga kamayib boradi. Yerning φ geografik kengligida erkin tushish tezlanishi quyidagiga teng boʻladi:

$$g_\varphi = \frac{P}{m} = \gamma \frac{M}{R^2} - w^2R \cos^2 \varphi \quad (2.23)$$

Demak, ogʻirlik kuchining tezlanishi ham qutbdan ekvatorga qarab kamaya boradi. Toʻgʻri, bu kamayish shunchalik kichikki (0.5% dan oshmaydi), uni koʻp amaliy hisoblarda nazarga olinmaydi.

Nazorat savollari

1. Nyutonning birinchi qonunini ta'riflab bering.
2. Nyutonning ikkinchi qonuniga ta'rif bering.
3. Ilgarlanma harakat dinamikasining asosiy tenglamasi ifodasini yozing.
4. Nyutonning uchinchi qonunini ta'riflang.
5. Ilgarlanma va aylanma harakatdagi inersiya kuchlarini aytib bering.
6. Impulsning saqlanish qonunini ta'riflang.
7. Inersiya markazi va uning saqlanish qonunini ta'riflang.
8. Kuch nima va u qanday birliklarda o'lchanadi?
9. Jism impuls nima va u qanday birliklarda o'lchanadi?
10. Tabiatda qanday kuchlarni bilasiz?
11. Tabiatdagi o'zaro ta'sir turlarini sanab bering.
12. Og'irlik kuchi va jism og'irligiga ta'rif bering.
13. Qanday kuchga elastiklik kuchi deyiladi?
14. Guk qonunini ta'riflang.
15. Butun olam tortishish qonunining mohiyati nima?
16. Gravitatsion doimiyning fizik ma'nosini aytib bering.
17. Jismlarning fazo orqali o'zaro ta'sirini siz qanday tasavvur qilasiz?
18. Erkin tushish tezlanishi geografik kenglikka bog'liq ravishda qanday o'zgaradi?
19. Erkin tushish tezlanishi Yer sirtidan ko'tarilish balandligiga bog'liq ravishda qanday o'zgaradi?

3. NOINERSIAL SANOQ SISTEMALARI

Noinersial sanoq sistemalari bobini o'zlashtirgan talaba:

bilishi kerak:

- Nyutonni birinchi qonuni va inersial sanoq sistemasi tushunchasi ma'nosini;
- Nyutonni uchunchi qonuni ma'nosini va uni jismlar sistemasi ifodalashda qo'llashni;
- impulsni saqlanish qonunini va uni Nyuton qonunlariga bog'likligini

bajara olishi kerak:

- Nyuton qonunlari asosida jism va jismlar sistemasi ilgarilanma harakatini ifodalashni;
- Nyutonni ikkinchi qonuni asosida noinersial sanoq sistemasida jismni ilgarilanma harakatini ifodalashni;
- noinersial sanoq sistemasida doir tipik amaliy fizika masalalarni yechishni;
- amaliy masalalarni yechishda noinersial sanoq sistemasini qo'llashni;

ko'nikmalarga ega bo'lishi kerak:

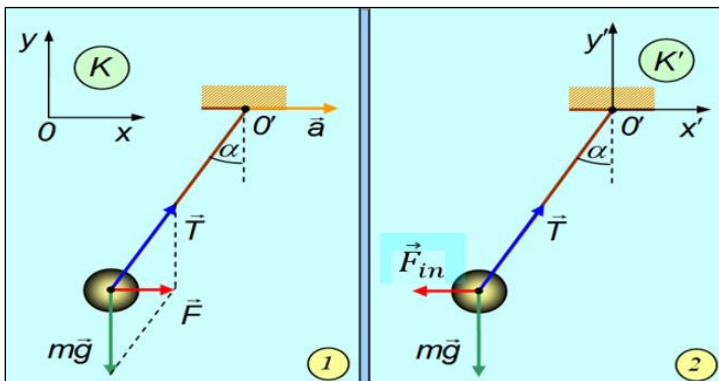
- matematik analizni standart usullarini (differensial va integral hisoblashlarni) noinersial sanoq sistemasiga doir amaliy fizika masalalarini yechishda foydalanish ko'nikmasi;
- analitik geometriya va vektorlar algebrasi usullarini noinersial sanoq sistemasida qo'llash ko'nikmasi;
- noinersial sanoq sistemasida doir fizikaviy tajribalarni o'tkazish va natijalarini hisoblash ko'nikmasi.

3.1 Noinersial sanoq sistemalari. Inersiya kuchlari

Biror inersial sanoq sistemaiga nisbatan tezlanish bilan harakatlanayotgan sistema *noinersial sanoq sistemasi* deyiladi. Inersial sanoq sistemalarida jismning tezlanish bilan harakatlanishining sababchisi - unga ta'sir etuvchi tashqi kuchdir, ya'ni bu sanoq sistemalarida jismga biror boshqa jism bevosita ta'sir etsagina u tezlanish bilan harakatlanadi.

Noinersial sanoq sistemalarida esa jismning tezlanishiga erishish tabiati boshqachadir: jismga boshqa biror jism bevosita ta'sir qilmagan holda ham mazkur sanoq sistemaining harakat holatini o'zgartirish orqali jismga tezlanish berish mumkin. Noinersial sanoq sistemalari haqidagi

tasavvurlarni oydinlashtirish maqsadida K va K' sanoq sistemalarini olib qaraylik. K sanoq sistemasi Yer sirti bilan bogʻlangan boʻlib, u yerga nisbatan tinch turgan boʻlsin, K' sanoq sistemasini esa temir yoʻl vagoni bilan bogʻlaylik. Massasi m boʻlgan metall sharcha ingichka ip bilan vagonning shipiga osilgan. Ipnig osilish nuqtasi O' K inersial sanoq sistemasiga nisbatan biror a tezlanish bilan harakatlanayotgan boʻlsin. Sharchaga taʼsir etuvchi ogʻirlik kuchi mg va ipning taranglik T kuchlarining teng taʼsir etuvchisi unga a tezlanish beradi. Ip maʼlum burchaka ogʻadi (rasm 3.1.1).



3.1-rasm

$$\vec{F} = \vec{T} + m\vec{g} = m\vec{a},$$

bunda

$$tg\alpha = \frac{a}{g}$$

Ipnig osilish nuqtasi O' ni K' sanoq sistemasiga bogʻlaylik. K' sanoq sistema noinersial sanoq sistema, chunki u K sanoq sistemasiga nisbatan a tezlanish bilan harakatlanadi. K' va K sanoq sistemalaridagi kuzatuvchilar uchun ipning ogʻish burchagi, ogʻirlik kuchi mg va ipning taranglik T kuchlarining qiymatlari bir xil boʻladi. K' sistemasidagi kuzatuvchi uchun sharcha tinch holatda boʻladi, lekin K' sistemada sharchaga taʼsir etuvchi ogʻirlik kuchi mg va ipning taranglik T kuchlari nolga teng emas (rasm 3.1.2). K' sanoq sistemada sharcha muvozanatda boʻlishi uchun unga K sanoq sistemasida mavjud boʻlmagan kuch-inersiya kuchi taʼsir qilishi kerak. Inersiya kuchining ifodasini sharchaning K' sanoq sistemasidagi muvozanat shartidan aniqlaymiz.

$$\vec{T} + m\vec{g} + \vec{F}_{in} = 0,$$

$$\text{bundan} \quad \vec{F}_{in} = -(m\vec{g} + \vec{T}) = -m\vec{a} \quad (3.1)$$

Keltirilgan mulohazalardan biz shu xulosaga kelamizki, sharchaga boshqa jismlar ta'sir qilmayotgan bo'lsada, u K^I sanoq sistemasida qandaydir kuch ta'sirida \vec{a} tezlanish bilan harakatga keladi. Bu kuch K^I sanoq sistemasining K sanoq sistemasiga nisbatan tezlanuvchan ilgarilanma harakati tufayli vujudga keladi va bu «odatdagi» kuchlardan farq qiladi, bu kuch **inersiya kuchi** deyiladi.

3.2. Ilgarilanma harakat qilayotgan noinersial sanoq tizimida inersiya kuchlari

Bizga ma'lumki, jismlarning bir-biriga ta'siri tufayli vujudga keladigan kuchlar Nyutonning ikkinchi qonuni bilan ifodalanadi va bu kuchlar inersial sanoq tizimlariga nisbatan aniqlanadi. Noinersial sanoq tizimlarida, umuman olganda, Nyuton qonunlari bajarilmaydi, chunki boshqa jismga qo'yilgan aks ta'sir kuchi mavjud bo'lmaydi. Lekin jismlarning bir-biriga ta'sir kuchlari bilan bir qatorda inersiya kuchlarini ham o'zaro aks ettiruvchi ifodani Nyutonning ikkinchi qonuni tarzida yozish mumkin. Shunday qilib, noinersial sanoq tizimida Nyutonning ikkinchi qonuni quyidagi ko'rinishga ega bo'ladi:

$$m\vec{a}' = \vec{F} + \vec{F}_{in}, \quad (3.2)$$

bu yerda \vec{F} - jismlarning bir-biri bilan o'zaro ta'siri tufayli mazkur jismga ta'sir etuvchi "odatdagi" kuchlarning vektor yig'indisi; \vec{F}_{in} - inersiya kuchlari; \vec{a}' , - mazkur jismning \vec{F} va \vec{F}_{in} kuchlari ta'sirida noinersial sanoq tizimida erishgan tezlanishi. Shuni alohida ta'kidlash lozimki, inersiya kuchlari (\vec{F}_{in}) noinersial sanoq tizimining inersial sanoq tizimiga nisbatan tezlanishi bilan aniqlanadi.

O'zaro ta'sir kuchlari (\vec{F}) esa ikkala sanoq tizimida ham bir xildir, ya'ni

$$\vec{F} = m\vec{a}, \quad (3.3)$$

bu yerda \vec{a} - jismning inersial sanoq tizimiga nisbatan tezlanishi bo'lib, mazkur jismga boshqa jismlarning bevosita ta'siri natijasidir. Noinersial sanoq tizimida jismga ta'sir etuvchi inersiya kuchi quyidagicha ifodalanadi:

$$\vec{F}_{in} = m\vec{a}_0 \quad (3.4)$$

Bu kuchni noinersial sanoq tizimining tezlanishi orqali ifodalasak, quyidagi ko'rinishga keladi:

$$\vec{F}_{in} = -m\vec{a}_0$$

Bu ifodadagi manfiy ishora inersiya kuchi noinersial sanoq tizimi-ning tezlanish vektori yo'nalishiga qarama-qarshi tomonga yo'nalganligini bildiradi.

(3.2) va (3.3) tengliklardan inersiya kuchi uchun quyidagi ifodaga ega bo'lamiz:

$$\vec{F}_{in} = -m(a' - a)$$

Agar noinersial sanoq tizimida o'zaro bir-biri bilan ta'sirlashuvchi jismlar bo'lmasa yoki ta'sir etuvchi kuchlar o'zaro muvozanatlashsa ($\vec{F} = 0$ va $\vec{a} = 0$ bo'lsa) $\vec{a}' = \vec{a}_0$ bo'lishi ravshandir, u holda $\vec{a}_0' = -\vec{a}_0$ tenglikka ega bo'lamiz, ya'ni qaralayotgan jismga boshqa jismlar bevosita ta'sir etmasa inersiya kuchi (3.4) formula tarzida ifodalanadi.

Inersiya kuchlarining quyidagi xususiyatlarini ta'kidlab o'tamiz:

1. Inersiya kuchlari jismlarning o'zaro ta'siri natijasida emas, balki sanoq tizimining tezlanishli harakati natijasida vujudga keladi.

2. Inersiya kuchlari har xil noinersial sanoq tizimlarida har xildir, ya'ni boshqacha tezlanish bilan harakatlanayotgan tizimga o'tishda inersiya kuchlari ham o'zgaradi. Inersiya kuchlari bunday o'tishga nisbatan invariant emas.

3. Inersiya kuchlari Nyutonning uchinchi qonuniga bo'ysunmaydi, ya'ni biror jismga inersiya kuchi ta'sir qilayotgan bo'lsa, boshqa jismga qo'yilgan aks ta'sir kuchi mavjud bo'lmaydi.

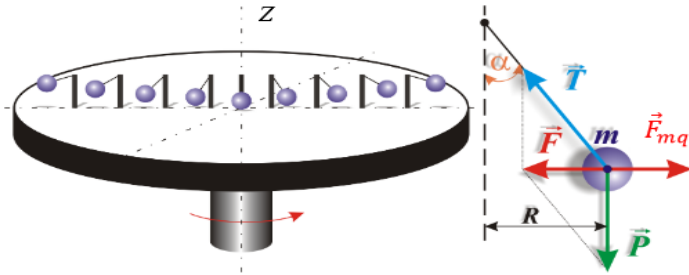
4. Inersiya kuchlari jismning massasiga mutanosib bo'lib, bu xususida ular gravitatsiya kuchlariga o'xshashdir.

3.3 Aylanuvchi sanoq tizimida inersiya kuchi. Koriolis kuchi

Har qanday aylanma harakatda markazga intilma tezlanish mavjud, shu sababli aylanma harakat bilan bog'langan sanoq tizimi noinersialdir. Aylanuvchi sanoq tizimidagi inersiya kuchlari haqida tasavvur hosil qilish uchun quyidagi qurilmani olib qaraylik.

Tik o'qqa o'rnatilgan disk sirtiga joylashtirilgan tayoqchalarga ingichka ip orqali metall sharchalar 3.2-rasmda ko'rsatilgandek osilgan. Tayoqchalar tinch holatda bo'lganida sharchalar osilgan ip tik holatda bo'ladi va sharchaning og'irlik kuchi ipning taranglik kuchi bilan muvozanatlashadi. Endi tayoqchalarni unga tik yo'nalgan va diskning o'rtasidan o'tuvchi Z o'qi atrofida biror ω burchak tezlik bilan aylanma harakatga keltiraylik. Tabiiyki, tayoqchalar bilan sharchalar ham Z o'qi atrofida aylanma harakatga keladilar va natijada sharcha u osilgan ip

bilan biror burchakka og'adi. Aylanish o'qidan uzoqda joylashgan sharchaning og'ish burchagi kata bo'ladi. Aylanish jarayonida sharcha radiusi R bo'lgan aylana bo'lib harakat qiladi.



3.2-rasm

Inersial sanoq tizimida sharcha R radiusli aylana bo'yicha harakatlanadi va u Z o'qi atrofida

$$a_n = \frac{v^2}{R} = \omega^2 R \quad (3.5)$$

ga teng, markazga intilma tezlanish bilan aylanadi, binobarin, sharchaga

$$F = m\omega^2 R \quad (3.6)$$

bo'lgan markazga intilma kuch ta'sir etadi. Ko'rinib turibdiki, bu kuch ipning taranglik kuchi \bar{T} bilan sharchaning og'irlik kuchi \bar{P} ning teng ta'sir etuvchisidir:

$$\bar{F} = \bar{P} + \bar{T}$$

Og'ish burchagi \bar{F} va \bar{P} kuchlar bilan quyidagicha bog'langan:

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{F}{P} = \frac{m\omega^2 R}{mg} = \frac{\omega^2 R}{g},$$

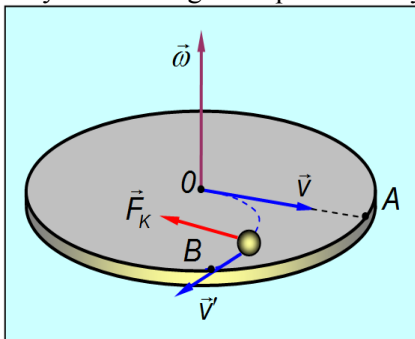
ya'ni sharchalarning og'ish burchagi tezligining va ularning aylanish radiusining ortishi bilan ortib boradi.

Aylanuvchi qurilma bilan bog'langan noinersial sanoq tizimida sharchalarga qandaydir kuch ta'sir etayapti va bu kuch ta'sirida ular α burchakka og'adilar. Ta'sir etayotgan kuch aylanish o'qidan radius bo'ylab tashqariga yo'nalganligi tufayli u **markazdan qochma inersiya kuchi deyiladi.**

Markazdan qochma inersiya kuchi (F_{mq}) son jihatdan markazga intilma (F) kuchga teng bo'lib, yo'nalish jihatdan unga qarama-qarshidir.

$$F_{mq} = -m\omega^2 R \quad (3.7)$$

Agar jism shu aylanayotgan tizimga nisbatan harakatlanayotgan bo'lsa, unga markazdan qochma inersiya kuchidan tashqari yana qo'shimcha kuch ta'sir etadi. Bu kuchga **Koriolis kuchi** yoki **Koriolis inersiya kuchi** deyiladi. Koriolis kuchi bilan tanishish uchun quyidagi qurilmada tajriba o'tkazaylik: ufq tekisligida o'rnatilgan disk olaylik va u tik yo'nalishidagi Z o'qi atrofida aylana olsun.



3.3-rasm

Dastlab disk tinch holatda bo'lsin, uning markazidan biror, sharchani \bar{v} tezlik bilan OA radius bo'yicha yo'naltirsak, (3.3-rasm) tabiiyki, u radial chiziq bo'ylab harakat qilib, A nuqtaga keladi. Endi diskni Z o'qi atrofida ω burchak tezlik bilan aylanma harakatga keltiramiz. U holda sharcha, A nuqtaga emas, balki B nuqtaga keladi, shu bilan birga u diskka nisbatan o'z tezligi yo'nalishini ham o'zgartiradi.

Aylanayotgan disk bilan bog'langan noinersial tizimda sharchaga \bar{v} tezlik vektoriga tik yo'nalishda qandaydir \vec{F}_k kuch ta'sir etyapti.

Inersial sanoq tizimida sharcha disk tinch turgan holdagi kabi to'g'ri chiziq bo'ylab harakatlanayapti, disk esa sharchaning avvalgi traektoriyasiga nisbatan siljidi, degan natija kelib chiqadi.

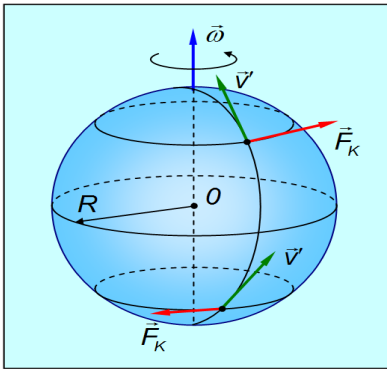
Koriolis kuchi quyidagi formula yordamida ifodalanadi:

$$\vec{F}_k = 2m[\bar{v}\bar{\omega}] \quad (3.8)$$

Koriolis inersiya kuchining yo'nalishi \bar{v} va $\bar{\omega}$ vektorlarining vektor ko'paytmasining yo'nalishi bilan aniqlanadi.

Koriolis kuchi sutkalik aylanish natijasida ma'lum burchak tezlikka ega bo'lgan Yer shari ustidagi harakatlarda namoyon bo'ladi. Masalan, poezd shimoliy yarim sharda meridian bo'yicha shimolga qarab borayotgan bo'lsin (3.4-rasmdagi, yuqori nuqta). Bu vaqtda v' nisbiy tezlik vektorini ω burchak tezlik vektorini bilan o'tkir burchak tashkil qiladi va Koriolis kuchi Yer sirtiga urinma ravishda, poezd harakati

yo'nalishiga nisbatan o'ng tomonga yo'nalgan bo'ladi. Poezd o'ng tomondagi relsni chap tomondagi relsga nisbatan kattaroq kuch bilan bosadi. Janubiy yarim



3.4-rasm

sharda poezd janubga ketayotgan bo'lsa (3.4-rasmdagi, pastgi nuqta), v' tezlik vektor bilan ω burchak tezlik vektori orasidagi burchak o'tmas bo'ladi va Koriolis kuchi harakat yo'nalishiga nisbatan chap tomonga yo'nalgan bo'ladi. Daryo suvlarining shimoliy yarim sharda o'ng qirg'oqni, janubiy yarim sharda esa chap qirg'oqni yuvib ketishi ham Koriolis kuchi mavjud ekanligi tufayli ro'y beradi.

Nazorat savollari

1. Noinersial sanoq sistemalariga ta'rif bering
2. Inersiya kuchlari qanday yuzaga keladi.
3. Ilgarilanma va aylanma harakat qilayotgan sanoq sistemada inersiya kuchlarini yuzaga kelishini tushintiring.
4. Qachon va nima uchun inersiya kuchlarini hisobga olish kerak?
5. Inersiya kuchlari qanday? Ular inersial sanoq sistemalarida ta'sir etuvchi kuchlardan qanday farq qiladi?
6. Barcha inersiya kuchlarini hisobga olgan holda noinersial sistema uchun Nyuton tenglamasini yozing.
7. Koriolis kuchi tushintiring

4. MEXANIKADA SAQLANISH QONUNLARI

Mexanikada saqlanish qonunlari bobini o'zlashtirgan talaba:

bilishi kerak:

- Mexanik ish, quvvat, energiya, kinetik va potensial energiya, konservativ va nokonservativ kuchlar ta'riflarini;
- kuch va energiya orasidagi bog'lanishni;
- aylanmaydigan jismlar uchun muvozanat shartini;
- energiya saqlanish qonunini ma'nosini;
- elastik va noelastik to'qnashuvlar ta'riflarini;

bajara olishi kerak:

- kuchning ishini, quvvatni, jism va jismlar sistemasini kinetik, potensial va to'la energiyasini aniqlashni;
- mexanik energiyaning saqlanish qonuni asosida tipik amaliy fizika masalalarni yechishni;
- energiya va impulsni saqlanish qonunlarini qo'llashni;

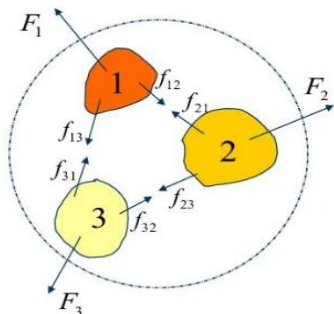
ko'nikmalarga ega bo'lishi kerak:

- matematik analizni standart usullarini (differensial va integral hisoblashlarni) , kuchning ishini, quvvatni, jism va jismlar sistemasini kinetik, potensial va to'la energiyasini aniqlashga doir amaliy fizika masalalarini yechishda foydalanish ko'nikmasi;
- analitik geometriya va vektorlar algebrasi usullarini energiya saqlanish qonunida qo'llash ko'nikmasi;
- kuchning ishini, quvvatni, jism va jismlar sistemasini kinetik, potensial va to'la energiyasini aniqlashga doir fizikaviy tajribalarni o'tkazish va natijalarini hisoblash ko'nikmasi.

4.1 Impulsning saqlanish qonuni

Impulsning saqlanish qonuni jismlar tizimi uchun muhim ahamiyat kasb etadi. Jismlar tizimi yoki soddagina "tizim" deganda o'zaro ta'sirlashuvchi bir nechta jismlar to'plamini tushunamiz. Tizimga tashqi kuchlar ta'sir etmasa, bunday tizim berk tizim deyiladi. Quyosh tizimi juda katta aniqlik bilan berk tizim bo'la oladi. Biz yashab turgan tabiiy sharoitlarda esa berk tizim mavjud emas, chunki Er sirtidagi har qanday tizimga hech bo'lmaganda Erning tortish kuchi ta'sir etadi. Lekin tizimdagi jismlarning ta'sir kuchlariga nisbatan tashqi kuchlar hisobga

olinmasa yoki hisobga olinmaslik darajasida kichik bo'lsa, bunday tizimni berk tizim deb qarash mumkin.



4.1-rasm

Tizimdagi jismlarning o‘zaro ta’sir kuchlarini **ichki kuchlar** deyiladi. 4.1. rasmda uchta jismdan iborat yopiq tizim keltirilgan. Jismlarga ta’sir etuvchi ichki kuchlar $-f$ bilan, tashqi kuchlar $-F$ bilan ifodalangan. Tizim uchun impulsning saqlanish qonuni Nyutonning ikkinchi hamda uchinchi qonunlariga asoslangan va bu haqdagi mulohazalar inersial sanoq

tizimiga nisbatan olib boriladi. Dastlab n ta jisimli berk tizimni olib qaraylik. Tizim

berk bo‘lganligi tufayli unga ta’sir etuvchi tashqi kuchlarning teng ta’sir etuvchisi nolga teng, ya’ni tizimda faqat ichki kuchlarga mavjud. Tizimdagi n ta jisimning har birining impulsini P_1, P_2, \dots, P_n deb belgilasak, tizim impulsini

$$\vec{P} = \sum_i \vec{P}_i = \sum_i m_i \vec{v}_i,$$

tarzida ifodalanadi, bu yerda $\vec{P}_i = m_i \vec{v}_i$ - i - jismning impulsini. Berk tizimdagi har bir jism uchun Nyutonning ikkinchi qonunini quyidagicha yozamiz:

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt}(m_1 \vec{v}_1) &= \vec{f}_{12} + \vec{f}_{13} + \dots + \vec{f}_{1n}, \\ \frac{d}{dt}(m_2 \vec{v}_2) &= \vec{f}_{21} + \vec{f}_{22} + \dots + \vec{f}_{2n}, \\ &\dots \dots \dots \\ \frac{d}{dt}(m_n \vec{v}_n) &= \vec{f}_{n1} + \dots + \vec{f}_{n,n-1}, \end{aligned} \tag{4.1}$$

bunda \vec{f}_{12} - birinchi jismga ikkinchi jism tomonidan ta’sir etuvchi kuch; \vec{f}_{21} - ikkinchi jismga birinchi jism tomonidan ta’sir etuvchi kuch va hokazo. Ravshanki, tizimdagi hamma jicmlar o‘zaro ta’sirlashadilar.

Umumiy holda (4.1) ifodani

$$\frac{d}{dt} \sum_i m_i \vec{v}_i = \sum_i \vec{f}_{iR} (i \neq R; i, R = 1, 2, \dots, n), \tag{4.2}$$

tarzida yozamiz, bu formulaning o‘ng tomoni tizimdagi ichki kuchlarning vektor yig‘indisini aks ettiradi. Tizimdagi biror jisimning shu tizimdagi boshqa bir jisim

bilan o‘zaro ta’siri Nyutonning uchinchi qonuniga bo‘ysunadi:

$$\vec{f}_{12} = -\vec{f}_{21}, \quad \vec{f}_{13} = -\vec{f}_{31}, \quad \vec{f}_{23} = -\vec{f}_{32} \text{ va hokazo.}$$

Binobarin, (3.2) tenglikning o‘ng tomonida ifodalangan ichki kuchlarning vektor yig‘indisi nolga teng:

$$\sum_i \vec{f}_{iR} = 0 \quad (i \neq R, \quad i, \quad R = 1, 2, \dots, n). \quad (4.3)$$

Demak, berk tizim uchun $\frac{d\vec{p}}{dt} = 0$ yoki $\frac{d}{dt} \sum_i m_i \vec{v}_i = 0$,

ifoda hosil bo‘ladi. Bu ifodadan:

$$\vec{P} = \sum_i m_i \vec{v}_i = \text{const.} \quad (4.4)$$

degan xulosaga kelamiz. (4.4) ifoda berk tizim uchun impulsning saqlanish qonuni ifodalaydi: **berk tizimning impulsi vaqt o‘tishi bilan o‘zgarmaydi**. Boshqacha aytganda berk tizim ayrim jismlarning impulslari vaqt o‘tishi bilan o‘zgarsada, tizimning impulsi o‘zgarmay qoladi. Bu erda zikr etilgan o‘zgarishlar shunday sodir bo‘ladiki, masalan, tizimdagi biror jismning impulsi kamaysa, shu tizimdagi boshqa jismning impulsi shuncha oshadi.

Tizimga tashqi kuchlar ta’sir etayotgan bo‘lsa, u berk tizim bo‘la olmaydi va bunday tizim uchun impulsning saqlanish qonuni bajarilmaydi. Bunday tizim uchun Nyutonning ikkinchi qonuni quyidagicha yoziladi:

$$\frac{d}{dt} \sum_i m_i \vec{v}_i = \sum_i \vec{f}_{iR} + \vec{F}_T \quad (i = R_i = 1, 2, \dots, n),$$

Bu yerda $\sum_i \vec{f}_{iR}$ - ichki kuchlarning vektor yig‘indisi; \vec{F}_T - tashqi kuchlarning teng ta’sir etuvchisi. (4.3) ga asosan ichki kuchlarning vector yig‘indisi nolga

teng ekanligini e’tiborga olsak, bu tenglik quyidagi ko‘rinishni oladi:

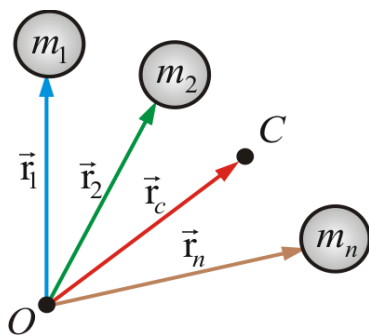
$$\frac{d}{dt} \sum_i m_i \vec{v}_i = \vec{F}_T. \quad (4.5)$$

Bu tenglama mexanik tizim impulsining o‘zgarish qonunini ifodalaydi: *tizim impulsidan vaqt bo‘yicha olingan birinchi tartibli hosila tizimga ta’sir etuvchi tashqi kuchlarning teng ta’sir etuvchisiga teng*.

4.2 Inersiya markazi va uning saqlanish qonuni

Ko‘p hollarda bir necha jismdan iborat mexanik tizimning harakat qonunlarini o‘rganish bilan ish ko‘rishga to‘g‘ri keladi. Bunday tizim-

ning harakat qonunlarini o'rganishda mazkur tizim tarkibidagi jismlar-ning unda qanday taqsimlanganligini yoki bu jismlar bir-biriga nisbatan tizim-zda qanday joylashganligini bilish zaruriyati tug'iladi. Shu muno-sabat bilan inersiya markazi degan tushuncha kiritiladi. Inersiya markazi va og'irlik markazi degan tushunchalar orasida quyidagi farq borilgini esdan chiqar-maslik kerak: og'irlik markazi - bir jinsli og'irlik kuchi maydonida joylash-gan



4.2-rasm

qattiq jismlar uchungina ma'noga ega; inersiya maydoni esa hech qanday maydon bilan bog'liq emas va ixtiyoriy mexanik tizim uchun o'rindir. Og'irlik kuchi maydonida joylashgan qattiq jismlar uchun inersiya markazi va og'irlik markazi bir-biri bilan mos tushadi, ya'ni bir nuqtada joylashgan bo'ladi. Inersiya markazi massaning taqsimlanishini tasvirlovchi geometrik nuqta bo'lib, (4.2-rasm) uning vaziyati koordinatalar boshiga nisbatan \vec{r}_c radius - vektor bilan quyidagicha aniqlanadi.

$$\vec{r}_c = \frac{m_1\vec{r}_1 + m_2\vec{r}_2 + \dots + m_n\vec{r}_n}{m_1 + m_2 + \dots + m_n},$$

$$\vec{r}_c = \frac{1}{m} \sum_i m_i \vec{r}_i,$$

(4.6)

ya'ni

bu yerda m_i - tizimga mansub i - jismning massasi; \vec{r}_i - koordinatalar boshi 0 ga nisbatan i -jismning vaziyatini aniqlovchi radius-vektor; $m = m_1 + m_2 + \dots + m_n$ - tizimning umumiy massasi

Faraz qilaylik, n ta jismdan iborat tizim fazoda harakatlanayotgan bo'lsin. Tizim inersiya markazini aniqlovchi radius-vektor \vec{r}_c dan vaqt bo'yicha olingan hosila inersiya markazining tezligini ifodalaydi:

$$\vec{v}_c = \frac{d\vec{r}_c}{dt}.$$

(4.7)

(4.6) formulani (4.7) qo'yib, inersiya markazining tezligi uchun

$$\vec{v}_c = \frac{d}{dt} \left(\frac{1}{m} \sum_i m_i \vec{r}_i \right) = \frac{1}{m} \sum_i m_i \frac{d\vec{r}_i}{dt} = \frac{1}{m} \sum_i m_i \vec{v}_i = \frac{1}{m} \sum_i \vec{p}_i,$$

(4.8)

ga ega bo'lamiz: bu yerda \vec{v}_i va \vec{p}_i mos ravishda i - jismning tezligi va impulsi; ravshanki

$$\vec{P} = \sum_i \vec{p}_i = \sum_i m_i \vec{v}_i,$$

(4.9)

tizimning to‘la impulsi bo‘lib, ko‘pincha \vec{p} - inersiya markazining impulsi ham deyiladi; m - tizimning umumiy massasi, ya‘ni

$$m = m_1 + m_2 + \dots + m_n = \sum_i m_i. \quad (4.10)$$

Endi (4.9) ni ko‘zda tutib, (4.8) ifodani quyidagicha yozamiz:

$$\vec{v}_c = \frac{\vec{p}}{m} \quad \text{yoki} \quad \vec{p} = m\vec{v}_c \quad (4.11)$$

Nyutonning ikkinchi qonuniga asosan tizimning to‘la impulsidan vaqt bo‘yicha olingan hosila shu tizimga ta‘sir etayotgan tashqi

kuchlarning vektor yig‘indisiga teng: $\frac{d\vec{p}}{dt} = m \frac{d\vec{v}_c}{dt} = m\vec{a}_c = \vec{F}_T, \quad (4.12)$

bu yerda \vec{a}_c – inersiya markazining tezlanishi \vec{F}_T – tizimga ta‘sir etayotgan tashqi kuchlarning vektor yig‘indisi. Berk tizimda unga ta‘sir etuvchi tashqi kuchlar mavjud emas, yoki tashqi kuchlarning teng ta‘sir etuvchisi nolga teng. $\vec{F}_T = 0$. U holda oxirgi tenglikdan inersiya markazining tezlanishi

$$\vec{a}_c = \frac{d\vec{v}_c}{dt} = 0 \text{ bo‘ladi.}$$

Bundan $\vec{v}_c = \text{const}$ ekanligi kelib chiqadi. Bu xulosa **inersiya markazining saqlanish qonunini** ifodalaydi va u quyidagicha ta‘riflanadi:

Berk tizimning inersiya markazi to‘g‘ri chiziq bo‘ylab tekis harakat qiladi yoki tinch holatda bo‘ladi.

Tizim impulsning saqlanish qonunidan massaning additivlik qonuni kelib chiqadi. (4.11) ifodadan ko‘rinib turibdiki, tizim impulsi bilan uning inersiya markazi tezligi orasidagi bog‘lanish shakl jihatidan bitta jismning impulsi bilan tezligi orasida bog‘lanishning o‘zginasidir. Shu bilan birga, bu ifodadagi mutanosiblik koeffisientning o‘rnida turgan m kattalik tizim tarkibiga kiruvchi ayrim jismlar massalarining yig‘indisi degan ma’noga ega.

Shunday qilib, **massaning additivlik qonuni** quyidagicha ifodalana-
nadi: *tizimning massasi uning tarkibidagi ayrim jismlar massalarining yig‘indisiga teng*. Masalan, yo‘lda ketayotgan vagonni yo‘lovchilari bilan birga bir tizim deb qarasaq, uning umumiy massasi, ravshanki, uning ichidagi ayrim yo‘lovchilar massalari va vagonning o‘zining ayrim qismlari massalarining yig‘indisiga teng.

4.3. Kuchning bajargan ishi. Quvvat

Bajarilgan ish jism bosib o‘tilgan yo‘l va unga ta‘sir etuvchi tashqi kuchga mutanosibdir. Doimiy \vec{F} kuch ta‘sirida jism to‘g‘ri chiziqli harakat qilib qandaydir S masofani bosib o‘tsa, bu kuchning bajargan ishi

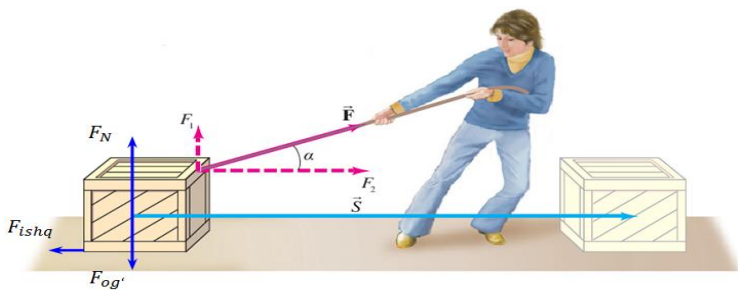
$$A = FS \cos \alpha, \quad (4.13)$$

bo‘ladi: bu yerda α -kuch ta‘sir yo‘nalishi bilan harakat yo‘nalishi orasidagi burchak, $F \cos \alpha = F_s$ - jismga ta‘sir etuvchi kuchning harakat yo‘nalishiga proeksiyasi ekanligini nazarda tutib, (4.3-rasm) yuqoridagi formulani quyidagicha yozamiz.

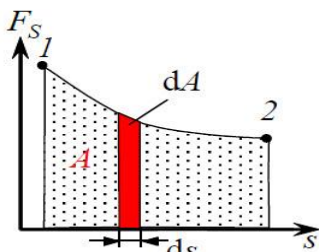
$$A = F_s S \quad (4.14)$$

(4.13) formuladagi F kuch jismga ta‘sir etuvchi barcha tashqi kuchlarning teng ta‘sir etuvchisidir. Jismga uning harakatiga qarshilik ko‘rsatuvchi ishqalanish kuchi F_{ish} ham ta‘sir etadi va F_{ish} ning yo‘nalishi hamma vaqt \vec{F}_s ning yo‘nalishiga qarama-qarshidir (bu yerda \vec{F}_s vektor kattalik bo‘lib, u \vec{F} kuchning harakat yo‘nalishidagi tashkil etuvchisidir. 1) $\alpha < \pi/2$ ($\cos \alpha > 0$) bo‘lsa bajarilgan ish musbat bo‘ladi:

2) $\alpha > \pi/2$ ($\cos \alpha < 0$) bo‘lsa, bajarilgan ish manfiydir. Umuman, jismga ta‘sir etuvchi kuch o‘zgarib turishi va uning harakat traektoriyasi egri chiziqdan iborat bo‘lishi (rasm 4.4) mumkin.



4.3-rasm



4.4-rasm

U holda traektoriyani xayolan cheksiz kichik elementar bo‘laklarga shunday bo‘lamizki, bu bo‘lakcha oraliq‘ida jismga ta‘sir etuvchi kuchni o‘zgarimas deb hisoblash mumkin bo‘lsin. Binobarin, elementar ko‘chishda bajarilgan elementar ishni jismga ta‘sir etuvchi

kuchning elementar ko'chishga skalyar ko'paytmasi tarzida ifodalash mumkin, ya'ni

$$dA = (\vec{F} \cdot d\vec{S}) = F_s dS . \quad (4.15)$$

Traektoriyaning 1 nuqtasidan 2 nuqtasiga ko'chirishda kuchning bajargan ishi elementar ishlarning algebraik yig'indisiga teng bo'ladi:

$$A \square \int_1^2 F dS \cos\alpha = \int_1^2 F_s dS .$$

Ish birligi qilib bir birlikka teng kuch ta'sirida jismning birlik masofaga ko'chirishda bajarilgan ish qabul qilingan. ***Xalqaro birliklar tizimi (XBT) da ish birligi qilib bir Nyuton kuch ta'siridagi yo'nalishda jismning 1 metr masofaga ko'chirishda bajarilgan ish qabo'l qilingan va bu birlik Joule (J) deyiladi.***

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

Vaqt birligi davomida bajarilgan ishga quvvat deyiladi. Agar dt vaqt davomida dA ish bajarilsa, quvvat

$$N = \frac{dA}{dt} . \quad (4.16)$$

tarzda ifodalanadi, ya'ni quvvat bajarilgan ishdan vaqt bo'yicha olingan birinchi tartibli hosilaga teng. (4.14) tenglikni (4.16) ifodaga qo'yib, quyidagiga ega bo'lamiz $N = \frac{dA}{dt} = \frac{d}{dt}(F_s dS) = F_s \frac{dS}{dt} = F_s \cdot v$

ya'ni berilgan F_s kuch ta'sirida jism katta tezlik bilan harakat qilishi uchun mexanizmning quvvati ham katta bo'lishi kerak.

Quvvat birligi sifatida Xalqaro birliklar tizimi da vatt (W) qabul qilingan: 1 Vatt - 1 sekund davomida 1 joul ish bajaradigan qurilmaning yoki mexanizmning quvvatidir: $1W = \frac{1J}{1s}$

4.4 Energiya. Kinetik va potensial energiya. Konservativ va nokonservativ kuchlar

Kinetik energiya. Harakatdagi jismning mexanik energiyasi kinetik energiyadir. Umuman energiya jismning ish bajarish qobiliyati ekanligini nazarda tutsak, kinetik energiyaga quyidagicha ta'rif berish mumkin: ***kinetik energiya deb harakatlanayotgan jismning ish bajarish qobiliyatiga aytiladi.***

Tinch holda turgan jismga ta'sir etuvchi kuch uni harakatga keltiradi va jism ustida ish bajaradi. Kuchning bajargan ish jismning kinetik energiyasini ortishiga

sarf bo‘ladi:

$$dA = dE_k.$$

Bajarilgan ish ifodasi va Nyutonning ikkinchi qonunidan:

$$dA = Fds = m \frac{dvds}{dt} = mv dv = dE_k, \quad (4.17)$$

ushbu ifodani integrallash orqali kinetik energiya ifodasini aniqlaymiz.

$$E_K = \int_0^g mv dv = \frac{mv^2}{2}. \quad (4.18)$$

Demak, \bar{v} tezlik bilan harakatlanayotgan jismning kinetik energiyasi uning massasi bilan tezligi kvadrati ko‘paytmasining yarmiga teng, ya‘ni massasi m bo‘lgan jism \bar{v} tezlik bilan harakatlanayotgan bo‘lsa, uning kinetik energiyasi $mv^2/2$ ga teng bo‘lgan manfiy ish bajarishi lozim va aksincha, massasi m bo‘lgan tinch turgan jismni \bar{v} tezlik bilan harakatga keltirish uchun tashqi kuchlar $mv^2/2$ ga teng bo‘lgan musbat ish bajarish lozim bo‘ladi.

Kuch ta‘sir etgunga qadar jism qandaydir \bar{v} tezlik bilan harakatlanayotir va tashqi kuch ta‘sirida uning tezligi \bar{v}_1 dan \bar{v}_2 ga qadar oshadi, deb faraz qilaylik. Bu kuchning bajarilgan ishi jism kinetik energiyasining o‘zgarishiga teng bo‘ladi.

$$A = E_{K2} - E_{K1} = \int_{v_1}^{v_2} mv dv = \frac{mv_2^2}{2} - \frac{mv_1^2}{2}, \quad (4.19)$$

\bar{v} tezlik bilan harakatlanayotgan jism impulsining moduli mv ekanligini nazarda tutib, uning kinetik energiyasi ko‘pincha quyidagicha ifodalanadi:

$$E_K = \frac{p^2}{2m}.$$

Shu paytgacha biz harakatlanayotgan bitta jismning kinetik energiyasi haqida mulohaza yuritdik. Endi n ta jismning (n ta moddiy nuqtadan iborat) tizimni olib qaraylik. Undagi i -jismning massasi va tezligi mos ravishda m_i va \bar{v}_i bo‘lsa, tizimning kinetik energiyasi:

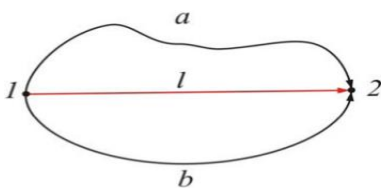
$$E_K = \sum_i \frac{m_i \bar{v}_i^2}{2}.$$

tarzda ifodalanadi, ya‘ni tizimning kinetik energiyasi uni tashkil etgan jismlar kinetik energiyalarining yig‘indisiga teng.

Fazoning bir nuqtasidan ikkinchi nuqtasiga jismni ko‘chirishda tashqi kuchlarning bajargan ishi bosib o‘tilgan yo‘lning shakliga bog‘liq bo‘lmay, balki jismning boshlang‘ich va oxirgi vaziyatla-

rigagina bog‘liq bo‘lsa, bunday kuchlar konservativ yoki potensial kuchlar deb ataladi. Jismga ta’sir etuvchi og‘irlik kuchi, siqilgan yoki cho‘zilgan purjinning qayshqoqlik (elastiklik) kuchi, zaryadlangan jismlarga ta’sir etuvchi elektrostatik kuchlar konservativ kuchlarga misol bo‘ladi.

Boshqa hamma kuchlar nokonservativ kuchlar deyiladi. Ishqalanish kuchlari, muhitning jism harakatiga qarshilik kuchlari nokonservativ kuchlarga kiradi. Nokonservativ kuchlarning bajarigan ishi bosib o‘tilgan yo‘lga bog‘liq bo‘lib, mazkur yo‘l qanchalik uzun bo‘lsa, bajarilgan ish ham shunchalik katta bo‘ladi.



4.5-rasm

Konservativ kuchlarning bajarigan ishi bosib o‘tilgan yo‘lining shakliga bog‘liq bo‘lmay, balki jismning faqat dastlabki va keyingi vaziyatigagina bog‘liqi. Jismni 1-nuqtadan 2-nuqtaga o‘tkazish uchun konservativ kuchlarning ishi A bo‘lsin (4.5-rasm).

Konservativ kuchlarning jismni 1-nuqtadan 2-nuqtaga ko‘chirish ishi yo‘lining shakliga bog‘liq emas.

$$A_{1a2} = A_{1b2} = A_{1l2} = A_{12}$$

Harakat yo‘nalishining teskari tomonga o‘zgarishi konservativ kuchlarning ish belgisining o‘zgarishiga olib keladi. Bundan kelib chiqadiki, konservativ

kuchlarning yopiq egri chiziq bo‘ylab ishi nolga teng.

$$\oint F dl = A_{12} + A_{21} = A_{12} - A_{12} = 0$$

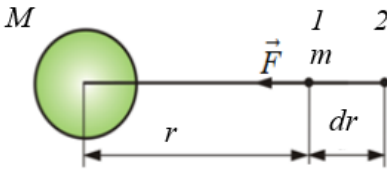
F kuch vektorining yopiq kontur bo‘yicha integrali -sirkulyatsiyasi deb ataladi. Shuning uchun har qanday kuch vektorining yopiq kontur bo‘yicha sirkulyatsiyasi nolga teng bo‘lsa, u holda bu kuch konservativ hisoblanadi.

Potensial energiya – jismlarning yoki ularning ayrim qismlarining o‘zaro ta’sir energiyasi bo‘lib, bu energiya ularning bir-biriga nisbatan joylashuviga bog‘liq. Shuning uchun potensial energiyaning qiymati jism (yoki tizim) ni bir vaziyatdan ikkinchi vaziyatga o‘tishda tashqi kuchlarning bajarigan ishi bilan o‘lchanadi. Ikkinchi tomondan, kuch maydonida joylashgan jismlarga muayyan konservativ kuch ta’sir etadi: mazkur kuchning belgilangan sharoitda ish bajarish qobiliyati ularning potensial energiyasining o‘lchovi bo‘lib xizmat qiladi. Boshqacha

aytganda, kuch maydonida joylashgan jism muayyan potensial energiyaga ega bo'ladi.

Potensial energiya – jismlarning yoki tizim qismlarining o'zaro ta'siri bilan bog'liq energiya bo'lib, bu energiya ta'sirlashuvchi jismlar yoki tizim qismlari orasidagi masofaga bog'liqdir. Shuning uchun jismning yoki tizimning potensial energiyasi faqat uning koordinatalarning funksiyasidir va bu funksiya $E_p(x,y,z)$ tarzida ifodalanadi. Massasi m bo'lgan moddiy nuqtani ko'chirishda Yerning tortishish maydoni kuchlari bajargan ishni aniqlaymiz. m massali moddiy nuqtaga 1 holatida quyidagi kuch tasir qiladi:

$$F = \gamma \frac{mM}{r^2}$$



Bu moddiy nuqtani dr masofaga ko'chirilganda dA ish bajariladi:

$$dA = -\gamma \frac{mM}{r^2} dr$$

(manfiy belgisi kuch va ko'chish qarama-qarshi ekanligini bildiradi). Bundan

umumiy ish:

$$A = \int_{r_1}^{r_2} dA = -\int_{r_1}^{r_2} \gamma \frac{mM}{r^2} dr = -m \left(\gamma \frac{M}{r_2} - \gamma \frac{M}{r_1} \right)$$

Bajarilgan ish ko'chish traektoriyasiga bog'liq bo'lmay, jismning boshlang'ich va ohirgi vaziyatlari orqali aniqlanadi. Bundan, gravitatsion tortishish kuchi *konservativ* bo'lib, uning maydoni *potensial maydon*dir. Potensial kuchlarning bajargan ishi jism potensial energiyasi o'zgarishini teskari ishora bilan olingan qiymatiga teng $A = -(E_{p2} - E_{p1})$. Yer tortishish maydonidagi jismning potensial energiyasi:

$$E_p = -\gamma \frac{mM}{r}$$

Yer sirtidan h balandlikda turgan m massali jismning potensial energiyasi:

$$E_p = -\frac{\gamma m M}{R_0 + h} - \left(-\frac{\gamma m M h}{R_0} \right) = \frac{\gamma m M h}{R_0(R_0 + h)},$$

bu yerda R_0 – Yer radiusi. $h \ll R_0$ shartni va $g = \gamma M / R_0^2$ ekanligini hisobga olib

$$E_p = mgh$$

potensial energiya formulasini aniqlaymiz.

Yer tortishish maydonining biror nuqtasida joylashgan moddiy nuqta potensial energiyasini, uning massasiga nisbati, *tortishish maydonining potentsiali* deyiladi va maydonni energiya jihatdan xarakterlaydi.

$$\varphi = \frac{E_p}{m} = -\gamma \frac{M}{r}$$

Cho‘zilgan yoki siqilgan prujinaning potensial energiyasi esa quyidagicha topiladi:

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

Ikki jismlarning o‘zaro ta’sir energiyasi. Har bir jism o‘zining atrofida gravitatsiya maydonini hosil qiladi, Jismning potensial energiyasi uning boshqa jismlar bilan mazkur maydon orqali o‘zaro ta’sir energiyasidir. Gravitatsiya maydoniga joylashtirilgan jismning potensial energiyasi uchun quyidagi formulaga ega bo‘lamiz:

$$E_p = -\gamma \frac{m_1 m_2}{r},$$

manfiy ishora tortishish kuchlari maydonidagi jismning o‘zaro ta’sir potensial energiyasini ifodalaydi.

4.5. Kuch va potensial energiya orasidagi bog‘lanish

Jismlarning o‘zaro ta’siri bir tomondan kuch orqali, ikkinchi tomondan potensial energiya orqali ifodalanadi. Shu boisdan potensial maydondagi jismning potensial energiyasi bilan mazkur maydon tomonidan unga ta’sir etuvchi kuch orasidagi muayyan bog‘lanish mavjud bo‘lishi kerak.

Potensial maydonda jismni bir nuqtadan ikkinchi nuqtaga ko‘chirishda konservativ kuchlarning bajargan ishi jism potensial energiyasining kamayishi hisobiga bajariladi.

$$A_{12} = E_{p1} - E_{p2} = -\Delta E_p,$$

bunda E_{p1} va E_{p2} mos ravishda potensial maydondan birinchi va ikkinchi nuqtalardagi jismining potensial energiyalari. U holda jismning $d\vec{S}$ ga ko‘chirishda konservativ kuchlarning bajarilgan ishi:

$$\vec{F}d\vec{S} = -dE_p, \quad (4.20)$$

bo‘ladi. Bu yerdagi manfiy ishora bajarilgan ish potensial energiyasining $d\vec{S}$ yo‘nalishida kamayishi hisobiga bo‘layotganini bildiradi.

Jismga ta'sir etuvchi kuchning ko'chish yo'nalishiga proeksiyasining F_s deb belgilasak (4.20) tenglikning chap tomoni quyidagicha yoziladi:

$$\vec{F}d\vec{S} = FdS \cos \alpha = F_s dS.$$

Shunday qilib, (4.20) tenglikni quyidagicha yozish mumkin:

$$F_s dS = -dE_p.$$

Bu tenglikdan kuchning ko'chish yo'nalishiga proeksiyasi uchun

$$\text{quyidagiga ega bo'lamiz} \quad F_s = -\frac{\partial E_p}{\partial S}, \quad (4.21)$$

bunda $\partial/\partial S$ belgisi \vec{S} yo'nalishi bo'yicha olinayotgan xususiy hosilani ifodalaydi. Potensial energiya (E_p) jism vaziyatining funksiyasi bo'lganligi tufayli (4.21) munosabat fazodagi ixtiyoriy yo'nalish uchun, masalan Dekart koordinata o'qlarining X, Y, Z yo'nalishlari uchun ham o'rinlidir:

$$F_x = -\frac{\partial E_p}{\partial x}; \quad F_y = -\frac{\partial E_p}{\partial y}; \quad F_z = -\frac{\partial E_p}{\partial z}. \quad (4.22)$$

Shuni esda tutish kerakki, (4.21) va (4.22) formulalardagi F_x , F_y , F_z kuchlar potensial maydonda jismga ta'sir etuvchi konservativ kuchlarning mos yo'nalishlardagi proeksiyalarini ifodalaydi. \vec{F} vektor uchun X, Y, Z o'qlari bo'yicha tashkil etuvchilari orqali:

$$\vec{F} = F_x \vec{i} + F_y \vec{j} + F_z \vec{k}, \quad (4.23)$$

tarzda ifodalanishini e'tiborga olsak, (4.22) ga asosan (4.23) tenglik quyidagi ko'rinishga ega bo'ladi:

$$\vec{F} = -\left(\frac{\partial E_p}{\partial x} \vec{i} + \frac{\partial E_p}{\partial y} \vec{j} + \frac{\partial E_p}{\partial z} \vec{k} \right). \quad (4.24)$$

Qavs ichidagi ifoda $grad E_n$ deb belgilanadi.

$$\frac{\partial E_p}{\partial x} \vec{i} + \frac{\partial E_p}{\partial y} \vec{j} + \frac{\partial E_p}{\partial z} \vec{k} = grad E_p, \quad (4.25)$$

va E_p ning gradiyenti deb o'qiladi. Shunga ko'ra (4.24) tenglik quyidagicha yoziladi:

$$\vec{F} = -grad E_p. \quad (4.26)$$

4.6 Mexanik energiyaning saqlanish qonuni

Jism (moddiy nuqta) konservativ kuchlar maydonida joylashgan bo'lsin, ya'ni jisimga konservativ kuchlardan boshqa kuchlar ta'sir qilmayotgan bo'lsin. Konservativ kuchlarning elementar $d\vec{r}$ ko'chishda bajargan ishi jism potensial energiyasining kamayishiga teng:

$$dA = -dE_p.$$

Ikkinchi tomondan, jismning $d\vec{r}$ masofaga ko'chishida konservativ kuchlarning bajargan ishi uning kinetik energiyasining ortishiga teng $dA = dE_k$.

$$\text{Bu ikki tenglikdan } dE_k = -dE_p \text{ yoki } d(E_k + E_p) = 0, \quad (4.27)$$

ni hosil qilamiz. Oxirgi ifodadagi **kinetik va potensial energiyalarning yig'indisi**

$E = E_k + E_n$ **jismning to'la energiyasi deyiladi;** (4.27) dan

$$E = E_k + E_p = \text{const}, \quad (4.28)$$

ekanligi kelib chiqadi. Bu formula bitta jism uchun energiyaning saqlanish qonunini ifodalaydi: **konservativ kuchlar maydonida harakatlanayotgan jismlarning to'la mexanik energiyasi o'zgarmaydi.** Bu qonundan shu xulosa kelib chiqadiki, konservativ kuchlar maydonida kinetik energiya potensial energiyaga aylanishi mumkin, lekin jismning to'la energiyasi o'zgarmaydi, ya'ni konservativ kuchlarning ta'sirida jismning potensial energiyasi qanchaga kamaysa, uning kinetik energiyasi shunchaga ortadi va aksincha.

Endi bir-birlari bilan konservativ kuchlar (ichki kuchlar) orqali o'zaro ta'sirlanuvchi n ta jism (moddiy nuqta) dan iborat tizimni olib qaraylik va mazkur tizim tashqi konservativ kuchlar, masalan, gravitatsiya maydoni tomonidan ta'sir etuvchi kuchlar ta'sirida bo'lsin. Bu kuchlar ta'sirida tizimning vaziyati va undagi jismlarning bir-biriga nisbatan joylashishi o'zgaradi. Natijada mazkur kuchlar tizim ustida muayyan ish bajaradi.

Tashqi konservativ kuchlarning bajargan elementar ishi tashqi kuch maydonidagi tizim potensial energiyasining kamayishi hisobiga bo'ladi:

$$dA' = -dE'_p.$$

O'zaro ta'sir tufayli vujudga keladigan ichki kuchlarning bajargan elementar ishi (dA'') jismlarning o'zaro ta'sir potensial energiyasining kamayishi ($-dE''_p$) ga teng: $dA'' = -dE''_p$.

Barcha kuchlarning bajargan elementar ishi tizimidagi jismlarning kinetik energiyalarining ortishi (dE_k) ga sarf bo'ladu, ya'ni:

$$dA' + dA'' = dE_k. \quad (4.29)$$

Tizimning kinetik energiyasi uning tarkibidagi jismlarning kinetik energiyalarining yig'indisiga teng.

$$E_k = \sum_i \frac{m_i v_i^2}{2},$$

yuqorida keltirilgan (4.29) tenglamaning chap tomonidagi elementar ishlarni ularga tegishli energiya bilan almashiramiz:

$$-dE'_p - dE''_p = dE_k.$$

$$\text{Bu tenglikni quyidagicha yozamiz: } d(E_k + E'_p + E''_p) = 0. \quad (4.30)$$

Tizimning to'la mexanik energiyasi uning kinetik va potensial energiyalarining yig'indisiga teng.

$$E = E_k + E'_p + E''_p,$$

$$(4.30) \text{ tenglikdan } E = E_k + E'_p + E''_p = \text{const}, \quad (4.31)$$

ekanligi kelib chiqadi va u tizim mexanik energiyasining saqlanish qonunini ifodalaydi; faqat tashqi va ichki konservativ kuchlarning ta'sirida bo'lgan jismlar tizimining to'la energiyasi o'zgarmay qoladi.

Agar jismlar tizimi berk bo'lsa, ya'ni unga tashqi konservativ kuchlar ta'sir etmasa, tizim to'la energiyasining saqlanish qonuni

$$E_k + E''_p = \text{const},$$

tarzda ifodalanadi va quyidagicha ta'riflanadi: ***konservativ kuchlar vositasida o'zaro ta'sirlashuvchi jismlardan iborat bo'lgan berk tizimning to'la mexanik energiyasi o'zgarmay qoladi.***

Agar yopiq tizimda konservativ bo'lmagan kuchlar ham ta'sir qilayotgan bo'lsa, u holda tizimning umumiy mexanik energiyasi saqlanib qolmaydi - u qisman konservativ bo'lmagan boshqa turdagi energiyaga o'tadi.

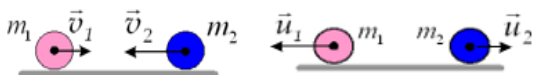
Mexanik energiya boshqa turdagi energiyaga aylanadigan tizim *dissipativ* deb ataladi, o'tish jarayonining o'zi *energiya dissipasiyasi* deb ataladi.

Tashqi ta'sirlardan ajratilgan dissipativ sistemada energiyaning barcha turlari (mexanik, issiqlik va boshqalar) yig'indisi o'zgarmas bo'lib qoladi. Bu yerda energiya saqlanishining umumiy qonuni amal qiladi.

4.7 Mutloq qayishqoq va noqayishqoq to‘qnashuvlar

Mutloq qayishqoq sharlarning markaziy to‘qnashuvlarini o‘rganish bilan chegaralanamiz. Bu holda sharlarning \vec{v}_1 va \vec{v}_2 tezliklari ularning markazlarini tutashtiruvchi to‘g‘ri chiziq bo‘yicha yo‘nalgan bo‘ladi. Shuning uchun bunday to‘qnashuvlar markaziy to‘qnashuv deyiladi. Massalari m_1 va m_2 , tezliklari mos ravishda \vec{v}_1 va \vec{v}_2 bo‘lgan sharlar, mutloq qayishqoq to‘qnashsin:

ularning to‘qnashuvidan keyingi tezliklarini mos ravishda u_1 va u_2 bilan belgilaylik (rasm 4.6). Mutloq qayishqoq to‘qnashuvda tizim



4.6-rasm

(to‘qnashuvchi sharlar) impulsining va energiya-ning saqlanish qonunlari bajariladi. Yuqoridagi belgilashlarga ko‘ra bu qo-

nunlarni quyidagicha yozamiz:

$$m_1\vec{v}_1 + m_2\vec{v}_2 = m_1\vec{u}_1 + m_2\vec{u}_2; \quad (4.32)$$

$$\frac{m_1v_1^2}{2} + \frac{m_2v_2^2}{2} = \frac{m_1u_1^2}{2} + \frac{m_2u_2^2}{2}. \quad (4.33)$$

To‘qnashuvlar markaziy bo‘lganligi tufayli tezlik vektorlari sharlarning markazlaridan o‘tuvchi to‘g‘ri chiziq bo‘lib yo‘nalgan. Shuning uchun (4.32) tenglikni skalyar ko‘rinishida yozamiz (qarama-qarshi yo‘nalishlar uchun mazkur tezliklarning ishoralarigina o‘zgaradi) (4.32) va (4.33) ifodalarni mos ravishda

$$m_1(v_1 - u_1) = m_2(u_2 - v_2), \quad (4.34)$$

$$m_1(v_1^2 - u_1^2) = m_2(u_2^2 - v_2^2), \quad (4.35)$$

ko‘rinishida yozish mumkin va nihoyat oxirgi formulani

$$m_1(v_1 - u_1)(v_1 + u_1) = m_2(u_2 - v_2)(u_2 + v_2),$$

shaklda yozib, uning (4.34) tenglikka nisbatini olsak:

$$v_1 + u_1 = u_2 + v_2, \quad (4.36)$$

kelib chiqadi. Sharlar to‘qnashgandan keyin ular erishgan tezliklar (u_1 va u_2) ni aniqlaylik. Buning uchun (4.36) ifodani m_2 ko‘paytiramiz:

$$m_2v_1 + m_2u_1 = m_2u_2 + m_2v_2;$$

Bu olingan natijani (4.34) dan ayirsak, birinchi sharning to‘qnashuvidan keyingi tezligi

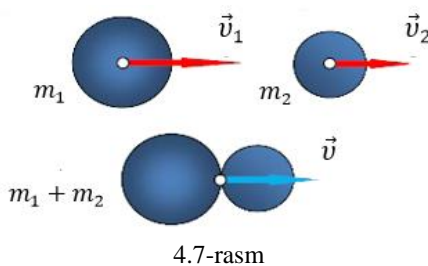
$$u_1 = \frac{2m_2v_2 + (m_1 - m_2)v_1}{m_1 + m_2}, \quad (4.37)$$

bo‘ladi. Xuddi shuningdek, (4.36) ifodani m_1 ga ko‘paytirib, ko‘paytmani (4.34) dan ayirsak, ikkinchi sharning to‘qnashuvdan keyingi tezligi uchun

$$u_2 = \frac{2m_1v_1 + (m_2 - m_1)v_2}{m_1 + m_2}, \quad (4.38)$$

ga ega bo‘lamiz. Ko‘rinib turibdiki, u_1 va u_2 lar uchun topilgan ifodalarning bir-biridan farqi m va v kattaliklaridagi indekslar (1 va 2) o‘rinlarining almashinishidan iborat.

Mutloq noqayishqoq to‘qnashuvda to‘qnashuvchi jismlar kinetik energiyasining bir qism yoki hammasi ichki energiyaga (issikliqqa) aylanadi. Bu to‘qnashuvda energiyaning saqlanish qonuni bajarilmaydi, faqat impulsning saqlanish qonuni bajariladi. Mazkur jarayonda bir



jismning ichki energiyasi ikkinchi jismning ichki energiyasiga aylanishi ham mumkin. Kinetik energiyaning qancha qismi ichki energiyaga aylanishi to‘qnashuvchi jismlarning o‘ziga xos xususiyatlariga bog‘liq. Mutloq noqayishqoq to‘qnashuv natijasida to‘qnashuvchi ikkala jism birlashib, bitta jism kabi

harakatlanadi. Massalari m_1 va m_2 bo‘lgan sharlarning to‘qnashuviga qadar tezliklari \vec{v}_1 va \vec{v}_2 bo‘lsa, ikkita jismdan iborat bu tizim to‘qnashuvdan keyin $m_1 + m_2$ massali bitta jism kabi \vec{u} tezlik bilan harakat qiladi (4.7-rasm). Mazkur tizim uchun impulsning saqlanish qonuni, ravshanki, quyidagicha yoziladi:

$$m_1\vec{v}_1 + m_2\vec{v}_2 = (m_1 + m_2)\vec{u}.$$

Bu tengliklardan tizimning to‘qnashuvdan keyingi tezligi

$$\vec{u} = \frac{m_1\vec{v}_1 + m_2\vec{v}_2}{m_1 + m_2}, \quad (4.39)$$

ekanligi kelib chiqadi. Issiqlikka aylangan energiya miqdori

$$\Delta E = \left(\frac{m_1v_1^2}{2} + \frac{m_2v_2^2}{2} \right) - \frac{(m_1 + m_2)u^2}{2}, \quad (4.40)$$

(4.39) ifodani hisobga olib $\Delta E = \frac{m_1m_2}{2(m_1+m_2)}(v_1 - v_2)^2$ issiqlikka aylangan energiya miqdorini to‘qnashuvchi jismlar tezliklariga bog‘liqlik ifodasini aniqlaymiz.

Agar ikkinchi jism qo‘zg‘almay turgan bo‘lsa ($v_2 = 0$), issiqlikka aylangan energiya quyidagiga teng bo‘ladi:

$$\Delta E = \frac{m_2}{m_1 + m_2} \frac{m_1 v_1^2}{2},$$

$m_2 \gg m_1$ bo'lganda (harakatsiz jismning massasi juda katta), u holda $v \ll v_1$ va deyarli barcha kinetik energiya zarba paytida boshqa energiya shakllariga aylanadi. Shuning uchun, masalan, sezilarli deformatsiyani olish uchun sandon massasi bolg'acha massasidan juda katta bo'lishi kerak (4.8a-rasm). Agarda, $m_2 \approx m_1$ bo'lganda, $v \approx v_1$ bo'ladi va deyarli barcha energiya deformatsiyadan ko'ra ko'proq siljishga sarflanadi (masalan, bolg'acha – mix misolida 4.8a-rasm).



4.8a-rasm



4.8b-rasm

Nazorat savollari

1. Energiya, ish, quvvat tushunchalarini aniqlab bering.
2. Qanday mexanik energiya turlarini bilasiz?
3. Mexanik energiyaning saqlanish qonuni qanday tizimlar uchun to'g'ri bo'ladi?
4. Konservativ va dissipativ kuchlar qanday kuchlar?
5. Nima uchun tortishish kuchlari maydoni potensial maydon deyiladi?
6. Quvvat nima? Uning formulasini chiqaring.
7. Mexanik energiyaning ma'lum turlariga ta'riflar bering va formulalarni keltiring.
8. Kuch va potensial energiya o'rtasida qanday bog'liqlik bor?
9. Potensial energiyaning o'zgarishiga nima sabab bo'ladi?
10. Mexanik energiyaning saqlanish qonunini bajarilishi uchun tizimning yopiq bo'lish sharti zarurmi?
11. Mexanik energiyaning saqlanish qonuni qanday? U qanday tizimlarda ishlaydi?
12. Energiyaning saqlanish va aylanish qonunining fizik mohiyati nimadan iborat? Nima uchun bu tabiatning asosiy qonunidir hisoblanadi?

5. QATTIQ JISM AYLANMA HARAKAT DINAMIKASI

Qattiq jism aylanma harakat dinamikasi bobini o'zlashtirgan talaba:

bilishi kerak:

- burchak tezligi, burchak tezlanishi ta'riflarini va ular orasidagi bog'lanishni;
- aylanma harakatdagi kinetik energiya, inersiya momenti ta'riflarini va ular orasidagi bog'lanishni;
- aylanma harakatda bajarilgan ish, kuch momenti ta'riflarini va ular orasidagi bog'lanishni;
- sterjen, to'liq silindr va sharlarning inersiya momentlarini va Shteyner teoremasini;
- aylanma harakat dinamikasi asosiy tenglamasini, impuls momenti va uning saqlanish qonunini;

bajara olishi kerak:

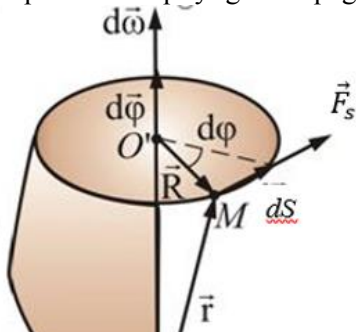
- burchak tezligini, burchak tezlanishini, aylanma harakatdagi kinetik energiyani, aylanma harakatda bajarilgan ishni, kuch momentini, inersiya momentini aniqlashni;
- qattiq jism aylanma harakat dinamikasi va kinematikasiga doir tipik amaliy fizika masalalarni yechishni;
- ilgariylanma va aylanma harakat tenglamalarini o'zaro solishtirishni;

ko'nikmalarga ega bo'lishi kerak:

- matematik analizni standart usullarini (differensial va integral hisoblashlarni) qattiq jism aylanma harakati dinamikasiga doir amaliy fizika masalalarini yechishda foydalanish ko'nikmasi;
- analitik geometriya va vektorlar algebrasi usullarini qattiq jism aylanma harakati dinamikasida qo'llash ko'nikmasi;
- qattiq jism aylanma harakati dinamikasiga doir fizikaviy tajribalarni o'tkazish va natijalarini hisoblash ko'nikmasi
- qattiq jism aylanma harakati dinamikasiga doir fizikaviy tajribalarni o'tkazish va natijalarini hisoblash ko'nikmasi.

5.1 Aylanma harakatda kuchning bajarigan ishi. Kuch momenti

Qattiq jism qo'zg'almas o'q atrofida o'zgarimas burchak tezlik bilan aylanma harakat qilganda tashqi kuchning bajarigan ishini aniqlaymiz. Tashqi kuch jismning biror M nuqtasiga qo'yilgan bo'lsin. Aylanish o'qidan kuch qo'yilgan nuqttagacha bo'lgan masofa R (5.1- rasm), nuqta



5.1- rasm

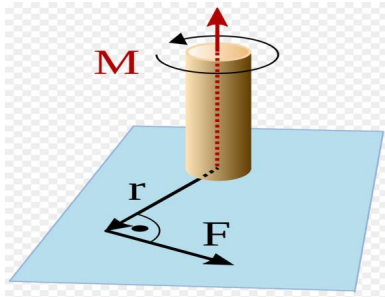
kuchning tangensial tashkil etuvchisi ta'sirida R radiusli aylana bo'ylab harakatlanadi. Kuchning dt vaqt davomida bajarigan ishi quyidagiga teng bo'ladi

$$dA = F_s dS = F_s R d\varphi = M d\varphi, \quad (5.1)$$

bu yerda $dS = R d\varphi$ foydalandik va OO' aylanish o'qiga nisbatan F_s kuchning kuch elkasi $-R$ ga ko'paytmasiga teng bo'lgan kattalik **kuch momenti** kattaligi kiritiladi:

$$M = F_s R. \quad (5.2)$$

Jism muayyan φ burchakka burilganda bajarilgan to'liq ish esa ilgarilanda harakatda tashqi kuchlar bajarigan ish formulasi ($A = F_s dS$) bilan taqqoslasak, shu narsa ayon bo'ladiki, kuch vazifasini tashqi kuchlar momenti, chiziqli ko'chish vazifasini esa burchak ko'chish o'taydi. *Moddiy nuqtaga qandaydir \vec{F} kuch ta'sir etayotgan bo'lsa \vec{r} radius-vektorning \vec{F} kuchga vektor ko'paytmasi \vec{F}*



5.2-rasm

kuchning O nuqtaga nisbatan kuch momenti deyiladi.(5.2-rasm)

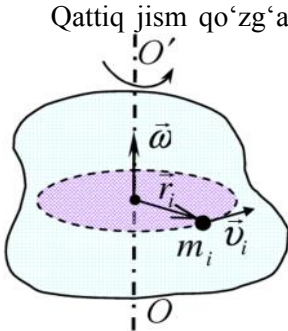
$$\vec{M} = [\vec{r}, \vec{F}]. \quad (5.3)$$

Bunda \vec{F} moddiy nuqtaga ta'sir etuvchi barcha kuchlarning teng ta'sir etuvchisidir. Kuch momenti \vec{M} psevdovektor bo'lib, u \vec{r} va \vec{F} vektorlar yotgan (5.2-rasm) tekislikka tik yo'nalgan, yo'nalishi esa o'ng vint qoidasi bilan aniqlanadi, ya'ni o'ng vintni \vec{r} dan \vec{F} ga qarab buraganda vintning ilgarilama harakati \vec{M} ning yo'nalishi bilan mos tushadi.

Aylanma harakatda kuchning bajargan ishi kuch momenti va burilish burchagining skalyar ko'paytmasiga teng bo'ladi.

$$dA = \vec{M} d\vec{\varphi} . \quad (5.4)$$

5.2 Aylanma harakatda kinetik energiya. Moddiy nuqta va qattiq jismning inersiya momenti



5.3- rasm

Qattiq jism qo'zg'almas o'q atrofida o'zgarmas burchak tezlik (ω) bilan aylanma harakat qilayotgan bo'lsin. Uni n ta mayda bo'lakchalarga fikran bo'lib chiqaylik va i -bo'lakchanning massasini Δm_i bilan va mazkur bo'lakchadan aylanish o'qigacha bo'lgan eng yaqin masofani r_i bilan (rasm 5.3) belgilaylik. Bo'lakchalarning har biri aylanish o'qiga tik joylashgan tekisliklarda yotuvchi aylanalar bo'lib v_i ga teng har xil chiziqli tezlik bilan harakat qiladi. Chiziqli tezlik v_i bilan burchak tezlik ω orasidagi $v_i = \omega r_i$ munosabat mavjudligini va barcha bo'lakchalarning bur-

chak tezligi bir xil ($\omega = \text{const}$) ekanligini e'tiborga olib, i -bo'lakchanning kinetik energiyasini:

$$E_{ki} = \frac{\Delta m_i v_i^2}{2} = \frac{\Delta m_i (\omega r_i)^2}{2} = \frac{\omega^2}{2} \Delta m_i r_i^2 .$$

tarzda yozamiz. Qo'zg'almas o'q atrofida aylanma harakat qilayotgan jismning kinetik energiyasi ayrim bo'lakchalar kinetik energiyalarining yig'indisiga teng:

$$E_k = \sum_i E_{ki} = \frac{\omega^2}{2} \sum_{i=1}^n \Delta m_i r_i^2 ,$$

bu yerda $I_i = \Delta m_i r_i^2$, $\sum_{i=1}^n \Delta m_i r_i^2 = I$, (5.5)

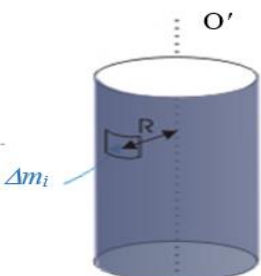
mos ravishda moddiy nuqtaning va jismning aylanish o'qiga nisbatan **inersiya momentini** ifodalaydi. Shunday qilib, qo'zg'almas o'q atrofida aylanayotgan jismning kinetic energiyasi quyidagicha ifodalanadi:

$$E_k = \frac{I \omega^2}{2} . \quad (5.6)$$

Bu formulani ilgarilanma harakat qilayotgan jismning kinetik energiyasi bilan taqqoslasak, bunda jism massasi o'rnida inersiya momenti, chiziqli tezlik o'rniga burchakli tezlik turganini ko'ramiz. Bundan *inersiya momenti*- qattiq jism aylanma harakatda jismning inertligini xarakterlovchi kattalikdir. (5.5) formula moddiy nuqtalardan tashkil topgan tizimini inersiya momentini hisoblashda o'rinli, bir jinsli qattiq jismlar uchun (5.5) yig'indisini integral bilan almashtirish mumkin:

$$dI = r^2 dm \quad I = \rho \int_V r^2 dV. \quad (5.7)$$

Endi, ba'zi jismlarning inersiya momentlarini aks ettiruvchi ifodani topaylik. Radiusi R ga teng *yupqa devorli (kovak) silindrning* simmetriya o'qi (OO') ga nisbatan inersiya momentini topish uchun (rasm 5.4) uning devorlarini OO' o'qqa



5.4-rasm

parallel bo'lgan n ta ensiz bo'lakchalarga fikran bo'lib chiqamiz.

Silindrning devori yupqa bo'lganligi tufayli har bir ensiz bo'lakcha OO' o'qqa bir xil masofada joylashgan deb hisoblash mumkin. i -bo'lakchanning massasini Δm_i deb belgilasak, uning OO' o'qqa nisbatan inersiya momenti:

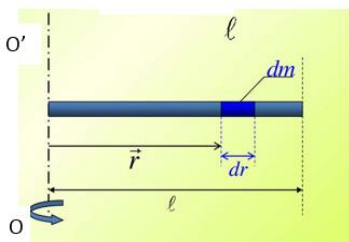
$$I_i = \Delta m_i R^2,$$

bo'ladi. Yupqa silindrning o'sha o'qqa nisbatan inersiya momenti esa quyidagicha

ifodalanadi:

$$I = \sum_{i=1}^n \Delta m_i R^2 = R^2 \sum_{i=1}^n \Delta m_i = mR^2, \quad (5.8)$$

bunda $\sum_{i=1}^n \Delta m_i = m$ yupqa silindrning massasi.



5.5 -rasm

Uzunligi l va massasi m bo'lgan bir *jinsli ingichka sterjenning* bir uchidan

unga tik ravishda o'tuvchi o'qqa nisbatan inersiya momentini topish uchun (5.5 -rasm) uni dr kichik uzunlikdagi bo'lakchalarga bo'lamiz. Uzunlik birligiga mos keluvchi massasi m/l bo'lganligi uchun dr uzunlikdagi bo'lak-chaning massasi:

$$dm = \frac{m}{l} dr,$$

bo'ladi, bu bo'lakchanning OO^1 o'qqa nisbatan inersiya momenti:

$$dI = r^2 dm = \frac{m}{l} r^2 dr,$$

munosabat bilan ifodalanadi. Sterjenning OO^1 o'qqa nisbatan inersiya momentini topish uchun oxirgi formulani 0 dan l gacha integrallaymiz:

$$I = \int dI = \frac{m}{l} \int_0^l r^2 dr = \frac{1}{3} ml^2. \quad (5.9)$$

Bu (5.9) sterjenning bir uchidan unga tik ravishda o'tuvchi o'qqa nisbatan inersiya momenti.

Endi radiusi R va balandligi h bo'lgan bir **jinsli yaxlit silindrning** simmetriya o'qiga nisbatan inersiya momenti ifodasini topaylik (5.6-rasm). Buning uchun silindrning radiusi r va devorining qalinligi dr bo'lgan ichma-ich joylashgan silindrlarga fikran bo'lib chiqamiz. Bunday fikran ajratilgan silindrning hajmi

$$dV = 2\pi r dr h,$$

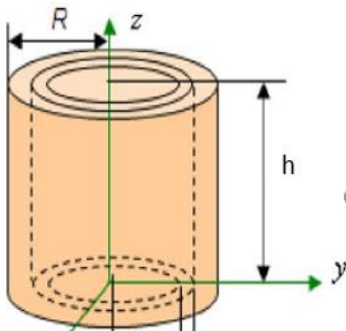
massasi:

$$dm = 2\pi \rho h r dr$$

va (5.7) ga asosan uning inersiya momenti $dI = r^2 dm = 2\pi \rho h r^3 dr$.

Oxirgi formuladan, ya'ni ichma-ich joylashgan g'ovak silindrlar inersiya momentlarini yig'indisi yaxlit silindrning inersiya momentiga teng bo'ladi.

$$I = \rho \int_0^R r^2 2\pi r dr h = 2\pi \rho h \int_0^R r^3 dr = \frac{1}{2} \pi \rho h R^4.$$

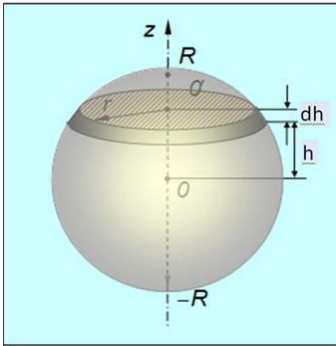


5.6-rasm

Bu formulaning o'ng tomonidagi $\pi R^2 h$ – yaxlit silindrning hajmi va $\pi R^2 h \rho = m$ uning massasi ekanligini e'tiborga olsak, bir jinsli yaxlit silindrning (shuningdek, bir jinsli diskning) simmetriya o'qiga nisbatan inersiya momenti quyidagicha ifodalanadi:

$$I = \frac{1}{2} m R^2. \quad (5.10)$$

Aylanish o'qi simmetriya markazidan o'tuvchi m massali R radiusli bir jinsli **sharning inersiya momentini** aniq-



5.7- rasm

laymiz. Sharni 5.7-rasmdagidek simmetriya o'qi sharning markazidan o'tuvchi aylanish o'qiga mos keluvchi dh qalinlikdagi yupqa diskarga bo'lamiz. Shar marka-zidan h balandlikdagi disk bo'lagi radiusi r ni h balandlik orqali ifodalaymiz:

$$r = \sqrt{R^2 - h^2}$$

Diskning hajmi va massasini aniqlaymiz: $dV = \pi r^2 dh$ $dm = \pi \rho r^2 dh$, (5.10) formulaga asosan diskning inersiya momentini aniqlaymiz:

$$dI = \frac{r^2 dm}{2} = \frac{\pi \rho r^4 dh}{2} = \frac{\pi \rho (R^2 - h^2)^2 dh}{2}.$$

Shar ichida joylashgan disklar inersiya momentlarining yig'indisi sharning inersiya momentiga teng bo'ladi:

$$I = \frac{\pi \rho}{2} \int_{-R}^R (R^2 - 2R^2 h^2 + h^4) dh = \frac{\pi \rho}{2} \left(2R^5 - \frac{4}{3}R^5 + \frac{2}{5}R^5 \right) = \frac{8}{15} \pi \rho R^5.$$

Yaxlit sharning massasi $m = \frac{4}{3} \pi \rho R^3$ tengligini hisobga olib, sharning inersiya momentini natijaviy formulasi kelaymiz:

$$I_{sh} = \frac{2mR^2}{5}. \quad (5.11)$$

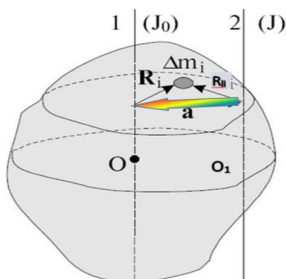
5.3 Shteyner teoremasi

Aylanish o'qini dastlabki aylanish o'qiga nisbatan parallel ko'chirilganda jismning inersiya momentini o'zgarishini Shteyner teoremasi orqali aniqlash mumkin. Ixtiyoriy shakldagi qattiq jismning inersiya momentini massa markazidan o'tuvchi O o'qqa va undan biror a masofa uzoqlikda joylashgan parallel O_1 o'qqa nisbatan aniqlaymiz (rasm 5.8). Jismning O o'qiga nisbatan inersiya moment:

$$I_0 = \sum_{i=1}^{\infty} m_i R_i^2. \quad (5.12)$$

$$\text{Jismni } O_1 \text{ o'qqa nisbatan inersiya momenti: } I = \sum_{i=1}^{\infty} m_i R_{i1}^2. \quad (5.13)$$

$\vec{R}_{1i} = \vec{R}_i + \vec{a}$ ekanligidan va vektorning kvadrati uning moduli kvadratiga tengligidan



5.8- rasm

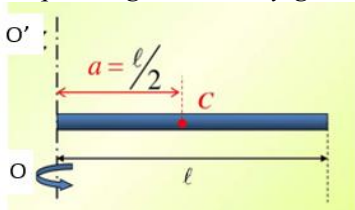
$$I = \sum_{i=1}^{\infty} m_i R_{1i}^2 = \sum_{i=1}^{\infty} m_i (\vec{R}_i + \vec{a})^2 = \sum_{i=1}^{\infty} m_i \vec{R}_i^2 + \sum_{i=1}^{\infty} m_i \vec{a}^2 + 2 \sum_{i=1}^{\infty} m_i \vec{R}_i \vec{a} = I_0 + \vec{a}^2 \sum_{i=1}^{\infty} m_i + 2\vec{a} \sum_{i=1}^{\infty} m_i \vec{R}_i.$$

Yig'indidagi oxirgi ifoda massa markaziga nisbatan nolga teng bo'ladi, natijada Shteyner teoremasi ifodasini aniqlaymiz

$$I = I_0 + ma^2. \quad (5.14)$$

Shteyner teoremasi: *ixtiyoriy o'qqa nisbatan jismning inersiya momenti (I)*

o'sha o'qqa parallel ravishda massa markazi orqali o'tuvchi o'qqa nisbatan aniqlangan inersiya momenti (I₀) va jism massasi (m) bilan o'qlar oralig'idagi masofa (a) kvadratining ko'paytmasi tarzida aniqlanadigan kattalik yig'indisiga teng.



5.9- rasm

Shteyner teoremasidan *inersiya momentining minimal qiymati massa markazidan o'tuvchi o'qqa nisbatan degan xulosa kelib chiqadi.*

Shteyner teoremasidan foydalanib massasi *m* bo'lgan *L* uzunlikdagi *ingichka sterjen* uchun bir uchidan unga tik ravishda o'tuvchi o'qqa nisbatan inersiya

momentini $I = 1/3m l^2$ ni bilgan holda aylanish o'qi sterjenga tik va uning markazidan o'tuvchi (5.9-rasm C nuqtadan) o'qqa nisbatan inersiya momentini I_0 aniqlash mumkin:

$$1/3m l^2 = I_0 + m (l/2)^2$$

$$I_0 = \frac{ml^2}{12}. \quad (5.15)$$

5.4 Aylanma harakat dinamikasining asosiy tenglamasi

Qo'zg'almas aylanish o'qiga ega bo'lgan jismga kuch momenti *M* ta'sir etsa, jism o'q atrofida aylanma boshlaydi. Jismga qo'yilgan kuchning bajargan ishi *dA* uning aylanma harakat kinetik energiyasini ortishiga sarflanadi dE_k : $dA = dE_k$ yoki

$$Md\varphi = d\left(\frac{I\omega^2}{2}\right),$$

$$M\omega dt = I\omega d\omega .$$

Bu tenglamani ikki tomonini dt ga bo‘lib quyidagi tenglamaga kelamiz:

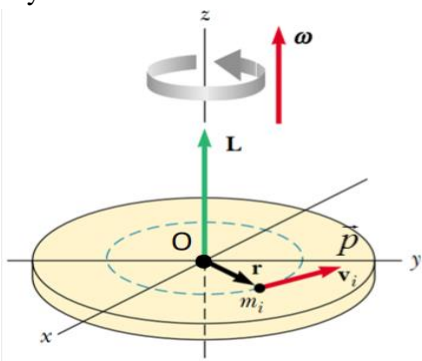
$$M = I\varepsilon . \quad (5.16)$$

Vektor ko‘rinishida $\vec{M} = I\vec{\varepsilon}, \quad (5.17)$

tarzda yoziladi (\vec{M} va $\vec{\varepsilon}$ vektorlarning yo‘nalishi bir xil). (5.17) formula qo‘zg‘almas o‘q atrofida aylanuvchi qattiq jism **aylanma harakat dinamikasining asosiy tenglamasi deyiladi**. U ilgari aylanma harakat qilayotgan moddiy nuqta dinamikasining asosiy tenglamasi $\vec{F} = m\vec{a}$ (Nyutonning 2- qonuni) ga o‘xshashdir. Bunda massa vazifasini inersiya momenti, chiziqli tezlanish vazifasini burchak tezlanish, kuch vazifasini kuch momenti o‘taydi. Endi jismlar muvozonatining ikkita shartini ifodalaymiz. Nyutonning ikkinchi qonuniga asosan **jismlar muvozonatda bo‘lishlari uchun, ularga qo‘yilgan tashqi kuchlarning vektor yig‘indisi nolga teng bo‘lishi shart**. Aylanma harakat dinamikasining asosiy tenglamasidan **qo‘zg‘almas aylanish o‘qiga bo‘lgan jismlar muvozonatda bo‘lishlari uchun , ularga qo‘yilgan tashqi kuchlar momentlarining vektor yig‘indisi nolga teng bo‘lishi shart**.

5.5. Impuls momentining saqlanish qonuni

Massasi m bo‘lgan harakatdagi moddiy nuqtaning ixtiyoriy paytdagi vaziyati O nuqtaga nisbatan aniqlanayotgan bo‘lsin. Moddiy nuqtaning O nuqtaga nisbatan **impuls momenti** deb quyidagicha ifodalangan vektorga aytiladi:



5.10- rasm

$$\vec{L} = [\vec{r}, \vec{p}] = [\vec{r}, m\vec{v}]. \quad (5.18)$$

Bunda \vec{r} sanoq boshi hisoblangan O nuqtadan moddiy nuqtaga o‘tkazilgan radius-vektor (5.10-rasm). (5.18) dan ko‘rinib turibdiki, \vec{L} ning yo‘nalishi \vec{r} va \vec{p} vektorlarning vektor ko‘paytmasi tarzida aniqlanadi, ya’ni impuls momenti vektori \vec{r} va \vec{p} vektorlardan yasalgan parallelogramm tekisligiga tik

ravishda O nuqtadan o'tgan bo'lib, uning yo'nalishi parma qoidasi bilan aniqlanadi. Impuls momentini quyidagi ko'rinishda yozish mumkin:

$$L = rmv = rmr\omega = mr^2\omega = I\omega, \quad (5.19)$$

bu ifodani vektor ko'rinishda quyidagicha yoziladi: (ilgarilanma harakatdagi impulsga o'xshash)

$$\vec{L} = I\vec{\omega}. \quad (5.20)$$

Aylanma harakat dinamikasining asosiy tenglamasini (5.17) umumiy ko'rinishda yozamiz:

$$\vec{M} = I \frac{d\vec{\omega}}{dt} = \frac{d(I\vec{\omega})}{dt} = \frac{d\vec{L}}{dt}. \quad (5.21)$$

Formula (5.21) dan *jism impuls momentidan vaqt bo'yicha olingan hosila tashqi kuch momentiga teng.*

Agar tashqi kuchlar momenti nolga teng bo'lsa (5.21) dan

$$\frac{d\vec{L}}{dt} = 0 \quad \text{yoki} \quad \vec{L} = I\vec{\omega} = \text{const}, \quad (5.22)$$

bunga *impuls momentining saqlanish qonuni deyiladi. Jismga ta'sir etuvchi kuchning aylanish o'qiga nisbatan momenti nolga teng bo'lsa, aylanish o'qiga nisbatan impuls momenti o'zgarmaydi.*

Endi moddiy nuqtalar tizimini olib qaraylik. Umuman, tizimdagi har bir moddiy nuqtaga tashqi va ichki kuchlar ta'sir etadi. Ichki kuchlar tizimidagi moddiy nuqtalarning o'zaro ta'sir kuchlaridan iborat bo'lganligi tufayli ularning vektor yig'indisi nolga teng va binobarin, ichki kuchlarning o'qqa nisbatan momenti ham nolga teng

Shuning uchun tizimga ta'sir etuvchi kuchlar faqat tashqi kuchlardan iborat bo'ladi. Demak, n ta moddiy nuqtalar tizimi uchun (5.21) ifodani quyidagicha yozish mumkin:

$$\frac{d}{dt} \sum_i \vec{L}_i = \sum_i \vec{M}_i, \quad (5.23)$$

bunda $\sum_i \vec{L}_i = \sum_i [\vec{r}_i, m\vec{v}_i]$ -tizimning ixtiyoriy O nuqtadan o'tuvchi o'qqa nisbatan impuls momenti. (5.23) tenglik moddiy nuqtalar tizimi uchun momentlar tenglamasini ifodalaydi.

Shunday qilib, moddiy nuqtalar tizimning ixtiyoriy O nuqtadan o'tuvchi o'qqa nisbatan impuls momentidan vaqt bo'yicha olingan hosila barcha tashqi kuchlarning shu o'qqa nisbatan kuch momentlarining vektor yig'indisiga teng. (5.23) ifodadagi barcha vektor kattaliklarning O nuqta orqali o'tuvchi Z o'qqa proeksiyasi olinsa, quyidagi munosabat hosil bo'ladi:

$$\frac{d}{dt} \sum L_z = \sum M_z, \quad (5.24)$$

ya'ni, tizimdagi moddiy nuqtalarning O nuqtadan o'tuvchi o'qqa nisbatan impuls momentlarining algebraik yig'indisining vaqt bo'yicha o'zgarishi shu o'qqa

nisbatan olingan kuch momentlarining algebraik yig'indisiga teng.

Agar moddiy nuqtalar tizimi berk bo'lsa (tizimga tashqi kuchlar ta'sir qilmasa), (5.23) ifodaning o'ng tomoni nolga teng bo'ladi, bundan:

$$\sum_i \vec{L}_i = const, \quad (5.25)$$

degan xulosaga kelamiz. (5.25) tenglik moddiy nuqtalar tizimi uchun impuls momentining saqlanish qonunini ifodalaydi, *moddiy nuqtalar berk tizimning ixtiyoriy O nuqtadan o'tuvchi o'qqa nisbatan impuls momenti vaqt o'tishi bilan o'zgarmaydi*. Tizimga ta'sir etuvchi tashqi kuchlar teng ta'sir etuvchisining biror o'qqa nisbatan momenti nolga teng bo'lsa, bu kuchlar tizimning shu o'qqa nisbatan impuls momentini o'zgartira olmaydi.

5.6. Ilgarilanma va aylanma harakatlar o'zaro o'xshashligi

Ilgarilanma harakat dinamikasi tenglamalarini aylanma harakat tenglamalari bilan solishtirganda, masalan tezlanish ilgarilanma harakatda chiziqli tezlikdan vaqt bo'yicha olingin birinchi tartibli hosilaga yoki ko'chishdan vaqt bo'yicha olingan ikkinchi tartibli hosilaga teng bo'lsa, burchak tezlanish burchak tezlikdan vaqt bo'yicha olingin birinchi tartibli hosilaga yoki burilish burchagidan vaqt bo'yicha olingan ikkinchi tartibli hosilaga teng. Quyidagi jadvalda ilgarilanma va aylanma harakatlarni ifodalovchi fizik kattaliklar orasidagi o'xshashliklar keltirilgan.

| | |
|---|--|
| Ilgarilama harakat | Aylanma harakat |
| Ko'chish $d\vec{r}$ | Burchak ko'chishi $d\vec{\varphi}$ |
| Tezlik \vec{v} | Burchak tezlik $\vec{\omega}$ |
| Tezlanish \vec{a} | Burchak tezlanish $\vec{\epsilon}$ |
| Kuch \vec{F} | Kuch momenti \vec{M} |
| Massa m | Inersiya momenti I |
| Impuls \vec{P} | Impuls momenti \vec{L} |
| Ilgarilanma harakat energiyasi $\frac{mv^2}{2}$ | Aylanma harakat energiyasi $\frac{I\omega^2}{2}$ |
| Mexanik ish $\vec{F}d\vec{r}$ | Ish $\vec{M}d\vec{\varphi}$ |
| Asosiy qonun $\vec{F} = m\vec{a}$ | Asosiy qonun $\vec{M} = I\vec{\epsilon}$ |

Nazorat savollari

1. Qattiq jism aylanma harakatiga ta'rif bering
2. Moddiy nuqta va qattiq jism inersiya momentiga ta'rif bering
3. Kuch momenti nima?
4. Impuls momenti va uning saqlanish qonunini tushuntiring.
5. Kuch va impuls momentlari vektor yo'nalishlarini aniqlab bering.
6. Qattiq jism aylanma harakat dinamikasining asosiy tenglamasini yozing
7. Shteyner teoremasini ta'rifini ayting va ifodasini yozing.
8. Jismning inersiya momenti nimaga teng?
9. Aylanma harakatda inersiya momentining ahamiyati qanday?
10. Halqaning inersiya momenti formulasini chiqaring.
11. Shteyner teoremasini tuzing va tushuntiring.
12. Qo'zg'almas o'q atrofida aylanadigan jismning kinetik energiyasi qanday formula bilan ifodalanadi?

6- BOB. MEXANIK TEBRANISHLAR VA TO‘LQINLAR

Mexanik tebranishlar va to‘lqinlar bobini o‘zlashtirgan talaba:

bilishi kerak:

- tebranish, erkin, garmonik, so‘nuvchi va majburiy tebranishlar ta‘riflarini;
- tebranish amplitudasi, fazasi, chastotasi, boshlang‘ich fazasi tushunchalarini,
- garmonik, so‘nuvchi va majburiy tebranishlar differensial tenglamalarini va ularni yechimlarini;
- so‘nish koeffitsiyenti, relaksatsiya vaqti, so‘nish dekrimenti, so‘nishning logarifmik dikrementi tushunchalarni va ularning fizik ma‘nolarini;
- majburiy tebranishlar tebranish davri va amplitudasi ifodasini umumiy ko‘rinishini;
- rezonans hodisasini fizik ma‘nosini;
- to‘lqin, to‘lqin fronti, to‘lqin sirti, to‘lqinni fazaviy tezligi tariflarini;
- Gyuygens prinsipini;
- to‘lqinni differensial tenglamasini va uni yechimini;
- turg‘un to‘lqinni;

bajara olishi kerak:

- tebranma harakat qilayotgan fizik va matematik mayatniklarni asosiy parametrlarni aniqlashni;
- tebranma harakat qilayotgan fizik va matematik mayatniklarga doir tipik amaliy fizika masalalarni yechishni;
- mexanik to‘lqinga doir tipik amaliy fizika masalalarni yechishni;

ko‘nikmalarga ega bo‘lishi kerak:

- matematik analizni standart usullarini (differensial va integral hisoblashlarni) tebranma harakat qilayotgan fizik va matematik mayatniklarga va to‘lqinga doir amaliy fizika masalalarini yechishda foydalanish ko‘nikmasi;
- analitik geometriya va vektorlar aljabrasi usullarini tebranma harakat qilayotgan fizik va matematik mayatniklarga qo‘llash ko‘nikmasi;

- tebranma harakat qilayotgan fizik va matematik mayatniklarga va to'liqiga doir fizikaviy tajribalarni o'tkazish va natijalarini hisoblash ko'nikmasi.

6.1 Erkin tebranuvchi sistemalar. Garmonik tebranishlar

Vaqt o'tishi bilan takrorlanib turadigan harakatlarga tebranma harakat deyiladi. Tizimga ta'sir etuvchi kuchlarning tabiatiga ko'ra tebranma harakatlar erkin tebranishlarga, majburiy tebranishlarga va avtotebranishlarga bo'linadi.

Muvozanat vaziyatidan chiqarilgan tizimda tashqi kuchlar ta'sirisiz vujudga keladigan tebranishlar **erkin tebranishlar** deyiladi. Davriy ravishda o'zgaradigan kuchlar ta'sirida vujudga keladigan tebranishlar **majburiy tebranishlar** deyiladi.

Tabiatda ko'p uchraydigan tebranma harakatlar ichida *garmonik tebranishlar* deb ataluvchi tebranishlar muhim o'rinni egallaydi. Garmonik tebranishlar tebranma harakatlar ichida eng muhim bo'lishi bilan birga eng oddiy hamdir.

Tebranuvchi jism siljishning yoki biror fizik kattalikning vaqt bo'yicha o'zgarishi sinus va kosinus qonuni bo'yicha yuz beradigan tebranishlarga garmonik tebranishlar deyiladi.

Garmonik tebranma harakatining ta'rifi ko'ra siljish qonuni yoki tenglamasi quyidagicha ifodalanadi:

$$s(t) = A \sin(\omega_0 t + \alpha), \quad (6.1)$$

bunda $s(t)$ -sharchaning t vaqtdagi muvozanat vaziyatidan siljishi, A -sharchaning muvozanat vaziyatidan eng katta siljish bo'lib, bu kattalik tebranish amplitudasi nomi bilan yuritiladi. ω_0 -doiraviy chastota; $(\omega_0 t + \alpha)$ esa garmonik tebranishning fazasi deyiladi va u kuzatilayotgan onda tebranuvchi jism yoki kattalik qanday vaziyatda va qaysi yo'nalishda ekanligini aniqlaydi; α -o'zgarimas kattalik bo'lib boshlang'ich faza deyiladi va u kuzatish boshlanishi oldidan muvozanat vaziyatiga nisbatan tebranishning yo'nalishi va vaziyatini aniqlaydi.

Vaqt birligi ichidagi tebranishlar soni tebranish chastotasi deyiladi va vharfi bilan belgilanadi. Chastota va to'la tebranish davri

$$\nu = \frac{1}{T},$$

munosabat bilan bog'langan; doiraviy chastota ω va oddiy chastota ν esa

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

munosabat bilan o'zaro bog'langan. Oxirgi ikki formuladan ko'rinadiki, XB tizimida doiraviy chastota ω jismning 2π sekund davomida necha marta to'la tebranishini ifodalovchi kattalikdir; chastota ν esa jismning 1 sekund davomida necha marta to'la tebranishini aks ettiradi. Doiraviy chastota burchak tezlik kabi radian taqsim sekundlarda o'lchanadi. Chastota ν ning o'lchov birligi Gers [Gs] deb yuritiladi.

6.2. Garmonik tebranishlarning differensial tenglamasi va uning yechimi

Garmonik tebranma harakat qilayotgan s kattalikdan vaqt bo'yicha olingan birinchi (tezlik) va ikkinchi (tezlanish) tartibli hosila natijalari ham garmonik tebranma harakat qiladi:

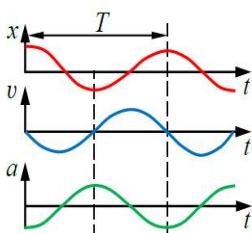
$$\dot{s} = \frac{ds}{dt} = -A\omega \sin(\omega t + \varphi) = A\omega \cos\left(\omega t + \varphi + \frac{\pi}{2}\right),$$

$$\ddot{s} = \frac{d^2s}{dt^2} = -A\omega^2 \cos(\omega t + \varphi) = A\omega^2 \cos(\omega t + \varphi + \pi).$$

Bu tenglamadan s kattalik uchun quyidagi tenglama o'rinni:

$$\frac{d^2s}{dt^2} + \omega^2 s = 0 \quad \text{yoki} \quad \ddot{s} + \omega^2 s = 0.$$

Bu tenglamalarga **garmonik tebranma harakatning differensial tenglamasi** deyiladi. Uning yechimi $s(t) = A \sin(\omega_0 t + \alpha)$.



Agar moddiy nuqta Ox o'qi bo'ylab chiziqli garmonik tebranma harakat qilayotgan bo'lsa uning **Siljishi**: $x = A \cos(\omega t + \varphi)$.

Tezligi: $v = \dot{x} = -A\omega \cos\left(\omega t + \varphi + \frac{\pi}{2}\right)$

Tezlanishi: $a = \dot{v} = \ddot{s} = A\omega^2 \cos(\omega t + \varphi + \pi)$.

Tezlik va tezlanish **amplitudalari**:

$A\omega$ va $A\omega^2$. Tezlik **fazasi** siljish fazasidan $\frac{\pi}{2}$ ga, tezlanish fazasi esa π ga farq qiladi. m massali moddiy nuqtaga ta'sir etuvchi **kuch**:

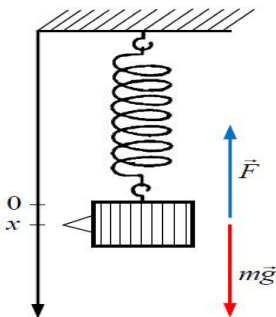
$$F = ma = m A\omega^2 \cos(\omega t + \varphi + \pi) = -m\omega^2 A \cos(\omega t + \varphi) = -m\omega^2 x.$$

Quyidagi differensial tenglama bilan xarakterlanuvchi tebranma harakat qiluvchi har qanday sistemaga **garmonik ossilyator** deyiladi.

$$\ddot{s} + \omega^2 s = 0. \quad (6.2)$$

Prujinali va matematik mayatniklar, fizik mayatnik va tebranish konturlari garmonik otsilyatorga misol bo'la oladi.

Garmonik tebranma harakat qilayotgan moddiy nuqtaning harakat tenglamasi istalgan paytda uning vaziyatini yoki holatini aniqlashga imkon beradi.



6.1-rasm

Prujinali mayatnik misolida tebranayotgan moddiy nuqtaga tezlanish beruvchi kuch-prujinaning (6.1-rasm) qayshqoqlik kuchidir:

$$F = -kx.$$

Bu kuch ta'sirida tebranuvchi moddiy nuqta

$$a = \frac{dx}{dt} = -A\omega_0^2 \sin(\omega_0 t + \alpha),$$

tezlanish oladi. U holda Nyutonning ikkinchi qonuni quyidagi ko'rinishga ega bo'ladi

$$m \frac{d^2 x}{dt^2} = -kx \quad \text{yoki} \quad m\ddot{x} + kx = 0.$$

Oxirgi tenglamani

$$\ddot{x} + \frac{k}{m} x = 0, \quad (6.3)$$

tarzda yozamiz va undagi $\frac{k}{m}$ nisbat musbat son bo'lganligi tufayli uni ω_0^2 orqali belgilaymiz:

$$\frac{k}{m} = \omega_0^2. \quad (6.4)$$

Natijada **garmonik tebranma harakatining** quyidagi **differensial tenglamasiga** ega bo'lamiz:

$$\ddot{x} + \omega_0^2 x = 0. \quad (6.5)$$

Demak, prujinali mayatnikning harakat tenglamasi bir jinsli ikkinchi tartibli differensial tenglama tarzida ifodalandi. (6.5) tenglama prujinali mayatnik misolida keltirib chiqarilgan bo'lsa ham, u barcha garmonik tebranishlar uchun o'rinlidir va uning yechimi garmonik tebranma harakat qilayotgan moddiy nuqtaning harakat qonunini ifodalaydi, (6.5) tenglamaning yechimi

$$x = A \sin(\omega_0 t + \alpha), \quad (6.6)$$

yoki

$$x = A \cos(\omega_0 t + \alpha), \quad (6.7)$$

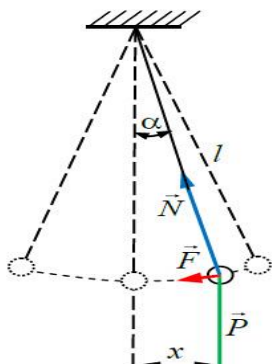
ekanligiga ishonch hosil qilish mumkin.

Garmonik tebranma harakatining asosiy xususiyatlaridan biri uning *davriyligidir*. Yuqoridagi tenglamalardan prujinali mayatnikning

$$\text{tebranish davri uchun} \quad T = 2\pi \sqrt{\frac{m}{k}} \quad (6.8)$$

Matematik mayatnik. Cho‘zilmaydigan vaznsiz ipdan va unga osilgan massasi m bo‘lgan moddiy nuqtadan iborat tizimni *matematik mayatnik* deyiladi. Mayatnikni muvozanat vaziyatidan chiqarsak, ya’ni uni muvozanat vaziyatiganisbatan α burchakka og‘dirsak, (6.2-rasm) uni muvozanat vaziyatiga qaytaruvchi kuch paydo bo‘ladi. Bu kuch son jihatidan quyidagiga teng:

$$F = mg \sin \alpha. \quad (6.9)$$



6.2- rasm

Bu kuch prujinaning qayishqoqlik kuchiga juda o‘xshash. Chunki bu kuch ham, prujinaning qayishqoqlik kuchi ham tebranuvchi tizimni muvozanat vaziyatiga qaytarishga intiladi. Shu tufayli F kuch qayishqoqlik kuchi bo‘lmasa ham uni *kvazi-qayishqoq kuch* deb yuritiladi.

Tizimni muvozanat vaziyatiga qaytaruvchi F kuch ta’sirida massasi m bo‘lgan sharcha a tezlanish oladi. Bu xususiy hol uchun Nyutonning ikkinchi qonuni quyidagicha yoziladi:

$$m\vec{a} = -m\vec{g} \sin \alpha, \quad \text{bundan} \\ \vec{a} = -\vec{g} \sin \alpha. \quad (6.10)$$

Manfiy ishora F kuchning yo‘nalishi siljishga qarama-qarshi ekanligini bildiradi. Matematik mayatnik α burchakka chetlanganda sharcha bosib o‘tgan traektoriyaning radiusi l bo‘lgan aylananing yoyi bo‘ylab harakatidagi burchak tezlanish chiziqli tezlanish bilan quyidagicha bog‘langan:

$$a = \varepsilon l = \ddot{\alpha} l,$$

bunda $\varepsilon = \ddot{\alpha}$ ekanligi e’tiborga olindi. Endi bu ifodani (6.10) ga qo‘ysak, uni

$$\ddot{\alpha} l + g \sin \alpha = 0, \quad (6.11)$$

tarzda yozish mumkin. Mayatnikning kichik tebranishlari bilan chegaralanamiz: u holda $\sin \alpha \approx \alpha$ deb qabul qilish mumkin. Shunga ko'ra (6.11) ifodani quyidagicha yozamiz.

$$\ddot{\alpha} + \frac{g}{l} \alpha = 0.$$

Oxirgi tenglamada

$$\frac{g}{l} = \omega_0^2, \quad (6.12)$$

belgilashni kiritish muayyan fizik ma'noga ega. Natijada

$$\ddot{\alpha} + \omega_0^2 \alpha = 0, \quad (6.13)$$

ko'rinisdagi differensial tenglamaga ega bo'lamiz. (6.13) tenglamaning yechimi:

$$\alpha = A \sin(\omega_0 t + \varphi), \quad (6.14)$$

yoki

$$\alpha = A \cos(\omega_0 t + \varphi), \quad (6.15)$$

ekanligi tabiiy (bunda φ – ranishning boshlang'ich fazasi, A – chetlanish burchagining amplituda qiymati). (6.14) va (6.15) tenglamalar **garmonik harakat tenglamalaridir**. Demak, kichik tebranishlarda matematik mayatnik o'zining muvozanat vaziyati atrofida

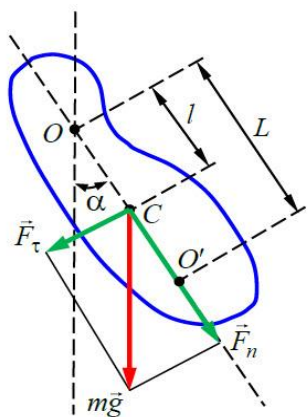
$$\omega_0 = \sqrt{\frac{g}{l}}, \quad (6.16)$$

doiraviy chastota bilan tebranma harakat qiladi. Bu chastota matematik mayatnikning **xususiy tebranish chastotasi** deyiladi. Ikkinchi tomondan $\omega_0 = \frac{2\pi}{T}$ ekanligi va (6.16) tenglikni nazarda tutsak, matematik mayatnikning to'la tebranish davri

$$T = \frac{2\pi}{\omega_0} = 2\pi \sqrt{\frac{l}{g}} \quad (6.17)$$

bo'ladi. Bundan ko'rinadiki, matematik mayatnikning to'la tebranish davri faqat uning uzunligiga hamda og'irlik kuchi ta'sirida jismning erkin tushish tezlanishiga bog'liq bo'lib, tebranuvchi jismning massasiga va tebranish amplitudasiga bog'liq emas.

Fizik mayatnik misolida garmonik tebranishlarning differensial tenglamasi va uning yechimi bilan tanishamiz. **Fizik mayatnik deb, og'irlik markazidan o'tmaydigan gorizontol o'q atrofida tebranma harakat qila oladigan qattiq**



6.3- rasm

jismga aytiladi. Mazkur o'q (O nuqtadan o'tgan o'q) *osilish o'qi* deyiladi. Bu o'q og'irlik markazi (C) dan l masofada joylashgan (6.3-rasm). Mayatnikni muvozanat vaziyati (OO') dan biror burchakka, aytaylik o'ng tomonga og'dirsak og'irlik kuchining tashkil etuvchisi \vec{F}_τ uni muvozanat vaziyatiga qaytarishga intiladi. Mayatnik og'irlik markazidan o'tayotganda o'z inersiyasi ta'sirida harakatini davom ettirib o'ng tomonga og'adi va bu jarayon takrorlanadi, ya'ni u muvozanat vaziyati atrofida tebranma harakat qiladi. Agar osilish o'qidagi ishqalanish kuchini hisobga

olmasak, tebranish og'irlik kuchining $\vec{F}_\tau = -m\vec{g} \sin \alpha$ tashkil etuvchisi tufayli sodir bo'ladi. Manfiy ishora kuchning chetlanish ($\sin \alpha \approx \alpha$)ga qarama-qarshi ekanligini bildiradi.

\vec{F}_τ ning ta'sirida mayatnikni muvozanat vaziyatiga qaytaruvchi

$$M = -mgl \sin \alpha, \quad (6.18)$$

ga teng kuch momenti vujudga keladi; bunda l -osilish o'qiga nisbatan \vec{F}_τ kuchining

elkasi. Osilish o'qiga nisbatan jismning inersiya momentini I bilan belgilasak

jismga qo'yilgan kuch momenti:

$$M = I\varepsilon = I\dot{\omega} = I\ddot{\alpha}, \quad (6.19)$$

tarzda ifodalanadi. (6.18) va (6.19) tengliklardan quyidagiga ega bo'laiz:

$$I\ddot{\alpha} = -mgl \sin \alpha, \quad (6.20)$$

kichik tebranishlar uchun $\sin \alpha \approx \alpha$ deb qabul qilib (6.20) tenglikni

$$I\ddot{\alpha} + mgl\alpha = 0 \text{ yoki } \ddot{\alpha} + \frac{mgl}{I}\alpha = 0, \quad (6.21)$$

ko'rinishda yozamiz. Oxirgi ifodaga

$$\frac{mgl}{I} = \omega_0^2, \quad (6.22)$$

belgilash kiritamiz; bunda ω_0 -fizik mayatnikning *xususiy tebranish chastotasi* deyiladi. Shunda (6.21) tenglamani

$$\ddot{\alpha} + \omega_0^2 \alpha = 0, \quad (6.23)$$

ko‘rinishda yozamiz. Bu tenglama **garmonik tebranma harakatning differensial tenglamasidir**, chunki (6.23) da siljish o‘rnida og‘ish burchagi (α) qatnashayapti. Ma’lumki uning yechimi $\alpha = A \sin(\omega_0 t + \varphi)$ yoki $\alpha = A \cos(\omega_0 t + \varphi)$ ko‘rinishga ega. $x = \alpha l$ ekanligidan foydalanib (6.23) tenglama yechimini siljishda ifodalash mumkin: $x(t) = A \sin(\omega_0 t + \varphi)$, (6.22) tenglikdan shunday xulosaga kelamizki, kichik tebranishlarda fizik mayatnik

$$\omega_0 = \sqrt{\frac{mgl}{I}}, \quad (6.24)$$

xususiy chastota bilan o‘zining muvozanat vaziyati atrofida garmonik tebranma harakat qiladi. Uning to‘la tebranish davri, ravshanki

$$T = \frac{2\pi}{\omega_0} = 2\pi \sqrt{\frac{I}{mgl}}, \quad (6.25)$$

formula bilan aniqlanadi. Bu formulaga ko‘ra fizik mayatnikning tebranish davri uchun massasi (m) ga bog‘liqdek ko‘rinadi; aslida esa u massaga emas, balki

massaning mayatnikga taqsimlanishini ifodalovchi kattalik I/m ga bog‘liq. (6.25) tenglikni xuddi matematik mayatnikning tebranish davriga o‘xshatib $T = 2\pi \sqrt{\frac{L}{g}}$

ko‘rinishda yozish mumkin, bundagi $L = \frac{I}{ml}$ -fizik mayatnikning **keltirilgan uzunligi** deyiladi va rasmda ko‘rsatilgan OO_1 nuqtalar orasidagi uzunlikka teng. O_1 nuqta shunday xususiyatga egaki, agar fizik mayatnik osilgan O nuqtadagi o‘qni OS chiziqning davomidagi O_1 nuqtaga ko‘chirsak, uning tebranish davri o‘zgarmaydi. (6.25) ifodadan ko‘rinadiki, kichik tebranishlarda fizik mayatnikning tebranish davri uning tebranish amplitudasiga bog‘liq emas. Agar tebranish davri amplitudaga bog‘liq bo‘lmasa, bunday tebranishlar **izoxron tebranishlar** deyiladi.

Matematik mayatnikni fizik mayatning xususiy holi sifatida qarash mumkin. Matematik mayatnikning osilish nuqtasiga nisbatan inersiya momenti $I = ml^2$ ekanligini hisobga olib (6.24) ga asosan uning xususiy tebranish chastotasini aniqlaymiz

$$\omega_0 = \sqrt{\frac{mgl}{I}} = \sqrt{\frac{mgl}{ml^2}} = \sqrt{\frac{g}{l}}$$

Bundan matematik mayatnikning differensial tenglamasi

$$\ddot{\alpha} + \frac{g}{l} \alpha = 0, \quad (6.26)$$

matematik mayatnikning to'la tebranish davri

$$T = \frac{2\pi}{\omega_0} = 2\pi \sqrt{\frac{l}{g}}, \quad (6.27)$$

bo'ladi. Bundan ko'rinadiki, matematik mayatnikning to'la tebranish davri faqat uning uzunligiga hamda og'irlik kuchi ta'sirida jismning erkin tushish tezlanishiga bog'liq bo'lib, tebranuvchi jismning massasiga va tebranish amplitudasiga bog'liq emas.

6.3. So'nuvchi tebranishlar. So'nish koeffitsiyenti, dekrement, logarifmik dekrement, relaksatsiya vaqti

Hozirgacha biz o'zgarmas amplituda bilan sodir bo'ladigan, ya'ni faqat kvaziyayishqoq kuch ta'sirida sodir bo'ladigan tebranishlarni qaradik. Amalda har qanday tizimning tebranishi (agar tashqaridan energiya olib turmasa) so'nuvchan bo'ladi, tebranish amplitudasi vaqt o'tishi bilan uzluksiz kamayib boradi. Buning sababi shundaki, jismning tebranma harakatiga atrof muhit tomonidan qarshilik ko'rsatiladi va binobarin, tizim o'z energiyasini muhit qarshiligini engishga, tayanch va osmalardagi ishqalanishlarga uzluksiz ravishda sarflaydi. Shu boisdan tebranma harakat tenglamasini ifodalovchi Nyutonning ikkinchi qonunida kvaziyayishqoq kuch ($F = -kx$) bilan bir qatorda muhitning qarshilik kuchi ham qatnashishi lozim. Tajribalarning ko'rsatilishicha uncha katta bo'lmagan tezlik uchun muhitning qarshilik kuchi, shu jumladan ishqalanish kuchi ham, tezlikka to'g'ri mutanosib bo'lib, harakat yo'nalishiga nisbatan teskari tomonga yo'nalgan:

$$F_k = -r\dot{x} = -r \frac{dx}{dt} = -r\dot{x};$$

bunda r – muhitning qarshilik koeffitsiyenti. So'nuvchi tebranishni ifodalovchi Nyutonning ikkinchi qonuni quyidagi ko'rinishda yoziladi:

$$m \frac{d^2x}{dt^2} = -kx - r \frac{dx}{dt} \text{ yoki}$$

$$m\ddot{x} + r\dot{x} + kx = 0.$$

Oxirgi tenglamaning har ikkala tomonini m ga bo‘lamiz.

$\ddot{x} + \frac{r}{m}\dot{x} + \frac{1}{m}kx = 0$. Bu tenglamaga

$$\frac{k}{m} = \omega_0^2, \quad \frac{r}{m} = 2\delta, \quad (6.28)$$

belgilashni kiritsak, u quyidagicha ko‘rinishga keladi.

$$\ddot{x} + 2\delta\dot{x} + \omega_0^2 x = 0, \quad (6.29)$$

bu ifodadagi ω_0 tizimning muhitning qarshiligi bo‘lmagan holdagi xususiy tebranish chastotasi, δ -so‘nish koeffitsiyenti. Muhitning qarshiligini o‘zida aks ettiruvchi (6.29) tenglamaning yechimi $\delta < \omega_0$ bo‘lgan hol uchun quyidagicha:

$$x = A_0 e^{-\delta t} \cdot \cos(\omega t + \alpha), \quad (6.30)$$

bunda, A_0 – tebranishning boshlang‘ich ($t=0$ bo‘lganidagi) amplitudasi; $A_0 e^{-\delta t}$ ko‘paytma t paytdagi so‘nuvchi tebranish amplitudasini ifodalaydi; ω – so‘nuvchi tebranish chastotasi, uning qiymati quyidagi munosabat bilan aniqlanadi:

$$\omega = \sqrt{\frac{k}{m} - \frac{r^2}{4m^2}} = \sqrt{\omega_0^2 - \delta^2}. \quad (6.31)$$

Bu ifodadan ko‘rinadiki, so‘nuvchi tebranish chastotasi (ω) xususiy tebranish chastotasi (ω_0) dan kichik tenglikka binoan so‘nuvchi tebranish davri:

$$T = \frac{2\pi}{\sqrt{\omega_0^2 - \delta^2}},$$

so‘nish ko‘rsatkichli (koef) ortishi bilan tebranishlar davri ortadi (tebranishlar chastotasi kamayadi).

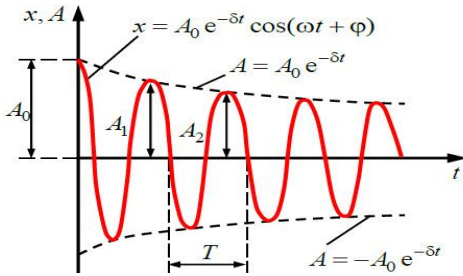
So‘nuvchi tebranishda siljishning vaqt o‘tishi bilan o‘zgarishi (6.30) formuladan va so‘nuvchi tebranishlar amplitudasi vaqt o‘tishi bilan

$$A = A_0 e^{-\delta t}, \quad (6.32)$$

qonun (eksponensial qonun) bo‘yicha kamayib (6.4-rasm) boradi. So‘nuvchi tebranishda bir-biridan tebranish davri T ga farq qiluvchi ikkita ketma-ket amplitudalar nisbati:

$$\frac{A_0 e^{-\delta t}}{A_0 e^{-\delta(t+T)}} = e^{\delta T},$$

so‘nish dekrementi deb ataladi, uning natural logarifmi esa **so‘nishning logarifmik dekrementi** deyiladi va λ bilan belginadi.



6.4- rasm

$$\lambda = \ln \frac{A_0 e^{-\delta t}}{A_0 e^{-\delta(t+T)}} = \delta T \quad (6.33)$$

Bu kattalik so‘nishing o‘lchovi sifatida qo‘llaniladi (6.33) tenglamadan ko‘rinishicha, so‘nish koeffitsiyenti δ bir davrga teng vaqtdagi so‘nishni aks ettiradi.

So‘nishing o‘lchovi bo‘lgan λ qanday kattalik ekanini aniqlaylik. Shu maqsadda (6.32) ifodani

$$\frac{A_0}{A} = e^{\delta t},$$

ko‘rinishda, (6.33) ifodani esa $\delta = \lambda/T$ ko‘rinishda yozsak, bu oxirgi ikki tenglamadan

$$\frac{A_0}{A} = e^{\frac{\lambda}{T} t}, \quad (6.34)$$

ifodaga ega bo‘lamiz; bunda A_0 – boshlang‘ich amplituda, A esa t paytdagi amplituda. So‘nuvchi tebranishda amplituda $e = 2,73$ marta kamayishi uchun ketgan $t = \tau$ vaqt, **τ - relaksatsiya vaqti** deyiladi. Bu vaqt davomida tizim N marta tebrangan bo‘lsa:

$$N = \frac{t}{T} = \frac{\tau}{T}, \text{ bo‘ladi va (6.34) ifoda}$$

$\frac{A}{A_0} = e^{N\lambda}$ ko‘rinishini oladi. Shartga ko‘ra, $A_0/A = e$ bo‘lganligi uchun $e^{N\lambda} = e$ va bunda $N\lambda = 1$ yoki

$$\lambda = \frac{1}{N},$$

ekanligi kelib chiqadi. Oxirgi tenglikdan ko‘rinadiki, so‘nishing logarifmik dekrementi amplituda e marta kamayishi uchun ketgan vaqt ichida sodir bo‘luvchi tebranishlar sonini aniqlovchi kattalikdir.

Tebranishning so‘nishini boshqacha tavsiflash ham mumkin. Bu maqsadda ko‘pincha tebranuvchi tizimning aslligi (Q) degan kattalikdan foydalaniladi.

$$Q = \frac{\pi}{\lambda} = \pi N.$$

Bu formuladan ko‘rinadiki, tebranuvchi tizimning aslligi Q son jihatdan tebranishlar amplituda e marta kamayishi uchun ketgan vaqt davomida tebranishlar sonining π ga ko‘paytmasiga teng. Boshqacha aytganda Q ning katta qiymatlariga λ ning kichik qiymatlari to‘g‘ri keladi.

6.4. Majburiy tenglamalarning differensial tenglamasi va uning yechimi. Majburiy tebranishlar davri va amplitudasi

Davriy o‘zgaruvchan tashqi kuch ta’sirida tizimda vujudga keladigan tebranishlarga majburiy tebranishlar deyiladi.

Majburiy tebranishlarning erkin tebranishlardan farqi shundaki, majburiy tebranishlarning chastotasi tizimning o‘z xususiyatidan kelib chiqmay, balki tashqi ta’sirning chastotasi bilan aniqlanadi. Quyida biz eng oddiy holni tizimga ta’sir etuvchi tashqi kuch garmonik qonun bilan o‘zgaradigan holni qarab chiqish bilan chegaralanamiz, ya’ni tashqi kuch ω chastota bilan

$$F = F_0 \cos \omega t .$$

tarzda o‘zgarishi, bunda \bar{F}_0 — tashqi kuchning amplituda qiymati. Davriy ravishda o‘zgarib turadigan bunday tashqi kuchni *majbur etuvchi kuch* deyiladi. Tinch turgan tizimga o‘zgaruvchan tashqi kuch ta’sir qilsa, u o‘zining muvozanat vaziyatidan asta-sekin qo‘zg‘ala boshlaydi. Mazkur jarayonda tashqaridan berilgan energiya qisman tizimning harakat energiyasini oshirishga sarflansa, qisman ishqalanish kuchini hamda muhitning qarshilik kuchini engishga sarflanadi. Shu bilan birga tebranishning amplitudasi orta boradi. Biror vaqtdan keyin tizim tomonidan ishqalanish kuchini hamda muhitning qarshilik kuchini engishga vaqt birligi ichida sarflanayotgan energiya tashqaridan uzatilyotgan energiyaga teng bo‘lib qoladi. Shu paytdan boshlab tizimning tebranishi barqarorlashadi, ya’ni u o‘zgarmas amplituda bilan tebrana boshlaydi. Barqaror holatga kelgan tebranishlarni qarab chiqaylik.

Majburiy tebranma harakat qilayotgan tizimga bir vaqtning o‘zida kvaziyayishqoq kuch ($-kx$) va muhitning qarshilik kuchi ($-r \frac{dx}{dt}$) dan tashqari, tashqi kuch ($F = F_0 \cos \omega t$) ham ta’sir etadi. Binobarin, majburiy tebranishlar uchun Nyutonning ikkinchi qonunini quydagicha yozishimiz mumkin:

$$m = \frac{d^2x}{dt^2} = -kx - r \frac{dx}{dt} + F_0 \cos \omega t ,$$

bu tenglamani quyidagicha ko‘rinishda yozamiz.

$$\ddot{x} + 2\delta\dot{x} + \omega_0^2 x = \frac{F_0}{m} \cos \omega t . \quad (6.35)$$

Barqaror holatga kelgan majburiy tebranish ω chastota bilan sodir bo‘lishini ko‘zda tutsak tenglamaning echilishini

$$x = A \cos(\omega t + \alpha) , \quad (6.36)$$

tarzda ifodalash maqsadga muvofiq bo‘ladi. Bunda tizimning majburiy tebranish amplitudasi

$$A = \frac{F_0}{m\sqrt{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + 4\delta^2\omega^2}} , \quad (6.37)$$

ekanligi kelib chiqadi. Majburiy tebranish fazasini aniqlaymiz:

$$\operatorname{tg} \alpha = -\frac{2\delta\omega}{\omega_0^2 - \omega^2} , \quad (6.38)$$

(6.37) va (6.38) tengliklardan ko‘rinadiki, majburiy tebranish amplitudasi va fazasi tashqi kuchning o‘zgarish chastotasi (ω) ga bog‘liq ravishda o‘zgaradi.

Amplituda eng katta qiymatga erishish uchun (6.37) ifodaning maxraji eng kichik qiymatga erishishi lozim. Maxraj eng kichik qiymatga erishishi uchun ildiz ostidagi ifodaning hosilasi nolga teng bo‘lishi kerak:

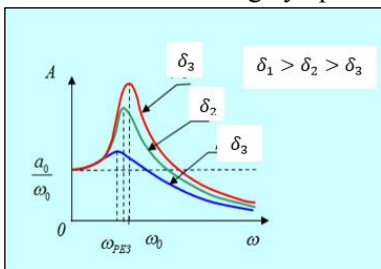
$$\omega = \omega_r = \sqrt{\omega_0^2 - 2\delta^2} , \quad (6.39)$$

bo‘lganda majburiy tebranish amplitudasi eng katta qiymatga erishadi. Bu hodisa **rezonans hodisasi** deyiladi va tashqi kuchning bu chastotasi **rezonans chastota** deyiladi. Rezonans chastotada majburiy tebranish amplitudasi nimaga teng ekanligini aniqlaylik. Shu maqsadda (6.39) tenglikni (6.37) ga qo‘yib, quyidagiga ega bo‘lamiz:

$$A_r = \frac{F_0}{2m\delta\sqrt{\omega_0^2 - \delta^2}} . \quad (6.40)$$

Ko‘rinib turibdiki, δ kamaygan sari majburiy tebranish amplitudasi A_r (6.5-rasm) oshib boradi. Xususiyl holda ya‘ni so‘nish bo‘lmaganda ($\delta=0$ bo‘lganda) rezonans chastota tizimning xususiyl tebranish chastotasiga teng bo‘lishi va majburiy tebranish amplitudasi cheksiz katta qiymatga erishishi kerak. Tabiiyl sharoitlarda esa δ ning qiymati noldan farqli, binobarin A_r cheksiz katta bo‘la olmaydi. δ ning qiymati noldan

farqli bo'lganligi tufayli tashqi kuchning chastotasi tizimning xususiy tebranish chastotasiga yaqinlashganda rezonans hodisasi sodir bo'ladi.



6.5- rasm

Binobarin rezonans hodisasi tashqi kuchning o'zgarish chastotasi tizimning xususiy tebranish amplitudasining keskin oshishidan iborat ekan. So'nish koeffitsiyenti har xil qiymatlarda majburiy tebranish amplitudasining tashqi kuch chastotasiga bog'liq egri chiziqlari bu egri chiziqlar *rezonans egri chiziqlari* deyiladi. Tashqi kuchning o'zgarish chastotasi nolga teng bo'lganda, ya'ni

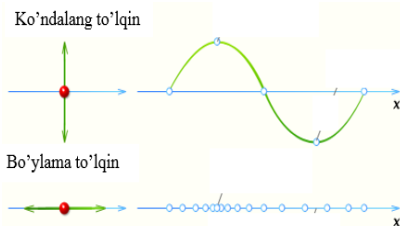
tizimga o'zgarmas kuch ta'sir qilganda, rezonans egri chiziqlari amplituda o'qini

$$a_0 = \frac{F_0}{m\omega^2}, \quad (6.41)$$

qiymatda kesib o'tadi. Bu tizimga o'zgarmas kuch ($\omega=0$) ta'sir etib tursa, u o'zining muvozanat vaziyatidan (6.41) ifoda bilan aniqlanadigan masofaga chetlanib turadi degan ma'noni anglatadi.

6.5. Elastik muxitda mexanik to'lqinlarning tarqalishi

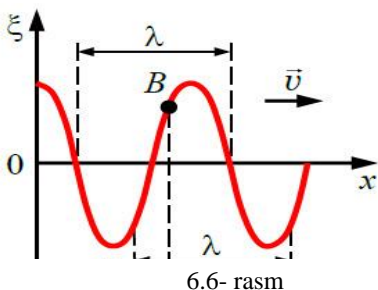
Tebranishlarning elastik muhitda tarqalish jarayoni *mexanik to'lqin* deb ataladi. To'lqin tarqalayotgan muhitning zarralari to'lqin bilan birga ko'chmaydi, ular faqat o'z muvozanat holatlari atrofida tebranib turadi holos. Zarralarning tebranishi to'lqin tarqalayotgan yo'nalishga nisbatan qanday yo'nalganligiga qarab tebranishi to'lqin tarqalayotgan yo'nalishga nisbatan qanday yo'nalganligiga qarab to'lqinlar bo'ylama va ko'ndalang to'lqinlarga ajraladi. Bo'ylama to'lqinda muhitning zarralari, to'lqinlar tarqalayotgan yo'nalishi bo'ylab tebranadi. Ko'ndalang to'lqinda muhitning zarralari to'lqinlar tarqalayotgan yo'nalishga perpendikulyar yo'nalishda tebranadi. Mexanik ko'ndalang to'lqinlar faqat siljish qarshiligiga ega bo'lgan muhitda vujudga kelishi mumkin.



Shuning uchun suyuq va gaz holatdagi muhitlarda faqat bo'ylama to'lqinlar vujudga kelishi mumkin.

Qattiq muhitda ham bo'ylama, ham ko'ndalang to'lqinlar vujudga kelishi mumkin. Bir xil fazada tebranayotgan o'zaro yaqin zarralar orasidagi masofa λ **to'lqin uzunligi** deyiladi.

To'lqin uzunligi, ravshanki, to'lqining bir davr ichida (6.6-rasm) tarqalgan masofasiga teng:



$$\lambda = vT$$

Bu munosabatda T ni $1/v$ bilan (v -tebranishlar chastotasi) almashtirsak, quyidagini topamiz.

$$\lambda v = v,$$

To'lqin jarayon tebranish manbaidan tarqalib fazoning yangi-yangi qismlarini egallay boradi.

Tebranishlar vaqtning t momentiga yetib kelgan nuqtalarining geometrik o'rni to'lqin

fronti deb ataladi. To'lqin fronti fazoning to'lqin jarayoni tarqalgan qismidan tebranishlar hali yuzaga kelmagan qismini ajratib turuvchi sirtidan iborat.

Bir xil fazoda tebranuvchi nuqtalarning geometrik o'rni to'lqin sirti deb ataladi. To'lqin sirtini fazoning to'lqin jarayoni bo'layotgan istalgan nuqtasi orqali o'tkazish mumkin. Demak, vaqtning har bir momentiga bitta to'lqin fronti mos kelsa, to'lqin sirtlari cheksiz ko'p bo'lar ekan.

To'lqin sirtlari istalgan shaklda bo'lishi mumkin. Eng sodda holda ular tekislik yoki sfera shaklida bo'ladi. Bu hollarda to'lqin mos ravishda **yassi yoki sferik to'lqin** deyiladi. Yassi to'lqinda to'lqin sirtlari bir-biriga parallel tekisliklardan, sferik to'lqinda esa konsentrik sferalardan iborat bo'ladi.

6.6. Yassi va sferik to'lqinlar tenglamasi. To'lqinni differensial tenglamasi

Faraz qilaylik $x = 0$ tekislikda yotuvchi nuqtalarning tebranishi quyidagi ko'rinishga ega bo'lsin:

$$\xi(0, t) = a \cos \omega t.$$

Nuqtalarning x ning ixtiyoriy qiymatiga tegishli tekislikdagi tebranishlarning ko‘rinishini topaylik. To‘lqin $x = 0$ tekislik bilan bu tekislik orasidagi yo‘lni o‘tishi uchun $\tau = \frac{x}{v}$ vaqt kerak, bu yerda v to‘lqinning tarqalish tezligi. Demak, x tekislikda yotuvchi zarralarning tebranishi $x=0$ tekislikda yotgan zarralarning tebranishidan vaqt bo‘yicha τ ga orqada qoladi, ya’ni quyidagi ko‘rinishga ega bo‘ladi:

$$\xi(x, t) = a \cos \omega(t - \tau) = a \cos \omega\left(t - \frac{x}{v}\right).$$

Shunday qilib, yassi to‘lqin tenglamasi quyidagicha yoziladi.

$$\xi(x, t) = a \cos \omega\left(t - \frac{x}{v}\right), \quad (6.42)$$

$\omega\left(t - \frac{x}{v}\right) = \text{const.}$, deb faraz qilamiz va ifodani differensiallab

quyidagini topamiz: $dt - \frac{1}{v} dx = 0$, bundan

$$\frac{dx}{dt} = v.$$

Shunday qilib, tenglamadagi to‘lqining tarqalish tezligi v fazaning ko‘chish tezligidan iborat ekan. Shu sababdan bu tezlik **faza tezligi** deb ataladi. Bundan to‘lqinning tezligi musbat degan xulosa kelib chiqadi. Demak tenglama x ning ortish tomoniga qarab tarqaluvchi to‘lqinni ifodalay ekan. Qarama-qarshi tomonga qarab tarqaluvchi to‘lqin quyidagi ko‘rinishga ega

$$\xi(x, t) = a \cos \omega\left(t + \frac{x}{v}\right).$$

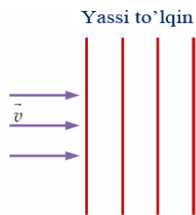
Yassi to‘lqin tenglamasiga t va x ga nisbatan simmetrik ko‘rinish berish mumkin. Buning uchun **to‘lqin soni** (2π metr uzunlikdagi kesmaga mos keluvchi to‘lqin uzunliklar soni) deb ataluvchi k kattaligini kiritamiz

$$k = \frac{2\pi}{\lambda}.$$

To‘lqin soni k , aylanish (siklik) chastotasi ω va to‘lqinning faza tezligi v orasida quyidagicha munosabat bor degan xulosa chiqadi.

$$v = \frac{\omega}{k}.$$

Demak, sinusoidal to‘lqinlarning faza tezligi ularning chastotasiga bog‘liq bo‘lar ekan. Bu hodisaga to‘lqinlar dispersiyasi, bu hodisa kuzatilayotgan muhitni dispersiyalovchi muhit deb ataladi. Tenglamada v ni uning qiymati bilan almashtirib va qavs ichiga ω ni kiritib, yassi to‘lqin uchun quyidagi tenglamani topamiz



$$\xi(x, t) = a \cos(\omega t - kx). \quad (6.43)$$

Agar to‘lqining barcha yo‘nalishlar bo‘ylab tarqalish tezligi bir xil bo‘lsa, u holda nuqtaviy manba hosil qilayotgan to‘lqin sferik bo‘ladi. Faraz qilaylik, manbaning tebranishlari fazasi ωt ga teng bo‘lsin. U vaqtda r radiusli to‘lqin sirtida yotuvchi nuqtalar $\omega(t - r/v)$ faza bilan tebranadi (to‘lqin r yo‘lni o‘tishi uchun $\tau = r/v$ vaqt kerak). Bu holda tebranishlar amplitudasi, hatto to‘lqin energiyasi muhit tomonidan yutilmasa ham o‘zgarishsiz qolmaydi, manbadan uzoqlashgan sari $1/r$ qonuniyat bilan kamaya boradi. Demak, sferik to‘lqining tenglamasi quyidagi ko‘rinishga ega bo‘lar ekan:



$$\xi(r, t) = \frac{a}{r} \cos \omega \left(t - \frac{r}{v} \right).$$

Yassi to‘lqin tenglamasidan (6.42) koordinata va vaqt bo‘yicha ikkinchi tartibli xususiy hosila olib, ularni o‘zaro taqqoslash natijasida x o‘qi bo‘ylab tarqalayotgan yassi to‘lqin differensial tenglamasini aniqlaymiz:

$$\frac{\partial^2 \xi}{\partial x^2} = \frac{1}{v^2} \frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2}.$$

Bir jinsli izotrop muxitda tarqaluvchi to‘lqinning differensial tenglamasi umumiy ko‘rinishda quyidagicha bo‘ladi:

$$\frac{\partial^2 \xi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \xi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \xi}{\partial z^2} = \frac{1}{v^2} \frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2}, \quad (6.44)$$

yoki

$$\Delta \xi = \frac{1}{v^2} \frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2}, \quad \text{bu yerda } v - \text{ fazaviy tezlik}$$

$$\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} = \Delta - \text{ Laplas operatori}$$

6.7. Elastik to‘lqin energiyasi. Yuguruvchi to‘lqinni energiya tashishi. Umov vektori

Yassi elastik to‘lqin tarqalayotgan muhitda shu qadar kichik elementar ΔV hajm ajratib olamizki bu hajm barcha nuqtalarida deformatsiyalar bilan harakat tezliklarini bir xil va mos ravishda $\frac{d\xi}{dx}$ va $\frac{d\xi}{dt}$ larga teng deb olish mumkin bo‘lsin. Biz ajratib olgan hajm quyidagicha elastik deformatsiya potensial energiyasiga ega bo‘ladi:

$$\Delta E_p = \frac{E\varepsilon^2}{2} \Delta V = \frac{E}{2} \left(\frac{\partial \xi}{\partial x} \right)^2 \Delta V,$$

bu yerda $\varepsilon = \frac{\partial \xi}{\partial x}$ - nisbiy uzayish, E esa Yung moduli. Yung modulini ρv^2 (ρ - muhitning zichligi, v - to‘lqinning faza tezligi) bilan ifodalash mumkin. U vaqtda ΔV hajmning potensial energiyasi quyidagicha ifodalanadi.

$$\Delta E_p = \frac{\rho v^2}{2} \left(\frac{\partial \xi}{\partial x} \right)^2 \Delta V, \quad (6.45)$$

qaralayotgan hajm shuningdek kinetik energiyaga ham ega bo‘ladi:

$$\Delta E_k = \frac{\rho}{2} \left(\frac{\partial \xi}{\partial t} \right)^2 \Delta V, \quad (6.46)$$

$\rho \Delta V$ - hajm massasi, $\frac{\partial \xi}{\partial t}$ - uning tezligi.

(6.45) va (6.46) ifodalarning yig‘indisi to‘la energiyani beradi.

$$\Delta E = \Delta E_k + \Delta E_p = \frac{1}{2} \rho \left[\left(\frac{\partial \xi}{\partial t} \right)^2 + v^2 \left(\frac{\partial \xi}{\partial x} \right)^2 \right] \Delta V.$$

ΔE energiyani u mujassamlashgan ΔV hajmga taqsimlasak, energiya zichligini topamiz:

$$u = \frac{1}{2} \rho \left[\left(\frac{\partial \xi}{\partial t} \right)^2 + v^2 \left(\frac{\partial \xi}{\partial x} \right)^2 \right]. \quad (6.47)$$

Yassi to‘lqining tenglamasini t va x bo‘yicha differensiallasak:

$$\frac{\partial \xi}{\partial t} = -\omega a \sin \omega \left(t - \frac{x}{v} \right), \quad \frac{\partial \xi}{\partial x} = \frac{\omega}{v} a \sin \omega \left(t - \frac{x}{v} \right).$$

Bu ifodalarni (6.47) formulaga qo‘ysak, quyidagini topamiz:

$$u = \rho a^2 \omega^2 \sin^2 \omega \left(t - \frac{x}{v} \right) = \rho a^2 \omega^2 \sin^2 (\omega t - kx). \quad (6.48)$$

Ko'ndalang to'liqning energiya zichligi uchun ham ana shunday ifoda kelib chiqadi. (6.48) dan ko'rinib turibdiki, vaqtning har bir berilgan momentidagi energiya zichligi fazoning turli nuqtalarida turlicha ekan. Bir nuqtaning o'zida energiya zichligi vaqt bo'yicha sinus kvadrati qonuni bilan o'zgaradi. Sinus kvadratining o'rtacha qiymati yarimga teng bo'lganligi uchun energiya zichligining muhitning har bir nuqtasidagi o'rtacha (vaqt bo'yicha) qiymati quyidagiga teng bo'ladi.

$$\bar{u} = \frac{1}{2} \rho a^2 \omega^2. \quad (6.49)$$

To'liqin biror sirt orqali vaqt birligi ichida tashib o'tgan energiya miqdori sirt orqali o'tuvchi energiya oqimi deyiladi.

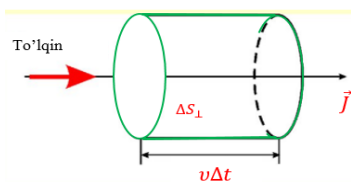
Fazoning turli nuqtalarida energiyaning oqimini harakterlash uchun energiya oqimining zichligi degan kattalik kiritiladi. Bu kattalikning qiymati berilgan nuqtada energiya ko'chayotgan yo'nalishga perpendikulyar joylashgan birlik yuza orqali o'tuvchi energiya oqimiga teng.

To'liqin tarqalayotgan yo'nalishga perpendikulyar ΔS_{\perp} yuza orqali Δt vaqt ichida ΔE energiya oqib o'tadi, deb faraz qilaylik. U holda energiya oqimining zichligi j ta'rifga binoan quyidagiga teng bo'ladi:

$$j = \frac{\Delta E}{\Delta S_{\perp} \Delta t}. \quad (6.50)$$

$\frac{\Delta E}{\Delta t}$ kattalik ΔS_{\perp} sirt orqali o'tuvchi energiya oqimi $\Delta \Phi$ ekanligini hisobga olib, quyidagi tenglikni yozish mumkin:

$$j = \frac{\Delta \Phi}{\Delta S_{\perp}}.$$



ΔS_{\perp} yuza orqali Δt vaqt ichida asosi ΔS_{\perp} va balandligi $u \Delta t$ (u -to'liqining faza tezligi) bo'lgan silindr hajmi ichida energiya oqib o'tadi. Agar silindrning barcha nuqtalarida energiya zichligini bir xil deb hisoblash mumkin bo'lishi uchun uning o'lchamlari yetarli darajada kichik (ΔS_{\perp} va Δt larning kichikligi hisobiga) bo'lsa, u vaqtda ΔE ni energiya zichligi u ni silindrning hajmiga ($\Delta S_{\perp} u \Delta t$) ko'paytmasi sifatida ifodalash mumkin.

$$\Delta E = u \Delta S_{\perp} u \Delta t. \quad (6.51)$$

Bu ΔE ning ifodasini (6.50) formulaga qo'ysak, quyidagini topamiz:

$$j = u^2, \quad (6.52)$$

υ faza tezligining yoʻnalishi toʻlqin tarqalishi yoʻnalish bilan (energiyaning koʻchish yoʻnalishi bilan ham) ustma-ust tushuvchi vektor deb qarab, quyidagini yozishimiz mumkin:

$$\vec{j} = u\vec{v} \quad (6.53)$$

Energiya oqimi zichligi vektorini birinchi marta buyuk rus fiziki N.A.Umov kiritgan boʻlib, uni **Umov vektori** deb ataladi. Bu vektor energiya zichligi kabi fazoning turli nuqtalarida turlicha boʻlib, fazoning berilgan nuqtasida esa sinus kvadrati qonuni bilan oʻzgaradi. Uning oʻrtacha qiymatini hisobga olganda quyidagiga teng:

$$j_{o'rt} = \bar{j} = \frac{1}{2} \rho a^2 \omega^2 v.$$

6.8. Turgʻun toʻlqinlar

Ikkita bir xil amplitudali biri-biriga qarab yoʻnalgan yassi toʻlqinlar oʻzaro qoʻshilganda juda muhim interferensiya hodisasi kuzatiladi. Natijada yuzaga keluvchi tebranma jarayon turgʻun toʻlqin deyiladi. Ikkita oʻzaro kogerent toʻlqinlarning fazoning biror nuqtasida uchrashib bir-birlarini kuchaytirishi yoki susaytirishi hodisasiga toʻlqin interferensiyasi deyiladi. Chastotalari bir xil va vaqt oʻtishi bilan fazalar farqi oʻzgarmaydigan toʻlqinlar oʻzaro kogerent boʻladilar.

Qarama-qarshi yoʻnalishlarda tarqalayotgan ikkita yassi toʻlqinning tenglamalarini yozaylik.

$$\begin{aligned} \xi_1 &= a \cos(\omega t - kx), \\ \xi_2 &= a \cos(\omega t + kx). \end{aligned}$$

Bu ikkita tenglamani oʻzaro qoʻshib va natijani kosinuslar yigʻindisi formulasiga asosan oʻzgartirib quyidagini topamiz:

$$\xi = \xi_1 + \xi_2 = 2a \cos kx \cos \omega t.$$

Toʻlqin soni k ni uning $2\pi/\lambda$ qiymati bilan almashtirib ξ ning ifodasiga quyidagi koʻrinishni berish mumkin:

$$\xi = (2a \cos 2\pi \frac{x}{\lambda}) \cos \omega t, \quad (6.54)$$

tenglama turgʻun toʻlqin tenglamasidir. Undan koʻrinib turibdiki, turgʻun toʻlqinning har bir nuqtasida uchrayotgan toʻlqinlarning chastotasiga teng chastota bilan tebranishlari sodir boʻladi va bu tebranishlarning amplitudasi x ga bogʻliq ekan:

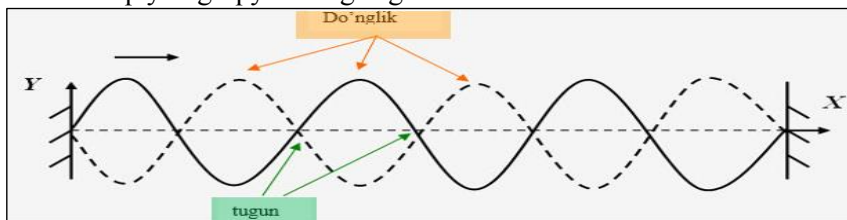
$$A = \left(2a \cos 2\pi \frac{x}{\lambda} \right) 2\pi \frac{x}{\lambda} = \pm n\pi \quad (n=0,1,2,\dots), \quad (6.55)$$

tenglikni qanoatlantiruvchi nuqtalarda tebranishlar amplitudasi maksimal $2a$ qiymatga erishadi. Bu nuqtalar **turg'un to'liqning do'ngliklari** deb (6.7-rasm) ataladi. (6.55) shartdan do'ngliklarning koordinatalarining qiymatlari kelib chiqadi.

$$X_{do'ng} = \pm n \frac{\lambda}{2} \quad (n=0,1,2,\dots),$$

$$2\pi \frac{x}{\lambda} = \pm \left(n + \frac{1}{2}\right)\pi \quad (n=0,1,2,\dots), \quad (6.56)$$

tenglikni qanoatlantiruvchi nuqtalarda tebranishlar amplitudasi nolga aylanadi. Bu nuqtalar **turg'un to'liqning tugunlari** deyiladi. Muhitning tebranishlar tugunida joylashgan nuqtalari tebranmaydi. Tugunlarning koordinatalari quyidagi qiymatlarga ega bo'ladi



6.7- rasm

$$X_{tug} = \pm \left(n + \frac{1}{2}\right) \frac{\lambda}{2} \quad (n=0,1,2,\dots) . \quad (6.57)$$

Nazorat savollari

1. Qanday tebranishlar garmonik tebranishlar deb ataladi? Ularning asosiy xarakteristikalarini (amplituda, faza, davri, chastota, siklik chastota) tushuntiring.
2. Prujinali, matematik, fizik mayatniklarning tebranish davrlari qanday topiladi?
3. Erkin mexanik tebranishlar tenglamasini yozing.
4. So'nish koeffitsiyenti nima? So'nishning logarifmik dekrementi nima?
5. Majburiy mexanik tebranishlar. Ularni tenglamasi, amplituda qiymati va majburiy tebranishlar chastotalarini yozing?
6. To'liq nima?
7. Qanday to'liqlarni bilasiz?

8. To‘lqinlarning tarqalish tezligi qanday fizik kattaliklarga bog‘liq?
9. To‘lqin tenglamasining differensial ko‘rinishini yozing?
10. To‘lqinlarning fazaviy va guruhli tezligini tushuntirib bering.
11. To‘lqinlarni qo‘shing. Superpozitsiya prinsipi qanday bo‘ladi?
12. Turg‘un to‘lqinlar va ularning tenglamasi qanday ko‘rinishda bo‘ladi?

7. RELYATIVISTIK MEXANIKA

Relyativistik mexanika bobini o'zlashtirgan talaba:

bilishi kerak:

- Galiley almashtirishlari formulalarini va relyativistik mexanika postulatlarini;
- Lorens almashtirishlari formulalarini, relativistik mexanikada vaqtning sekinlashuvini va jismlar uzunligini qisqarishini;
- jism relyativistik impulsini va relyativistik dinamika asosiy tenglamasi ta'riflari va matematik ifodalarini;
- relyativistik mexanikadagi kinetik va to'la energiya hamda tinchlikdagi energiya ta'riflarini va matematik ifodalarini;

bajara olishi kerak:

- relyativistik mexanika doir tipik amaliy fizika masalalarni yechishni;

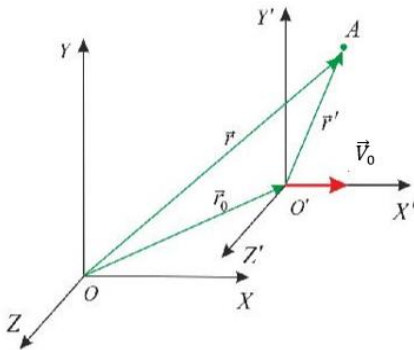
ko'nikmalarga ega bo'lishi kerak:

- matematik analizni standart usullarini (differensial va integral hisoblashlarni) relyativistik mexanikaga doir amaliy fizika masalalarini yechishda foydalanish ko'nikmasi;
- analitik geometriya va vektorlar algebra usullarini relyativistik mexanikada qo'llash ko'nikmasi;
- relyativistik mexanika doir fizikaviy tajribalarni o'tkazish va natijalarini hisoblash ko'nikmasi.

7.1 Galiley almashtirishlari va relyativistik mexanika postulatlari

Nyuton mexanikasi asosan «sekin» harakatlar ($v \ll c$) (c -yorug'likning bo'shliqdagi tezligi) mexanikasidir. Shu tufayli harakatdagi jismlar o'lchamlari va bu harakatlar sodir bo'layotgan vaqt oralig'i mutloq hisoblanadi, ya'ni jismlarning o'lchamlari va vaqt oralig'i o'zgarmas bo'lib, harakat tezligiga bog'liq emas deb qaraladi.

Turli inersial sanoq tizimlarida biror mexanik hodisaning qanday kechishini qarab chiqaylik. Masalan: biror jism (moddiy nuqta) harakatini ikkita inersial K va K' dekart koordinatalar tizimlarida olib (7.1-rasm) qaraylik (ya'ni X, Y, Z, O va X', Y', Z', O' o'qlari bir-biriga mos ravishda parallel yo'nalgan bo'lib, faqat X va X' o'qlari



7.1-rasm

nuqta rasmda ko'rsatilgandek qandaydir A holatda bo'lsin. A nuqtaning K sanoq boshiga nisbatan radius vektori

$$\vec{r} = \vec{r}_0 + \vec{r}' = \vec{r}_0 + \vec{v}_0 t. \quad (7.1)$$

Fazo va vaqt haqidagi Nyuton mexanikasi tasavvuriga ko'ra har ikkala tizimda ham vaqt bir holda kechadi, ya'ni $t = t'$ bo'ladi.

Rasmdan ko'rinishicha moddiy nuqta (A) ning ixtiyoriy t paytda K sistemadagi holati quyidagi munosabatlar bilan aniqlanadi:

$$x = x' + v_0 t, \quad y = y', \quad z = z', \quad t = t'. \quad (7.2)$$

Xuddi shuningdek, moddiy nuqtaning ayni o'sha t paytda K' tizimdagi holati quyidagicha ifodalanadi:

$$x' = x - v_0 t, \quad y' = y, \quad z' = z, \quad t' = t. \quad (7.3)$$

(7.2) va (7.3) formulalar **Galiley almashtirishlari** deyiladi. Galiley almashtirishlari biror inersial sanoq tizimida harakatlanayotgan moddiy nuqta koordinalaridan boshqa inersial sanoq tizimidagi koordinalariga o'tishga ($t = t'$ vaqt uchun) imkon beradi.

Shuni ta'kidlash lozimki, Galiley almashtirishlari uzunlik va vaqt oraliqlari mutloqligi (o'zgarmasligi) haqidagi Nyuton mexanikasi tasavvurlariga asoslanadi.

Galiley almashtirishlari harakatlanayotgan moddiy nuqtaning biror inersial sanoq tizimidagi tezligi bilan boshqa inersial tizimdagi tezligi orasidagi bog'lanishini topishga imkon beradi. (7.1) dan vaqt bo'yicha hosila olib

$$\vec{v} = \vec{v}' + \vec{v}_0. \quad (7.4)$$

Bu tenglik Nyuton mexanikasida **tezliklarni qo'shish qonunini** ifodalaydi va quyidagicha ta'riflanadi: **moddiy nuqtaning K sanoq tizimidagi tezligi (tezlik vektori) uning K' tizimdagi tezligi bilan K'**

ustma-ust tushgan bo'lsin).

Bu sanoq tizimlari birini, masalan, K tizimni shartli ravishda qo'zg'almas deb hisoblaylik; ikkinchi sanoq tizimi K' esa birinchisiga nisbatan OX yo'nalishda o'zgarmas v_0 tezlik bilan to'g'ri chiziqli harakat qilayotgan bo'lsin. Bir inersial tizimdan ikkinchisiga o'tganda moddiy nuqta koordinatalarining o'zgarishini aniqlaylik. Ixtiyoriy t vaqtda harakatlanayotgan moddiy

tizimning K ga nisbatan tezligining vektor yig'indisiga teng. Masalan, daryodagi kemaning qirg'oqqa nisbatan tezligi uning suvga nisbatan tezligi bilan suvning qirg'oqqa nisbatan tezliklarining vektor yig'indisiga teng.

Moddiy nuqtaning tezligidan vaqt bo'yicha olingan hosila uning tezlanishiga teng ekanligini nazarda tutib, (7.4) ni differensiallasak, quyidagiga ega bo'lamiz:

$$\vec{a} = \frac{d\vec{v}}{dt} = \frac{d\vec{v}}{dt'} = \vec{a}' \quad \text{yoki} \quad \vec{a} = \vec{a}',$$

($v_0 = \text{const}$ bo'lgani uchun uning vaqt bo'yicha hosilasi nolga teng ekanligi o'z-o'zidan ravshandir): bu yerda \vec{a} - moddiy nuqtaning K tizimdagi tezlanishi, \vec{a}' esa uning K' tizimdagi tezlanishini ifodalaydi. Demak, hamma jismlar har xil inersial sanoq tizimlariga nisbatan bir xil tezlanish bilan harakat qilar ekanlar.

Tajribalar natijalarini umumlashtirib, Galiley quyidagi xulosaga keladi: **inersial sanoq tizimida o'tkazilgan mexanik tajriba vositasi bilan mazkur sanoq tizimining tinch turganligini yoki to'g'ri chiziqli tekis harakatlanayotganligini aniqlab bo'lmaydi.** Bu Galileyning nisbiylik qoidasi deyiladi. Masalan, kemaning ichidagi kishi kemaning tinch turganligini yoki uning to'g'ri chiziqli tekis harakat qilayotganini aniqlay olmaydi.

Barcha inersial sanoq tizimlarida bir xil son qiymatiga ega bo'lgan kattaliklar invariant kattaliklar deyiladi («invariant» lotincha so'z bo'lib «o'zgarmas» demakdir). Yuqorida ko'rdikki, harakatdagi moddiy nuqtaning ikkita inersial sanoq tizimi (K va K') dagi tezlanishi bir xil, ya'ni $\vec{a} = \vec{a}'$. Demak, moddiy nuqtaning tezlanishi Galiley almash-tirishlariga nisbatan invariantdir.

Ma'lumki, fizik qonunlar har xil kattaliklarning miqdoriy munosabatlarini tarzida ifoda qilinadi. Ya'ni bu qonunlar matematik formulalar orqali yoziladi. *Bir inersial sanoq tizimidan ikkinchisiga o'tilganda muayyan fizik qonuniyatni ifodalovchi tenglamaga tegishli kattaliklarning qiymatlari o'zgarsada, uning umumiy ko'rinishi o'zgarmasa, bunday tenglama qaralayotgan almash-tirishlarga nisbatan invariant deyiladi.*

K va K' inersial sanoq tizimlarida $\vec{a} = \vec{a}'$, $m = m'$ va $\vec{F} = \vec{F}'$ ekanligini e'tiborga olsak, Nyuton qonunining mazkur sanoq tizimlaridagi ifodalari bir xil bo'lishini ko'ramiz: K tizimda $F = ma$ tenglik o'rinli bo'lsa K' tizimda

$$\vec{F}' = m' \vec{a}',$$

tenglik o‘rinli bo‘ladi, ya’ni bir inersial sanoq tizimidan ikkinchisiga o‘tilganda Nyutonning ikkinchi qonuni o‘z ko‘rinishini o‘zgartirmas ekan.

Demak, dinamikaning asosiy qonuni Galiley almashtirishlariga nisbatan invariantdir.

Yuqorida aytilganlarni umumlashtirib, Galileyning nisbiylik prinsipi quyidagicha ta’riflash mumkin: *mexanika qonunlari barcha inersial sanoq tizimlarida bir xil ifodalanadi.*

Relyativistik mexanika asosini A. Eynshteyn tomonidan yaratilgan maxsus nisbiylik nazariyasi tashkil qiladi va u kuchsiz gravitatsiya maydonlari mavjud bo‘lgan hollar uchun fazo va vaqt haqidagi fizik nazariya hisoblanadi. Bu nazariya Nyuton fizikasining barcha tasavvurlarini qayta ko‘rib chiqishni taqozo qiladi. Chunki Eynshteynning nisbiylik nazariyasida Nyuton mexanikasidan farqli o‘laroq fazo va vaqt xossalari haqidagi tasavvur mazkur fazo va vaqt ichida sodir bo‘layotgan tabiat hodisalari bilan uzviy bog‘langandir. Maxsus nisbiylik nazariyasida fizik hodisalar qonuniyatlari faqatgina inersial sanoq tizimlarida o‘rganiladi. Bundan tashqari umumiy nisbiylik nazariyasi ham mavjud bo‘lib, u gravitatsiya maydonlari haqidagi nazariyadir.

A. Eynshteynning maxsus nisbiylik nazariyasi quyidagi ikkita postulatga (prinsipga) asoslangan: 1) nisbiylik prinsipi; 2) yorug‘lik tezligining o‘zgarmasligi prinsipi.

Birinchi postulat faqat mexanik hodisalarga taalluqli bo‘lgan Galileyning nisbiylik prinsiplarini barcha fizik hodisalar uchun umumlashtirishdan iborat. Bu postulat quyidagicha ta’riflanadi: *har bir fizik hodisa barcha inersial sanoq tizimlarida bir xil sodir bo‘ladi. Boshqacha aytganda, barcha tabiat qonunlari va ularni tavsiflovchi tenglamalar, bir inersial sanoq tizimidan ikkinchisiga o‘tganda o‘zgarmaydi, ya’ni mazkur qonunlar inersial sanoq tizimlariga nisbatan invariantdir.*

Yorug‘lik tezligining doimiyliги haqidagi ikkinchi postulat quyidagicha ta’riflanadi: *yorug‘likning vakuumdagi tezligi yorug‘lik manbaining harakatiga bog‘liq emas va u barcha inersial sanoq tizimlarida bir xildir.*

Yorug‘likning vakuumdagi tezligi tabiatdagi kuzatiladigan tezliklar ichida eng kattasidir. Har qanday jismlar o‘zaro ta’sirining uzatilish tezligi yorug‘likning bo‘shliqdagi tezligidan katta bo‘lishi mumkin emas.

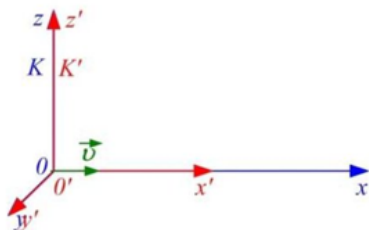
Galiley almashtirishlaridan kelib chiqadigan tezliklarni qo‘shish qoidasiga asosan bir sanoq tizimidan ikkinchisiga o‘tganda yorug‘likning tezligi $u=v+c$ ga teng bo‘lishi kerak. Tezliklarni qo‘shishning bu qonuni esa yorug‘lik tezligini doimiylik prinsipiga mutlaqo ziddir. Bu zidiyatning sababi Nyuton mexanikasida alohida olib qaralgan fazo va vaqtni mutloq deb hisoblanganligidir.

Fazo va vaqtni mutloq deb hisoblanganda jismlar nisbiy tezligini yorug‘lik tezligidan katta bo‘la olmasligini tushuntirish aslo mumkin emas. Shu boisdan Nyuton mexanikasidagi fazo va vaqt mutloqdir degan tasavvurlardan voz kechishga to‘g‘ri keladi.

Shunday qilib, bir inersial sanoq tizimidan ikkinchisiga o‘tganda, fazo va vaqtning o‘zgarishini Galiley almashtirishlari vositasida emas, balki boshqacha almashtirishlar vositasida tasvirlash zarurati kelib chiqdi. Bunday almashtirish tenglamalarini birinchi bo‘lib gollandiyalik olim G. Lorens (1853-1928) keltirib chiqargan.

7.2 Lorens almashtirishlari. Lorens almashtirishlaridan kelib chiqadigan natijalar

Lorens almashtirishlarida bir inersial sanoq tizimidan ikkinchisiga o‘tganda x, y, z koordinatalar bilan bir qatorda vaqt ham o‘zgaruvchan kattalik deb qaraladi, ya‘ni bir inersial sanoq tizimida fazo va vaqt x, y, z, t bilan ifodalansa ikkinchi inersial sanoq tizimida bu kattaliklar x', y', z', t' qiymatlariga ega bo‘ladi. Lorens almashtirishlarini keltirib chiqarish uchun, K va K' inersial sanoq tizimlarini olamiz va bu tizimlarni X, Y, Z va X', Y', Z' o‘qlarini bir-biriga mos ravishda parallel joylashtiramiz. K sanoq tizimini shartli ravishda qo‘zg‘almas deb hisoblaylik, K' esa K ga nisbatan x o‘qi bo‘ylab v tezlik bilan tekis harakatlanayotgan bo‘lsin. Datslabki paytda (ya‘ni $t=0$ va $t'=0$ bo‘lganda) ikkala tizim koordinatalarining boshi ustma-ust tushadi ($x=x'=0$) deb faraz qilamiz.



Fazoda biror nuqtani olaylik va bu nuqta K' sanoq tizimini boshida joylashgan bo‘lsin. U holda $t=t'=0$ bo‘lganda, mazkur nuqtaning koordinatasi $x'=0$ bo‘lishi tabiiy. Bu hol uchun Lorens almashtirishlarini oshkor ko‘rinishini topish haqidagi ma-

sala yuqorida zikr etilgan fazodagi o'sha nuqta uchun x, y, z, t kattaliklar bilan x', y', z', t' kattaliklar orasidagi bog'lanishlar formulalarini topish masalasiga keltiriladi. Fazo va vaqt bir jinsliliigi bu kattaliklar orasidagi bog'lanishlar chiziqli bog'lanishlar bo'lishlari kerakligini taqozo qiladi. Shu sababli K va K' inersial sanoq tizimlarini mos ravishda X va X' koordinatalari uchun Galiley almashtirishlarini ifodalovchi

$$x = x' + vt'; \quad x' = x - vt,$$

formular faqat mutanosiblik koeffitsiyenti γ bilan farq qiluvchi quyidagi

$$x = \gamma(x' + vt'), \quad (7.5)$$

$$x' = \gamma(x - vt), \quad (7.6)$$

ifodalar bilan almashtirilishi lozim (K va K' tizimlar teng huquqli inersial sanoq tizimlari bo'lganligi tufayli mutanosiblik koeffitsiyenti γ ikkala formula uchun bir xil qilib olingan).

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - v^2/c^2}} = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}}; \quad (7.7)$$

bu yerda $\beta = v/c$ belgilashni kiritdik. (7.7) ga asosan (7.5) va (7.6) tengliklarni quyidagicha yozamiz

$$x = \frac{x' + vt'}{\sqrt{1 - \beta^2}}; \quad (7.8)$$

$$x' = \frac{x - vt}{\sqrt{1 - \beta^2}}. \quad (7.9)$$

Harakat faqat X va X' o'qlari yo'nalishida sodir bo'layotganligi tufayli bu yo'nalishga tik bo'lgan y, y', z, z' koordinatalar avvaliga o'zgarmay qolishini, ya'ni

$$y = y', \quad z = z', \quad (7.10)$$

munosabatlar bajarilishini tushishi qiyin emas.

Endi, K inersial sanoq tizimidan K' tizimga o'tganda vaqt (t va t') uchun almashtirish formulalarini topaylik. Buning uchun (7.9) dagi x' uchun topilgan ifodani (7.8) formulaga qo'yamiz:

$$x = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}} \left(\frac{x - vt}{\sqrt{1 - \beta^2}} + vt' \right) = \frac{x - vt}{1 - \beta^2} + \frac{vt'}{\sqrt{1 - \beta^2}}.$$

Bu formulani vt' ga nisbatan yozamiz.

$$vt' = x\sqrt{1 - \beta^2} - \frac{x - vt}{\sqrt{1 - \beta^2}} \text{ yoki}$$

$$t' = \frac{x}{v} \sqrt{1-\beta^2} - \frac{x-vt}{v\sqrt{1-\beta^2}} = \frac{(1-v^2/c^2)x - x + vt}{v\sqrt{1-\beta^2}},$$

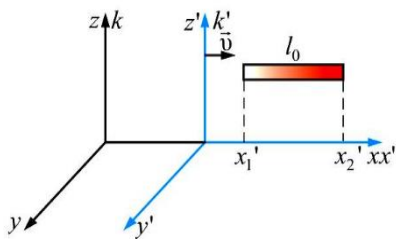
binobarin:

$$t' = \frac{t - (v/c^2) \cdot x}{\sqrt{1-\beta^2}} \quad (7.11)$$

(7.8) - (7.11)- formulalar bir biriga nisbatan o'zgarish tezlik bilan harakatlanayotgan tizimlar koordinatalarini o'zaro bog'laydi va ular **Lorens almashtirishlari** deyiladi. Koordinatalarni almashtirish formula-larida vaqt ishtirok etayapti, vaqtni almashtirish formulalarida koordinata ishtirok etayapti. Demak, Lorens almashtirishlarida fazo va vaqt bir-biri bilan uzviy bog'liq bo'lib, ularni alohida olib qarash ma'noga ega emas. Binobarin, nisbiylik nazariyasi bir-biri bilan uzviy bog'langan fazo va vaqt haqidagi nazariyadir. Lorens almashtirishlaridan kelib chiqadigan natijalar.

Harakatdagi jismning uzunligi. Lorens almashtirishlaridan kelib chiqadigan natijalaridan yana biri shundan iboratki, bir-biriga nisbatan harakatda bo'lgan turli inersial sanoq tizimlarida jismning uzunligi turlicha bo'ladi. Bunga ishonch hosil qilish uchun, yuqorida ko'rib o'tilganidek ikkita K va K' sanoq tizimlarini olaylik. K' sanoq tizimida $O'X'$ o'qiga parallel qilib biror sterjenni joylashtiraylik va K' tizimi sterjen bilan birga K tizimga nisbatan rasmda ko'rsatilgan yo'nalishida \vec{v} tezlik bilan harakatlanayotgan bo'lsin.

Ravshanki, sterjen K' tizimga nisbatan tinch holatda bo'ladi va bu tizimda sterjen uchlari koordinatalari x'_1 va x'_2 bo'lgani uchun uning K' tizimdagi uzunligi $l_0 = x'_2 - x'_1$ bo'ladi (7.2-rasm). Endi sterjenning K tizimdagi uzunligi nimaga teng ekanligini aniqlaylik. Sterjen bu tizimga nisbatan harakatlanayotganligi tufayli uning uchlarning koordinatalarini aynan bir $t = t_1 = t_2$ vaqtda o'lchash lozim. K tizimda sterjen uchlarning koordinatalari x_1 va x_2 bo'lgani uchun uning bu tizimdagi uzunligi



7.2-rasm

$l = x_2 - x_1$ bo'ladi, l_0 va l uzunliklar orasidagi bog'lanishni topish maqsadida x'_1 va x'_2 lar uchun Lorens almashtirishlarini quyidagicha yozamiz:

$$x'_1 = \frac{x_1 - vt}{\sqrt{1-\beta^2}}, x'_2 = \frac{x_2 - vt}{\sqrt{1-\beta^2}},$$

bu ikki tenglikdan:

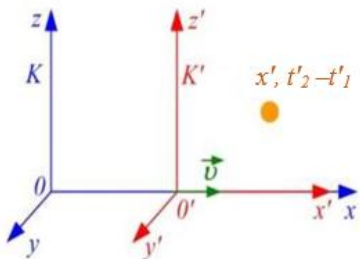
$$l_0 = x'_2 - x'_1 = \frac{x_2 - vt}{\sqrt{1 - \beta^2}} - \frac{x_1 - vt}{\sqrt{1 - \beta^2}} = \frac{x_2 - x_1}{\sqrt{1 - \beta^2}} = \frac{l}{\sqrt{1 - \beta^2}},$$

ekanligi kelib chiqadi, ya'ni sterjenning K tizimga nisbatan \bar{v} tezlik bilan harakatlanayotgan vaqtdagi uzunligi bilan tinch turgan tizimdagi uzunligi orasidagi bog'liqlik

$$l = l_0 \sqrt{1 - v^2 / c^2},$$

munosabat bilan ifodalanadi. Sterjenning u tinch turgan tizimdagi uzunligi (l_0), uning **xususiy uzunligi** deyiladi. Oxirgi formuladan ko'rinib turibdiki, sterjenning K tizimdagi uzunligi K' tizimdagiga nisbatan qisqa bo'lar ekan va jismning tezligi (v) qanchalik katta bo'lsa, uning uzunligi yuqoridagi ifodaga ko'ra shunchalik qisqarib borar ekan. Bu qisqarish Lorens qisqarish deb yuritiladi.

Vaqt oralig'ining nisbiyligi. Nyuton mexanikasining tasavvurlariga ko'ra vaqtning o'tishi barcha inersial sanoq tizimlarida aynan bir xildir. Nisbiylik nazariyasiga ko'ra aynan bir voqeaning yoki jarayonning davom etish vaqti turli inersial sanoq tizimlarida turlicha bo'ladi. Faraz qilaylik harakatlanayotgan K' tizim X' koordinatasi bilan aniqlanayotgan nuqtasida joylashgan biror jism bilan bog'liq jarayon t'_1 paytda



boshlanib, t'_2 paytda tugallansin. Ravshanki, jarayon $\Delta\tau = t'_2 - t'_1$ vaqt davom etgan bo'ladi va mazkur $\Delta\tau$ vaqt oralig'i K' sanoq tizimida o'rnatilgan soat vositasida o'lchangan, ya'ni vaqtni o'lchaydigan asbob ham K' tizimning X' nuqtasida joylashgan jism bilan birga \bar{v} tezlik bilan harakatlanayapti. Shuning uchun τ vaqt jismning **xususiy**

vaqti deyiladi.

Endi mazkur jarayon sodir bo'lishiga ketgan vaqt oralig'ini qo'zg'almas deb hisoblangan K sanoq tizimida olaylik. Bu sanoq tizimidagi kuzatuvchi shu tizimdagi soatning ko'rsatishiga ko'ra jarayonning boshlanishi t_1 paytda, tugallanishi t_2 paytda bo'lganini qayd etadi. Jarayon K' tizimning X' koordinatasi bilan aniqlanadigan nuqtasida sodir bo'layotganligi sababli t_1, t'_1, t_2 va t'_2 kattaliklar orasidagi bog'lanishni ifodalovchi Lorens almashtirishlarini quyidagicha yozish mumkin:

$$t_1 = \frac{t'_1 + v/c^2 x'_1}{\sqrt{1-\beta^2}}, \quad t_2 = \frac{t'_2 + v/c^2 x'_2}{\sqrt{1-\beta^2}};$$

bu tenglikdan

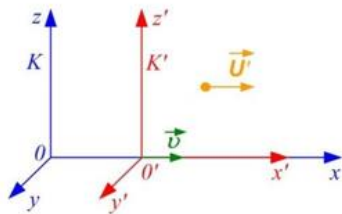
$$\Delta t = t_2 - t_1 = \frac{t'_2 - t'_1}{\sqrt{1-\beta^2}} = \frac{\Delta \tau}{\sqrt{1-\beta^2}}.$$

kelib chiqadi. Oxirgi formuladan

$$\Delta \tau = \Delta t \cdot \sqrt{1-\beta^2}. \quad (7.12)$$

Bu formuladan ko'rinib turibdiki, harakatdagi tizimda jarayonning davom etish vaqti tinch turgan tizimdagiga nisbatan $1/\sqrt{1-\beta^2}$ marta kam ekan (chunki $\sqrt{1-\beta^2} < 1$); boshqacha aytganda, tinch turgan sanoq tizimiga nisbatan harakatdagi tizimda vaqt sekin o'tadi. Bu hodisani *harakatdagi sanoq tizimlarida vaqt o'tishining sekinlashuvi* deyiladi. Demak, vaqt oralig'i ham nisbiydir.

Relyativistik mexanikada tezliklarni qo'shish. Galiley almash-tirishlaridan kelib chiqadigan natija-lardan biri shundan iboratki, K inersial sanoq tizimiga nisbatan OX yo'na-lishida v tezlik bilan tekis harakat qi-layotgan K' inersial sanoq tizimidagi jism (moddiy nuqta) shu tizimga nisba-tan \vec{v} tezlik bilan harakatda bo'lsa, mazkur jismning K tizimdagi tezligi $\vec{u} = \vec{v} + \vec{v}'$



munosabat orqali ifodalanadi. Lorents almashtirishlariga asoslangan relyativistik mexanikada yuqorida zikr etilgan tezliklar orasidagi bog'lanish boshqachadir. Lorents almashtirishlariga asosan dx va dt

kattaliklarni dx' va dt' lar orqali yozsak, ular $dx = \frac{dx' + v dt'}{\sqrt{1-v^2/c^2}}; \quad (7.13)$

$$dt = \frac{dt' + (v/c^2) dx'}{\sqrt{1-v^2/c^2}} \quad (7.14)$$

ko'rinishini oladi. Endi (7.13) ning (7.14) ga nisbatini olsak u holda Lorens almashtirishlariga asoslangan relyativistik mexanikada yuqorida zikr etilgan tezliklar orasidagi bog'lanishni aniqlaymiz.

$$u_x = \frac{u'_x + v}{1 + u'_x \cdot v / c^2} . \quad (7.15)$$

Bu ifodaga relyativistik mexanikadagi tezliklarni qo'shish formulasi deyiladi. Bunga ko'ra $u'_x = c$ va $v = c$ bo'lganda ham $u_x = c$ teng bo'ladi.

7.3 Relyativistik impuls va relyativistik dinamikaning asosiy tenglamasi

Nyuton mexanikasida \vec{v} tezlik bilan harakatlanayotgan va massasi m bo'lgan jism (zarra)larning impulsi $\vec{p} = m\vec{v}$ formula bilan ifodalanadi, hamda jismlar o'tishidan iborat bo'lgan berk tizimning impulsi har biri alohida olingan inersial sanoq tizimida vaqt o'tishi bilan o'zgarmaydi. Bu natija kichik tezliklar ($v \ll c$) uchun to'g'ri bo'lib, katta tezliklar uchun, ayniqsa yorug'lik tezligiga yaqin tezliklar sohasiga xos bo'lgan relyativistik mexanikada zarra impulsning ifodasi fazo va vaqtning uzviy bog'liqlik xususiyatlarini aks ettirishi lozim, ya'ni bu ifoda nisbiylik nazariyasidan kelib chiqadigan xulosalarga asoslanishi kerak. Shu maqsadda klassik mexanikadagi impuls ifodasini quyidagicha yozamiz:

$$\vec{p} = m\vec{v} = m \frac{d\vec{r}}{dt}, \quad (7.16)$$

bu yerda, $\vec{v} = \frac{d\vec{r}}{dt}$ massasi m bo'lgan zarraning qaralayotgan sanoq tizimidagi tezligi, $d\vec{r}$ -shu tizimda zarraning ko'chishi. (7.16) formula orqali ifodalagan zarra impulsning saqlanish qonuni Lorens almashtirishlariga nisbatan invariant bo'lishi uchun undagi vaqt oraliq'i dt o'rniga zarraning $d\vec{r}$ masofani bosib o'tishi uchun ketgan xususiy vaqt oraliq'i $d\tau$ olinishi kerak, ya'ni (7.16) ifodani

$$\vec{p} = m \frac{d\vec{r}}{d\tau},$$

tarzda, vaqt oraliq'ini esa:

$$d\tau = dt \sqrt{1 - v^2/c^2}, \quad (7.17)$$

tarzda yozamiz.

Bu ifodani (7.16) ga qo'ysak:

$$\vec{p} = m \frac{d\vec{r}}{dt} \frac{1}{\sqrt{1 - v^2/c^2}}, \quad \text{ga ega bo'lamiz.}$$

Bu formulada $\frac{d\vec{r}}{dt} = \vec{v}$ shartli ravishda qo'zg'almas deb hisoblangan sanoq tizimiga (K tizim)ga nisbatan zarraning tezligini ifodalanganligi tufayli bu tenglik

$$\vec{p} = \frac{m\vec{v}}{\sqrt{1 - v^2/c^2}}, \quad (7.18)$$

ko'rinishini oladi. Yuqorida aytilganidek, bu yerda m -zarraning massasi bo'lib, u invariant kattalikdir. (7.18) munosabat zarraning relyativistik impulsni ifodalaydi va tajribalarning ko'rsatishicha, shu tarzda aniqlangan zarraning impuls haqiqatdan ham barcha inersial sanoq tizimida impulsning saqlanish qonuni qanoatlantiradi.

Ma'lumki, Nyuton mexanikasida jismlarning harakat tenglamasi:

$$\vec{F} = m \frac{d\vec{v}}{dt} \quad \text{yoki} \quad \vec{F} = \frac{d\vec{p}}{dt}, \quad (7.19)$$

tenglik bilan ifodalanadi; bu yerda \vec{F} -ta'sir etuvchi kuch, m va \vec{v} -uning massasi hamda tezligi. Galiley almashtirishlaridan kelib chiqadigan xulosa shundan iboratki, $\frac{d\vec{v}}{dt} = \vec{a}$ tezlanish invariant kattalikdir, binobarin, zarrachaga ta'sir etuvchi kuch ham invariant kattalikdir.

(7.18) tenglikdagi zarraning impuls (\vec{p}) sifatida nisbiylik nazariyasidan kelib chiqadigan xulosalarga asoslangan ifoda orqali aniqlanadigan relyativistik impuls olinishi lozim. Shunday qilib, zarraga ta'sir etayotgan kuch uchun quyidagiga ega bo'lamiz:

$$\vec{F} = \frac{d}{dt} \left(\frac{m\vec{v}}{\sqrt{1 - v^2/c^2}} \right), \quad (7.20)$$

bu formula relyativistik dinamikaning asosiy tenglamasi bo'lib, *relyativistik zarraning harakat tenglamasini* ifodalaydi. Bu tenglama Lorens almashtirishlariga nisbatan invariant tenglamadir.

Agar vaqt o'tishi bilan zarra impulsning o'zgarish qonuni ma'lum bo'lsa, zarraga ta'sir etuvchi kuchning o'zgarish qonunini relyativistik dinamikaning asosiy tenglamasidan aniqlash mumkin. Ikkinchi tomondan, boshlang'ich shartlar (zarraning boshlang'ich tezligi \vec{v}_0 va vaziyati \vec{r}_0) berilgan bo'lsa va zarraga ta'sir etuvchi kuch ma'lum bo'lsa, uning harakat tenglamasini topish mumkin.

Ko‘rinib turibdiki, kichik tezliklarda ($v \ll c$ va $v^2/c^2 = 0$) relyativistik zarraning harakat tenglamasi Nyuton mexanikasidagi jismning harakat tenglamasi ko‘rinishini oladi.

Ma‘lumki, Nyuton mexanikasida zarraga (jismga) ta’sir etuvchi kuch invariant kattalikdir. Relyativistik mexanikada esa bir inersial sanoq tizimidan ikkinchisiga o‘tganda kuchning qiymati va yo‘nalishi o‘zgaradi; bundan tashqari kuch yo‘nalishi bilan tezlanish vektorining yo‘nalishlari bir to‘g‘ri chiziqda yotmaydi. Bu natijalar relyativistik mexanikada kuch invariant kattalik emasligini ko‘rsatadi. Lekin bir inersial sanoq tizimidan ikkinchisiga o‘tilganda almashtirish qoidalari kuch uchun o‘ziga xos qonuniyatlar vositasida amalga oshiriladi.

7.4. Relyativistik mexanikada kinetik va to‘la energiya

Nyuton mexanikasida kuch \vec{F} ning zarrani $d\vec{r}$ ga ko‘chirishda bajargan elementar ishi:

$$dA = \vec{F} d\vec{r}.$$

Zarraning ko‘chishi $d\vec{r} = \vec{v} dt$ ekanligini hisobga olsak bu ish

$$dA = \vec{F} \vec{v} dt, \quad (7.21)$$

bo‘ladi. Zarra kinetik energiyasining relyativistik mexanikadagi ifodasini topish uchun relyativistik zarraning harakat tenglamasidan foydalanamiz.

$$dA = \vec{F} \vec{v} dt = \vec{v} \frac{d}{dt} \left(\frac{m\vec{v}}{\sqrt{1 - v^2/c^2}} \right) dt.$$

F kuch dt vaqt davomida zarra ustida dA ish bajarsa, zarraning kinetik energiyasi dE_k ga o‘zgaradi, ya’ni \vec{F} kuchning bajargan ishi zarraning kinetik energiyasining o‘zgarishiga teng bo‘ladi:

$$dA = dE_k.$$

Binobarin:

$$dE_k = \vec{v} \frac{d}{dt} \left(\frac{m\vec{v}}{\sqrt{1 - v^2/c^2}} \right) dt = \vec{v} d \left(\frac{m\vec{v}}{\sqrt{1 - v^2/c^2}} \right).$$

Oxirgi tenglikning o'ng tomonidagi differensial ishorasi ostidagi nisbat ikki funksiyaning (ya'ni $m\vec{v}$ va $1/\sqrt{1-v^2/c^2}$ ning) ko'paytmasi ekanligini nazarda tutgan holda uni differensiallaymiz. Differensiallashni amalga oshirib,

$$\frac{mc^2}{2(1-v^2/c^2)^{3/2}} d\left(\frac{v^2}{c^2}\right) = d\left(\frac{mc^2}{\sqrt{1-v^2/c^2}}\right),$$

ekanligiga ishonch hosil qilamiz. Demak,

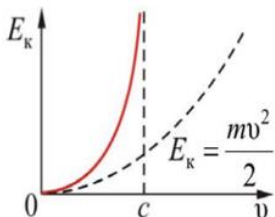
$$dE_k = d\left(\frac{mc^2}{\sqrt{1-v^2/c^2}}\right). \quad (7.22)$$

Bu formula (zarra kinetik energiyasining differensial) \vec{F} kuch ta'sirida zarraning $d\vec{r}$ ga ko'chishida uning kinetik energiyasining o'zgarishini ifodalaydi. Binobarin, zarraning to'liq kinetik energiyasi integrallash bilan aniqlanadi va bu tenglikni integrallash natijasida

$$E_k = \frac{mc^2}{\sqrt{1-v^2/c^2}} + const,$$

ifodaga ega bo'lamiz. Integrallash doimiysi nimaga teng ekanligini topaylik. Kinetik energiya-harakat energiyasi bo'lganligi tufayli zarraning tezligi $v=0$ bo'lganda, ravshanki, $E_k = 0$ bo'lishi kerak. Bu mulohazalardan integrallash doimiysi $const = -mc^2$ ekanligi kelib chiqadi va integrallash doimiysining bu qiymatini yuqoridagi formulaga qo'ysak, *relyativistik zarraning kinetik energiyasi* quyidagicha ifodalanadi:

$$E_k = mc^2 \left(\frac{1}{\sqrt{1-v^2/c^2}} - 1 \right). \quad (7.23)$$



Zarraning (jismning) kinetik energiyasini ifodalovchi (7.23) munosabat keng qamrovli ma'noga ega bo'lib, kichik tezliklarda kinetic energiyaning Nyuton mexanikasidagi shaklini oladi. Bunga ishonch hosil qilish uchun (7.23) formuladagi $1/\sqrt{1-v^2/c^2}$ nisbatni Teylor qatoriga yoyamiz:

$$\frac{1}{\sqrt{1-v^2/c^2}} = \left[1 - \left(\frac{v}{c}\right)^2 \right]^{-1/2} = 1 + \frac{1}{2}\left(\frac{v}{c}\right)^2 + \frac{3}{8}\left(\frac{v}{c}\right)^4 + \dots$$

Kichik ($v \ll c$) tezliklarda v/c nisbatining to'rtinchi, oltinchi va hokazo darajalari 1 ga nisbatan juda kichik sonni tashkil etganliklari tufayli, ularni hisobga olmasdan, mazkur qatorning dastlabki ikki hadi bilan chegaralanamiz. U holda (7.23) formula Nyuton mexanikasidagi $E_k = mv^2/2$ shaklni oladi. Juda katta tezliklarda esa zarraning (jismning) kinetik energiyasi (7.23) formula bilan ifodalanadi. $v \rightarrow c$ intilganda zarraning (jismning) kinetik energiyasi chiksiz kata qiymatga intiladi.

7.5. Relyativistik energiya, impuls va massa orasidagi bog'lanish. Relyativistik invariantlik

Yuqorida biz relyativistik zarraning kinetik energiyasini:

$$E_k = \frac{mc^2}{\sqrt{1 - v^2/c^2}} - mc^2, \quad (7.24)$$

tarzda ifodalagan edik; bu yerda m -zarraning massasi, v -uning K sanoq tizimiga nisbatan tezligi. Ko'rinib turibdiki, zarraning kinetik energiyasi ikkita kattalikning ayirmasi shaklida ifoda qilinayapti, ya'ni bu tenglikni:

$$E_k = E - E_0 \text{ yoki } E = E_k + E_0, \quad (7.25)$$

ko'rinishida yozish mumkin. Oxirgi tenglikda E_k -zarraning kinetik energiyasi bo'lganligi uchun E_0 -kattalik ham energiya ma'nosiga ega. Bu formulada E ikkita energiyaning yig'indisidan iborat bo'lib, u zarraning to'liq energiyasini ifodalaydi. (7.25) dagi belgilashlarga ko'ra zarraning to'liq energiyasi quyidagiga teng:

$$E = \frac{mc^2}{\sqrt{1 - v^2/c^2}}, \quad (7.26)$$

(7.24) va (7.25) tengliklardan

$$E_0 = mc^2 \quad (7.27)$$

ekanligi ko'rinib turibdi. Bu kattalikning fizik ma'nosini aniqlaylik: zarraning to'liq energiyasini ifodalovchi (7.26) tenglikdan shu xulosa kelib chiqadiki, agar zarra tinch holatda bo'lsa, (uning tezligi $v = 0$ bo'lsa) $E = E_0 = mc^2$ bo'ladi. Shuning uchun ham (7.27) formula bilan ifodalangan energiya tinch holatda jismning (zarraning) energiyasi deyiladi. Tinch holatdagi jismning energiyasi uning ichki energiyasini ifodalaydi. Ba'zan bu jismning xususiy energiyasi deb ham yuritiladi.

To'liq energiya E va impuls zarraning tezligiga bog'liq kattaliklar bo'lganligi uchun bir inersial sanoq tizimidan ikkinchisiga o'tganda

ularning qiymatlari o'zgaradi, ya'ni mazkur kattaliklar alohida-alohida olinganda ular Lorens almashtirishlariga nisbatan invariant emas. Lekin E va p larning o'zaro bog'lanishini ifodalovchi kattalik invariant kattalik ekanligiga quyidagi mulohazalarga ko'ra ishonch hosil qilish mumkin. Zarraning mos ravishda to'liq energiyasi va impulsni ifodalovchi:

$$E = \frac{mc^2}{\sqrt{1-v^2/c^2}}, \quad (7.28)$$

$$p = \frac{mv}{\sqrt{1-v^2/c^2}}, \quad (7.29)$$

tengliklardan
$$v = \frac{c^2}{E} p, \quad (7.30)$$

ekanligi kelib chiqadi. Endi (7.28) tenglikni kvadratga ko'tarib, tezlik (v) o'rniga uning (7.30) dagi qiymatini qo'ysak, quyidagiga ega bo'lamiz:

$$\frac{E^2}{c^2} - p^2 = m^2 c^2 = inv. \quad (7.31)$$

Bu tenglikning o'ng tomonidagi zarraning massasi (m) va yorug'likning vakuumdagi tezligi (c) invariant kattaliklardir. Bundan zarraning to'liq energiyasi (E) va impuls (p) ni bog'lovchi (7.31) munosabat Lorens almashtirishlariga nisbatan invariant kattalik ekanligi kelib chiqadi.

Yuqoridagi tenglikning Lorens almashtirishlariga nisbatan invariant ekanligi yana shundan ham ma'lum bo'ladi, bu tenglik zarraning tezligiga bog'liq emas. Demak,

$$\frac{E^2}{c^2} - p^2, \quad (7.32)$$

kattalik bir inersial sanoq tizimidan ikkinchisiga o'tilganda bir xil qiymatga ega.

Yuqorida biz tinch holatdagi jismning (xususiy) energiyasini

$$E_0 = mc^2,$$

tarzda ifodalagan edik. Bunda yorug'lik tezligi c ning bo'shliqdagi son qiymati jism massasiga nisbatan g'oyat katta bo'lganligi tufayli energiya son qiymatining ΔE_0 o'zgarishga massaning ozgina o'zgarishi mos keladi. Jism tinch holatdagi energiyasi boshqa turdagi energiyalarga aylanishi mumkin.

Nyuton mexanikasida massa jismning inersiya o'lehoivi tarzida namoyon bo'lgan bo'lsa, relyativistik mexanikada jism massasi unda mavjud bo'lgan energiya miqdorining o'lehoivi sifatida namoyon bo'ladi.

Agar biror jarayon tufayli jism massasi Δm ga kamaysa, bu jarayon natijasida

$$\Delta E_0 = c^2 \Delta m, \quad (7.33)$$

energiya ajralib chiqadi va aksincha, jism energiyasi bu jarayonda ΔE_0 ga ohsa, uning massasi Δm ga oshadi- *tinch holatdagi jism energiyasi va massasi bir-biriga mutanosib tarzda o'zgaradi.* (7.33) formula orqali ifodalangan munosabat ***massa va energiyaning o'zaro bog'lanish qonuni*** deyiladi.

Bir inersial sanoq tizimidan ikkinchisiga o'tilganda fizik kattaliklarning qiymatlari o'zgaradi jismning koordinatalari, tezligi va vaqt oralig'i shular jumlasidandir. Shu bilan birga shunday kattaliklar ham borki, ularning qiymatlari bir inersial sanoq tizimidan ikkinchisiga o'tilganda o'zgarmaydi. Ma'lumki, bunday kattaliklar Lorens almashtirishlariga nisbatan invariant (o'zgarmaydigan) kattaliklar deyiladi. Ular quyidagilardir:

1. Yorug'likning vakuumdagi tezligi (c) barcha inersial sanoq tizimlarida bir xil qiymatga ega.

2. Jismning (zarraning) massasi bir inersial sanoq tizimidan ikkinchiga o'tilganda o'zgarmaydi.

3. Jism qaysi sanoq tizimida tinch turgan bo'lsa, uning xususiy vaqti u bilan birga harakatlanayotgan (boshqa inersial sanoq tizimiga nisbatan) soat vositasida o'lchanadi. Shu boisdan, jism harakatining jadalligini ifodalovchi vaqt oralig'i

$$\Delta \tau = \Delta t \sqrt{1 - v^2 / c^2}.$$

Lorens almashtirishlariga nisbatan invariant kattalikdir; bu formulada Δt -harakatdagi jismga nisbatan shartli ravishda tinch holatda bo'lgan sanoq tizimida (K sanoq tizimida) o'lchangan vaqt oralig'i.

4. Voqealar oralig'i (interval)-relyativistik mexanikadagi asosiy invariantlardan hisoblanadi. Voqealar oralig'i (s) ning kvadrati K va K' sanoq tizimlarida quyidagicha ifodalanadi:

$$s^2 = c^2 \Delta t^2 - \Delta x^2 - \Delta y^2 - \Delta z^2 = c^2 t'^2 - \Delta x'^2 - \Delta y'^2 - \Delta z'^2 = s'^2 \quad ;$$

bu yerda:

$$\Delta t = t_2 - t_1, \quad \Delta x = x_2 - x_1, \quad \Delta y = y_2 - y_1, \quad \Delta z = z_2 - z_1,$$

$$\Delta t' = t'_2 - t'_1, \Delta x' = x'_2 - x'_1, \Delta y' = y'_2 - y'_1, \Delta z' = z'_2 - z'_1;$$

ya'ni

$$s^2 = s'^2 = inv.$$

Binobarin, voqealar oralig'i va uning kvadrati bir inersial sanoq tizimidan ikkinchisiga o'tilganda o'zgarmaydi.

5. To'rt o'lchovli fazoda aniqlangan zarraning harakat tenglamasi

$$\vec{f} = \frac{d}{dx}(m\vec{u}),$$

invariant kattalik hisoblanadi. Bu yerda \vec{f} va \vec{u} mos ravishda to'rt o'lchovli fazoda zarraga ta'sir etuvchi kuch, hamda zarraning dunyoviy tezligi, dx -zarraning xususiy vaqt oralig'i.

6. Bir inersial sanoq tizimidan ikkinchisiga o'tilganda zarraning to'liq energiyasi (E) va impuls (p) o'zgaradi, lekin E va p ni o'z ichiga olgan:

$$E^2 - p^2 c^2,$$

munosabat Lorens almashtirishlariga nisbatan invariant bo'lib, barcha inersial sanoq tizimlarida bir xil qiymatga ega, chunki bu munosabatning qiymati zarra tezligi (v) ga bog'liq emas:

$$E^2 - p^2 c^2 = m^2 c^4 = inv \quad \text{yoki}$$

$$\frac{E^2}{c^2} - p^2 = m^2 c^2 = inv.$$

7. Jismning tinch holatdagi energiyasi (ichki energiyasi)

$$E_0 = mc^2,$$

barcha inersial sanoq tizimlarida bir xil qiymatga ega, chunki bu yerda m va c kattaliklarning har biri alohida invariant kattalikdir.

Nazorat savollari

1. Klassik mexanikada nisbiylik prinsipining mohiyati nimadan iborat?

2. Klassik mexanikada koordinatalar almashtirishi va tezliklarni qo'shish qoidasini aytib bering

3. Maxsus nisbiylik prinsipining postulatlarini ta'riflang

4. Relyativistik mexanikada koordinatalar uchun Lorens almashtirishlari ifodalarini yozing

5. Maxsus nisbiylik prinsipidan jism o'lchovi va hodisalar davomiyligi uchun kelib chiqadigan natijalarni aytib bering

6. Tezliklarni relyativistik qo‘shish qonuni nimadan iborat?
7. Qanday shart bajarilganda relyativistik tezliklarni qo‘shish ifodasi klassik tezliklarni qo‘shish ifodasiga aylanadi?
8. Moddiy nuqta relyativistik dinamikasining asosiy qonuni tenglamasi qanday ko‘rinishga ega?
9. Relyativistik mexanikada kinetik energiya ifodasi qanday ko‘rinishga ega?
10. Qanday shart bajarilganda kinetik energiyaning relyativistik ifodasi klassik ifodaga o‘tadi?
11. Relyativistik massaning tezlikka bog‘liqligini qanday misollar bilan tushuntirish mumkin?
12. Massa va energiya orasidagi munosabatni ifodalang va tushuntirib bering
13. Relyativistik mexanikada energiya va impulsning saqlanish qonuni qanday ko‘rinishga ega?

8. UZLUKSIZ MUHUTLAR MEXANIKASI ELEMENTLARI

Uzluksiz muhitlar mexanikasi elementlari bobini o'zlashtirgan talaba:

bilishi kerak:

- suyuqliklarning harakat muvozonat tenglamasi va siqilmaydigan suyuqlik gidrostatikasi matematik ifodalarini;
- ideal suyuqlik uchun Bernulli tenglamasi ta'rifi va matematik ifodalarini;
- suyuqlik va gazlarda jismlarning harakatiga ko'rsatadigan qarshiligi formulalarini;

bajara olishi kerak:

- uzluksiz muhitlar mexanikasi elementlariga doir tipik amaliy fizika masalalarni yechishni;

ko'nikmalarga ega bo'lishi kerak:

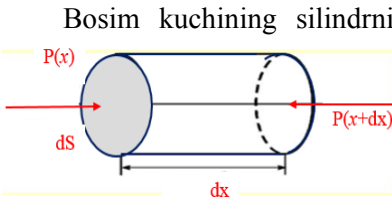
- matematik analizni standart usullarini (differensial va integral hisoblashlarni) uzluksiz muhitlar mexanikasi elementlariga doir amaliy fizika masalalarini yechishda foydalanish ko'nikmasi;
- analitik geometriya va vektorlar algebrasi usullarini uzluksiz muhitlar mexanikasi elementlariga qo'llash ko'nikmasi;
- uzluksiz muhitlar mexanikasi elementlariga doir fizikaviy tajribalarni o'tkazish va natijalarini hisoblash ko'nikmasi.

8.1 Suyuqliklarning harakat va muvozanat tenglamasi.

Suyuqliklar va gazlar harakatining murakkab manzarasini tushunish uchun biz ularni dastlab yopishmaydigan va siqilmaydigan suyuqlik sifatida qarab chiqamiz. Harakat tezliklari katta bo'lganida yengil siqiluvchi gazlar ham unda harakatlanuvchi jismlarga xuddi siqilmaydigan suyuqliklardek ta'sir ko'rsatadi. Kichik tezliklar bilan harakatlanuvchi suyuqlik ichiga kiritilgan jismlarga ta'sir etuvchi kuchlarning paydo bo'lishiga asosan yopishqoqlik sabab bo'ladi, katta tezliklarda esa suyuqliklarning inersiyasi ko'proq ta'sir ko'rsatadi. Bu kuchlarning miqdori va yo'nalishi suyuqlik bilan unga kiritilgan qattiq jismning bir-biriga nisbatan ko'chish tezligiga bog'liq bo'ladi.

Umuman suyuqliklarda ta'sir etuvchi kuchlarni hajmiy kuchlarga va sirt kuchlariga ajratish mumkin. *Hajmiy kuchlar* massa dm ga va u bilan bog'liq bo'lgan kuchga mutanosibdir. Bu kuchni $\vec{f}dV$ deb belgila-

sak, \vec{f} ni hajmiy kuchlarning zichligi deyish mumkin. Hajmiy kuchlarga og'irlik va inersiya kuchlar misol bo'la oladi. Ravshanki, og'irlik kuchining hajmiy zichligi $\vec{f} = \rho\vec{g}$, ρ - suyuqlik zichligi, g -erkin tushush tezlanishi. Sirt kuchlari esa suyuqlikning har bir kichik hajmiga uni o'rab turgan suyuqlik bo'laklari tomonidan ta'sir etuvchi tik va urinma tarzda yo'nalgan kuchlardan iborat. Tinch turgan suyuqlik uchun urinma kuchlarni e'tiborga olmay, faqat tik yo'nalgan bosim kuchlardan iborat holni ko'rib chiqaylik. Kichik hajm bo'lakchasi dV uchun uzunligi dx va ko'ndalang kesimi yuzasi dS bo'lgan silindrni olaylik (rasm 8.1).



8.1-rasm

$p(x)dS$ desak, ikkinchisi $p(x+dx)dS$ ga teng bo'ladi. Aslida $p(x)dS$ kuch y va z koordinatalarga hamda vaqtga ham bog'liq bo'ladi. Silindrning yon tomonlariga ta'sir etuvchi bosim kuchlari X o'qiga tik bo'lganda, uni hisoblashda y va z o'qlar bo'ylab ta'sir

etuvchi kuchlarni qarab o'tirmasak ham bo'ladi. Qaralayotgan hajm bo'lakchasiga ta'sir etuvchi bosim kuchining X o'qi yo'nalishidagi tashkil etuvchisi $[p(x) - p(x+dx)]dS$ ga teng bo'ladi. Cheksiz kichik o'zgarishni differensial bilan almashtirish mumkinligidan,

$$p(x+dx) - p(x) = -dp = -\frac{dp}{dx} dx,$$

deb yozish mumkin. y, z va t larni o'zgarimas deb qaralayotganda, $p(x, y, z, t)$ funksiyaning x bo'yicha olingan hosilasi xususiy hosiladan iborat bo'lgani tufayli,

$$-\frac{dp}{dx} dx = -\frac{\partial p}{\partial x} dx = T_x dx,$$

deyish mumkin. Shunga o'xshash p ning y va z lar bo'yicha xususiy hosilasining $\frac{\partial p}{\partial y}$ va $\frac{\partial p}{\partial z}$ desak, bosim kuchining X, Y va Z o'qlari bo'yicha tashkil etuvchilarni quyidagicha yozish mumkin:

$$T_x = -\frac{\partial p}{\partial x}, \quad T_y = -\frac{\partial p}{\partial y}, \quad T_z = -\frac{\partial p}{\partial z}. \quad (8.1)$$

Shunday qilib, suyuqlikning birlik hajmiga bosim p tufayli vujudga kelgan quyidagi sirt kuchlari ta'sir etadi:

$$\vec{T} = -\frac{\partial p}{\partial x} \vec{i} - \frac{\partial p}{\partial y} \vec{j} - \frac{\partial p}{\partial z} \vec{k} . \quad (8.2)$$

P skalyar kattalikning gradiyentini

$$\text{grad } p = \frac{\partial p}{\partial x} \vec{i} + \frac{\partial p}{\partial y} \vec{j} + \frac{\partial p}{\partial z} \vec{k} , \quad (8.3)$$

$$\text{deb belgilasak,} \quad \vec{T} = -\text{grad } p , \quad (8.4)$$

deb yozish mumkin, ya'ni \vec{T} vektor p skalyar kattalikning teskari ishora bilan olingan gradiyentiga teng ekan. Shunday qilib, \vec{T} vektor bosim p ning miqdori bilan emas, balki uning fazodagi yo'nalishlar bo'ylab o'zgarishi bilan aniqlanadi.

Suyuqliklarning muvozanat holatida T kuch hajmiy kuch \vec{f} bilan muvozanatda bo'lishi tufayli quyidagiga ega bo'lamiz:

$$\text{grad } p = \vec{f} . \quad (8.5)$$

Bu tenglama *gidrostatikaning asosiy tenglamasi* deyiladi . Bu tenglamaning koordinatalar bo'yicha yozilgan ko'rinishi quyidagicha:

$$\frac{\partial p}{\partial x} = f(x), \quad \frac{\partial p}{\partial y} = f(y), \quad \frac{\partial p}{\partial z} = f(z). \quad (8.6)$$

Agar ideal suyuqlik qandaydir \vec{v} tezlik bilan harakatlanayotgan bo'lsa, (8.4) va (8.5) formulalarni hisobga olib, suyuqlikning harakat tenglamasini quyidagicha yozishimiz mumkin:

$$p \frac{d\vec{v}}{dt} = \vec{f} - \text{grad } p . \quad (8.7)$$

Bu tenglama *ideal suyuqlik gidrodinamikasining asosiy tenglamasi* bo'lib, u **Eyler tenglamasi** deb ham ataladi. Real suyuqliklarda suyuqlikning harakat tenglamalari ancha murakkablashadi.

8.2. Siqilmaydigan suyuqlik gidrostatikasi

Agar suyuqliklardagi hajmiy kuchlarini yo'q deb faraz qilsak, u holda

$$\vec{f} = 0 \text{ va demak, } \frac{\partial p}{\partial x} = \frac{\partial p}{\partial y} = \frac{\partial p}{\partial z} = 0 \text{ bo'ladi, ya'ni hajmiy kuchlar}$$

bo'lmagan muvozanat sharoitida suyuqlikning barcha nuqtalarida bosim bir xil bo'ladi. Xususan, hajmiy kuchlar bo'lmaganda suyuqlikning birdan bir muvozanat sharti shundan iboratki, bu holda suyuqlik sirtining barcha nuqtalariga ta'sir etuvchi bosim bir xil va u tashqi bosimdan iborat bo'ladi. Aks holda suyuqlikning harakati vujudga keladi. Hajmiy

kuchlar bo‘lmaganda suyuqlik sirtga beriluvchi muayyan bosim suyuqlik ichidagi barcha nuqtalarda shunday bosimni vujudga keltiradi.

Agar suyuqlik og‘irlik maydonida bo‘lsa, u holda $\vec{f} = \rho\vec{g}$. Bu kuchni Z o‘qi bo‘ylab yo‘nalgan deb hisoblasak, muvozanatdagi suyuqlikning asosiy tenglamasi quyidagidan iborat bo‘ladi:

$$\frac{\partial p}{\partial x} = \frac{\partial p}{\partial y} = 0; \quad \frac{\partial p}{\partial z} = -\rho g . \quad (8.8)$$

Formuladan ko‘rinib turibdiki, muvozanatda bo‘lgan suyuqlikda bosim X va U o‘qlarga bog‘liq bo‘lmasdan faqat Z ga bog‘liq bo‘ladi. Z ga tik tekisliklar esa bir xil bosimli tekisliklar bo‘ladi va bundan suyuqlikning zichligi faqat balandlikka bog‘liq degan xulosa kelib chiqadi.

Endi faraz qilaylik, suyuqlik bir jinsli va siqilmaydigan ($\rho = \text{const}$) bo‘lsin hamda erkin tushish tezlanishi \vec{g} ham balandlika bog‘liq bo‘lmasin. Bu sharoitlarni hisobga olgan holda (8.8) tenglamaning integrali quyidagini beradi:

$$p = p_0 - \rho g z . \quad (8.9)$$

Integrallash doimiysi p_0 ma‘no jihatidan $z=0$ dagi suyuqlikning bosimidan iborat. (8.9) formula idishdagi suyuqlikning tagiga va devorlariga hamda, suyuqlikka

botirilgan jismning sirtiga ta‘sir etuvchi kuchlarni ham aniqlash imkonini beradi.

Ma‘lumki, Arximed qonuniga binoan suyuqlik va gazga botirilgan uar qanday jismga u siqib chiqargan suyuqlik yoki gaz og‘irligiga teng gidrostatik ko‘tarish kuchi ta‘sir qiladi. Bu kuch jism sirtiga suyuqlik yoki gaz ta‘sir qiluvchi bosim kuchlarning teng ta‘sir etuvchisi bo‘lib, tik ravishda yuqoriga yo‘naladi. Jismning og‘irligi ko‘tarish kuchidan katta bo‘lsa jism cho‘kadi, kichik bo‘lsa cho‘kmaydi. Bu so‘nggi xususiyat jismlarning suyuqlik va gazlarda suzish qonunining asosini tashkil etadi.

Agar suyuqlikka qandaydir jism kiritilgan bo‘lsa va u mexanika nuqtai nazaridan muvozanatda bo‘lsa, u holda unga ta‘sir etuvchi tashqi kuchlarni jismning og‘irlik kuchi va jismga har tomondan ta‘sir etuvchi bosim kuchlaridan-Arximed kuchlaridan iborat deb qarash mumkin. Bu kuchlar bir biriga teng va qarama-qarshi yo‘nalgan bo‘lsa, jism muvozanatda bo‘ladi. Masalan, kemaning suzishini tekshiradigan bo‘lsak, suv ustida bemalol suzib yurishi uchun kemaning suvga botirilgan qismi siqib chiqargan suvning og‘irligi kemaning yuki bilan birgalikdagi havodagi og‘irligiga teng bo‘lishi lozim.

8.3. Ideal suyuqlikning turg'un harakati. Bernulli tenglamasi

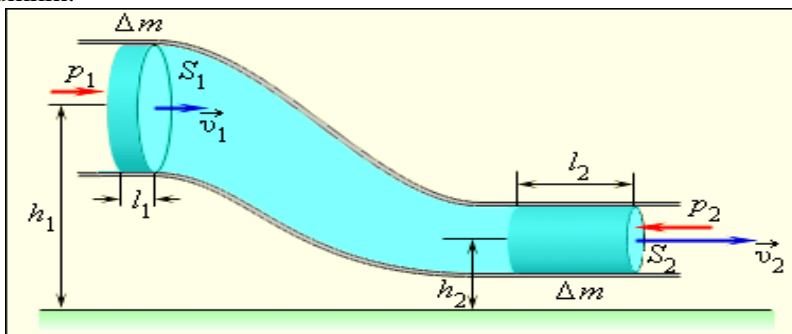
Real suyuqliklar harakatining qonunlarini o'rganish ancha murakkab bo'lgani uchun biz asosan yopishqoqlik kuchlarini hisobga olmasdan, ideal suyuqlikning harakatini qaraylik. Albatta, bu holda suyuqliklarda mavjud bo'ladigan ichki ishqalanishning tik va urinma kuchlarini cheksiz kichik deb qarash mumkin. Bu holda ideal suyuqlikdagi mavjud bo'lgan birdan-bir kuch – uning tik yo'nalgan bosim kuchidir. Bu bosim kuchi suyuqlikning zichligi bilan aniqlanadi.

Suyuqlikning ko'ndalang kesimi turlicha bo'lgan oqim nayida oqish jarayonini qarab chiqaylik. Ma'lumki, suyuqlik oqimining hech yerda uzilmasligi, ya'ni uning uzluksizligidan suyuqlik tezligining oqim nayining ko'ndalang kesimiga ko'paytmasining o'zgarmas ekanligi kelib chiqadi. Bu esa ma'lum vaqt oralig'ida nayning bir uchidan oqib kirayotgan suyuqlikning hajmi uning qarama-qarshi tomonidan oqib chiqayotgan suyuqlik hajmiga teng bo'lishini bildiradi:

$$v_1 S_1 = v_2 S_2,$$

ya'ni Δt vaqt oralig'ida S_1 kesim orqali oqib kirayotgan suyuqlikning tezligi v_1 va bosimi p_1 bo'lsa, hududi shu vaqt ichida S_2 kesimdan v_2 tezlik va p_2 bosimlarda bir xil suyuqlik massasi oqib (rasm 8.2) o'tar ekan.

Og'irlik kuchi ta'sirida ro'y beruvchi turg'un harakatni qarab chiqaylik. Bu harakat uchun energiyani saqlanish qonunini tatbiq etish mumkin.



8.2-rasm

Oqim turg'un bo'lganligidan, nayning ajratib olingan qismlarida energiya to'planmaydi ham, sarf bo'lmaydi ham. Demak, Δt vaqt ichida S_1 kesim orqali uzatilayotgan energiya xuddi shu vaqtda S_2 kesim orqali uzatilayotgan energiyaga teng bo'lishi kerak. Bu holda S_1 kesimdan oqib o'tayotgan m massali suyuqlikning kinetik energiyasi $mv_1^2/2$ va potensial energiyasi mgh_1 bo'lganidan, Δt vaqt oralig'ida og'irlik kuchlari ta'sirida S_1 kesim orqali uzatiladigan energiya miqdori $\frac{mv_1^2}{2} + mgh_1$ bo'ladi. Bundan tashqari orqadagi suyuqlik qismi o'zining oldidagi qismini siljitishi uchun $p_1 S_1$ kuchning $v_1 \Delta t$ o'tilgan yo'lga ko'paytmasiga teng bo'lgan ish bajaradi. Shunday qilib, Δt vaqtda ko'ndalang kesim orqali uzatiladigan umumiy energiya miqdori quyidagiga teng bo'ladi:

$$E = \frac{mv_1^2}{2} + mgh_1 + p_1 S_1 v_1 \Delta t . \quad (8.10)$$

Nayning hech bir qismida energiya to'planmaganligi va sarf ham bo'lmaganligi sababli, S_2 kesim orqali Δt vaqtda uzatiladigan energiya ham xuddi shunday qo'shiluvchilar yig'indi-siga teng bo'ladi.

$$\text{Demak, } \frac{mv_1^2}{2} + mgh_1 + p_1 S_1 v_1 \Delta t = \frac{mv_2^2}{2} + mgh_2 + p_2 S_2 v_2 \Delta t . \quad (8.11)$$

Oqimning uzluksizlik shartiga muvofiq Δt vaqtda nayga oqib kirayotgan suyuqlik hajmi $S_1 v_1 \Delta t$ ga, xuddi shu vaqt ichida undan oqib chiqayotgan suyuqlik hajmi $S_2 v_2 \Delta t$ ga teng. (8.11) ning ikki tomonini bu teng hajmlarga bo'lsak va $(m/Sv\Delta t) = \rho$ suyuqlikning zichligi ekanligini hisobga olsak, (8.11) o'rniqa quyidagini yozish mumkin:

$$\frac{\rho v_1^2}{2} + P_1 + \rho gh_1 = \frac{\rho v_2^2}{2} + P_2 + \rho gh_2 ,$$

$$\text{Yoki} \quad \frac{\rho v^2}{2} + P + \rho gh = \text{const} . \quad (8.12)$$

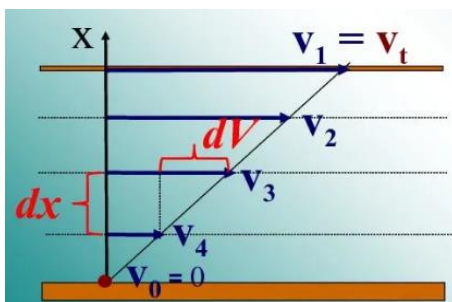
Bu tenglama Bernulli tenglamasi deb ataladi. Bernulli tenglamasidan kelib chiqadigan xulosalardan biri shunday:

Oqim nayining ingichka qismida suyuqlikning tezligi boshqa qismlardagiga qaraganda katta bo'ladi.

8.4 Suyuqlikning naylarda oqishi. Puazeyl formulasi

Real suyuqliklarda harakat ideal suyuqliklardagidan farqli bo'lib, ularda ichki ishqalanish kuchlari vujudga keladi. Bunday suyuqliklarda

ichki ishqalanish kuchlari qatlamlarning harakatiga va demak, undagi jismlarning harakatiga ham, qarshilik ko'rsatuvchi kuch sifatida namoyon bo'ladi. Bu hodisani o'rganish uchun biz biror suyuqlik surtilgan ikki plastinkani olib, ustidagi plastinkani ostidagisiga (8.3-rasm) nisbatan harakatlantiraylik. Bunda ularga tegib turgan suyuqlik qatlamlari ularga yopishadi, qolgan barcha qatlamlar esa bir-biriga nisbatan sirpanib ko'chadi. Bu holda plastinkalardan uzoqda turgan qatlamlarning sirpanish tezligi yaqin turganlarnikidan katta bo'ladi. Qatlamlar harakatining tezligini harakatga tik bo'lgan X o'qqa nisbatan qaraylik.



8.3-rasm

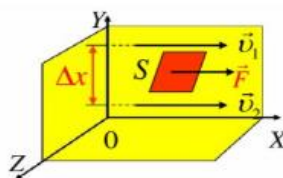
Bu holda harakatning X o'qi bo'yicha o'zgarish tezligi (tezlik gradiyenti) $\frac{d\bar{v}}{dx}$ bo'ladi. Agar koordinata X ni orttirish bilan qatlamlarning tezligi bir tekisda orqsa, u holda tezlik gradiyenti suyuqlikning barcha massasi uchun bir xil bo'ladi. Bir-biridan dx uzoqlikda turgan qatlamlarning tezliklari v_1 va v_2 bo'lsa, u holda tezlik gradiyenti $(v_2 - v_1) / \Delta x$ bo'ladi.

Suyuqlik qatlamlari orasida mavjud bo'lgan ishqalanish kuchi uchun Nyuton quyidagi qonuniyatni aniqladi:

$$F = \eta \left| \frac{d\bar{v}}{dx} \right| S, \quad (8.13)$$

bunda, η -suyuqlikning qovushqoqlik koeffitsiyenti; S -qatlamlar yuzasi;

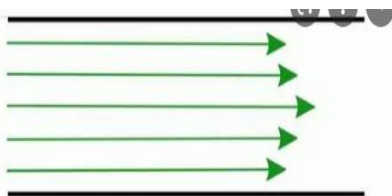
$d\bar{v}/dx$ -kattalik (tezlik gradiyenti) bir qatlamdan ikkinchi qatlamga o'tganda suyuqlik qatlamlari tezliklarining o'zgarish jadaligini ifodalaydi. Ishqalanish kuchi (F) ikki «qo'shni» qatlamning tezroq harakatlanayotganini to'xtatishga, sekinroq harakatlanayotganini esa tezlatishga intiladi.



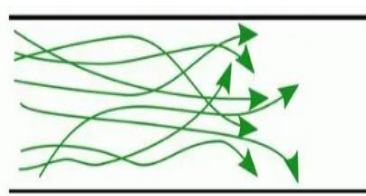
(8.13) ga ko'ra η ning XBT dagi birligi qilib shunday suyuqlikning qovushqoqligi olinadiki, bunda tezlik gradiyenti $\frac{dv}{dx} = 1 \frac{m}{s \cdot m} = \frac{1}{s}$ bo'lganda suyuqlikning ikki «qo'shni» qatlamlari orasidagi $S=1 \text{ m}^2$ sirtida mavjud

boʻlgan Uncha katta boʻlmagan tezliklarda suyuqlik qatlam-qatlam boʻlib oqadi. Bunday oqish *laminar oqim* deyiladi. Laminar oqishda suyuqlik qatlamlari (8.4a-rasm) nay devorlaridan qancha uzoq tursa, bir biriga nisbatan shuncha kattaroq tezlik bilan ishqalanish kuchi 1 N ga teng boʻladi. Bu birlik paskal-sekund ($\text{Pa} \cdot \text{s}$) deb ataladi. sirpanadi (suyuqlikning laminar oqishida nay ichiga yuborilgan boʻyoqli suyuqlik aniq chegaralangan shaklda qolaveradi). Tezlik ortishi bilan suyuqlik qatlamlarining aralashib oqishi vujudga keladi. Bunday oqish *turbulent oqim* deyiladi. Bunda toza va boʻyalgan suyuqliklar orasidagi (8.4b-rasm) keskin chegara yoʻqolib, nayning hamma joylarida tartibsiz uyurmaviy harakatlar yuzaga keladi. Laminar oqim turbulent oqimga aylanish paytidagi tezlik *kritik tezlik* deb ataladi. Texnika taraqqiyotining bugungi bosqichida suyuqliklarning har xil naylardagi oʻrtacha tezliklarini bilish katta amaliy ahamiyatga ega. Tajribalarda aniqlanishicha, har xil diametrli naylarning koʻndalang kesim yuzidan vaqt birligida oqib oʻtadigan suyuqlik miqdori M oʻrtacha oqish tezligi u ning koʻndalang kesimi yuzi S ga koʻpaytmasiga teng ekan:

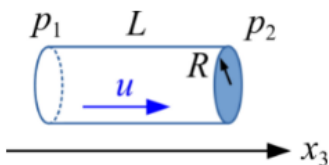
$$M = u \cdot S.$$



8.4 a-rasm



8.4b-rasm



8.5-rasm

Fransuz olimi Puazeyl (1841 y.) suyuqliklarning naylarda oqish tezliklarini tajriba yoʻli bilan oʻrganib, suyuqlikning nay boʻylab oʻrtacha laminar oqish tezligi (8.5-rasm) nay uzunlik

birligidagi bosimning tushishi hamda nay radiusining kvadratiga toʻgʻri mutanosib va qovushqoqlik koeffitsiyentiga teskari mutanosib ekanligini aniqladi:

$$u = \frac{p_1 - p_2}{l} \cdot \frac{R^2}{8\eta} \quad (8.14)$$

Shuning uchun ham bu qonun *Puazeyl qonuni* deb ataladi. Nay uchun $S=\pi R^2$ va $M = u S$ ekanligini hisobga olib Puazeyl qonunini quyidagicha yozish mumkin:

$$M = \frac{p_1 - p_2}{l} \cdot \frac{\pi R^4}{8\eta} . \quad (8.15)$$

8.5 Suyuqlik va gazlarda jismlarning harakatiga ko'rsatiladigan qarshilik

Real suyuqlik yoki gazlarda ishqalanish kuchlari mavjudligi tufayli ularda harakatlanuvchi jismlarga ta'sir etuvchi qarshilik kuchlari paydo bo'ladi. Bu kuchlarning miqdori asosan jismning harakat tezligiga bog'liq bo'ladi. Stoks katta bo'lmagan *v* tezliklar bilan harakatlanuvchi *r* radiusli sharsimon jismlarga muhit tomonidan ta'sir etuvchi qarshilik kuchi *F* jismning tezligi va o'lchamlariga hamda muhitning qovushqoqlik koeffitsiyenti η ga to'g'ri mutanosib ekanligini ko'rsatdi:

$$F=6\pi\eta r v .$$

(8.16)

Stoks formulasi deyiladi. Bu formulaning amaliy ahamiyati shundan iboratki, u jismning qovushqoq muhitda erkin tushish tezlanishini aniqlashda, har xil zichlikka ega bo'lgan muhitlarda tomchi yoki kichik zarralarning radiuslarini ularning bu muhitlarda erkin tushishini kuzatish orqali aniqlashda va shu kabi vazifalarni hal qilishda qo'llaniladi.

Katta tezliklarda gaz va suyuqliklarning qarshiligi asosan uyurma hosil qilish uchun ish bajarilishi natijasida yuzaga keladi. Bu qarshilik *pehona qarshilik* deb atalib, u Nyuton kashf qilgan qonunga binoan *harakat tezligining kvadrati bilan jism harakatiga tik bo'lgan ko'ndalang kesim yuzasiga mutanosibdir*:

$$F = C_x \cdot \frac{\rho v^2}{2} S , \quad (8.17)$$

bu erda ρ -muhitning zichligi; C_x -pehona qarshilik koeffitsiyenti bo'lib, uning qiymati jismning shakliga bog'liq.

Tezlikning kichik qiymatlarida qarshilik, Stoks formulasiga muvofiq, tezlikning ikkilamchi darajasiga emas, balki birlamchi darajasiga mutanosib bo'lar ekan. Tovush tezligiga yaqin tezliklarda bu bog'lanish v^3 ga, tovush tezligidan juda katta bo'lgan tezliklarda yana v^2 ga mutanosib bo'lar ekan. Shunday qilib, har xil tezliklarda harakatlanuvchi suyuqlik va gazlardagi turli shakldagi jismlarga ta'sir etuvchi kuchlarni

qarashda biz (8.17) formuladagi qarshilik koeffitsiyenti C_x ning muhitning qovushqoqlik koeffitsiyenti (η), zichligi (ρ) va jismning harakat tezligi (v) hamda o'lcham (Re) ning qandaydir funksiyasidan iborat deyishimiz haqiqatga yaqin bo'ladi. Olib borilgan izlanishlar C_x ning faqat $\frac{\rho v}{\eta}$ ga bog'liq ekanligini ko'rsatdi:

$$C_x = f(Re), \quad Re = \frac{\rho v}{\eta}, \quad (8.18)$$

(8.18) dagi Re o'lchamsiz kattalik bo'lib, *Reynolds soni* deb ataladi. Muhit qovushqoqlik koeffitsiyentining uning zichligiga nisbati η/ρ esa *kinematik qovushqoqlik* deb ataladi:

$$\frac{\eta}{\rho} = \nu. \quad (8.19)$$

Amalda Reynolds soni qovushqoqlik koeffitsiyenti orqali emas, balki kinematik qovushqoqlik orqali ifodalanadi:

$$Re = \frac{l v}{\nu}. \quad (8.20)$$

Etarli darajali katta tezliklarda laminar oqishning buzilishi-laminar oqishning beqarorligi vujudga keladi. Buning natijasida harakat turbulent harakatga aylanadi. Turbulent harakatda suyuqlik yoki gazning gidrodinamik xossalari (tezlik, bosim, gazlar uchun esa zichlik va harorat) tez va tartibsiz holda o'zgarib turadi. Turbulent oqimga tog' daryolaridagi suvning harakati, tez suzuvchi kemaning orqasidagi suvning harakati hamda quvurlardan tartibsiz chiquvchi tutunlar va boshqalar misol bo'ladi. Bunday harakatlarning hammasi gidrodinamik noturg'unlik yuzaga keluvchi oqimlarda sodir bo'ladi. Turbulent oqimda suyuqlik zarralarining traektoriyalari nay o'qiga parallel bo'lmasdan, murakkab egri chiziqlardan iborat bo'ladi. Traektoriyalar vaqt davomida turg'un bo'lmasdan, o'zgarib turadi. Shunday qilib, tabiatan noturg'unlik, tezlikning suyuqlikning asosiy ko'chma harakat yo'nalishiga tik bo'lgan tashkil etuvchilari mavjudligi turbulent oqimni laminar oqimdan farqlab turuvchi muhim belgilar hisoblanadi.

Nazorat savollari

1. Suyuqlik va gazlarning umumiy xususiyatlari nimalardan iborat?
2. Suyuqliklarning harakat va muvozanat tenglamalari qanday ko'inishga ega?
3. Siqilmaydigan suyuqlik uchun uzluksizlik tenglamasini ma'nosi nimalardan iborat?
4. Bernulli tenglamasini keltirib chiqaring va tushuntirib bering.
5. Tezlik gradiyenti nima?
6. Dinamik qovushqoqlik koeffitsiyentining fizik ma'nosi nima?
7. Qanday oqimlarga laminar va turbulent oqimlar deyiladi?

9. MOLEKULAR-KINETIK NAZARIYA VA STATISTIK FIZIKA ASOSLARI

Molekulyar-kinetik nazariya va statistik fizika asoslari bobini o'zlashtirgan talaba:

bilishi kerak:

- molekulyar-kinetik nazariyaning asosiy tenglamasini keltirib chiqarishni va uni Mendeleev – Klapeyron tenglamasi bilan bog'ligini;

- tezliklar tashkil etuvchilari va modullari bo'yicha Maksvell taqsimotini;

- barometrik formulani va uni turli balandliklar uchun qo'llashni;

- ixtiyoriy potensial maydon uchun Bolsman taqsimotini;

bajara olishi kerak:

- molekulyar-kinetik nazariyaning asosiy tenglamasi va Mendeleev – Klapeyron tenglamasiga doir tipik amaliy fizika masalalarni yechishni;

- Maksvell taqsimotiga, barometrik formula va Bolsman taqsimotiga

- doir tipik amaliy fizika masalalarni yechish;

ko'nikmalarga ega bo'lishi kerak:

- matematik analizni standart usullarini (differensial va integral hisoblashlarni) molekulyar-kinetik nazariyaning asosiy tenglamasi, Mendeleev – Klapeyron tenglamasi, Maksvell taqsimotiga, barometrik formula va Bolsman taqsimotiga doir amaliy fizika masalalarini yechishda foydalanish ko'nikmasi;

- molekulyar-kinetik nazariyaning asosiy tenglamasi, Mendeleev – Klapeyron tenglamasi Maksvell taqsimotiga, barometrik formula va Bolsman taqsimotiga doir fizikaviy tajribalarni o'tkazish va natijalarini hisoblash ko'nikmasi.

9.1 Molekulyar –kinetik nazariyaning fizik asoslari. Ideal gaz holat tenglamasi

Biror gaz massasining holati P bosim, V hajm va T temperaturadan iborat uchta parametring qiyamatlari bilan aniqlanadi. Bu parametrlar bir-biriga qonuniy ravishda bog'langanki ulardan birining o'zgarishi natijasida boshqalari ham o'zgaradi. Aytilgan bog'lanish

$$F(P, V, T) = 0, \quad (9.1)$$

funksiya ko‘rinishida ifodalanishi mumkin.

Biror jismning parametrlari orasidagi bog‘lanishni ifodalovchi munosabat shu jismning *holat tenglamasi* deb ataladi. Binobarin (9.1) munosabat berilgan gaz massasi holati tenglamasining oshkormas ko‘rinishidir. Agar (9.1) tenglamani parametrlaridan birontasiga, masalan P ga nisbatan echsak, holat tenglamasi

$P = F(V, T)$ ko‘rinishiga keladi. Maktab kursidan ma’lum bo‘lgan Boyle-Mariott va Gey-Lyussak qonunlari parametrlardan biri o‘zgarmas bo‘lgan sharoitdagi holat tenglamalarini ifodalaydi. Masalan, Boyle-Mariott qonuniga ko‘ra, temperatura o‘zgarmaganda berilgan gaz massasi uchun gazning bosimi uning hajmiga teskari proporsional ravishda quyidagicha yozish mumkin.

$$PV = \text{const} \quad (T = \text{const}).$$

Gazning o‘zgarmas temperaturada bir holatdan boshqa holatga o‘tishi izotermik jarayon deb ataladi. Gey-Lyussak qonuniga ko‘ra bosim o‘zgarmas bo‘lganda berilgan gaz massasining hajmi teperaturaga qarab chiziqli ravishda o‘zgaradi.

$$V = V_0(1 + \alpha t) \quad (p = \text{const}).$$

Hajm o‘zgarmas bo‘lganda bosim uchun ham shunga o‘xshash bog‘lanishi o‘rinli. $P = P_0(1 + \alpha t) \quad (V = \text{const}).$

Bu tenglamalarda t - Selsiy shkalasi bo‘yicha hisoblangan temperatura $V_0 - 0^\circ\text{C}$ dagi hajm, $P_0 - 0^\circ\text{C}$ dagi bosim. Ikkala tenglamada ham α koeffitsient bir xil bo‘lib, uning qiymati $1/273$ 1/grad. O‘zgarmas bosimda yuz beradigan jarayon «*izobarik jarayon*» deb ataladi. O‘zgarmas hajmda yuz beradigan jarayon «*izoxorik jarayon*» deb ataladi.

Absolyut shkalaning ta’rifiga binoan absolyut temperatura bilan Selsiy shkalasi bo‘yicha hisoblangan temperatura o‘rtasida quyidagi munosabat o‘rinlidir:

$$T = t + \frac{1}{\alpha} = t + 273,15.$$

Boyle-Mariott va Gey-Lyussakning tenglamalarini birlashtirib, ideal gaz holatining tenglamasini topish mumkin. Buning uchun (p, V) diagrammada parametrning qiymatlari p_1, V_1, T_1 va p_2, V_2, T_2 , bo‘lgan ikkita ixtiyoriy, holatni olamiz. 1-1' izotermadan va 1'-2 izoxoradan iborat bo‘lgan 1 dan 2 ga o‘tish protsessini ko‘rib chiqamiz. Ravshanki, 1' holatning temperaturasi 1 holatning temperaturasiga teng bo‘ladi. 1' hajm 2 holatidagi hajmga teng. p' bosim, umuman aytganda, p_1 va p_2 bosimlardan farq qiladi. 1 va 1' holatlar ayni bir izotermada yotadi.

Shuning uchun Boyle-Mariott qonuniga muvofiq ravishda $p_1 V_1 = p_1' V_2$ 1' va 2 holatlarda ayni bir izoxorada yotadi (9.1-rasm). Binobarin, Sharl qonuniga muvofiq:

$$\frac{p_1'}{p_2} = \frac{T_1}{T_2}.$$

Bu tenglamalarda p' ni yo'qotib, quyidagi tenglamani topamiz:

$$\frac{p_1 V_1}{T_1} = \frac{p_2 V_2}{T_2},$$

1 va 2 holatlar mutlaqo ixtiyoriy ravishda tanlab olinganligi uchun, har qanday holatda ham:

$$\frac{pV}{T} = B,$$

bo'ladi deb ta'kidlash mumkin, bu yerda B -berilgan gaz massasi uchun o'zgarmas bo'lgan kattalikdir.

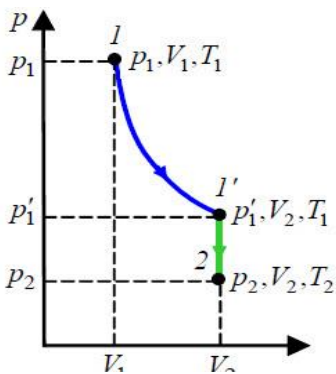
Avagadro kashf qilgan qonunga asosan bir xil sharoitda (*ya'ni bir xil temperaturada va bir xil bosimda*) barcha gazlarning bir moli bir xil hajmga ega bo'ladi. Jumladan normal sharoit deb ataluvchi sharoitda, ya'ni 0^0C va 1 atm bosimda har qanday gazning bir molining hajmi $22,4\text{m}^3/\text{mol}$ ga teng. Bundan gaz miqdori bir molga teng bo'lganda B kattalik barcha gazlar uchun bir xil bo'ladi, degan xulosa chiqadi. B kattalikning bir molga to'g'ri keladigan qiymatini R harfi bilan, molning hajmini V_m bilan belgilab, tenglamani quydagicha yozish mumkin.

$$\frac{pV_m}{T} = R.$$

Bu tenglama *Klapeyron tenglamasi* deb ataladi. Bu tenglama ideal gaz molining parametrlarini bir-biri bilan bog'laydi va demak u ideal gaz holati tenglamasining o'zginasidir.

Bu tenglama odatda $pV_m = RT$ ko'rinishda yoziladi R kattalik *universal gaz doimiysi* deb ataladi.

Bir molga tegishli tenglamadan har qanday m massali gazga tegishli tenglamaga o'tish oson, buning uchun bir xil bosim va bir xil temperaturada gazning ν moli bir molinikiga qaraganda ν marta ortiq hajm egallashni e'tiborga olish kerak: $V = \nu V_m$ ni $\nu = m/\mu$ ga ko'paytirib va νV_m o'rniga V ni qo'yib, quyidagi tenglamani topamiz.



9.1-rasm

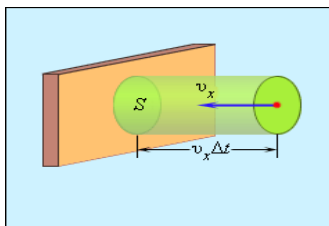
$$pV = \frac{m}{\mu} RT,$$

bu yerda m -gaz massasi, μ -molning massasi. Bu tenglama har qanday m massali ideal gaz holatining tenglamasidir.

9.2 Molekulyar-kinetik nazariyaning asosiy tenglamasi

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

Devor sirtining har bir ΔS elementini ko'p miqdordagi molekular muttasil ravishda bombardimon qilib turadi.



Buning natijasida ΔS element Δt vaqt ichida ΔS ga normal bo'yicha yo'nalgan Δmv yig'indi impuls oladi (rasm). Mexanikadan ma'lumki, Δmv ning Δt ga nisbati ΔS yuzaga ta'sir etuvchi kuchga, bu kuchning ΔS ga nisbati esa P bosimga teng.

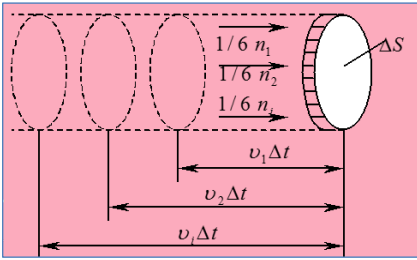
Molekular tezliklar bo'yicha biror tarzda taksimlangan deb faraz qilib, molekularning idish devoriga beradigan zarbalari sonini aniqlaymiz. Tezligining qiymati v_1 bo'lgan molekular orasida turli xil yo'nalishlarda harakat qiluvchi molekular bor. Shuning uchun soddaroq qilib devorning ΔS elementiga qaragan yo'nalish bo'yicha bunday molekularning $1/6$ qismi harakat qiladi, deb hisoblash mumkin (9.2-rasm).

Binobarin, tezligi v_i bo'lgan molekularlardan Δt vaqt ichida ΔS elementga $\Delta N_i = \frac{1}{6} n_i v_i \Delta S \Delta t$ dona molekula etib boradi, bu yerda n_i - hajm birligidagi molekular soni. Tezliklari har qanday bo'lgan molekular beradigan zarblarning to'liq soni:

$$\Delta N = \sum \Delta N_i = \frac{1}{6} \Delta S \Delta t \sum n_i v_i \text{ ga}$$

muvofiq ravishda $\sum n_i v_i$ ni $n\bar{v}$ bilan almashtirib, birlik yuzga vaqt birligi ichida beriladigan zarblarni quyidagicha ifodalaymiz:

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



9.2-rasm

Bu ifoda biz oldin topgan ifodadan faqat shu bilan farq qiladiki, unda hamma molekulalar uchun bir xil bo'lgan v tezlik o'rnida molekullarning o'rtacha \bar{v} tezligi qatnashadi.

ΔN_i molekulalardan har biri devorga urilganida unga $2m v_i$ -ga teng impuls beradi. U holda molekullarning Δt vaqt ichida ΔS elementga

beradigan natijaviy impuls quyidagiga teng:

$$\Delta m v = \sum 2m v_i \Delta N_i = \sum 2m v_i \frac{1}{6} n_i v_i \Delta S \Delta t.$$

Bosimni topish uchun $\Delta m v$ ni ΔS va Δt ga bo'lish kerak.

$$P = \frac{2}{3} \sum n_i \frac{m v_i^2}{2} = \frac{2}{3} \sum n_i \varepsilon_i,$$

bu yerda $\varepsilon_i = m v_i^2 / 2$ - tezligi v_i bo'lgan molekula ilgarihar harakatining kinetik energiyasi. Muvofiq ravishda $\sum n_i \varepsilon_i$ ni $n \bar{\varepsilon}$ bilan almashtirib p bosimni topamiz.

$$p = \frac{2}{3} n \bar{\varepsilon} = \frac{2}{3} n \frac{m \bar{v}^2}{2}.$$

(9.2)

Gazlarning kinetik nazariyasida (9.2) tenglama asosiy tenglama hisoblanadi. Bu tenglamaga asosan, bosim hajm birligidagi molekulalar ilgarihar harakati kinetik energiyasining uchdan ikki qismiga teng.

(9.2) dan shu narsa ko'rinadiki, n o'zgarmas bo'lganda (ya'ni berilgan gaz massasining hajmi o'zgarmas bo'lganda) bosim molekula ilgarihar harakatining o'rtacha $\bar{\varepsilon}$ kinetik energiyasiga proporsionaldir.

Shu bilan birga ideal gaz shkalasi bo'yicha o'lchangan T temperatura ideal gazning hajm o'zgarmas bo'lgandagi bosimiga proporsional kattalik sifatida aniqlanadi. Bundan T temperatura $\bar{\varepsilon}$ ga proporsional degan xulosa chiqadi. T absolyut temperatura bilan $\bar{\varepsilon}$ orasidagi proporsionallik koeffitsiyentini topish uchun (9.2) tenglamani ideal gaz holatining tenglamasi bilan taqqoslaymiz. Buning uchun (9.2) tenglamani molning V_m hajmiga ko'paytiramiz

$$PV_m = \frac{2}{3}(nV_m)\bar{\epsilon}.$$

Hajm birligidagi molekularlar sonining bir kilomolning hajmiga ko'paytmasi Avagadro soniga teng ekanligini hisobga olib, oxirgi yozilgan tenglikni quyidagi ko'rinishda yozish mumkin:

$$PV_m = \frac{2}{3}N_A\bar{\epsilon},$$

bu tenglamani bir mol ideal gazning $pV_m = RT$ holat tenglamasi bilan taqqoslab, quyidagi xulosaga kelamiz:

$$\frac{2}{3}N_A\bar{\epsilon} = RT \text{ bundan } \bar{\epsilon} = \frac{2}{3}kT,$$

bu tenglamada *Bolsman doimiysi* deb ataladigan R/N_A kattalik k harfi bilan belgilangan. Uning qiymati.

$$k = \frac{R}{N_A} = \frac{8,31 \cdot 10^3}{6,02 \cdot 10^{26}} = 1,38 \cdot 10^{-23} \frac{j}{grad}.$$

Ideal gaz holatining tenglamasidan R o'rniga $N_A k$ qo'yib va N_A/V_m nisbatning n ga teng ekanligini hisobga olib, bosim uchun quyidagi muhim formulani topish mumkin:

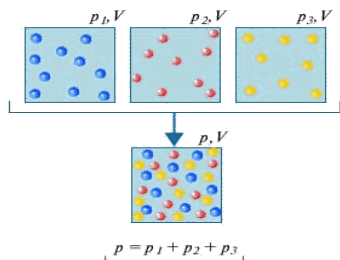
$$P = nkT.$$

Agar har xil gazdan iborat aralashma olsak, undagi massalari har xil bo'lgan molekularning o'rtacha tezligi har xil bo'lsada, biroq molekularning o'rtacha energiyasi ayni bir xil bo'ladi. Bu holda bosim quyidagiga teng bo'ladi:

$$P = nkT = (n_1 + n_2 + \dots)kT,$$

bu yerda n_1 , n_2 va hokazolar hajm birligidagi birinchi, ikkinchi va hokazo navli molekularning miqdorini bildiradi. Ifodani

$$P = n_1kT + n_2kT + \dots$$



9.2a-rasm

ko'rinishida tasvirlash mumkin. Lekin n_1kT ifoda-idishda faqat birinchi navli molekular bo'lganda yuzaga keladigan P_1 bosim, n_2kT ifoda-idishda faqat ikkinchi navli molekular yuzaga keladigan P_2 bosim va hokazo (9.2a-rasm).

Idishda biror navli molekularning faqat o'zlari aralashmadagicha miqdorda bo'lganda yuzaga keladigan bosim gaz aralashmasining tegishli komponentasining *parsial bosimi* deb ataladi. Parsial

bosim tushunchasini kiritib quyidagi tenglikni yozish mumkin:

$$P = P_1 + P_2 + \dots = \sum P_i,$$

Shunday qilib, biz Dalton qonunini topdik, bu qonunga binoan: *ideal gazlar aralashmasining bosimi shu aralashmadagi gazlar parsial bosimlarining yig'indisiga teng.*

9.3 Gaz molekularining tezliklar bo'yicha taqsimlanishi

Gaz molekulari juda xilma xil tezliklar bilan harakat qiladi. Alohida olingan har bir molekula tezligi ham kattaligi jihatidan ham yo'nalishi jihatidan molekularning bir-biriga to'qnashuvi tufayli muttasil o'zgarib turadi.

Harakatning barcha yo'nalishlari teng ehtimolli bo'lgani uchun molekular yo'nalishlari bo'yicha bir tekis taqsimlanadi, har qanday orientirlangan, lekin kattaligi o'zgarmas bo'lgan $\Delta\sigma$ fazoviy burchak ichida har bir paytda o'rta hisobda bir xil $\Delta N_0\varphi$ sondagi molekularning harakati yo'nalishi yotadi.

Molekular tezligining ν -son qiymatiga kelganda ahvol boshqacharoq, ν ning noldan cheksizlikgacha bo'lgan sohadagi mumkin bo'lgan qiymatlari bir xil ehtimollik bilan uchramaydi.

Gazning aynan bir xil sharoitlarda (P va T lari bir xil) turgan bir nechta porsiyasini olsak, ulardagi molekularning tezliklari bo'yicha taqsimoti ham aynan bir xil bo'ladi. Lekin nuqtalarning ν o'qida taqsimlanishi harakteri bir xil bo'lgani holda, ularning zichligi molekularning tekshirilayotgan N soniga proporsional bo'ladi va binobarin, gazning har xil porsiyalari uchun har xil bo'ladi. Istalgan miqdordagi gaz uchun quyidagi munosabat o'rinli bo'ladi;

$$f(\nu) = \frac{\rho(\nu)}{N} = \frac{1}{N} \frac{\Delta N_\nu}{\Delta \nu}, \quad (9.3)$$

Shu tarzda aniqlangan $f(\nu)$ funksiya gaz molekularning tezliklari bo'yicha taqsimlanishini harakterlaydi va taqsimot funksiyasi deb ataladi. $f(\nu)$ funksiyaning shaklini bo'lgan holda berilgan N dona molekuladan tezliklari $\Delta\nu$ interval ichiga tushadigan molekular sonini, ya'ni tezliklarining qiymati ν dan $\nu + \Delta\nu$ gacha sohada yotadigan molekularning ΔN_ν sonini topish mumkin;

$$\text{Quyidagi} \quad \Delta N_\nu = Nf(\nu)\Delta\nu \quad (9.4)$$

$$\frac{\Delta N_v}{N} = f(v)\Delta v, \quad (9.5)$$

nisbat molekulaning tezligi tezliklarning berilgan Δv intervali (v bilan $v+\Delta v$ orasida yotadigan intervali) ichidagi qiymatlariga ega bo'lishi ehtimolini ko'rsatadi.

Taqsimot funksiyasini nazariy yo'l bilan Maksvell topgan bo'lib, bu funksiya uning nomi bilan ataladi. Bu funksiyaning ko'rinishi quyidagicha;

$$f(v) = A e^{-\frac{mv^2}{2kT}} v^2, \quad (9.6)$$

bu yerda A - v ga bog'liq bo'lmagan ko'paytuvchi, m -molekulalarning massasi, k -Bolsman doimiysi.

Hisoblash natijasida A ning qiymati $4\pi\left(\frac{m}{2\pi kT}\right)^{3/2}$ ga teng ekanligi aniqlangan. Shunday qilib Maksvell taqsimot funksiyasining (rasm 9.3) ko'rinishi quyidagicha ekan;

$$f(v) = 4\pi\left(\frac{m}{2\pi kT}\right)^{\frac{3}{2}} e^{-\frac{mv^2}{2kT}} v^2. \quad (9.7)$$

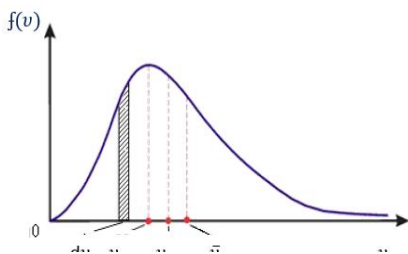
Maksvell taqsimot funksiyasining grafigi 9.3-rasmda ko'rsatilgan, taqsimot funksiyasi tezlikning v_{eht} qiymatida o'zining maksimal qiymatiga erishadi. *v_{eht} tezlikni eng katta ehtimolli tezlik deb ataladi. Eng katta ehtimolli tezlik deb shunday tezlikka aytiladiki, bu tezlikning birlik intervaliga eng ko'p molekulalar soni to'g'ri keladi.* Bu tezlik quyidagi formula orqali ifodalanadi:

$$v_{eht} = \sqrt{\frac{2RT}{\mu}}$$

Umuman, gaz molekulalari uch xil tezlikga ega bo'ladi: o'rtacha arifmetik tezlik $v_{orr} = \sqrt{\frac{8RT}{\pi\mu}}$, o'rtacha kvadratik tezlik $\bar{v}_{kv} = \sqrt{\frac{3RT}{\mu}}$ va eng katta ehtimolli tezlik v_{eht} . Ular quyidagi qiymatlarga ega:

$v_{eht} = 1.41\sqrt{\frac{RT}{\mu}}$; $v_{orr} = 1,60\sqrt{\frac{RT}{\mu}}$; $\bar{v}_{kv} = 1,73\sqrt{\frac{RT}{\mu}}$, $v_{eht} < v_{orr} < \bar{v}_{kv}$ ekan. Molekulalarning tezliklari bo'yicha olingan

$$dN_v = N4\pi\left(\frac{m}{2\pi kT}\right)^{\frac{3}{2}} e^{-\frac{mv^2}{2kT}} v^2 dv, \quad (9.8)$$



9.3-rasm

taqsimotiga asoslanib turib, molekularning ilgarilanma harakat kinetik energiyasi qiymatlari bo'yicha taqsimlanishini topish mumkin. Buning uchun v o'zgaruvchidan $mv^2/2$ ga teng bo'lgan ε o'zgaruvchiga o'tish kerak.

$$(9.8) \text{ da } v = \sqrt{\frac{2\varepsilon}{m}} \text{ va } dv = \frac{1}{\sqrt{2m\varepsilon}} d\varepsilon$$

almashtirishlar kiritib quyidagini topamiz;

$$dN_\varepsilon = N \frac{2}{\sqrt{\pi}} \frac{1}{(kT)^{3/2}} e^{-\frac{\varepsilon}{kT}} \sqrt{\varepsilon} d\varepsilon, \quad (9.9)$$

bu yerda dN_ε -energiyasining qiymati ε dan $\varepsilon+d\varepsilon$ gacha oraliqda yotgan molekular soni.

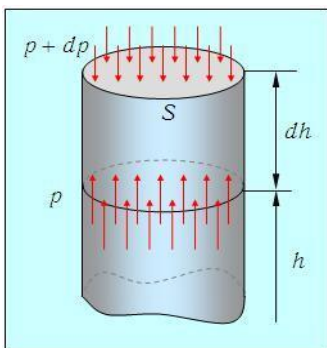
Shunday qilib, molekularning ε qiymatlari bo'yicha taqsimlanishi;

$$f(\varepsilon) = A' e^{-\frac{\varepsilon}{kT}} \sqrt{\varepsilon}, \quad (9.10)$$

funksiya bilan harakterlanadi, bu yerda A' -normalovchi ko'paytuvchi bo'lib, u

$$\frac{2}{\sqrt{\pi}} \frac{1}{(kT)^{3/2}} \text{ ga teng.}$$

9.4 Barometrik formula



9.4-rasm

Biror h balandlikdagi atmosfera bosimi gazning shu balandlikdan yuqorida yotuvchi qatlamlarining og'irligi ta'sirida yuzaga keladi. h balandlikdagi (rasm 9.4) bosimni p harfi bilan belgilaylik. U holda $h+dh$ balandlikda bosim $p+dp$ bo'ladi, lekin $dh>0$ noldan katta, u holda bosim $dp<0$ noldan kichik bo'ladi, chunki atmosferaning yuqorida yotgan qatlamlarining og'irligi va binobarin, bosimi balandlikka ko'tarilgan sari kamayadi. p va dp bosimlar orasidagi ayirma asosining yuzi birga teng va balandligi dh bo'lgan silindr hajmi

ichidagi gaz balandligi

dh bo'lgan silindr hajmi ichidagi gaz og'irligiga teng;

$$p - (p + dp) = \rho g dh,$$

bu yerda ρ - h balandlikdagi gazning zichligi, bundan;

$$dp = -\rho g dh. \quad (9.11)$$

Holat tenglamasidan foydalanib, gaz zichligini bosimi va temperaturasi orqali ifodalash mumkin. Yuqorida aytib o'tganimizdek, normal sharoitga yaqin sharoitlarda atmosfera tarkibidagi gazlarning xossalari ideal gaz xossalari juda kam farq qiladi. Shuning uchun bu tenglamani m/ν ga nisbatan yechib, ρ zichligini topamiz;

$$\rho = \frac{m}{V} = \frac{p\mu}{RT},$$

ρ ning bu ifodasini (9.11) ga qo'yib, dp ni topamiz;

$$dp = -\frac{p\mu g}{RT} dh \quad \text{bundan}$$

$$\frac{dp}{p} = -\frac{\mu g}{RT} dh. \quad (9.12)$$

T temperatura h ning biror funksiyasi bo'ladi. Agar bu funksiyaning ko'rinishi ma'lum bo'lsa (9.12) tenglamani yechib (integrallab), p ni h ning funksiyasi sifatida topish mumkin.

Temperatura o'zgarmas bo'lgan hol ($T = \text{const}$) uchun (9.12) ni integrallasak, quyidagiga ega bo'lamiz;

$$\ln p = -\frac{\mu g h}{RT} + \ln C$$

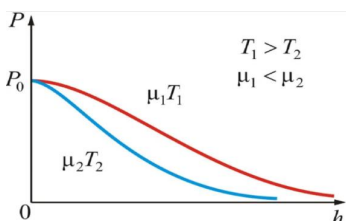
bu yerda C - o'zgarmas kattalik (integrallash doimiysi bu erda $\ln C$ deb ifodalash qulay) topilgan ifodani potensirlab, p ni topamiz;

$p = C e^{-\frac{\mu g h}{RT}}$, bunga $h = 0$ ni qo'ysak, $p_0 = C$ ekanini topamiz, bu p_0 bosim $h = 0$ balandlikdagi bosimni bildiradi.

Shunday qilib biz temperatura o'zgar-maydi, deb qilgan farazimiz asosida bosim bilan balandlik orasidagi bog'lanish uchun quyidagi formulani topdik;

$$p = p_0 e^{-\frac{\mu g h}{RT}} \quad (9.13)$$

Bu formula **barometrik formula** deb ataladi. Bundan gaz qancha og'ir (μ qancha katta) va temperatura qancha past bo'lsa, (rasm 9.5)



9.5-rasm

balandlik ortishi bilan bosim shunchalik tez kamayadi degan xulosa chiqadi.

9.5 Bolsman taqsimoti

Barometrik formulada P bosimni nkT bilan almashtirib hajm birligidagi molekularlar sonining balandlikka qarab o'zgarish qonunini topamiz;

$$n = n_0 e^{-\frac{\mu gh}{RT}},$$

bu yerda n_0 -balandligi nolga teng bo'lgan joyda hajm birligidagi molekularlar soni.

Topilgan bu ifodani o'zgartirish mumkin, buning uchun μ/R nisbatni unga teng bo'lgan m/k nisbatga almashtirish kerak, bu yerda m -bitta molekulaning massasi k - Bolsman doimiysi;

$$n = n_0 e^{-\frac{mgh}{kT}}, \quad (9.14)$$

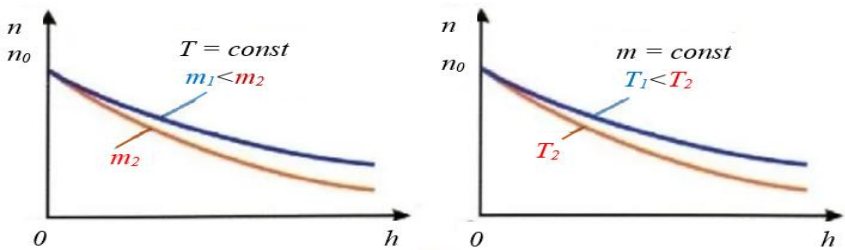
(9.14) dan kelib chiqadiki, temperatura pasayishi bilan noldan farqli balandlikdagi zarralar soni kamaya borib, $T=0$ bo'lganda bu zarralar soni 0 ga aylanadi. Absolyut nol temperaturada barcha molekularlar Yer sirtiga tushib qolgan bo'lar edi. Yuqori temperaturalarda, aksincha, molekularlar soni (n) balandlikka qarab sekinroq kamayadi, natijada molekularlar balandlik bo'yicha deyarli tekis taqsimlanadi. 9.6-rasmda molekularlar konsentrasiyasining, $T=\text{const}$ va $m=\text{const}$ bo'lgan hollar uchun, balandlikka bog'lanishi keltirilgan.

Bu faktning fizikaviy sababi juda oddiy molekularlarning balandlik bo'yicha har bir konkret taqsimoti ikkita tendensiya ta'siri natijasida qaror topadi.

1) molekularlarning mg kuch bilan harakterlanadigan erga tortilishi ularni Yer sirtiga tushirishga intiladi

2) kT kattalik bilan harakterlanuvchi issiqlik harakati molekularlarni barcha balandliklar bo'ylab tekis sochib yuborishga intiladi m qancha katta va T qancha kichik bo'lsa, birinchi tendensiya kuchliroq ta'sir ko'rsatadi va molekularlar Yer yuziga yaqinroq joyda to'planishadi. $T=0$ bo'lgan piravard holatda issiqlik harakati butunlay to'xtaydi va molekularlar Yerning tortish kuchi ta'siri ostida Yer yuziga joylashadi. Temperatura yuqori bo'lganda issiqlik harakati ustunlik qiladi va

molekulalarning zichligi balandlikka ko‘tarilgan sari sekin kamaya boradi.



9.6-rasm

Har xil balandlikda molekula har xil potensial energiya zonasiga ega bo‘ladi: $\varepsilon_p = mgh$ (9.15)

Binobarin, molekulalarning balandlik bo‘yicha taqsimotini ko‘rsatuvchi (9.14) formula ularning potensial energiya qiymatlari bo‘yicha taqsimotini ham ifodalaydi. (9.15) ni hisobga olib, (9.14) formulani quyidagicha yozish mumkin:

$$n = n_0 e^{-\frac{\varepsilon_p}{kT}}, \quad (9.16)$$

bu yerda n_0 - molekulaning potensial energiyasi nolga teng bo‘lgan joyda olingan birlik hajmdagi molekulalar soni, n - fazoning molekulalar potensial

energiyasi ε_p ga teng bo‘lgan nuqtalardagi hajm birligidagi bor bo‘lgan molekulalar soni.

(9.16) taqsimot **Bolsman taqsimoti** deb ataladi. (9.16) taqsimotlarni bitta Maksvell-Bolsman qonuni qilib birlashtirish mumkin, bu qonunga muvofiq tezliklarni v bilan $v+dv$ orasida yotadigan molekulalarning hajm birligi ichidagi soni quyidagiga teng;

$$dn_v = n_0 4\pi \left(\frac{m}{2\pi kT} \right)^{\frac{3}{2}} e^{-\frac{\varepsilon_p + \frac{mv^2}{2}}{kT}} v^2 dv = n_0 A e^{-\frac{E}{kT}} v^2 dv, \quad (9.17)$$

bu yerda n_0 son $\varepsilon_p = 0$ bo‘ladigan nuqtada olingan hajm birligidagi molekulalar soni, E - molekulaning to‘liq energiyasi bo‘lib uning kinetik va potensial energiyalari yig‘indisiga teng. (9.17) ni v bo‘yicha 0 dan ∞ gacha itegrallasak, (9.16) taqsimot qonuni bilan bir xil bo‘lgan quyidagi ifoda hosil bo‘ladi;

$$n = n_0 e^{-\frac{\varepsilon_p}{kT}} .$$

Nazorat savollari

1. Molekulalarning tezliklari va energiyalar bo'yicha taqsimoti funksiyalari ifodasini keltirib chiqaring.
2. Molekulalarning tezliklar va energiyalar bo'yicha taqsimot funksiyalarining fizik ma'nosi nima?
3. Qanday tezliklarga o'rta kvadratik, arifmetik va eng ehtimolli tezliklar deyiladi?
4. Qanday tajribalar yordamida molekulalarning tezliklar bo'yicha taqsimoti o'rganilgan?
5. Atmosfera bosimining balandlik bo'yicha o'zgarishi qanday ifodalanadi?
6. Tashqi potensial maydonda gaz molekulalari qanday taqsimot yordamida ifodalanadi?

10. TERMODINAMIKA ASOSLARI

Termodinamika asoslari bobini o‘zlashtirgan talaba:

bilishi kerak:

- termodinamika birinchi qonunini va uni energiya saqlanish qonuni bilan bog‘likligini;
- izotermik, izobarik va izoxorik jarayonlarida bajarilgan ish ifodasini;
- ideal gazning ichki energiyasi ifodasini va uni molekula erkinlik darajasi bilan bog‘likligini;
- ideal gazning o‘zgarmas bosim va o‘zgarmas hajmdagi issiqlik sig‘imlarini va Mayer tenglamasini;
- adiabatik jarayon ta’rifini va Puasson tenglamasi keltirib chiqarishni

bajara olishi kerak:

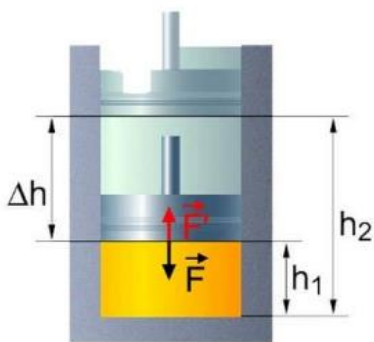
- termodinamika birinchi qonuniga doir tipik amaliy fizika masalalarni yechish;

ko‘nikmalarga ega bo‘lishi kerak:

- matematik analizni standart usullarini (differensial va integral hisoblashlarni) termodinamika birinchi qonuniga doir amaliy fizika masalalarini yechishda foydalanish ko‘nikmasi;
- analitik geometriya va vektorlar algebrasi usullarini termodinamika birinchi qonuniga qo‘llash ko‘nikmasi;
- termodinamika birinchi qonuniga doir fizikaviy tajribalarni o‘tkazish va natijalarini hisoblash ko‘nikmasi.

10.1. Ish va issiqlik. Gaz bajargan ish.

Jismning o‘ziga tegib turgan boshqa jismlar bilan qiladigan o‘zaro ta’sirini uning o‘sha jismlarga ko‘rsatadigan bosimi orqali harakterlash mumkin. Gazning idish devorlari bilan, shuningdek qattiq yoki suyuq jismning atrofidagi muhit (masalan, gaz) bilan bo‘ladigan o‘zaro ta’sirini bosim orqali tavsiflash mumkin. O‘zaro ta’sir kuchlari qo‘yilgan nuqtalar ko‘chganda jismning hajmi o‘zgaradi. Binobarin, mazkur jismning tashqi jismlar ustida bajaradigan ishini bosim va jism hajmining o‘zgarishlari orqali ifodalanishi mumkin. Bu ifodani topish uchun quyidagi misolni ko‘rib chiqamiz:



10.1-rasm

Jips qilib ishlangan va oson sirpanadigan porshen bilan berkitilgan silindrik idish ichiga gaz qamalgan bo'lsin (10.1-rasm). Agar biror sabab bilan gaz kengaya boshlasa, u porshenni surib, porshen ustida ish bajaradi. Porshenni Δh masofaga ko'chirish uchun gaz bajargan elementar ish quyidagiga teng:

$$\Delta A' = F \Delta h,$$

bu yerda F -gazning porshenga ko'rsatadigan ta'sir kuchi. Bu kuchni gazning P bosimining porshenning S yuziga ko'paytmasi bilan almashtirsak, quyida-

gini topamiz:

$$\Delta A' = p S \Delta h,$$

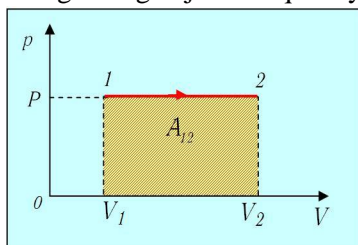
lekin $S \Delta h$ ko'paytma gaz hajmining ΔV ortirmasidan iborat. Shuning uchun elementar ishning ifodasini quyidagicha yozamiz:

$$\Delta A' = p \Delta V. \quad (10.1)$$

Ravshanki, $\Delta A'$ kattalik algebraik kattalikdir. Darhaqiqat, gaz siqilayotganda Δh ko'chish yo'nalishi bilan gazning poshenga ko'rsatadigan F ta'sir kuchi yo'nalishi qarama-qarshi bo'ladi, shu tufayli $\Delta A'$ elementar ish manfiy bo'ladi. Bu holda hajmning ΔV ortirmasi ishorasi ham manfiydir. Shunday qilib formula gazning hajmi har qanday o'zgarganda ham ishni to'g'ri ifodalaydi. Bosimning $p(V)$ hajmiga bog'lanish grafida ish $p(V)$ egri chizig'i, OV o'qi va 1 va 2 segmentlari bilan chegaralangan maydonning (10.2-rasm) uzasi bilan aniqlanadi.

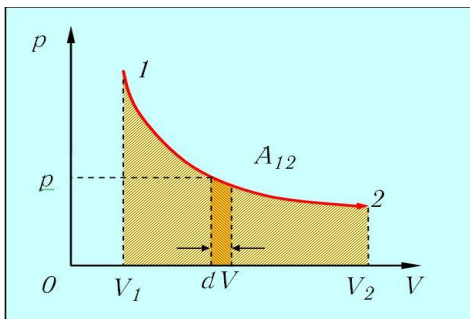
Agar gazning bosimi doimiy bo'lib qolaversa (buning uchun temperatura ayni vaqtda tegishli o'zgarishi kerak), u holda hajm V_1 qiymatidan V_2 qiymatigacha o'zgarganda bajarilgan ish:

$$A_{12} = p (V_2 - V_1), \quad (10.2)$$



10.2-rasm

bo‘ladi. Agar hajm o‘zgaranda bosim doimiy qolmasa, ya’ni bosim hajmning funksiyasmi sifatida o‘zgarsa $P = f(V)$, u holda hajmning dV chekli o‘zgarishlarida bajariladigan ish, $dA = P_i dV$ ko‘rinishdagi (hajimning kichik o‘zgarishida P_i bosimni o‘garmas deb qaraladi)



10.3-rasm

elementar ishlarning yig‘indisi sifatida, ya’ni integrallash (10.3-rasm) yo‘li bilan hisoblanishi kerak:

$$A_{12} = \int_{V_1}^{V_2} p dV .$$

Ishning topilgan ifodalari qattiq, suyuq va gaz holatdagi jismlar hajmining har qanday o‘zgarishlari

uchun to‘g‘ri.

10.2 Ideal gazning ichki energiyasi. Molekula erkinlik darajasi

Mexanik energiya bilan bir qatorda har qanday jism (yoki tizim) ichki energiyaga ega. Ichki energiya - jismning tinch holdagi energiyasidir. U jismni tashkil etuvchi molekularning issiqlik xaotik harakatidan, ularning nisbiy holatining potensial energiyasidan, atomlardagi elektronlarning, yadrolardagi nuklonlarning kinetik va potensial energiyasidan iboratdir.

Termodinamik jarayonlarda faqat harakatlanuvchi molekularning kinetik energiyasi o‘zgaradi (issiqlik energiyasi atom tuzilishini o‘zgartirish uchun etarli emas). Shuning uchun, termodinamikada *ichki energiya* molekularning *issiqlik xaotik* harakatining energiyasini anglatadi.

Ideal gaz molekulari bir-biri bilan olisdan o‘zaro ta’sirlashmaganligi sababli bunday gazning ichki energiyasi ayrim molekular issiqlik harakat energiyalarining yig‘indisiga teng bo‘ladi. Binobarin, bir mol ideal gazning ichki energiyasi Avagadro soni bilan bitta molekulaning o‘rtacha energiyasi ko‘paytmasiga teng bo‘ladi:

$$U_m = N_A \bar{\varepsilon} = \frac{3}{2} N_A kT = \frac{3}{2} RT . \quad (10.3)$$

Ixtiyoriy m massali gazning ichki energiyasi bir molning ichki energiyasi bilan m massadagi mollar sonining ko‘paytmasiga teng bo‘ladi.

$$U = \frac{m}{\mu} U_m = \frac{m}{\mu} \frac{3}{2} RT. \quad (10.4)$$

Ushbu formulalar ichki energiya faqat haroratga bog'liqligini ko'rsatadi. Ichki energiya U , tizim holatining funktsiyasidir.

Umumiy holatda termodinamik tizim ham ichki, ham mexanik energiyaga ega bo'lishi mumkin va turli tizimlar bu energiyalar bilan almashishi mumkin.

Mexanik energiya almashinuvi bajarilgan ish A bilan, ichki energiya almashinuvi esa Q uzatiladigan issiqlik miqdori bilan xarakterlanadi.

Molekula o'rtacha energiyasining formulasi:

$$\bar{\varepsilon} = \frac{3}{2} \kappa T, \quad (10.5)$$

ifodasi molekulaning ilgarilanma harakati energiyasinigina hisobga oladi. Lekin molekula ilgarilanma harakat qilishi bilan bir qatorda aylanishi va uning tarkibidagi atomlar tebranma harakat qilishi mumkin. Harakatning bu ikkala turiga energiyaning biror qiymati to'g'ri keladi. Bu energiya qiymati molekulaning *erkinlik darajalari* bo'yicha energiyaning tekis taqsimlanishi to'g'risidagi qonunga asosan aniqlanadi. Molekulaning *erkinlik darajalari* soni uning fazodagi holatini to'liq aniqlaydigan mustaqil koordinatalar soni sifatida tushuniladi. Molekulaning *erkinlik darajalari soni i* harfi bilan belgilanadi.

Bir atomli molekulaning holati, xuddi moddiy nuqta kabi, uchta koordinata bilan berilgan, shuning uchun u uchta erkinlik darajasiga ega (10.4a-rasm).

$$i = n_{ilg} = 3$$

Ko'p atomli molekula aylanma harakat qilishi ham mumkin. Masalan, ikki atomli molekularlarning aylanma harakatini ikkita mustaqil aylanma harakatga va har qanday aylanma harakatni, o'zaro perpendikulyar o'qlar atrofida aylanuvchi uchta aylanma harakatlariga ajralishi mumkin. Ammo ikki atomli molekulaning o'z o'qi atrofida aylanishi fazodagi o'rnini o'zgartirmaydi (10.4b-rasm).

$$i = n_{ilg} + n_{ayl} = 3 + 2 = 5$$

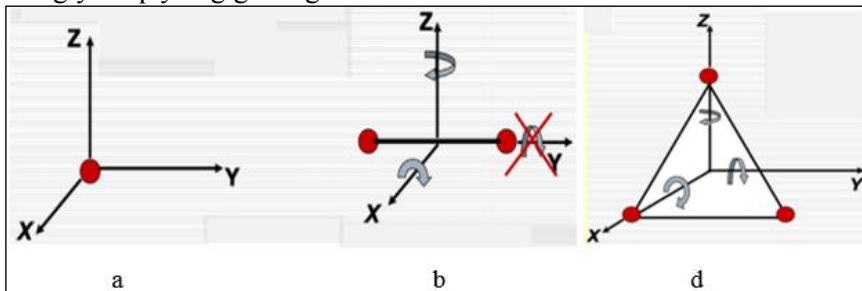
Ko'p atomli molekula uchun: $i = n_{ilg} + n_{ayl} = 3 + 3 = 6$ teng bo'ladi (rasm10.4d)

Harakat turlarining hech biri boshqalaridan afzal emas va binobarin, erkinlik darajalaridan ixtiyoriy bittasiga, ya'ni ilgarilanma, aylanma va tebranma erkinlik darajalaridan ixtiyoriy bittasiga o'rta hisobda bir xil va $kT/2$ ga teng energiya (aniqroq aytganda, kinetik energiya) to'g'ri kelishi

kerak deb faraz qilish tabiiydir. Bu da'vo molekulaning erkinlik darajalari bo'yicha energiyaning tekis taqsimlanishi to'g'risidagi qonunning mazmunidan iborat.

L. Boltzmann har bir erkinlik darajasi uchun o'rtacha energiya $kT/2$ ga teng ekanligini isbotladi

Shunday qilib, i erkinlik darajasiga ega molekulaning o'rtacha energiyasi quyidagiga teng bo'lishi kerak:



10.4-rasm

$$\varepsilon = \frac{i}{2} kT, \quad (10.6)$$

Agar, molekular orasidagi bog'lanish qattiq bo'lmasa va ularni tutashtiruvchi chiziq bo'ylab tebranish harakati amalga oshishi mumkin. Buning sababi shundaki, molekulaning ilgarilanma va aylanma harakatida faqat kinetik energiya bor bo'lsa, tebranma harakatda kinetik energiya ham, potensial energiya ham bo'ladi: shu bilan birga, garmonik ossilyatorlarda kinetik va potensial energiyaning o'rta qiymati bir xil bo'lar ekan. Shu sababdan har bir tebranma erkinlik darajasiga o'rta hisobda biri kinetik energiya tarzidagi va yana biri potensial energiya tarzidagi ikkita $kT/2$ to'g'ri kelishi kerak. Umumiy erkinlik darajalari sonig:

$$i = n_{ilg} + n_{ayl} + 2n_{teb} \quad (10.7)$$

Atomlari orasidagi bog'lanishi qattiq bo'lgan molekullarda i ning qiymati molekulaning erkinlik darajalari soni bilan bir xil bo'ladi.

10.3 Termodinamikaning birinchi qonuni va energiyaning saqlanish qonuni

Har qanday sistema temperaturasi, bosimi, hajmi, va hokazo parametrlari bilan farq qiluvchi turli xil holatlarda bo'lishi mumkin.

Sistemaning holatini xarakterlaydigan bunday kattaliklar **holat parametrlari** deb ataladi.

Shunday qilib, sistemaning muvozanat holati deb shunday holatga aytiladiki, bu holatda sistemaning barcha parametrlari tayin bir qimatga ega bo‘ladi va bu qiymatlar tashqi sharoit o‘zgarmas ekan, istalgan uzoq vaqt davomida o‘zgarmay qolaveradi.

Har qanday jarayon, ya’ni sistemaning bir holatidan boshqa holatga o‘tishi sistema muvozanatining buzilishiga olib keladi. Binobarin, sistemada biror jarayon yuz berayotganda sistema muvozanatsiz holatlardan birin-ketin o‘tadi.

Muvozanat holatlarning uzluksiz ketma-ketligidan iborat bo‘lgan jarayon *muvozanatli* jarayon deb ataladi. Aytilganlardan juda sekin o‘tadigan jarayongina muvozanatli jarayon bo‘ladi degan xulosa chiqadi.

Termodinamikaning dastlabki ikkita qonuni uning asosini tashkil qiladi. Birinchi qonuni energiyaning bir turdan boshqa turga aylanishi o‘rinli bo‘ladigan miqdoriy munosabatlarini aniqlaydi. Ikkinchi qonuni esa energiyaning bu aylanishlari mumkin bo‘ladigan sharoitlarini, ya’ni jarayonlar qanday yo‘nalishda yuz berishi mumkinligini aniqlaydi.

Ichki energiya asosan turlicha bo‘lgan ikki jarayon hisobiga, ya’ni jism ustida A' ish bajarish va jismga Q issiqlik miqdori berish hisobiga o‘zgarishi mumkin.

Bir jismning ikkinchi jismga uzatgan energiya miqdori jismlarning bir-biri ustida bajargan A ishi bilan aniqlangani kabi, bir jismning ikkinchi jismga issiqlik uzatish yo‘li bilan bergan energiyasi miqdori bir jismning ikkinchi jismga bergan Q issiqlik miqdori bilan aniqlanadi. Shunday qilib, sistema ichki energiyasining ortirmasi sistema ustida bajarilgan A' ish bilan sistemaga berilgan Q issiqlik miqdori yig‘indisiga teng bo‘lishi kerak:

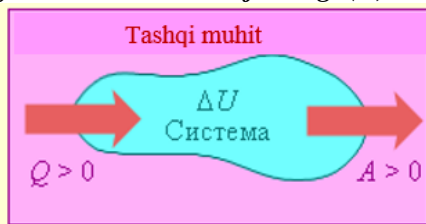
$$U_2 - U_1 = Q + A', \quad (10.8)$$

bu yerda U_1 va U_2 - sistema ichki energiyasining oldingi va keyingi qiymatlari. Odatda tashqi jismlarning sistema ustida bajaradigan A' ishi o‘rniga sistemaning tashqi jismlar ustida bajaradigan A ishi (bu ish $-A'$ ga teng) tekshiriladi. (10.8) tenglamada A' o‘rniga $-A$ qo‘yib va uni Q ga nisbatan yechib, bu tenglamani quyidagi ko‘rinishga keltirish mumkin:

$$Q = U_2 - U_1 + A, \quad (10.9)$$

tenglama energiyaning saqlanish qonunini ifodalaydi va u termodinamikaning birinchi qonuni (asosi)ning mazmunidan iborat. Uni so‘z bilan bunday aytish mumkin: **sistemaga berilgan issiqlik miqdori (Q)**

sistemaning ichki energiyasini oshirishga(ΔU) va sistemaning tashqi jismlar ustida ish bajarishga(A) sarflanadi.



Sistema bajargan ishni yoki sistema olgan issiqlik miqdorini hisoblashda odatda tekshirilayotgan jarayon bir qator elementar jarayonlarga ajratiladiki, bu jarayonlarning har bir sistema parametrlarining juda kichik (pirovardida-cheksiz kichik) o'zgarishiga mos keladi. Elementar jarayon uchun,

(10.9) tenglama

$$\Delta Q = \Delta U + \Delta A, \quad (10.10)$$

ko'rinishda bo'ladi, bu yerda ΔQ issiqlikning elementar miqdori, ΔA -elementar ish va ΔU -sistema ichki energiyasining mana shu elementar jarayon davomidagi ortirmasi.

Hisoblash uchun tenglamada differensiallarga o'tiladi. Unda termodinamika birinchi asosining tenglamasi quyidagi ko'rinishga keladi:

$$dQ = dU + dA.$$

10.4 Ideal gazning issiqlik sig'imi. Mayer tenglamasi

Agar jismga dQ issiqlik miqdori berilganda uning temperaturasi dT qadar ortsa, u holda ta'rifga ko'ra jismning issiqlik sig'imi quyidagicha bo'ladi:

$$C = \frac{dQ}{dT}, \quad (10.11)$$

(10.11) kattalikning o'lchamligi **j/grad** bo'ladi.

Bir mol moddaning issiqlik sig'imi C harfi bilan belgilaymiz. C ning o'lchamligi j/grad·mol bo'ladi.

Modda massasi birligining issiqlik sig'imi *solishtirma issiqlik sig'imi* deb ataladi. Uni biz c harfi bilan belgilaymiz. c ning o'lchamligi j/grad·kg.

Bir mol moddaning issiqlik sig'imi bilan o'sha moddaning solishtirma issiqlik sig'imi o'rtasida quyidagi munosabat bor:

$$c = \frac{C}{\mu}. \quad (10.12)$$

Issiqlik sig'imining kattaligi jismni, xususan gazni isitish vaqtidagi sharoitlarga bog'liq bo'ladi. Gaz hajmi o'zgarmaydigan sharoitda yoki

bosimi o'zgarmaydigan sharoitda isitilgan holdagi issiqlik sig'imi eng ko'p qiziqish uyg'otadi. Birinchi holda o'zgarmas hajm sharoitidagi issiqlik sig'imi deb ataladi va C_V bilan belgilanadi, ikkinchi holda o'zgarmas bosim sharoitidagi issiqlik sig'imi deb ataladi va C_p bilan belgilanadi

Agar gaz hajmi o'zgarmaydigan sharoitda isitilsa, bu jism tashqi jismlar ustida ish bajarmaydi va binobarin, termodinamikaning birinchi asosiga muvofiq, butun issiqlik gazning ichki energiyasini ortirishga sarf bo'ladi:

$$dQ_v = dU = \frac{i}{2} R dT, \quad (10.13)$$

(10.13) dan har qanday jismning o'zgarmas hajm sharoitidagi issiqlik sig'imi quyidagiga teng ekanligi kelib chiqadi:

$$C_V = \frac{dU}{dT}. \quad (10.14)$$

Binobarin, bir mol ideal gazning o'zgarmas hajm sharoitidagi issiqlik sig'imini topish uchun gaz ichki energiyasining ifodasini temperatura bo'yicha differensiallash kerak. Differensiallab C_V ni topamiz.

$$C_V = \frac{i}{2} R. \quad (10.15)$$

Bu ifodadan ideal gazning o'zgarmas hajm sharoitidagi issiqlik sig'imi gaz holatining parametrlariga, jumladan temperaturaga bog'liq bo'lmagan o'zgarmas kattalik ekanligi kelib chiqadi.

Shuni eslatib o'tamizki, (10.15) ni e'tiborga olganda ideal gazning ichki energiyasini quyidagi ko'rinishda ifodalash mumkin:

$$U = \frac{m}{\mu} C_V T. \quad (10.16)$$

Agar gaz o'zgarmas bosim sharoitida isitilsa, u holda gaz kengayib, tashqi jismlar ustida musbat ish bajaradi. Binobarin, bu holda gazning temperaturasini bir gradusga oshirish uchun uni o'zgarmas hajm sharoitida isitilgandagiga qaraganda ko'proq issiqlik kerak, bu holda issiqlikning bir qismi gazning ish bajarishiga sarf bo'ladi. Shuning uchun o'zgarmas bosim sharoitida issiqlik sig'imi o'zgarmas hajm sharoitidagi issiqlik sig'imidan kattaroq bo'lishi kerak.

Bir mol gaz uchun termodinamika birinchi asosining tenglamasini yozamiz:

$$dQ_p = dU_m + PdV_m. \quad (10.17)$$

Bu ifodada dQ_p yonida turgan p indeks issiqlik gazga p bosim o'zgarmas bo'lgan sharoitda berilayotganini ko'rsatadi. (10.17) ni dT ga bo'lib, bir mol gazning o'zgarmas bosim sharoitidagi issiqlik sig'imining quyidagi ifodasini topamiz:

$$C_p = \frac{dU_m}{dT} + P \left(\frac{dV_m}{dT} \right)_p. \quad (10.18)$$

Yuqorida ko'rib o'tganimizdek, $\frac{dU_m}{dT}$ had bir mol gazning o'zgarmas hajm sharoitidagi issiqlik sig'imidir. Shuning uchun (10.18) formula quyidagicha yozilishi mumkin:

$$C_p = C_v + P \left(\frac{dV_m}{dT} \right)_p, \quad (10.19)$$

$\left(\frac{dV_m}{dT} \right)_p$ kattalik P bosim o'zgarماغanda kilomolning temperaturasi bir gradusga ortganda uning hajmi olgan ortirmadan iborat.

$$V_m = \frac{RT}{P}.$$

Bu ifodani T bo'yicha differensiallab ($p = \text{const}$), quyidagini topamiz:

$$\left(\frac{dV_m}{dT} \right)_p = \frac{R}{P}.$$

Nihoyat, bu natijani (10.19) munosabatga qo'yib quyidagini topamiz:

$$C_p = C_v + R. \quad (10.20)$$

Shunday qilib, bosim o'zgarماغanda bir mol ideal gazning temperaturasi bir gradusga ortganda bajaradigan ishi *universal gaz doimiysiga* teng bo'lar ekan. Bu tenglamaga **Mayer tenglamasi** deyiladi. Shuni qayd qilamizki, (10.20) munosabat ideal gaz holatining tenglamasidan foydalanib topildi va binobarin, u faqat ideal gaz uchungina to'g'ridir. (10.15) formulani e'tiborga olib, C_p ni quyidagicha ifodalash mumkin:

$$C_p = \frac{i}{2}R + R = \frac{i+2}{2}R, \quad (10.21)$$

(10.21) ni (10.15) ga bo'lib, har bir gaz uchun o'ziga xos bo'lgan C_p ning C_v ga nisbatan topamiz

$$\gamma = \frac{C_p}{C_v} = \frac{i+2}{i}. \quad (10.22)$$

(10.22) dan ko'rinib turibdiki, γ kattalik molekula erkinlik darajalarining soni va xarakteri bilan aniqlar ekan.

10.5 Termodinamika birinchi qonunining izojarayonlarga tadbiqu. Adiabatik jarayon. Puasson tenglamasi

Izoxorik jarayonda ($V = const$) hajm o'zgarmaganligi sababli gaz tashqi jismlar ustida ish bajarmaydi. U holda bu jarayon uchun termodinamikaning birinchi qonuni quyidagicha yoziladi:

$$dQ = dU + dA = dU \quad (dA = 0).$$

Bundan ko'rinadiki, izoxorik jarayonda gazga berilgan issiqlik miqdorining hammasi uning ichki energiyasining ortishiga sarf bo'ladi. 2-1 o'tish izoxorik isitish jarayoni, 2-3 o'tish izoxorik sovitish jarayoni Bizga ma'lum bo'lgan $dU_m = C_v dT$ ifodani esga olsak, ixtiyoriy massali gaz uchun:

$$dQ = \frac{m}{\mu} dU_m = \frac{m}{\mu} C_v dT.$$

Izobarik jarayonda ($P = const$) gaz hajmining V_1 dan V_2 ga o'zgarishida bajarilgan ish:

$$A = \int_{V_1}^{V_2} P dV = P(V_2 - V_1).$$

Bu ikki holat uchun ideal gaz holati tenglamasidan $V_2 - V_1 = \frac{mR}{\mu P}(T_2 - T_1)$ ekanligini e'tiborga olsak izobarik jarayonda bajarilgan ish:

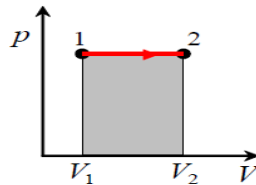
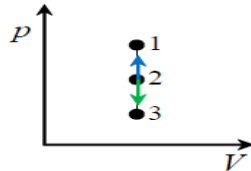
$$A = \frac{m}{\mu} R(T_2 - T_1). \quad (10.23)$$

Bu tenglamadan universal gaz doimiysi R ning fizik ma'nosi kelib chiqadi. Agar $T_2 - T_1 = 1^\circ K$ bo'lsa, bir mol gaz uchun: $R = A$, ya'ni universal gaz doimiysi bir mol ideal gazni $1^\circ K$ ga qizdirilganda gaz hajmini kengaytirishdagi bajarilgan ishga son jihatdan teng bo'lar ekan.

Izobarik jarayonda m massali gazga

$$dQ = \frac{m}{\mu} C_p dT,$$

issiqlik miqdori berilganda uning ichki energiyasi



$$dU = \frac{m}{\mu} C_V dT,$$

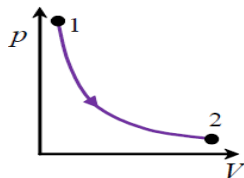
miqdorga o'zgaradi va gaz (10.23) bilan ifodalanadigan ish bajaradi.

Izotermik jarayonda ($T = const$) bajarilgan ish ideal gaz holati tenglamasini e'tiborga olsak

$$A = \int_{V_1}^{V_2} PdV = \int_{V_1}^{V_2} \frac{m}{\mu} RT \frac{dV}{V} = \frac{m}{\mu} RT \ln \frac{V_2}{V_1} = \frac{m}{\mu} RT \ln \frac{P_1}{P_2},$$

ifoda bilan aniqlanadi. Bu jarayonda

$T = const$ bo'lganligi uchun $dU = \frac{m}{\mu} C_V dT = 0$ va



gazga berilgan issiqlik miqdori tashqi kuchlarga qarshi ish bajarishga sarf bo'ladi, ya'ni:

$$dQ = dA \text{ yoki}$$

$$Q = A = \frac{m}{\mu} RT \ln \frac{P_2}{P_1} = \frac{m}{\mu} RT \ln \frac{V_2}{V_1}.$$

Adiabatik jarayon deb tizim bilan uni o'rab turgan tashqi muhit orasida issiqlik almashinuvi sodir bo'lmaydigan jarayonga aytiladi. Nisbatan tez yuz beradigan jarayonlarni adiabatik jarayon deb qarash mumkin.

Termodinamika II qonunini adiabatik jarayon uchun yozadigan bo'lsak:

$$dQ = 0; \quad dA = -dU,$$

ya'ni tashqi kuchlarga qarshi bajarilgan ish tizim ichki energiyasi o'zgarishi hisobiga bo'lar ekan. Shunday qilib adiabatik jarayon izotermik jarayonga teskari jarayon ekan, chunki izotermik jarayonda ish tashqaridan olingan issiqlik miqdori hisobiga bajariladi.

$dA = PdV$; $dU_m = C_V dT$ ekanligini e'tiborga olsak, ixtiyoriy massali gaz uchun

$$PdV = -\frac{m}{\mu} C_V dT. \quad (10.24)$$

Ideal gaz holati tenglamasini differensiallasak quyidagini olamiz:

$$PdV + VdP = \frac{m}{\mu} R dT. \quad (10.25)$$

(10.25) ni (10.24) ga nisbatini olib, tenglamada dT ni yo'qotamiz:

$$\frac{PdV + VdP}{PdV} = -\frac{R}{C_V} = -\frac{C_P - C_V}{C_V},$$

$\frac{C_P}{C_V} = \gamma$ ekanligini e'tiborga olib o'zgaruvchilarni ajratamiz:

$$\frac{dP}{P} = -\gamma \frac{dV}{V}.$$

Bu tenglamani P_1 dan P_2 gacha va V_1 dan V_2 gacha integrallab quyidagini olamiz:

$$\frac{P_2}{P_1} = \left(\frac{V_1}{V_2}\right)^\gamma \text{ yoki } P_1 V_1^\gamma = P_2 V_2^\gamma,$$

1 va 2-holatlar ixtiyoriy tanlanganligi uchun bu tenglamalarni umumiy holda quyidagicha yozishimiz mumkin

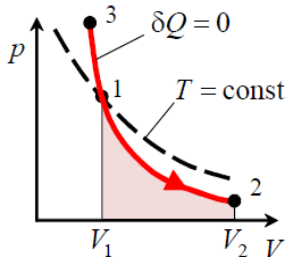
$$PV^\gamma = const.$$

Bu oxirgi tenglama adabatik jarayon uchun gaz holati tenglamasi yoki **Puasson tenglamasi** deyiladi. Bu tenglamani V, T va P, T o'zgaruvchilar orqali Mendeleev-Klapeyron tenglamasi yordamida ifodalasak, quyidagi tenglamalarni hosil qilamiz:

$$TV^{\gamma-1} = const \text{ va } T^\gamma P^{1-\gamma} = const.$$

Bu tenglamalardagi o'lchamsiz kattalik $\gamma = \frac{C_p}{C_v} = \frac{c_p}{c_v} = \frac{i+2}{i}$ - **Puasson**

koefitsiyenti hisoblanadi.



10.5-rasm

P, V - diagrammada adiabat chizig'i giperboladan iborat bo'lib izoterma chizig'idan tikroq bo'ladi. Buning sababi adiabatik jarayonda gaz bosimining oshishi faqat uning hajmi kamayishi hisobiga bo'lmasdan, balki harorat oshishi hisobiga ham bo'ladi (rasm 10.5).

Adiabatik jarayonda bajarilgan ishni topamiz. Agar gaz hajmi v_1 dan v_2 gacha adiabatik kengaysa, uning temperaturasi τ_1 dan τ_2 gacha pasayadi. Bu holda kengayishda bajarilgan ish

$$A = -\frac{m}{\mu} C_v \int_{T_1}^{T_2} dT = \frac{m}{\mu} C_v (T_1 - T_2).$$

Puasson tenglamalaridan foydalanib bajariladigan ish uchun boshqa ifodani olish mumkin:

$$A = \frac{P_1 V_1}{\gamma - 1} \left[1 - \left(\frac{V_1}{V_2}\right)^{\gamma-1} \right] = \frac{RT_1}{\gamma - 1} \frac{m}{\mu} \left[1 - \left(\frac{V_1}{V_2}\right)^{\gamma-1} \right].$$

Adiabatik jarayonda gazning bajargan ishi izotermik jarayondagidan kam, chunki adiabatik kengayishda gaz sovuydi, izotermik kengayishda

esa harorat tashqaridan olinadigan issiqlik miqdori hisobiga o'zgarmaydi.

Nazorat savollari

1. Gaz hajmi o'zgarganda bajarilgan ish qanday topiladi?
2. Termodinamikaning I-asosi qanday ifodalanadi?
3. Adiabatik jarayon deb qanday jarayonga aytiladi?
4. Termodinamika I qonunining izo va adiabatik jarayonlarga tatbiq etish natijalarini tushuntirib bering.
5. Gazning issiqlik sig'imi deb qanday kattalikka aytiladi?
6. C_p va C_v kattaliklardan qaysi biri katta va nima uchun?
7. Ideal gaz doimiy bosim ostida kengaysa qiziydimi yoki sovuydimi?

11. TERMODINAMIKANING IKKINCHI QONUNI. ENTROPIYA

Termodinamikaning ikkinchi qonuni. Entropiya bobini o'zlashtirgan talaba:

bilishi kerak:

- termodinamika ikkinchi qonuni ta'rifini;
- qaytar va qaytmas jarayonlar hamda aylanma jarayonlar tushunchalarini;
- aylanma jarayon va Karno sikl uchun foydali ish koeffitsiyenti ifodalarini;
- entropiya tushunchasini va uni o'zgarishini;
- entropiya va termodinamik ehtimollik orasidagi bog'lanishni;
- entropiya uchun Klauzius tengsizligini va Bolsman formulasini;

bajara olishi kerak:

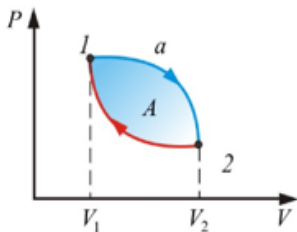
- aylanma jarayonlar uchun foydali ish koeffitsiyentini hisoblashni;
- termodinamika ikkinchi qonunini va entropiyaga doir tipik amaliy fizika masalalarni yechish;

ko'nikmalarga ega bo'lishi kerak:

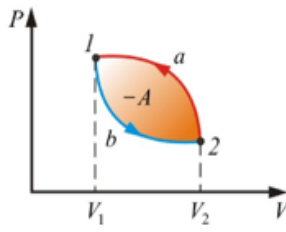
- matematik analizni standart usullarini (differensial va integral hisoblashlarni) termodinamika ikkinchi qonunini va entropiyaga doir amaliy fizika masalalarini yechishda foydalanish ko'nikmasi;
- analitik geometriya va vektorlar algebrasi usullarini termodinamika ikkinchi qonunini va entropiyaga qo'llash ko'nikmasi;
- termodinamika ikkinchi qonunini va entropiyaga doir fizikaviy tajribalarni o'tkazish va natijalarini hisoblash ko'nikmasi.

11.1 Aylanma jarayonlar . Termodinamikaning ikkinchi qonuni

Tizim bir qator termodinamik holatlardan o'tib, o'zining boshlang'ich holatiga qaytadigan jarayon aylanma jarayon deb ataladi. Jarayonlar *PV* diagrammasida sikl yopiq egri chiziq bilan tasvirlanadi.



11.1-rasm



11.2-rasm

Ideal gaz bajargan aylanma jarayonni, kengayish jarayoni (1 - 2) va siqilish (2 - 1) (rasm11.1) jarayonlariga ajratish mumkin. Gaz kengayishi jarayonida bajarilgan ish (1a 2 V₂, V₁ 1) yuza bilan aniqlanadi (rasm 11.1) va musbat deb hisoblanadi.

Gaz siqilishida bajarilgan ish (2 a1 V₁, V₂ 2) yuza bilan aniqlanadi (rasm 11.2) va manfiy deb hisoblanadi. Natijada aylanma jarayonda gazning bajargan ishi egri chiziq o‘rab olgan sirtning yuzasi bilan aniqlanadi.

Aylanma jarayonda musbat ish bajarilsa (jarayon soat yo‘nalishi bo‘yicha davom etadi):

$$A = \int PdV > 0 ,$$

u jarayon **to‘g‘ri aylanma jarayon** deb ataladi.

Agarda aylanma jarayonda bajarilgan ish manfiy bo‘lsa (jarayon soat yo‘nalishiga teskari yo‘nalish bo‘yicha davom etadi);

$$A = \int PdV < 0 .$$

jarayon **teskari aylanma jarayon** deb ataladi.

Buning uchun ish bajaruvchi moddaga kengayish jarayonida issiqlik berish, siqilish jarayonida esa undan issiqlik olishi kerak.

Siklning ikkala qismi uchun termodinamika birinchi qonunining tenglamasini yozamiz. Kengayishda ichki energiya U_1 qiymatdan U_2 qiymatigacha o‘zgaradi. Bunda sistema Q_1 issiqlik oladi va A_1 ish bajaradi. Birinchi qonunga muvofiq:

$$Q_1 = U_2 - U_1 + A_1. \quad (11.1)$$

Siqilishda sistema A_2 ish bajaradi va Q_2 issiqlik berish bilan bir xildir. Binobarin, $-Q_2 = U_1 - U_2 + A_2$, (11.2)

(11.1) (11.2) tenglamalarni qo‘shib quyidagilarni topamiz:

$$Q_1 - Q_2 = A_1 + A_2.$$

$A_1 + A_2$ yig‘indi sistemaning sikl davomida bajaradigan to‘liq A ish ekanini hisobga olib quyidagicha yozish mumkin:

$$A = Q_1 - Q'_2. \quad (11.3)$$

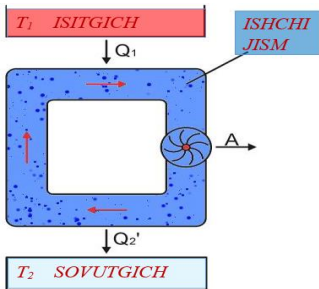
Tashqaridan oladigan issiqlik hisobiga ish bajaruvchi davriy ishlaydigan dvigatel *issiqlik mashinasi* deb ataladi.

Termodinamikaning birinchi asosi ba'zan quyidagicha ta'riflanadi:

birinchi tur perpetuum mobile (abadiy dvigatel) yaratish, ya'ni tashqaridan oladigan energiyadan ortiq miqdorda ish bajara oladigan davriy ishlaydigan dvigatel yaratish mumkin emas.

Issiqlik mashinalari yoki issiqlik dvigatellari kimyoviy reaksiyalar (yoqilg'i yonishi), yadroviy o'zgarishlar yoki boshqa sabablarga ko'ra (masalan, quyosh nuri bilan isitish tufayli) ajralib chiqadigan issiqlik tufayli *foydali ish olish* uchun mo'ljallangan. 11.3 rasmda issiqlik dvigateling shartli diagrammasini ko'rsatilgan. Issiqlik dvigateling ishlashi uchun quyidagi komponentlar talab qilinadi: *isitgich, sovurgich va ishchi jism.*

Tashqaridan olinadigan Q_1 issiqlik miqdorining hammasi ham foydali ishga sarflanmaydi. Dvigatel sikl bilan ishlash uchun issiqlikning Q'_2 ga teng bo'lgan qismi tashqi muhitga qaytarib berilishi kerak (11.3-rasm) va binobarin, u foydali ish bajarilishiga sarflanmaydi. Ravshanki,



11.3-rasm

issiqlik mashinasi tashqaridan oladigan Q_1 issiqlikni foydali A ishga qanchalik to'laroq aylantirsa bu mashina shunchalik foydaliroq bo'ladi. Shuning uchun issiqlik mashinasini foydali ish ko'effitsiyenti η bilan xarakterlash qabul qilingan. F. I. K. sikl davomida bajarilgan A ishning sikl davomida olinadigan Q_1 issiqlikka nisbati sifatida aniqlanadi:

$$\eta = \frac{A}{Q_1},$$

(11.3) ga asosan $A = Q_1 - Q'_2$ bo'lgani uchun F.I.K ning ifodasini quyidagi ko'rinishda yozish mumkin:

$$\eta = \frac{Q_1 - Q'_2}{Q_1}.$$

Termodinamikaning ikkinchi qonuni, birinchi qonuni kabi, bir qancha ta'riflanishi mumkin. Ikkinchi qonunning eng ravshan ta'rifi bunday o'qiladi: *kamroq isigan jismdan ko'proq isigan jismga issiqlik o'z-o'zidan o'ta olmaydi.* Yanada aniqroq ta'rifi: *yagona oxirgi natijasi*

kamroq isigan jismdan ko'proq isigan jismga issiqlik berishdan iborat bo'lgan jarayonlar amalga oshmaydi.

Ikkinchi qonun bunday ta'riflanishi ham mumkin: birdan-bir oxirgi natijasi biror jismdan ma'lum miqdor issiqlik olish va bu issiqlikni butunlay ishga aylantirib yuborishdan iborat bo'ladigan jarayonlar amalga oshmaydi.

Issiqlik mashinasida issiqlik ishga aylanganda albatta qo'shimcha jarayon yuz beradi. Bu qo'shimcha jarayon sovuqroq jismga biror miqdor Q_2 issiqlik berish jarayonidir. Buning natijasida ko'proq isigan jismdan olinadigan Q_1 issiqlik miqdori ishga butunlay emas qisman aylantiriladi.

11.2 Karno aylanma jarayoni va uning f.i.k.

Biror jism temperaturalar T_1 va T_2 bo'lgan va issiqlik sig'imi cheksiz katta bo'lgan ikkita issiqlik rezervuari bilan issiqlik almasha oladigan bo'lsin, deb faraz qilaylik. Bu esa rezervuarlarning chekli miqdorida issiqlik olish yoki berish ularning temperaturasini o'zgartirmasligini bildiradi. Bunday sharoitlarda jism qanday qaytuvchan sikl bajara olishini aniqlaylik.

Ravshanki, qaralayotgan sikl shunday jarayonlardan tuziladiki, bu jarayonlarning ba'zilar davomida jism rezervuarlar bilan issiqlik almashinishi mumkin, ba'zilaridan esa jism tashqi muhit bilan issiqlik almashmaydigan bo'lishi (adiabatik jarayon) mumkin.

Issiqlik almashishi yuz beradigan jarayon davomida jismning temperaturasi tegishli rezervuarining temperaturasiga teng bo'lib qolgandagina bu jarayon qaytuvchan jarayon bo'lishi mumkin. Darhaqiqat masalan, jismning temperaturasi rezervuarining T_1 temperaturasidan kichik bo'lganda jism undan issiqlik olsa, u holda o'sha jarayonning o'zi teskari yo'nalishda yuz berganda jismning temperaturasi, har qalay T_1 dan past bo'lmagan holdagina rezervuardan olgan issiqligini unga qaytarib bera oladi. Binobarin, jarayon tug'ri va teskari yo'nalishda yuz berganda jismning temperaturasi har xil ketma-ketligidan (bir xil bo'lmagan temperaturalar bilan harakatlanadigan) o'tadi va bu jarayon qaytmas jarayon bo'ladi.

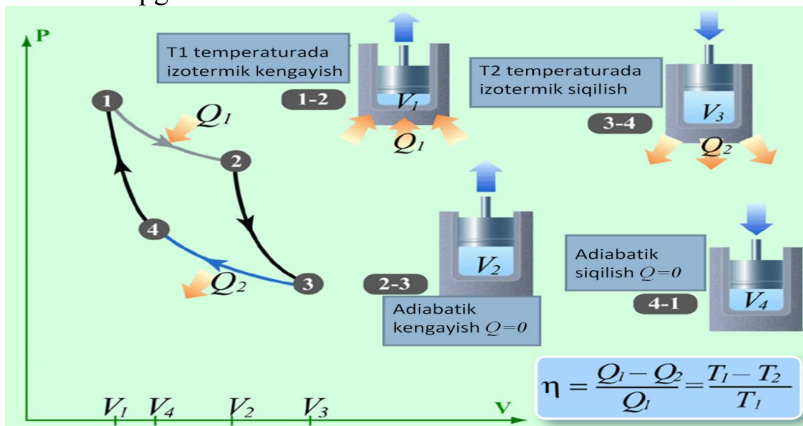
Shunday qilib, issiqlik almashinishi bilan yuz beradigan jarayon qaytuvchan bo'lishi uchun jism rezervuardan issiqlik olayotganida ham va uni jarayonning teskari yo'nalishida borishi qaytarib berayotganda ham, jismning temperaturasi rezervuar temperaturasiga teng bo'lishi

kerak. Aniqroq aytganda, issiqlik olishda jismning temperaturasi rezervuar temperaturasidan cheksiz kichik miqdorga qadar kichik bo'lishi kerak (aks holda rezervuardan jismga issiqlik oqmaydi), issiqlik qaytarib berishda esa jismning temperaturasi rezervuar temperaturasidan cheksiz kichik miqdor qadar ortiq bo'lish kerak.

Binobarin, temperaturasi doimiy qolaveradigan rezervuar bilan issiqlik almashish yuz beradigan yagona qaytuvchan jarayon rezervuar temperaturasi sharoitida yuz beradigan izotermik jarayondir.

Shunday qilib, issiqlik sig'imi cheksiz katta bo'lgan ikki issiqlik rezervuari bilan issiqlik almashishida qatnashadigan jism (yoki sistema) bajaradigan qaytuvchan sikl faqat ikkita izotermik (rezervuarlar temperaturasida) va ikkita adiabatadan iborat bo'la oladi, degan xulosaga keldik. Bunday siklni birinchi bo'lib fransuz injeneri Sadi Karno tekshirgan bo'lib, u Karno sikli, qaytuvchan sikldir.

Ideal gaz uchun Karno siklni qarab (11.4-rasm) chiqamiz. Agar biz bunday siklning F.I.K ni T_1 va T_2 temperatura orqali ifodasini sifatida topa olsak shu bilan biz barcha qaytuvchan mashinalarning F.I.K. ifodasini topgan bo'lamiz.



11.4-rasm

Ta'rifga ko'ra, issiqlik mashinasining F.I.K quyidagiga teng;

$$\eta = \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1}, \quad (11.4)$$

bu yerda Q_1 -sikl davomida isitkichdan olinadigan issiqlik, Q_2 -sikl davomida sovitgichga beradigan issiqlik.

Izotermik jarayonda ideal gazning ichki energiyasi o'zgarmay qolaveradi. Shuning uchun gaz olgan Q_1 issiqlik miqdori gazning 1 holatdan 2 holatga o'tishida bajaradigan A_{12} ishga teng. Bu ish quyidagiga teng;

$$Q_1 = A_{12} = \frac{m}{\mu} RT_1 \ln \frac{V_2}{V_1}, \quad (11.5)$$

bu yerda m mashinadagi, ideal gaz massasi. Sovutgichga beriladigan Q_2 issiqlik miqdori gazni 3-holatdan 4-holatga o'tkazishda uni siqish uchun sarf bo'ladigan A_{34} ishga teng.

Bu ish quyidagiga teng;

$$Q_2 = A_{34} = \frac{m}{\mu} RT_2 \ln \frac{V_3}{V_4}. \quad (11.6)$$

Sikl yopik bo'lishi uchun 4 va 1 holatlar ayni bir adiabatada yotishi kerak.

$$\text{Bundan:} \quad T_1 V_1^{\gamma-1} = T_2 V_4^{\gamma-1}, \quad (11.7)$$

shart kelib chiqadi. Xuddi shuningdek 2 va 3 holatlar ayni bir adiabatada yotgani uchun:

$$T_1 V_2^{\gamma-1} = T_2 V_3^{\gamma-1}, \quad (11.8)$$

shart bajariladi. (11.8) ni (11.7) ga bo'lib, tsiklning yopik bo'lish shartini topamiz:

$$\frac{V_2}{V_1} = \frac{V_3}{V_4}. \quad (11.9)$$

Endi (11.5) va (11.6) ni F.I.K ning ifodasiga qo'yamiz, va (11.9) ni hisobga olib η ni topamiz;

$$\eta = \frac{T_1 - T_2}{T_1}. \quad (11.10)$$

Shunday qilib, ideal gaz uchun Karno siklining F.I.K haqiqatan ham faqat isitkich bilan sovitkichning temperaturasiga bog'liq ekan.

Yuqorida aytib o'tganimizdek, (11.10) ifoda har qanday qaytuvchan mashina F.I.K ning maksimal qiymatini ko'rsatadi.

Misol sifatida, to'rt taktli ichki yonuv dvigateling ishlashini ko'rib chiqamiz. Ushbu dvigatelda yuqori haroratga, silindrining ichidagi ishchi aralashmani (benzinni havo bilan) yoqish orqali erishiladi; ishchi aralashma uchqunning yonishi bilan yonadi.. To'rt taktli ichki yonuv dvigateling asosiy bosqichlarini:

- porshin pastga tushganda silindrga havo va benzin aralashmasi so'riladi;

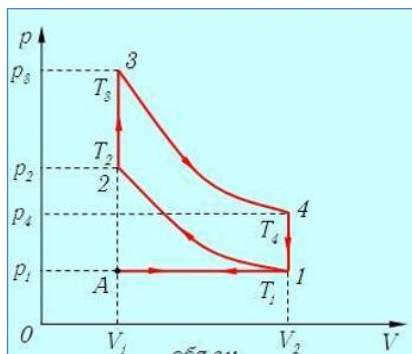
- porshin yuqoriga ko'tariladi va gazni siqadi;
- uchqunning yonishi havo va benzin aralashmasini yoqadi, aralashmaning harorati keskin ko'tariladi;
- yuqori harorat va bosimdagi gazlar kengayib, porshinni pastga siljitadi ;
- ishlatilgan gazlar chikarish klapan orqali yonib bo'lgan gazlarni chiqarish trubasiga chiqariladi, keyin butun sikl takrorlanadi.

To'rt zarbali ichki yonuv dvigatelining ishlashi 11.4a rasmda ko'rsatilgan.

Ikki adiabatik va ikkita izoxorik jarayonlardan (11.4b-rasm) benzinli dvigatelning *Otto siklini* hosil qiladi. *Otto siklini* birinchi marta 1876 yilda to'rt taktli uchqunli dvigatelni yaratgan nemis muhandisi Nikolaus Otto sharafiga nomlangan.



11.4a-rasm



11.4b-rasm

Otto siklini F.I.K. $\eta_o = \frac{T_3 - T_4}{T_3}$ Karno siklining F.I.K. $\eta_k = \frac{T_3 - T_1}{T_3}$ dan kichik bo'ladi.

11.3 Keltirilgan issiqlik miqdori. Klauzius tengsizligi

Har qanday issiqlik mashinasi jismlarning ayni bir tsiklni ko'p marta takrorlaydigan sistemasidan iborat. Bu fakti analitik ravishda quyida-gicha yozish mumkin;

$$\frac{Q_1 - Q_2}{Q_1} \leq \frac{T_1 - T_2}{T_1} \quad (11.11)$$

Bu tengsizlikning chap tomonda F.I.K ning har qanday mashina uchun o'rinli bo'lgan ta'rifi turibdi, o'ng tomonda esa qaytuvchan mashina F.I.K ning temperatura orqali topilgan ifodasi turibdi. (11.11) da

tenglik belgisi qaytuvchan mashinaga, tengsizlik belgisi qaytmas mashinaga tegishlidir. (11.11) ifodadan quyidagi munosabat kelib chiqadi; $\frac{Q_2}{Q_1} \geq \frac{T_2}{T_1}$ Uni $\frac{Q_1}{T_1}$ musbat kattalikka ko'paytirib quyidagini

topamiz: $\frac{Q_2}{T_2} \geq \frac{Q_1}{T_1}$. Nihoya, buning chap va o'ng tomonlaridan $\frac{Q_2}{T_2}$ ni ayirib,

$$\frac{Q_1}{T_1} - \frac{Q_2}{T_2} \leq 0, \quad (11.12)$$

ifodani hosil qilamiz.

Temperaturasi T_2 bo'lgan jismga beriladigan Q_2 issiqlikni biz shu jismdan olinadigan va- Q_2 ga teng bo'lgan issiqlik bilan belgilaymiz. Unda (11.12) ifoda nihoyat quyidagi ko'rinishga keladi;

$$\frac{Q_1}{T_1} + \frac{Q_2}{T_2} \leq 0. \quad (11.13)$$

Bu munosabat *Klauzius tengsizligi* deb ataladi.

Sistemaning qandaydir bir jismdan olgan issiqlik miqdorining shu jism temperaturasiga nisbatini Klauzius keltirilgan issiqlik miqdori deb atagan. Klauzius terminalogiyasidan foydalanib (11.13) ni quyidagicha o'kish mumkin: *agar biror sistema sikl bajarar ekan, bu sikl davomida temperaturalari doimiy bo'lgan ikkita issiqlik rezervuari (jism) bilan issiqlik almasha, bu sikl qaytuvchan bo'lganda keltirilgan issiqlik miqdorlarining yig'indisi nolga teng bo'ladi, sikl qaytmas bo'lganda esa bu yig'indi noldan kichik bo'ladi.*

11.4 Entropiya. Ideal gaz jarayonlarida entropiyaning o'zgarishi.

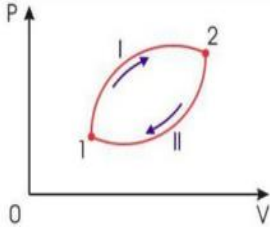
Entropiya va termodinamik extimollik. Bolsman formulasi

Keltirilgan issiqlik miqdorlarining yig'indisini sikl uchungina emas, balki aylanma bo'lmagan har qanday jarayon uchun ham hosil qilish mumkin, shu bilan birga bir holatdan ikkinchi holatga qaytuvchan o'tishda bu yig'indining bir ajoyib xossasi namoyon bo'ladi.

Qaytuvchan biror sikl olib, unda ikkita ixtiyoriy 1 va 2 holatlarni ajratamiz. Bu holatlar siklni rasmda 1 va 2 raqamlari bilan berilgan (rasm-11.5) ikkita tarmoqqa ajratadi.

Bundan oldingi paragrafda ko'rsatganimizdek keltirilgan issiqlik miqdorlarining butun sikl (sikl qaytuvchan) bo'yiga olingan yig'indisi nolga teng:

$$\sum_0 \frac{\Delta Q}{T} = 0, \quad (11.14)$$



11.5-rasm

(11.14) yig'indiga kiruvchi barcha qo'shiluvchilarni ikki gruppaga ajratish mumkin, birinchi gruppaga 1 tarmoqqa tegishli qo'shiluvchilarni, ikkinchi gruppaga esa 2 tarmoqqa tegishli qo'shiluvchilarni kiritamiz. Undan (11.13) ifoda quyidagicha yozilishi mumkin;

$$\sum_{1 \rightarrow 2} \frac{\Delta Q}{T} + \sum_{2 \rightarrow 1} \frac{\Delta Q}{T} = 0. \quad (11.15)$$

Birinchi yig'indi 1 holatdan 2 holatga 1 tarmoq bo'yicha o'tishga, ikkinchi yig'indi esa 2 holatdan 1 holatga 2 tarmoq o'tishga mos keladi.

1 holatdan 2 holatga biror qaytuvchan o'tishga mos keladigan quyidagi yig'indini ko'rib chiqamiz;

$$\sum_{1 \rightarrow 2} \frac{\Delta Q}{T} \quad (qaytuv) \quad (11.16)$$

Agar o'tish yo'nalishi o'zgartirilsa, jarayon qaytuvchan ekanligi tufayli (11.16) yig'indining ishorasi o'zgarishi kerak.

Darhaqiqat, masalan jarayon $1 \rightarrow 2$ yo'nalishida bo'lganda sistema temperaturasi T bo'lgan biror jismdan ΔQ issiqlik miqdori oladi. O'sha qismda jarayonning yo'nalishi $2 \rightarrow 1$ bo'lganda sistema temperaturasi T bo'lgan o'sha jisimga xuddi shunday ΔQ miqdorida issiqlik berish, ya'ni ΔQ issiqlik olishi kerak. Shunday qilib o'tish yo'nalishi o'zgartirganda (11.16) dagi barcha qo'shiluvchilarning ishorasi qarama-qarshisiga o'zgaradi, natijada:

$$\sum_{1 \rightarrow 2} \frac{\Delta Q}{T} = - \sum_{2 \rightarrow 1} \frac{\Delta Q}{T}, \quad (11.17)$$

bo'ladi. (11.17) xossaga asoslanib (11.15) ifodani quyidagiga yozamiz;

$$\sum_{1 \rightarrow 2} \frac{\Delta Q}{T} - \sum_{1 \rightarrow 2} \frac{\Delta Q}{T} = 0.$$

Bundan quyidagi natija kelib chiqadi;

$$\sum_{1 \rightarrow 2} \frac{\Delta Q}{T} = \sum_{2 \rightarrow 1} \frac{\Delta Q}{T}. \quad (11.18)$$

Boshida olingan qaytuvchan siklni biz mutlaqo ixtiyoriy ravishda olganimiz uchun (11.15) munosabat 1 va 2 holatlarni o'z ichiga olgan har qanday qaytuvchan sikl uchun bajarilishi kerak.

Shunday qilib, biz juda muhim xulosaga keldik sistemaning bir holatdan (boshlang'ich) ikkinchi (oxirgi) holatga qaytuvchan o'tishida keltirilgan issiqlik miqdorlarining yig'indisi o'tish yo'liga bog'liq emas va binobarin, sistemaning boshlang'ich va oxirgi holatlarigagina bog'liq.

Biz bilamizki, ichki energiya ortirmalari yig'indisining ham shunday xossasi bor. Energiya holat funksiyasi bo'lganligi tufayli, 1-holatdan 2-holatga har qanday o'tishdagi ichki energiya ortirmalarining yig'indisi energiyaning bu holatlardagi qiymatlari ayirmasiga teng bo'lishi kerak;

$$\sum_{1 \rightarrow 2} \Delta U = U_2 - U_1 . \quad (11.19)$$

Ravshanki, yuqorida aytilganlar holatning har qanday funksiyasi uchun, ya'ni sistemaning holati bilan bir qiymatli aniqlanadigan har qanday kattalik uchun to'g'ri bo'ladi;

$$\sum_{1 \rightarrow 2} \Delta f(\text{holat}) = f(2) - f(1) . \quad (11.20)$$

Agar kattalik holatning funksiyasi bo'lmasa, u holda uning elementar miqdorlarning yig'indisi sistemaning bir holatdan boshqa holatga o'tishi yo'liga bog'liq bo'lib qoladi. Bunday kattaliklar jumlasiga, masalan ish kiradi. Bizga malumki, $A = \sum_{1 \rightarrow 2} \Delta A$ ish shu jarayonni tasvirlovchi egri chiziq qamrab olgan yuzaga teng va o'tish yo'liga bog'liq bo'lishi kerak.

Sistema oladigan issiqlik miqdori uchun ham xuddi shunday bo'ladi. Termodinamikaning birinchi asosiga muvofiq ravishda;

$$Q = \sum_{1 \rightarrow 2} \Delta Q = \sum_{1 \rightarrow 2} \Delta U + \sum_{1 \rightarrow 2} \Delta A , \quad (11.21)$$

(11.21) ning o'ng tomonidagi yig'indilardan birinchisi o'tilgan bog'liq emas, ikkinchisi esa o'tilgan bog'liq. Binobarin, $\sum \Delta Q$ kattalik

o'tish yo'liga bog'liq. Quyidagi: $\sum_{1 \rightarrow 2} \frac{\Delta Q}{T}$ yig'indining 1 holatdan 2 holatga qaytuvchan o'tishdagi o'tilgan bog'liq emasligi qaytuvchan jarayonda $\Delta Q/T$ nisbat biror holat funksiyasining orttirmasidir, deb aytishga asos beradi. Bu funksiya *entropiya* deb ataladi. U S harfi bilan belgilanadi. Shunday qilib;

$$\left(\frac{\Delta Q}{T} \right)_{\text{qaytuv}} = \Delta S , \quad (11.22)$$

(11.22) ga asosan entropiyaning orttirmasi qaytuvchan jarayonda sistemaning tashqaridan oladigan elementar issiqlik miqdorining shu issiqlik olinayotgan paytdagi temperaturaga nisbatiga teng.

Entropiya holat funksiyasi bo‘lgani uchun entropiya orttirmalarining yig‘indisi entropiyaning oxirgi va boshlang‘ich holatlardagi qiymatlarining ayirmasiga teng bo‘lishi kerak (11.19) bilan solishtiring;

$$\sum_{1 \rightarrow 2} \frac{\Delta Q}{T} = \sum_{1 \rightarrow 2} \Delta S = S_2 - S_1 . \quad (11.23)$$

Yanada aniqroq hisoblanganda (11.23) yig‘indilar integrallar bilan almashtirilishi kerak;

$$\int_1^2 \frac{dQ}{T} = \int_1^2 dS = S_2 - S_1 . \quad (11.24)$$

Entropiya-additiv kattalik. Bu esa sistemaning entropiyasi uning ayrim qismlarining entropiyalari yig‘indisiga teng ekanini bildiradi.

Qaytuvchan jarayonda keltirilgan issiqlik miqdorlarining (11.24) yig‘indisi entropiyaning orttirmasiga teng. Endi qaytmas jarayonda keltirilgan issiqlik miqdorlarining yig‘indisi bilan entropiya orttirmasi orasidagi munosabat qanday ekanligini aniqlaymiz. Buning uchun qaytmas va qaytuvchi tarmoqlardan iborat tsiklni ko‘rib chiqamiz. Butun sikl qaytmas sikl bo‘lgani uchun keltirilgan issiqlik miqdorlarining butun sikl bo‘yicha olingan yig‘indisi noldan kichik bo‘lishi kerak;

$$\sum_0 \frac{\Delta Q}{T} < 0.$$

Bu yig‘indini har xil tarmoqlarga tegishli bo‘lgan ikki qismga ajratamiz:

$$\sum_{1 \rightarrow 2} \frac{\Delta Q}{T} + \sum_{2 \rightarrow 1} \frac{\Delta Q}{T} < 0 , \quad (11.25)$$

(11.23) ga muvofiq ravishda, bu yig‘indilarning ikkinchisi entropiyaning 1 va 2 holatlardagi qiymatlari ayirmasiga teng. Shuning uchun (11.25) munosabatni quyidagicha yozish mumkin;

$$\sum_{1 \rightarrow 2} \frac{\Delta Q}{T} + (S_1 - S_2) < 0 \quad \text{bundan quyidagi xulosa kelib chiqadi;}$$

$$S_2 - S_1 > \sum_{1 \rightarrow 2} \frac{\Delta Q}{T} , \quad (11.26)$$

(11.23) va (11.26) ifodalarni birlashtirib, quyidagiga ega bo‘lamiz:

$$S_2 - S_1 \geq \sum_{1 \rightarrow 2} \frac{\Delta Q}{T} , \quad (11.27)$$

bu yerda tenglik belgisi 1-holatdan 2-holatga har qanday qaytuvchan o‘tishga tegishli, tengsizlik belgisi esa 1→2 yo‘nalishdagi har qanday qaytmas o‘tishga tegishli. (11.27) dagi T temperatura sistemaga ΔQ

Issiqlik bergan jismning temperaturasi bildiradi. Qaytuvchan jarayonda bu temperatura sistemaning temperaturasi bilan bir xil bo'ladi.

Ravshanki (11.27) munosabat har bir elementar jarayon uchun bajarilish kerak: $\Delta S \geq \frac{\Delta Q}{T}$ yoki $dS \geq \frac{dQ}{T}$. (11.28)

Shuni qayd qilib o'tamizki, entropiya holat funksiyasi bo'lgani uchun:

$$S_2 - S_1 = \sum_{1-2} \Delta S,$$

ifoda (11.17) va (11.18) ifodalar kabi, tegishli o'tish qaytuvchan yoki qaytmas bo'lishidan qat'iy nazar hamisha to'g'ri bo'ladi. Quyidagi:

$$S_2 - S_1 = \sum_{1-2} \frac{\Delta Q}{T},$$

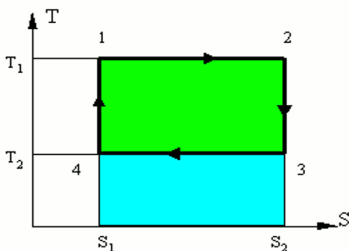
formula esa faqat qaytuvchan o'tish uchungina to'g'ri bo'ladi.

Agar sistema tashqi muhitdan izolyatsiyalangan bo'lsa ya'ni tashqi muhit bilan issiqlik almasha, u holda (11.27) dagi hamma ΔQ lar nolga teng bo'ladi, uning natijasida esa $S_2 - S_1 \geq 0$, (11.29)

yoki mos ravishda $\Delta S \geq 0$. (11.30)

Shunday qilib, izolyatsiyalangan sistemaning entropiyasi (agar sistemada qaytmas jarayon yuz berayotgan bo'lsa) faqat ortishi yoki doimiy qolaverishi (agar sistemada qaytuvchan jarayon yuz berayotgan bo'lsa) mumkin. Izolyatsiyalangan sistemaning entropiyasi kamayishi mumkin emas.

Biz bilamizki, tashqi muhit bilan issiqlik almashmasdan yuz beradigan jarayon *adiabatik jarayon* deb ataladi. Binobari, qaytuvchan adiabatik jarayon davomida entropiya ($S = const$) o'zgarmaydi. Shuning uchun qaytuvchan adiabatic jarayoni *izoentropik jarayon* deb atalishi mumkin.



Yangi terminologiyadan foydalanib, Karno sikli ikkita izoterma va ikkita izobaradan iborat, deb aytish mumkin. Ravshanki, (T, S) diagrammada Karno sikli to'g'ri to'rtburchak shaklida bo'ladi. To'g'ri to'rtburchakning yuzi son jihatidan sistemaning bir sikl davomida oladigan issiqlik miqdoriga teng. Darhaqiqat (11.27) ga asosan,

sistemaning qaytuvchan jarayonda oladigan elementar issiqlik miqdori quyidagiga teng:

$$\Delta Q = T\Delta S. \quad (11.31)$$

Binobarin, sistemaning qaytuvchan izotermik jarayonda oladigan issiqlik miqdori quyidagicha ifodalanishi mumkin:

$$Q = T(S_2 - S_1), \quad (11.32)$$

bu yerda S_1 -jarayonning boshidagi entropiya, S_2 -oxiridagi entropiya.

(11.32) dan foydalanib, sistemaning sikl hosil qiluvchi izotermik jarayonlar davomida oladigan issiqlik miqdorlarini quyidagicha yozish mumkin:

$$Q_{12} = T_1(S_1 - S_2), \quad Q_{34} = T_2(S_2 - S_1).$$

Sikl davomida olinadigan to'liq issiqlik miqdori quyidagiga teng;

$$Q = Q_{12} + Q_{34} = T_1(S_1 - S_2) + T_2(S_2 - S_1) = (T_1 - T_2)(S_1 - S_2).$$

Ko'rinib turibdiki, bundagi oxirgi ifoda siklning yuziga teng.

Entropiyaning kamaya olmasligini bildiruvchi (11.30) munosabat faqat izolyasiyalangan sistemalarga tegishlidir. Agar sistema tashqi muhit bilan issiqlik almasha uning entropiyasining o'zgarish karakteri har qanday bo'lishi mumkin. Jumladan, agar sistema tashqi jismlarga issiqlik bersa (sistema oladigan ΔQ issiqlik miqdori manfiy bo'lsa), sistemaning entropiyasi kamayadi.

Agar izolyasiyalanmagan sistema sikl bajarsa, u holda uning entropiyasi holat funksiyasi bo'lganligi uchun ham siklning oxirida boshlang'ich qiymatini qabul qiladi. Lekin siklning borishi davomida entropiya, umuman aytganda, o'zgaradi. Shu bilan birga, u siklning ba'zi qismlarida ortishi, ba'zi qismlarda esa kamayishi mumkin, chunki entropiyaning bir sikl davomidagi o'zgarishlari yig'indisi nolga teng bo'lishi kerak.

Entropiyaning qaytuvchan izotermik jarayon vaqtida o'zgarishini topaylik. (11.26) ga muvofiq entropiya orttirmasi quyidagiga teng:

$$S_2 - S_1 = \sum_{1 \rightarrow 2} \frac{\Delta Q}{T}.$$

O'zgarmas temperaturani yig'indi ishorasi ostidan chiqarib, entropiya orttirmasini quyidagicha ifodalaymiz;

$$S_2 - S_1 = \frac{1}{T} \sum_{1 \rightarrow 2} \Delta Q = \frac{Q_{12}}{T}, \quad (11.33)$$

bu yerda Q_{12} -sistemaning 1-holatdan 2- holatga qaytuvchan izotermik o'tishi davomida olgan issiqlik miqdori. Agar bu issiqlik miqdori manfiy bo'lsa $S_2 < S_1$ bo'ladi.

Entropiyaning qaytmas jarayondagi o'zgarishini topish uchun sistemani ayni o'sha oxirgi holatga keltiruvchi qandaydir bir qaytuvchan jarayonni ko'rib chiqish va bu jarayon uchun keltilgan issiqlik miqdorlarining yig'indisini topish lozim. Buni quyidagi misolda tushintirib o'tamiz. Temperaturalar har xil T_1 va T_2 bo'lgan ($T_1 > T_2$) ikkita jismdan iborat izolyasiyalangan sistemani tekshiramiz. Jismlar o'rtasida issiqlik almashinish yuz berganligi tufayli ularning temperaturalar tenglashadi. Bu jarayon, ravshanki qaytmas jarayon bo'lib, uning davomida sistemaning entropiyasi ortib borishi kerak.

Soddalik uchun ikkala jismning issiqlik sig'imi bir xil va C ga teng deb faraz qilamiz. Unda ikkala jismning issiqlik muvozanati holatiga kelgandagi oxirgi temperaturasi quyidagiga teng bo'ldi:

$$T_0 = \frac{T_1 + T_2}{2}. \quad (11.34)$$

Sistema entropiyasining o'zgarishini hisoblab topish uchun sistemani ikkala jism uchun bir xil bo'lgan T_0 temperaturali holatga keltiruvchi qaytuvchan jarayonni ko'rib chiqamiz. Bu jarayon sistemaning birinchi jismning qandaydir bir tashqi jismga biror miqdor issiqlikni qaytuvchan tarzda berib, temperaturasi T_0 qiymatga qadar kamayishidan va ikkinchi jismning tashqaridan xuddi shunday miqdorda qaytuvchi tarzda issiqlik olib, temperaturasi T_0 qiymatga qadar ortishidan iborat.

Bu ikkala jarayon qaytuvchan jarayon bo'lishi uchun ular shunday sodir

bo'lishi kerakki, sistemaning jismlaridan har birining va tegishli tashqi jismning temperaturasi har bir paytda bir xil bo'lishi kerak.

Birinchi jism soviganda uning entropiyasi quyidagicha ortirma oladi;

$$\Delta S_1 = \int_{T_1}^{T_0} \frac{dQ}{T} = \int_{T_1}^{T_0} \frac{CdT}{T} = C \ln \frac{T_0}{T_1}.$$

Ikkinchi jism isiganda esa uning entropiyasi olgan ortirma quyidagiga teng bo'ladi;

$$\Delta S_2 = \int_{T_2}^{T_0} \frac{dQ}{T} = \int_{T_2}^{T_0} \frac{CdT}{T} = C \ln \frac{T_0}{T_2}.$$

Shuni qayd qilib o'tamizki $T_1 > T_0 > T_2$ bo'lgani uchun ΔS_1 manfiy, ΔS_2 esa musbat bo'ladi. Sistema entropiyasining o'zgarishi ayrim jismlar entropiyasi o'zgarishlari yig'indisiga teng:

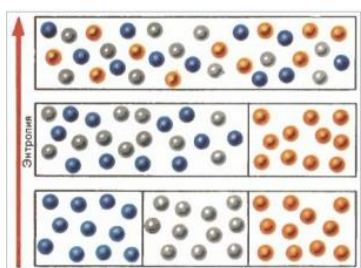
$$\Delta S = \Delta S_1 + \Delta S_2 = C \ln \frac{T_0}{T_1} + C \ln \frac{T_0}{T_2} = C \ln \frac{T_0^2}{T_1 T_2} .$$

L. Bolsman entropiya sistema holatining termodinamik ehtimoli bilan bog‘liq deb faraz qilib uning fizik ma‘nosini ochib berdi. Sistema holatining termodinamik ehtimolligi W -makroskopik sistemaning berilgan holatini yuzaga keltirishi mumkin bo‘lgan usullar soni yoki berilgan makroholatni yuzaga keltiruvchi mikroholatlar sonidir. Entropiya uchun Bolsman quyidagi ifodani taklif qildi:

$$S = k \ln W .$$

Shunday qilib entropiyaga quyidagi statistik talqin berish mumkin: *Entropiya sistemaning tartibsizlik o‘lchovini ifodalaydi*. Tartibli holatda entropiya eng kichik qiymatga ega bo‘ladi.

Har qanday tartibsizlik entropiyani ortishiga olib keladi (11.6-rasm).



11.6-rasm

Termodinamikaning birinchi va ikkinchi qonunlarini *termodinamikaning uchunchi qonuni* yoki **Nernst-Plank teoremasi** to‘ldiradi. 1906 yilda Nernst teoremani ta’riflaydi: temperaturaning absolyut nolida sistemadagi har qanday jarayon entropiya o‘zgarishisiz o‘tadi. Keyingi tekshirishlar shuni ko‘rsatdiki, absolyut nolida ($T = 0$) sistemaning entropiyasi ham ($S = 0$) nolga teng bo‘lar

ekan. Lekin bu xulosa Nernst teoremasiga zid emas. Shu boisdan Nernst-Plank teoremasini yana bunday ta’riflash mumkin. ***Har qanday sistemaning temperaturasi absolyut nolga yaqinlashganda uning entropiyasi ham nolga intiladi.***

Nazorat savollari

1. Aylanma jarayon (sikl) deb qanday jarayonga aytiladi?
2. Qanday jarayonlarga qaytar va qaytmas jarayonlar deyiladi?
3. Entropiyaga ta’rif bering va uning statistik mazmunini tushuntiring.
4. Termodinamika II asosi ta’riflarini ayting.
5. Qanday siklga Karno sikli deyiladi?
6. Karno siklining F.I.K. va uning maksimal qiymati qanday hisoblanadi?

7. Isitgichdan olingan issiqlik miqdori to'liq ishga aylanadigan jarayon sodir bo'lishi mumkinmi?
8. Klauziusning tengligi va tengsizligi nima?
9. Agergat holatini o'zgartirish jarayonida entropiya o'zini qanday tutadi?
10. Qaytuvchan va qaytmas jarayonlarda entropiya qanday o'zgaradi?
11. Sizga ma'lum bo'lgan termodinamikaning ikkinchi qonuni formulalarini keltiring.
12. Qanday dvigatel ikkinchi turdagi dvigatel deb ataladi?
13. Termodinamikaning birinchi va ikkinchi qonunlarining birlashgan shakli qanday?

12. REAL GAZLAR

Real gazlar bobini o'zlashtirgan talaba:

bilishi kerak:

- Van-der-Vaals tenglamasini va uning fizik ma'nosini;
- agergat holat, fazaviy o'tishlar va kritik parametrlar ta'riflarini;
- real gazlar ichki energiyasi ifodasini keltirib chiqarishni;

bajara olishi kerak:

- real gazlarga doir tipik amaliy fizika masalalarni yechish;

ko'nikmalarga ega bo'lishi kerak:

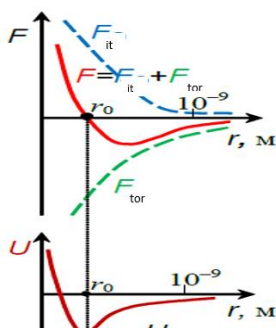
- matematik analizni standart usullarini (differensial va integral hisoblashlarni) real gazlarga doir amaliy fizika masalalarini yechishda foydalanish ko'nikmasi;

- real gazlarga doir fizikaviy tajribalarni o'tkazish va natijalarini hisoblash ko'nikmasi.

12.1 Gazlarning ideallikdan chetlanishi. Van-der-Vaals tenglamasi

Real gazlarning xarakteri bosim uncha yuqori bo'lmagan, temperatura esa etarlicha yuqori bo'lgan hollardagina:

$$pV = \frac{m}{\mu} RT$$



12.1-rasm

tenglama bilan ancha yaxshi tavsiflanadi. Bosim ortishi va temperatura kamayishi bilan bu tenglamadan ancha chetlanishlar kuzatiladi. Real gazlar bilan ish ko'rilganda gaz molekularining xususiy hajmini hamda molekulararo o'zaro ta'sir kuchini hisobga olish kerak bo'ladi. Molekulararo o'zaro ta'sir kuchi 10^{-9} m dan kichik masofalarda namoyon bo'ladi.

Molekulararo o'zaro ta'sir kuchi bu tortish kuchi F_{tor} (katta masofalarda namoyon bo'ladi) va itarish kuchi F_{it} (kichik masofalarda katta qiymatga erishadi) kuchlarning teng ta'sir etuvchisidir. Molekular orasidagi masofa $r = r_0$ bo'lganda kuchlar bir birini muvozanatlaydi va natijaviy kuch $F=0$ bo'ladi (rasm12.1). r_0 masofani **molekulararo muvozanat masofasi** deb yuritiladi.

Muvozanat holatda ($r = r_0$) molekular o‘zaro ta’sir potensial energiyasi U **minimal** qiymatga ega bo‘ladi. U_{\min} bilan kT ning o‘zaro nisbati turli agregat holatlar uchun meyzon hisoblanadi. U_{\min} muvozanat holatda bo‘lgan molekularni bir biridan ajratish uchun tortishish kuchlariga qarshi bajarilgan ishni ifodalaydi. kT - molekularning bir erkinlik darajasiga mos keluvchi issiqlik harakat energiyasini ikkilangan qiymatini ifodalaydi.

$U_{\min} \ll kT$ shart **bajarilganda modda gaz holatida bo‘ladi**, ya’ni molekularning issiqlik harakati ularning birikishiga to‘sqinlik qiladi.

$U_{\min} \gg kT$ shart **bajarilganda modda qattiq holatida bo‘ladi**, ya’ni issiqlik energiyasi molekularni bir biridan ajrata olmaydi.

$U_{\min} \approx kT$ shart **bajarilganda modda suyuq holatida bo‘ladi**, ya’ni molekularning issiqlik harakati tufayli ular fazoda aralashadilar, r_0 - molekulararo muvozanat masofasidan uzoqlashmagan holda.

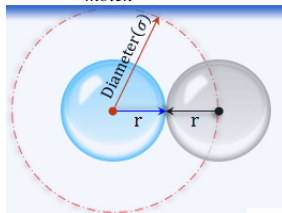
Real gazlarning xarakterini ifoda etish uchun berilgan juda ko‘p tenglamalar ichida Van-der-Vaals tenglamasi eng sodda bo‘lishi bilan birga juda yaxshi natijalar beradi. Bu tenglama $pV = \frac{m}{\mu}RT$ tenglamaga tuzatmalar kiritish yo‘li bilan hosil qilingan bo‘lib, quyidagicha ko‘rinishga egadir:

$$\left(p + \frac{a}{V_m^2} \right) (V_m - b) = RT, \quad (12.1)$$

bu yerda p -gazga tashqaridan ko‘rsatilayotgan bosim (bu bosim gazning idish devorlariga ko‘rsatadigan bosimiga teng), a va b -Van-der-Vaals doimiylari bo‘lib, har xil gazlar uchun har xil qiymatga ega, bu qiymatlar tajriba yo‘li bilan topiladi.

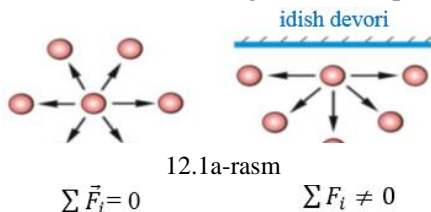
b doimiy molekular o‘lchamlari chekli bo‘lgani tufayli hajmning molekular harakat qilolmaydigan qismini aniqlaydi. Bu doimiy molekular hajmining to‘rtlanganiga baravar. $b = 4NV_{\text{molek}}$

Radiusi r bo‘lgan molekularning bir-biriga eng yaqin kelish masofasi $2r$ bo‘lgani uchun, har bir molekula atrofidagi $4\pi(2r)^3/3$ hajimli sfera ichiga boshqa molekula massa markazi joylasha olmaydi. Natijada chekli o‘lchamdagi N molekulari bo‘lgan idishda hajmi $(N/2)4\pi(2r)^3/3 = 4NV_{\text{molek}}$ ($V_{\text{molek}} = 4\pi r^3/3$ - bir molekula hajmi) bo‘lgan sohada to‘qnashuvlar uchun imkoniyat bo‘laydi.



Shuning uchun barcha molekularning yarmi $b = 4NV_{\text{molek}}$ hajmini egallaydi va tinch holatda bo'ladi, qolgan yarmi esa nuqtaviy molekulari bo'lib, ikki baravar kinetik energiya bilan harakat qiladi.

a/V_m^2 tuzatma molekularning bir-biriga o'zaro tortishishi tufayli hosil bo'ladigan p_i ichki bosimni ifodalaydi. Gaz hajmi ichida bo'lgan molekular orasidagi o'zaro tortishish kuchlarning ta'siri o'rtacha muvozanatlanadi, "gaz - idish devori" chegarasida gaz tomondan o'zaro tortishish kuchlarning ta'siri kompensatsiyalanmagan bo'lib qoladi va gaz tomon yo'naltirilgan ortiqcha kuch paydo bo'ladi. (12.1a-rasm).



12.1a-rasm

$$\sum \vec{F}_i = 0$$

$$\sum F_i \neq 0$$

gaz zarralari bilan o'zaro ta'sir kuchiga mutanosibdir.

$$P_i \sim n_S n_V \sim N^2/V^2,$$

bu yerda $N - V$ hajmli idishdagi gaz zarralari soni. Agar $N = N_A$ bo'lsa idishda bir mol gaz bo'lib ichki bosim:

$$P_i = a/V_m^2,$$

bu yerda a – gaz tabiatiga bog'liq bo'lgan o'zgarimas kattalik. v – miqdordagi gaz uchun:

$$P_i = v^2 a/V_m^2. \quad (12.2)$$

(12.1) tenglama bir mol gaz uchun yozilgan. v mol gazga mos keluvchi ixtiyoriy m massali ($v = m/\mu$) gazga oid tenglamaga o'tish uchun o'sha sharoitda uning z marta ortiq hajm egallashini, ya'ni: $V = v V_m$ bo'lishini hisobga olish kerak.

(12.1) da V_m o'rniga V/v qo'yib, quyidagi tenglamani topamiz:

$$\left(p + \frac{v^2 a}{V^2} \right) \left(\frac{V}{v} - b \right) = RT.$$

Bu tenglamani v ga ko'paytirib, v mol gazga oid Van-der-Vaals tenglamasini hosil qilamiz:

$$\left(p + \frac{v^2 a}{V^2} \right) (V - vb) = vRT \quad (12.3)$$

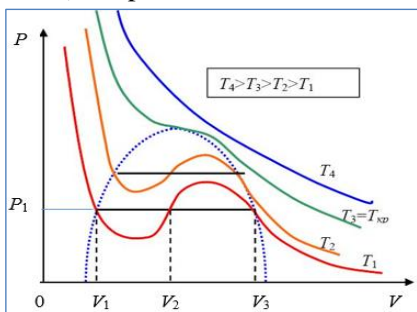
Zichligi kamayganda barcha real gazlarning xossalari ideal gaz xossalari yaqinlashgani uchun, hajm cheksizlikka intilgandagi limitda Van-der-Vaals tenglamasi ideal gaz holati tenglamasiga aylanadi.

(12.3) tenglamada qavslarni ochib chiqish va hosil bo'lgan ifodani V^2 ga ko'paytirib, Van-der-Vaals tenglamasini:

$$PV^3 - (RT + bP) v V^2 + av^2V - abv^3 = 0, \quad (12.4)$$

ko'rinishga keltirish mumkin. Hosil bo'lgan bu tenglama V ga nisbatan kubik tenglama bo'lib, uning koeffitsientlari p va T parametrlarga bog'liq. Koeffitsientlari haqiqiy bo'lgan ozod hadli kub tenglama uchta yechimga ega bo'ladi. Koeffitsientlar orasidagi munosabatning qanday bo'lishiga qarab uchala yechim haqiqiy bo'lishi yoki bittasi haqiqiy, qolgan ikkitasi kompleks bo'lishi mumkin. Hajm faqat haqiqiy bo'la olgani uchun kompleks yechimlar fizik ma'noga ega emas.

12.2-rasmda temperaturaning bir qancha qiymatlariga oid Van-der-Vaals izotermalari tasvirlangan. Temperatura T_1 bo'lib, bosim P_1 (12.4) tenglamaning koeffitsientlari shunday bo'ladiki, uning uchala yechimi ham haqiqiy bo'ladi; Temperatura ko'tarilishi bilan tenglamaning uchta haqiqiy yechimi orasidagi farq kamayadi (T_1 va T_2 izotermalarni solishtiring: $T_2 > T_1$). Har bir modda uchun o'ziga xos bo'lgan ma'lum bir T_{kr} temperaturadan boshlab har qanday bosimda (12.4) tenglamaning



12.2-rasm

faqat bitta yechimi haqiqiy bo'lib qolaveradi. T_{kr} temperatura *kritik temperatura* deb ataladi. Agar temperatura orttira borilsa, tenglamaning V_1 , V_2 va V_3 yechimlarga mos keluvchi nuqtalar bir-biriga tobora yaqinlashib, kritik nuqtada ustma-ust tushadi, bu nuqta 12. 2-rasmda K harf bilan belgilangan. K nuqta kritik nuqta deb ataladi. Tegishli izoterma uchun K nuqta burilish nuqtasidir. Bu nuqtada (12.4)

tenglamaning uchala haqiqiy yechimi bir xil bo'ladi. Kritik izotermaga K nuqtada o'tkazilgan urinma temperatura kritik temperaturaga intilgan holda p' , p'' va hokazo kesuvchilar intiladigan limitdir.

Binobarin, bu urinma barcha kesuvchilar kabi, V o'qiga paralleldir, shuning uchun $\frac{dp}{dV}$ hosila K nuqtada nolga teng. Undan tashqari, burilish

nuqtasida $\frac{d^2p}{dV^2}$ ikkinchi hosila nolga teng bo'lishi kerak. (12.1) tenglamani p ga nisbatan yechamiz:

$$p = \frac{RT}{V_m - b} - \frac{a}{V_m^2}. \quad (12.5)$$

Bu ifodani V_m bo'yicha differensiallaymiz:

$$\frac{dp}{dV_m} = -\frac{RT}{(V_m - b)^2} + \frac{2a}{V_m^3},$$

$$\frac{d^2p}{dV_m^2} = \frac{2RT}{(V_m - b)^3} - \frac{6a}{V_m^4}.$$

Kritik nuqtada, ya'ni ularga $T = T_{kr}$, $V_m = V_{m,kr}$ qiymatlar qo'yilganda bu ifodalar nolga aylanishi kerak:

$$-\frac{RT}{(V_{m,kr} - b)^2} + \frac{2a}{V_{m,kr}^3} = 0,$$

$$\frac{2RT_{kr}}{(V_{m,kr} - b)^3} - \frac{6a}{V_{m,kr}^4} = 0.$$

Bu tenglamalar K nuqta uchun yozilgan:

$$p_{kp} = \frac{RT_{kr}}{V_{m,kr} - b} - \frac{a}{V_{m,kr}^2},$$

(12.5) tenglama bilan birga P_{kp} , $V_{m,kr}$ va T_{kr} noma'lumli uchta tenglama hosil qiladi. Bu tenglamalar sistemasining yechimi quyidagicha:

$$V_{m,kr} = 3b, \quad p_{kr} = \frac{a}{27b^2}, \quad T_{kr} = \frac{8a}{27bR}.$$

Shunday qilib, Van-der-Vaalsning a va b doimiylari bilgan holda kritik nuqtaga tegishli P_{kp} , $V_{m,kr}$ va T_{kr} kattaliklarni topish mumkin ekan, ular *kritik kattaliklar* deb ataladi. Aksincha, kritik kattaliklarning qiymatlariga qarab Van-der-Vaals doimiylarining qiymatlarini topish mumkin. Kritik kattaliklarning ifodalaridan:

$$P_{kr} V_{m,kr} = \frac{3}{8} RT_{kr},$$

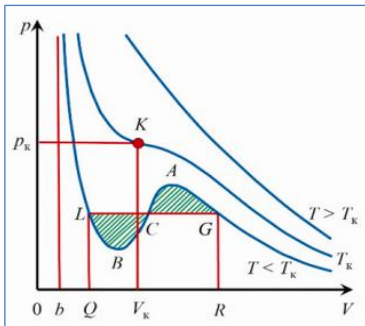
ekanligi kelib chiqadi, vaholanki ideal gazning holat tenglamasiga asosan:

$$P_{kr} V_{m,kr} = RT_{kr},$$

tenglik bajarilishi kerak edi.

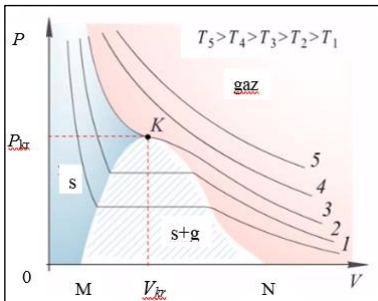
12.2 Eksperimental izotermalar

12.3-rasmda Van-der-Vaals izotermalari ko'rsatilgan. Van-der-



12.3-rasm

lar kuzatilmay, balki gorizontaal soha LCG to'g'ri chiziq sohasi kuza-tiladi. Bu sohada modda ikkita fazaga suyuq va gaz fazasiga ajraladi. Shunday qilib, Van-der-Vaals tenglamasi moddaning gaz holatinigina emas, balki moddaning suyuq holatga o'tish jarayonini va suyuqlikning siqilish jarayonini ham tavsiflaydi.



12.4-rasm

eksperemental izotermalar ko'rsatilgan. Rasmdan ko'rinib turibdiki, temperatura ko'tarilishi bilan izotermaning gorizontaal qismi qisqaradi va T_{kr} kritik temperaturada bu qism nuqtaga aylanib qoladi. Shunga muvofiq ravishda suyuqlik va to'yingan bug'ning solishtirma hajmlari farqi va binobarin, ularning zichliklari farqi kamayadi. Kritik temperaturada bu farq butunlay yo'qoladi. Ayni vaqtda suyuqlik bilan bug'

orasidagi har qanday farq ham yo‘qoladi. Agar izotermalarning gorizontal qismlarining chetki nuqtalari orqali chiziq o‘tkazilsa moddaning ikki fazali holatlari sohasini chegaralovchi MKN qo‘ng‘iroqsimon egri chiziq hosil bo‘ladi. Kritik temperaturadan yuqori temperaturalarda modda har qanday bosim sharoitida bir jinsli bo‘ladi. Bunday temperaturalarda moddani har qancha qisgan bilan suyultirib bo‘lmaydi. Ko‘ng‘iroqsimon egri chiziq MKN (p, V) diagrammani uch sohaga bo‘ladi. Moddaning bir jinsli suyuq holatlari sohasi ko‘k rang (s) bilan belgilangan. Biz bilamizki, qo‘ng‘iroqsimon MKN egri chiziq tagida ikki fazali (suyuq va gaz) holatning sohasi yotadi va nihoyat, qo‘ng‘iroqsimon egri chiziqdan MKN va kritik izoterma yuqorigi tarmog‘idan o‘ng tomonda yotadigan soha moddaning bir jinsli gaz holatlarini ifodalaydi. Oxirgi sohada kritik izoterma yuqorigi tarmog‘i tagida yotuvchi qismni alohida ajratib, uni bug‘ sohasi deb atash mumkin.

Bu sohadagi har qanday holat gaz holidagi boshqa holatlardan shu jihatdan farq qiladiki, boshqa bunday holatda bo‘lgan modda uni izotermik siqqanda suyuqlanadi. Kritik temperaturadan yuqori temperaturada biror holatda turgan modda har qancha siqilganda ham suyuqlikka aylanmaydi.

12.3 Real gazning ichki energiyasi

Real gazning molekullari orasidagi o‘zaro ta‘sir natijasida molekullarning o‘zaro E_p potensial energiyasi yuzaga keladi va bu energiya molekullar harakatining E_k kinetik energiyasi bilan birga gazning ichki energiyasini tashkil etadi:
$$U = E_k + E_p .$$

Biz bilamizki, bir mol gazdagi molekullarning kinetik energiyasi $E_k = C_v T$ ga teng, ya‘ni temperaturaning funksiyasidir. Molekullarning o‘zaro potensial energiyasi ularning orasidagi o‘rtacha masofaga bog‘liq. Shuning uchun E_p potensial energiya v gaz hajmining funksiyasi bo‘lishi kerak. Binobarin, real gazning ichki energiyasi T va V dan iborat ikki parametrning funksiyasi bo‘ladi.

Gaz kengayotganda molekullar orasidagi tortishish kuchlarni engish uchun ish bajarish kerak. Mexanikadan ma‘lumki, ichki kuchlarga qarshi bajarilgan ish sistemaning potensial energiyasining ortishiga sarf bo‘ladi. Tashqi kuchlarga qarshi bajarilgan ish $dA = pdV$ ifoda bilan aniqlangani kabi, bir mol gaz molekullari o‘rtasida ta‘sir qiluvchi ichki kuchlarga qarshi bajariladigan ish $dA = p_i dV_m$ ifoda ko‘rinishida yozish

mumkin, bu yerda p_i – Van-der-Vaals tenglamasiga bo‘ysunadigan gaz uchun a/V_m^2 ga teng ichki bosim. dA ni molekular o‘zaro potensial energiyasining dE_p orttirmasiga tenglab, quyidagi ifodani topamiz:

$$dE_p = PdV_m = \frac{a}{V_m^2} dV_m.$$

Bu ifodani integrallab, E_p potensial energiya uchun quyidagi ifodani topamiz: $E_p = -\frac{a}{V_m} + const.$

Integrallash doimiysining qiymatini shunday tanlab olish kerakki, hajm cheksizlikka intilgan vaqtda ichki u energiyaning ifodasi ideal gaz ichki energiyasining ifodasiga aylanadigan bo‘lsin. Bu mulohazalarga asoslanib, integrallash doimiysini nolga teng deb olish kerak. U holda real gazning ichki energiyasi quyidagicha ifodalanadi:

$$U_m = C_v T - \frac{a}{V_m}, \quad (12.6)$$

bundan ko‘rinadiki, temperatura ko‘tarilganda ham, hajm ortganda ham ichki energiya ortar ekan.

Agar gaz tashqi muhit bilan issiqlik almashmasdan va tashqi ish bajarilmasdan kengaysa yoki siqilsa, u holda termodinamikaning birinchi qonuniga muvofiq, gazning ichki energiyasi o‘zgarmay qolaverishi kerak. Energiyasi (12.6) formula bilan aniqlanuvchi gaz uchun bu holda quyidagi shart bajarilishi kerak:

$$dU_m = C_v dT + \frac{a}{V_m^2} dV_m = 0,$$

bundan dT va dV_m ning ishoralari har xil ekanligi kelib chiqadi.

Binobarin, bunday sharoitlarda gaz hamisha kengayganda sovishi, siqilganda isishi kerak.

Nazorat savollari

1. Real gaz molekulari orasidagi o‘zaro ta’sir kuchining xarakterini tushuntirib bering.
2. Real gazlar uchun holat tenglamasi qanday ko‘rinishga ega?
3. Van-der-Vaals doimiylarining ma’nosi nimadan iborat?
4. Real gaz izotermalari ideal gaz izotermalaridan qanday farq qiladi?
5. Kritik parametrlarning ma’nosi nima?

6. Real gazlarning ichki energiyasi ifodasini yozing va tushuntirib bering.
7. Real gazlar ideal gazlardan qanday farq qiladi?
8. 1 mol gaz uchun Van-der-Vaals tenglamasini yozing va tahlil qiling;
9. Molekulalararo o'zaro ta'sir nima?
10. Molekulalar o'rtasida qanday kuchlar ta'sir qiladi?
11. Ideal gaz holatlariga tortish kuchi qanday ta'sir qiladi?
12. Van der Vaals tenglamasining izotermalarini tahlil qiling.

13. ELEKTROSTATIK MAYDON VA UNING XARAKTERISTIKASI

Elektrostatik maydon va uning xarakteristikasi bobini o‘zlashtirgan talaba:

bilishi kerak:

- elektr zaryadlarining saqlanish qonunini;
- Kulon qonuni ta’rifi va matematik ifodasini;
- elektr maydon va maydon kuchlanganligi tushunchalarini;
- nuqtaviy zaryad uchun maydon kuchlanganligi ifodasini;
- elektr maydon kuchlanganligi vektorining superpozitsiya prinsipini;
- elektr maydon kuchlanganligi vektorining oqimi tushunchasini;
- Gauss teoremasini va uni elektrostatikada qo‘llashni;
- elektrostatik maydon kuchining bajargan ish formulasini;
- potensial maydon ta’rifini;
- elektr maydon kuchlanganligi vektori sirkulyasiyasi haqidagi teoremani;
- elektr maydon potentsiali ta’rifini va maydondagi zaryadning potensial energiyasini;
- maydon kuchlanganligi va potensial orasidagi bog‘lanishni;

bajara olishi kerak:

- oddiy elektr maydonlarni kuch chiziqlari orqali tasvirlash;
- elektr maydoni va Kulon qonuniga doir tipik amaliy fizika masalalarni yechish;
- bir tekis zaryadlangan cheksiz tekislik va ikkita tekislik elektr maydonini hisoblashni;
- elektr madon uchun Gauss teoremasini qo‘llanishiga doir tipik amaliy fizika masalalarni yechish;
- elektr maydoni potentsialiga doir tipik amaliy fizika masalalarni yechish;

ko‘nikmalarga ega bo‘lishi kerak:

- matematik analizni standart usullarini (differensial va integral hisoblashlarni) elektr maydon kuchlanganligi, Kulon qonuni, elektr maydon potentsiali va Gauss teoremasini qo‘llashga doir amaliy fizika masalalarini yechishda foydalanish ko‘nikmasi;

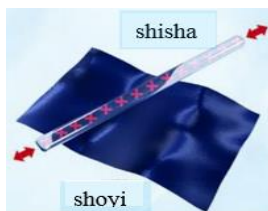
- analitik geometriya va vektorlar algebrasi usullarini elektr maydon kuchlanganligi, Kulon qonuni, elektr maydon potentsiali va Gauss teorema-sini qo‘llashga ko‘nikmasi;

- elektr maydon kuchlanganligi ,Kulon qonuni, elektr maydon potentsiali va Gauss teoremasini qo‘llashga doir fizikaviy tajribalarni o‘tkazish va natijalarini hisoblash ko‘nikmasi.

13.1 Elektr zaryad. Zaryadlarning saqlanish qonuni

Hamma moddalar atomlardan tuzilgan. Atomlar esa klassik ta'savurga ko'ra musbat zaryadlangan yadro va uning atrofida murakkab orbitalar bo'ylab harakatlanuvchi manfiy zaryadli elektronlardan iborat. Oddiy sharoitda atomdagi musbat va manfiy zaryadlarning miqdori o'zaro teng bo'lib, atom elektrneytral holatda bo'ladi.

Shoyiga ishqalangan shisha tayoqcha atomlarining bir qismi ishqalanish tufayli o'z valent elektronlaridan ajralib qolsa, shisha tayoqchada musbat zaryad ortiqcha bo'lib qoladi. Aksincha, bu elektronlarni o'ziga biriktirib olgan shoyida esa, manfiy zaryad ortiqchaligi paydo bo'ladi.

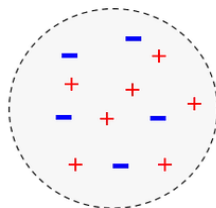


Barcha elementar zarrachalarning zaryadi diskretno, absolyut qiymati jihatdan birday bo'ladi. Bu zaryadni $\pm e$ harfi bilan belgilanadi. Tabiatdagi jismlar tarkibida turli ishorali zaryadlarga ega bo'lgan zarralar miqdori teng bo'ladi. Zaryadlanmagan jism atomlarida elektronlarning manfiy zaryadlari yig'indisi yadroning musbat zaryadiga teng. Bunday jismlarni *elektroneytral jismlar* deb ataladi. Agar biror ta'sir natijasida elektroneytrallik buzilsa, bunday jism zaryadlangan bo'ladi. Zaryadlangan jismlarda ortiqcha musbat yoki manfiy zaryadlar mavjud bo'ladi. Ularning zaryad miqdori quyidagicha aniqlanadi:

$$q = \pm Ne,$$

bu yerda N - jismdagi ortiqcha elementar zaryadlar soni. Rasmdagi holda $N = +2$ teng.

Elektr zaryad bilan bog'liq bo'lgan ta'sirlashuvlarning mohiyatini yaxshi tushunib olish maqsadida nuqtaviy zaryad degan tushuncha kiritamiz. **Zaryadlangan jismlarning o'lchami, zaryadning ta'siri tekshirilayotgan nuqtagacha bo'lgan masofaga nisbatan juda kichik bo'lsa, u nuqtaviy zaryad deyiladi.**



Nuqtaviy zaryad, zaryadi juda kichik hajmda to'plangan moddiy nuqtadir.

Elektr zaryadning o'lchov birligi sifatida XB tizimida Kulon (Kl) qabul qilingan: tok kuchi 1 amper (A) bo'lgan o'zgarmas elektr tok o'tayotgan o'tkazgichning ko'ndalang kesimidan 1 sekund davomida oqib o'tadigan zaryad miqdori 1 Kulondir, ya'ni

$$1 \text{ Kl} = 1 \text{ A}\cdot\text{s}.$$

Tok kuchining o'lchov birligi (A) tokli o'tkazgichlarning o'zaro ta'siri asosida qabul qilingan. Bu birlik bilan elektromagnetizm hodisalarini o'rganayotganda tanishamiz. Tajribalar asosida elementar zaryad kattaligi

$$e = 1,6 \times 10^{-19} \text{ Kl ekanligi aniqlangan.}$$

Ikki jismning bir-biri bilan o'zaro ta'sirlashuvi tufayli bir jismda ma'lum miqdorda manfiy zaryad vujudga kelsa, ikkinchi jismda xuddi shuncha miqdorda musbat zaryad vujudga keladi. Masalan, ikki xil jismning bir-biriga tegishi (kontakti) natijasida birinchi jism atomlarining valent elektronlari ikkinchi jismga o'tadi. Lekin ikkala jismdagi barcha manfiy zaryadlar va barcha musbat zaryadlarning miqdorlari o'zgarmaydi.

Demak, *zaryadlar yangidan paydo bo'lmaydi ham, yo'qolmaydi ham. Ular jismlarda mavjud, faqat bir jismdan ikkinchi jismga yoki jismning bir qismidan ikkinchi qismiga ko'chadi*, holos. Bu xulosa *zaryadlarning saqlanish qonuni* deyiladi. Bu qonunni yana bunday ham ta'riflash mumkin:

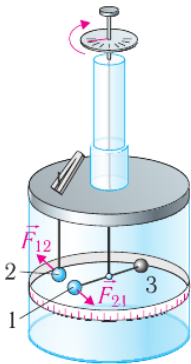
har qanday izolyasiyalangan (tashqi jismlar bilan elektr zaryad almashinmaydigan) sistemada elektr zaryadlarning algebraik yig'indisi o'zgarmaydi:

$$\sum q_i = \text{const}, \quad (13.1)$$

bunda q_i – sistema tarkibidagi ayrim jismlar elektr zaryadlarining miqdori.

13.2 Kulon qonuni

Tajribalarning ko'rsatishicha, bir xil ishorali zaryadlangan jismlar o'zaro itarishishadi, qarama-qarshi ishorali zaryadlangan jismlar esa o'zaro tortishishadi. Nuqtaviy zaryadlar orasidagi o'zaro ta'sir kuchi kattaligini fransuz fizigi Sharl Kulon tajribalar asosida aniqladi. Kulon tajribasining mohiyati quyidagidan iborat. Ingichka simga shisha shayin



13.1- rasm

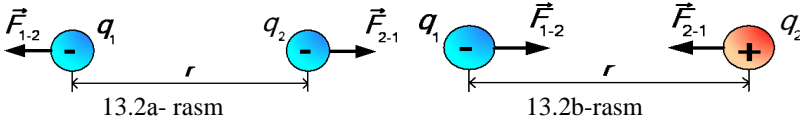
osilgan. Shayinning bir uchiga metall sharcha 1, ikkinchi uchiga esa posangi 3 o'rnatilgan (13.1-rasm). Shayinning uchidagi metall sharchani zaryadlab, unga ikkinchi zaryadlangan metall sharchani 2 yaqinlashtirsak, zaryadlangan jismlar (sharchalar) orasida ta'sir etuvchi elektr kuchi tufayli shayin biror burchakka buriladi. Shayinning burilish burchagi orqali elektr ta'sir kuchini aniqlash mumkin. Kulon zaryadlangan sharchalar orasidagi ta'sir kuchining sharchalardagi zaryad miqdorlariga va ular orasidagi masofaga bog'liqligini tekshirdi. Natijada u fizikada Kulon qonuni nomi bilan mashhur bo'lgan quyidagi qonunni aniqladi.

Vakuumdagi ikki qo'zg'almas nuqtaviy elektr zaryadning o'zaro ta'sir kuchi ta'sirlashayotgan har bir zaryad kattaliklari ko'paytmasiga to'g'ri va zaryadlar orasidagi masofaning kvadratiga teskari proportsionaldir, ya'ni

$$\vec{F}_{12} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{q_1 q_2}{r^2} \cdot \frac{\vec{r}_{12}}{r},$$

$$\vec{F}_{21} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{q_1 q_2}{r^2} \cdot \frac{\vec{r}_{21}}{r}, \quad (13.2)$$

bu ifodalarda q_1 va q_2 – mos ravishda birinchi va ikkinchi nuqtaviy zaryadlarning miqdorlari, r – zaryadlar orasidagi masofa, \vec{r}_{12} – birinchi nuqtaviy zaryaddan ikkinchi nuqtaviy zaryadga o'tkazilgan radius-vektor, \vec{r}_{21} esa, aksincha, ikkinchi nuqtaviy zaryaddan birinchi nuqtaviy zaryadga o'tkazilgan radius-vektor $\vec{r}_{12} = -\vec{r}_{21}$ bo'lganligi uchun $\vec{F}_{12} = -\vec{F}_{21}$.



Bir xil ishorali zaryadlar itarishishadi (13.2– a rasm), qarama-qarshi ishorali zaryadlar esa tortishadi (13.2–b rasm).

(13.2) ifodalardagi ϵ_0 – elektr doimiy deb ataladi. U asosiy fizik doimiylarning biridir:

$$\epsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12} \text{ KI}^2 / (\text{N} \cdot \text{m}^2), \text{ yoki } \epsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12} \text{ F/m.}$$

13.3 Elektr maydoni. Elektr maydon kuchlanganligi

Elektr zaryadlarning o‘zaro ta’sirlashishi elektr maydon orqali sodir bo‘ladi. *Qo‘zg‘almas elektr zaryad atrofidagi elektr kuchlar ta’siri seziladigan fazo sohasi mazkur zaryadning elektr maydoni* deb ataladi. Bu maydon, ba’zan, aniqlik kiritish maqsadida *elektrostatik maydon* deb ham yuritiladi, bundagi «statik» qo‘shimchasi maydonning vaqt o‘tishi bilan o‘zgarishini anglatadi. Elektr maydon zaryadlarning o‘zaro ta’siri tufayli vujudga kelmaydi. Aksincha, har qanday zaryad o‘z atrofida mavjud bo‘ladigan elektr maydonga ega. Elektr maydonning mavjudligi fazoning mazkur sohasida boshqa elektr zaryadlarning joylashganligiga bog‘liq emas. Mazkur holni Yerning gravitatsiya (tortish) maydoni boshqa jismlardan mustaqil ravishda mavjudligiga o‘xshatish mumkin. Boshqa jismlar esa Yer gravitatsion maydonini tekshirish uchun «sinov jismlar» vazifasini bajarar edi. Zero, jism atrofidagi gravitatsion maydon ham, elektr zaryad atrofidagi elektr maydon ham inson ongiga bog‘liq bo‘lmagan holda mavjud. Ularning mavjudligini insonning tabiiy sezgi organlari bevosita seza olmaydi. Bunday hollarda inson o‘zining tabiiy sezgi organlariga yordamchi vazifasini o‘taydigan qurilma va asboblardan foydalanadi. Xususan, elektr maydonni tekshirish uchun «sinov zaryad» dan foydalaniladi. Fazoning sinov zaryad kiritilgan nuqtasida elektr maydon mavjud bo‘lsa, sinov zaryadga elektr kuch ta’sir etadi. Aksincha, sinov zaryadga hech qanday elektr kuch ta’sir etmasa, fazoning tekshirilayotgan sohasida elektr maydon mavjud emas, degan xulosaga kelinadi. Tabiiyki, sinov zaryadning miqdori mumkin qadar kichik bo‘lishi kerak, chunki u tekshirilayotgan maydonning xususiyatlarini sezilarli darajada o‘zgartira olmasin.

q zaryad tufayli vujudga kelayotgan elektr maydonning ixtiyoriy biror nuqtasini tanlab olib ko‘raylik. Sinov zaryadga maydon tomonidan ta’sir etuvchi kuch q va q_c zaryadlar orasida Kulon qonuniga asosan ta’sir etuvchi kuchdir, ya’ni

$$\vec{F} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{qq_c}{r^2} \cdot \frac{\vec{r}}{r}. \quad (13.3)$$

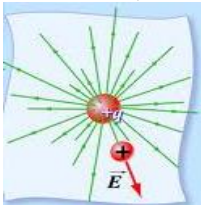
Bu ifodadan ko‘rinadiki, elektr maydonning ayni bir nuqtasida sinov zaryadga ta’sir etuvchi kuch, sinov zaryad miqdori q_c ga bog‘liq. Shuning uchun elektr maydon muayyan nuqtasining kuch xarakteristikasi sifatida shu nuqtaga kiritilgan birlik musbat sinov zaryadga ta’sir etuvchi

kuch qabul qilinishi lozim, uni elektr maydonning tekshirilayotgan nuqtasining *kuchlanganligi* deb ataladi va \vec{E} bilan belgilanadi. Demak, *elektr maydonning ixtiyoriy nuqtasidagi maydon kuchlanganligi deganda shu nuqtaga olib kirilgan birlik musbat zaryadga ta'sir etuvchi kuch* (13.3–rasm) *bilan xarakterlanuvchi fizik kattalik tushuniladi*. Elektr maydon kuchlanganligi vektor kattalik bo'lib, uning yo'nalishi maydonning tekshirilayotgan nuqtasiga olib kirilgan birlik musbat zaryadga ta'sir etuvchi kuchning yo'nalishi bilan aniqlanadi.

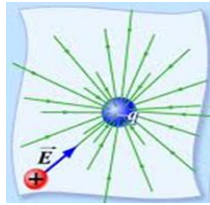
Agar elektr maydon nuqtaviy q zaryad tufayli vujudga kelayotgan bo'lsa, undan r masofadagi nuqtasining maydon kuchlanganligi

$$\vec{E} = \frac{\vec{F}}{q_c} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{q}{r^2} \cdot \frac{\vec{r}}{r}, \quad (13.4)$$

bo'lib, uning yo'nalishi q zaryad va maydonning tekshirilayotgan nuqtasini birlashtiruvchi to'g'ri chiziq bo'ylab zaryaddan tashqariga (q musbat bo'lganda) yoki zaryad tomonga (q manfiy bo'lganda) yo'nalgan (13.3–rasm) bo'ladi.



13.3- rasm



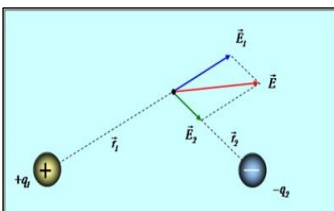
(13.4) dan foydalanib, elektr maydon kuchlanganligining birligini nyuton taqsim Kulon (N/Kl) deb hisoblasa ham bo'ladi.

Lekin *elektr maydon kuchlanganligining o'lchov birligi sifatida volt taqsim metr (V/m) qabul*

qilingan.

Agar elektr maydonni bir necha zaryad vujudga keltirayotgan bo'lsa (13.4-rasm), natijaviy maydonning kuchlanganligi alohida zaryadlar tufayli vujudga kelayotgan elektr maydon kuchlanganliklarining vektor yig'indisiga teng bo'ladi, ya'ni:

$$\vec{E} = \vec{E}_1 + \dots + \vec{E}_n = \sum_{i=1}^n \vec{E}_i \quad (13.5)$$



13.4- rasm

(13.5) ifoda maydonlar superpozitsiyasi (qo'shish) prinsipini ifodalaydi.

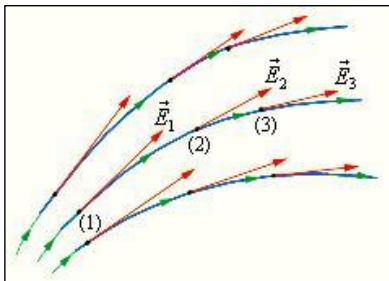
Elektr maydonning har bir nuqtasida maydonni xarakterlovchi kuchlanganlik vektori \vec{E} aniq qiymatlarga va yo'nalishlarga ega bo'ladi. Shuning uchun elektr

maydonni grafik usulda tasvirlamoqchi bo'lsak, biror masshtabga asoslanib turli nuqtalar uchun \vec{E} vektorlarni o'tkazish lozim bo'lardi. Lekin bunda vektorlar bir-birlari bilan kesishib, nihoyatda chalkash manzara vujudga keladi. Shu sababli elektr maydonni kuchlanganlik vektorlari bilan emas, balki **kuchlanganlik chiziqlari** bilan ifodalash odat bo'lgan (13.5–rasm). Kuchlanganlik chiziqlari elektr maydonni tasvirlashda qo'llaniladigan tushuncha bo'lib, uni quyidagi ikki shartga asoslanib o'tkaziladi:

1) kuchlanganlik chizig'ining ixtiyoriy nuqtasiga o'tkazilgan urinma elektr maydonning shu nuqtasidagi kuchlanganlik vektorining yo'nalishi bilan mos

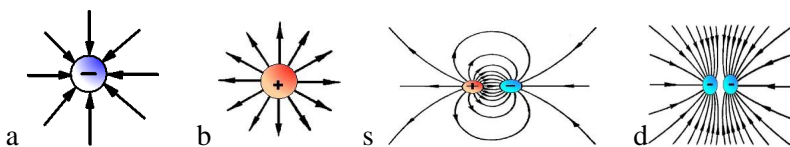
tushishi kerak;

2) kuchlanganlik chiziqlarining zichligi shunday bo'lishi lozimki, chiziqlar yo'nalishiga perpendikulyar qilib joylashtirilgan birlik yuzdan o'tuvchi chiziqlar soni maydonning usha nuqtasidagi kuchlanganlik vektori E ning qiymatiga teng bo'lishi lozim.



13.5–rasm

Bu ikki shartga rioya qilib kuchlanganlik chiziqlari o'tkazilganda elektr maydonning ixtiyoriy nuqtasidagi kuchlanganlik vektorining yo'nalishi (1-shart asosida) va qiymati (2-shart asosida) aniq tasvirlangan $E_1 > E_2 > E_3$ bo'ladi (13.5-rasm). 13.6–a va b rasmlarda musbat va manfiy nuqtaviy zaryadlar tufayli vujudga kelgan elektr maydonning grafik manzaralari tasvirlangan. Nuqtaviy zaryaddan bir xil masofadagi nuqtalarda \vec{E} lar bir xil qiymatlarga ega bo'lib, zaryad va nuqtani birlashtiruvchi chiziq bo'ylab yo'nalgan bo'ladi. Shuning uchun nuqtaviy zaryadlarning kuchlanganlik chiziqlari radial to'g'ri chiziqlardan iborat bo'lib, ular yo zaryadlangan jism sirtidan boshlanib cheksizlikka davom etadi (zaryad musbat bo'lgan holda), yo cheksizlikdan boshlanib zaryadlangan jism sirtida tugallanadi (zaryad manfiy bo'lgan holda). Agar elektr maydon zaryadlar sistemasi tufayli vujudga kelayotgan bo'lsa, manzara murakkabroq bo'ladi.

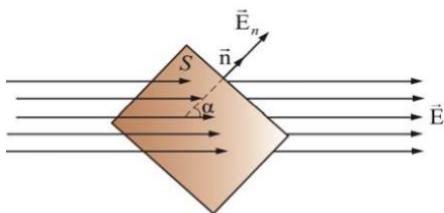


13.6–rasm

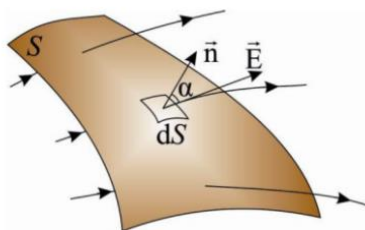
13.6–s va d rasmlarda ikkita nuqtaviy zaryad tufayli vujudga kelayotgan elektr maydonning grafik tasvirlari ifodalangan. Har xil zaryadlar sistemasi tufayli vujudga kelgan elektr maydon kuchlanganlik chiziqlarining manzarasi turlicha bo‘ladi, lekin kuchlanganlik chiziqlari hech qayrda bir-biri bilan kesishmaydi va zaryadlar orasida o‘zilmaydi.

13.4 Kuchlanganlik vektorining oqimi. Gauss teoremasi va uning tatbiqi.

Bir jinsli elektr maydoni kuchlanganligi vektorining kuchlanganlik chiziqlari maydonda joylashgan S yuzani kesib o‘tayotgan bo‘lsin (13.7a– rasm). Bu yuzani kesib o‘tayotgan kuchlanganlik chiziqlarining soni quyidagi formula bilan aniqlanadi:



13.7a-rasm



13.7b-rasm

$$\Phi = ES_{\perp} = ES \cos \alpha = E_n S,$$

bu yerda E_n - \mathbf{E} vektorining S sirtga o‘tkazilgan normal \mathbf{n} yo‘nalishidagi proektsiyasini ifodalaydi. Φ ga S yuzadan o‘tayotgan kuchlanganlik vektorining oqimi deyiladi. Umumiy holda elektr maydon bir jinsli bo‘lmasligi mumkin. Bu holda S sirtini dS yuzachalarga bo‘lamiz. dS yuzchaga o‘tkazilgan normal \mathbf{n} bilan kuchlanganlik chiziqlari orasidagi burchakni α deb belgilaylik (13.7b-rasm). Natijada \mathbf{E} vektorining kuchlanganlik chiziqlari bilan ixtiyoriy burchak hosil qilib o‘tkazilgan elementar yuzcha orqali oqimi

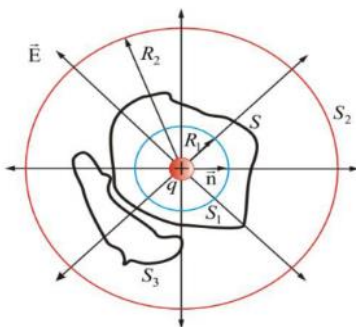
$$d\Phi = E_n dS, \quad (13.6)$$

bo'ladi. Elektr maydon kuchlanganligi vektorining oqimi algebraik kattalik haqiqatdan, \mathbf{E} vektor va dS ga o'tkazilgan normal \mathbf{n} orasidagi α burchak o'tkir bo'lsa, $E_n = E \cdot \cos \alpha$ ifoda musbat qiymatga ega bo'ladi. Shuning uchun $d\Phi$ ham musbat bo'ladi. Aksincha, α burchak o'tmas bo'lganda, E_n va unga bog'liq bo'lgan $d\Phi$ manfiy qiymatga ega bo'ladi.

Agar \mathbf{E} vektorning ixtiyoriy sirt orqali oqimni topish lozim bo'lsa, S sirtini dS elementar yuzchalarga ajratib, bu yuzchalar orqali o'tayotgan $d\Phi$ oqimlarning yig'indisini olish kerak. Bu masala integrallash amaliga keltiriladi:

$$\Phi = \int_S d\Phi = \int_S E_n dS. \quad (13.7)$$

$+q$ nuqtaviy zaryad tufayli vujudga kelayotgan elektr maydon kuchlanganlik vektori \mathbf{E} ning radiusi R_1 bo'lgan S_1 sferik sirt orqali oqimni topaylik (13.8–rasm). Masalani yanada soddalashtirish maqsadida sferaning markazida zaryad joylashgan deb faraz qilaylik. Bu misolda kuchlanganlik chiziqlari radial to'g'ri chiziqlardan iborat bo'lgani uchun \mathbf{E}



13.8-rasm

vektor va sferik sirtning elementar bo'lakchasi dS yuzga o'tkazilgan normal orasidagi α burchak nolga teng bo'ladi. Shuning uchun

$$E_n = |\mathbf{E}| = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q}{R_1^2}.$$

Ikkinchi tomondan, R_1 radiusli sferik S_1 sirtning to'liq yuzi $4\pi R_1^2$ ga teng. Natijada

$$\Phi = \oint_S E_n dS = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q}{R_1^2} \cdot 4\pi R_1^2 = \frac{q}{\epsilon_0}. \quad (13.8)$$

Bu ifoda faqat R_1 radiusli sferik sirt uchunгина emas, balki nuqtaviy zaryadni o'rab turgan R_2 radiusli S_2 sferik sirti uchun ham va ixtiyoriy berk sirt S orqali o'tuvchi \mathbf{E} vektorning oqimni uchun ham shu qiymat kelib chiqadi. Haqiqatan, elektr maydon kuchlanganlik chiziqlarining har biri (13.8–rasmga qarang) S , S_1 va S_2 sferik sirtlarni faqat bir martadan kesib o'tayapti. Ammo \mathbf{E} vektorning oqimi algebraik kattalik bo'lib, u sirtidan tashqariga chiqayotganda musbat qiymatga ega bo'ladi (chunki

$E_n > 0$), aksincha, sirtni teshib ichkariga kirayotganda manfiy qiymatga ega bo‘ladi (chunki $E_n < 0$). Bundan kuchlanganlik vektorining S_3 sirt orqali oqimi nolga teng bo‘ladi. Chunki S_3 sirtni kesib o‘tayotgan kuchlanganlik chizig‘i oqimga navbatma-navbat musbat va manfiy hissa qo‘shadi. Biz yuqorida faqat bitta nuqtaviy zaryad uchun muohazalar yuritgandik. Agar ixtiyoriy berk sirt ichida k ta nuqtaviy zaryadlar joylashgan bo‘lsa,

$$E_n = E_{n1} + E_{n2} + \dots + E_{nk} = \sum_{i=1}^k E_{ni} , \quad (13.9)$$

ekanligidan foydalanib (13.8) ni quyidagicha yozamiz:

$$\Phi = \oint_S E_n dS = \oint_S \sum_{i=1}^k E_{ni} dS = \sum_{i=1}^k \oint_S E_{ni} dS . \quad (13.10)$$

Bu ifodadagi oxirgi integral q_i nuqtaviy zaryad tufayli vujudga kelgan elektr maydon kuchlanganligi vektorining shu zaryadni o‘rab turuvchi ixtiyoriy berk S sirt orqali oqimni xarakterlaydi. Bu kattalik (13.8) ifodaga asosan

$$\oint_S E_{ni} dS = \frac{q_i}{\epsilon_0} .$$

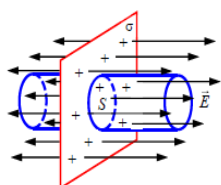
Shuning uchun (13.10) ifoda quyidagi ko‘rinishda yozilishi mumkin:

$$\Phi = \oint_S E_n dS = \frac{1}{\epsilon_0} \sum_{i=1}^k q_i . \quad (13.11)$$

Bu ifoda Gauss teoremasining analitik ko‘rinishidir. Gauss teoremasi quyidagicha ta’riflanadi:

Elektr maydon kuchlanganlik vektorining ixtiyoriy shakldagi berk sirt orqali oqimi shu sirt ichida joylashgan zaryadlar (faqat sirt ichidagi) algebraik yig‘indisining ϵ_0 ga bo‘lgan nisbatiga tengdir.

Gauss teoremasidan foydalanib, oddiy mulohazalar asosida ba’zi elektr maydonlarning kuchlanganligini topish mumkin:



13-9-rasm

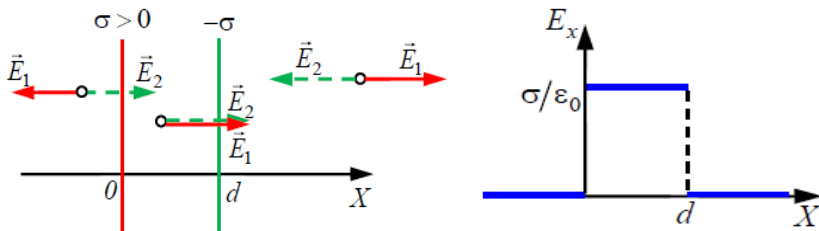
1. Bir tekis zaryadlangan cheksiz tekislik va ikkita tekislik maydoni. Tekis zaryadlangan cheksiz tekislik berilgan bo‘lsin. Tekislikning birlik yuziga to‘g‘ri keluvchi zaryad miqdori, ya’ni zaryadning sirt zichligi $+\sigma$ bo‘lsin. Shu zaryadlangan tekislik tufayli vujudga kelgan elektr maydon kuchlanganligini topish lozim bo‘lsin. Bu maydonni

grafik usulda tasvirlamoqchi bo'lsak, kuchlanganlik chiziqlari tekislikka perpendikulyar bo'lgan o'zaro parallel to'g'ri chiziklardan iborat bo'ladi (13.9–rasm). Bu chiziqlar tekislikdan boshlanib ikkala tomonga cheksiz davom etadi. Tekislikdan dS yuzchani ajratib olaylik va uni asos qilib olib, tekislikning ikki tomoniga davom etuvchi silindrni shunday o'tkazaylikki, bu silindrning yon tomonlari tekislikka perpendikulyar bo'lsin. Bu silindrik berk sirtga Gauss teoremasini qo'llaylik. Sirt ichidagi zaryad miqdori zaryadlangan tekislikning silindr ichidagi dS bo'lakchasida mujassamlangan zaryad miqdoriga, ya'ni σdS ga teng. Sirt orqali oqim silindrning ikki asosi orqali oqimdan iborat, chunki silindrning yon tomonlari \vec{E} vektorga paralleldir. Har bir asos orqali oqim $E dS$ ga teng bo'lgani uchun silindrik sirt orqali natijaviy oqim $2EdS$ ga teng. Natijada Gauss teoremasi quyidagi ko'rinishda yoziladi:

$$2EdS = \sigma dS / \epsilon_0.$$

Demak, $E = \sigma / (2\epsilon_0)$ bo'ladi. (13.12)

Endi ikkita cheksiz parallel tekisliklarni olaylik. Ulardagi zaryadlarning sirt zichliklari miqdoran bir xil, ishoralari esa qarama-qarshi bo'lsin. Bu holda (13.10–rasm) natijaviy maydon ikkala zaryadlangan tekislik tufayli vujudga kelayotgan maydonlarning yig'indisidan iborat, xususan, ikki tekislik oralig'idagi elektr maydon kuchlanganligi bir tomonga yo'nalgan. Musbat zaryadlangan tekislikdan chapda va manfiy zaryadlangan tekislikdan o'ngda qo'shiluvchi maydonlar kuchlanganliklari qarama-qarshi yo'nalgan. Shuning uchun bu sohalarida natijaviy maydon kuchlanganligi nolga teng. Ikki tekislik oralig'idagi hajmning hamma nuqtalarida elektr maydon kuchlanganliklari zaryadlangan tekisliklarning faqat sirt zichligiga bog'liq bo'lgan doimiy kattalikdir. Bu sohada kuchlanganlik chiziqlari musbat zaryadlangan tekislikdan boshlanib manfiy zaryadlangan tekislikda tugallanadi. Bunday maydon,

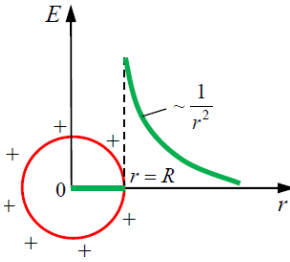


13.10-rasm

$$E = E_1 + E_2 = \sigma / 2\epsilon_0 + \sigma / 2\epsilon_0 = \sigma / \epsilon_0 \quad (13.13)$$

ya'ni barcha nuqtalarda E ning qiymati va yo'nalishi bir xil bo'lgan maydon **bir jinsli elektr maydon** deb ataladi.

2. Zaryadlangan sferaning maydoni nuqtaviy zaryad maydon kuchlanganligi bilan bir xil bo'ladi



$$E = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q}{r^2} \quad (r \geq R),$$

$$E = 0 \quad (r < R)$$

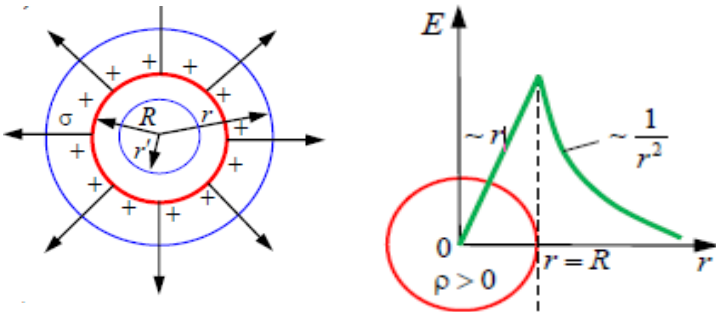
Sferaning ichida maydon kuchlanganligi $E = 0$ bo'ladi.

3. Bir tekis zaryadlangan shar maydoni. q zaryad bilan bir tekis zaryadlangan R radiusli sharning elektr maydonlarning kuchlanganligini aniqlaymiz. Sharni r radiusli sfera bilan hayolan o'rab gauss sferasini hosil qilamiz. Bu sirtning barcha nuqtalari uchun $E_n = E(r)$ teng bo'ladi. Agar $r > R$ bo'lsa, nuqtaviy zaryad maydon kuchlanganligi bilan bir xil bo'ladi (rasm 13.11). Lekin Gauss teoremasiga asosan maydon kuchlanganligi

$$E = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q}{r^2} \quad (r \geq R),$$

ko'rinishga ega bo'ladi. Zaryadlangan sharning ichki qismida ya'ni $r < R$ bo'lgan hol uchun gauss sirti ichidagi q_1 zaryadni zaryadning hajmiy zichligi orqali

$$\rho = \frac{q}{4/3\pi R^3} \quad \text{aniqlash mumkin:}$$



13.11-rasm

$$q_1 = \rho \frac{4}{3}\pi r^3 = \frac{q r^3}{R^3} \quad (13.14)$$

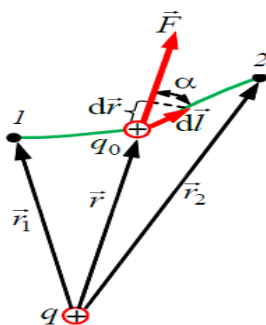
Bu zaryadli sferik sirtga Gauss teoremasini qo'llab $E 4\pi r^2 = \frac{q_1}{\epsilon_0}$ va (13.14) hisobga olib zaryadlan sharning ichki qismidagi maydon kuchlanganligini aniqlaymiz.

$$E = \frac{q r}{4\pi\epsilon_0 R^3} . \quad (13.15)$$

13.11-rasmda zaryadlangan sharning ichki va tashqi qismida elektr maydon kuchlanganligini taqsimlanishi tasvirlangan. Zaryadlangan shar markazidan sirtigacha E rga chiziqli ravishda ortib boradi, sirtidan tashqarida esa nuqtaviy zaryad maydon kuchlanganligi kabi r^2 teskari bog'lanishda kamayib boradi.

13.5 Elektr maydonda zaryadni ko'chirishda bajarilgan ish. Elektr maydon kuchlanganligi vektorining sirkulyasiyasi haqida teorema. Maydon potentsiali

Nuqtaviy $+q$ zaryad tufayli vujudga kelgan elektr maydonning 1 nuqtasidan 2 nuqtasiga q_0 zaryad ko'chirilayotgan bo'lsin (13.12–rasm). Bu ko'chirilishda maydon kuchlarining bajarilgan ishini hisoblaylik. Nuqtalarning zaryaddan uzoqligini r_1 va r_2 bilan belgilaylik. 1-2 yo'lni kichik dl elementar bo'lakchalarga ajratamiz. Shu elementar masofada kuchni o'zgarmas deb qarash mumkin va uning bajarilgan ishi quyidagicha aniqlanadi:



13.12-rasm

$$dA = F \cdot dl \cos \alpha. \quad (13.16)$$

Bu ifodada F kuch q zaryad tufayli vujudga kelgan elektr maydonda q_0 zaryadga ta'sir etuvchi kuch, uning miqdori $\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{qq_0}{r^2}$ ga teng.

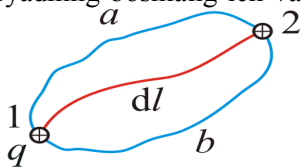
α esa F kuch bilan elementar ko'chirilish dl orasidagi burchak. Shuning uchun $dl \cos \alpha = dr$ bo'ladi. Natijada (13.16) ifodani quyidagi ko'rinishda yozish mumkin:

$$dA = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{qq_0}{r^2} dr \quad (13.17)$$

1-2 ko'chirilishda bajarilgan ish A_{12} esa barcha elementar ko'chirilishlarda bajarilgan dA ishlarning yig'indisiga tengdir. Bu yig'indi quyidagi integrallashga keltiriladi:

$$A_{12} = \int dA = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} qq_0 \int_1^2 \frac{dr}{r^2} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} qq_0 \left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} \right). \quad (13.18)$$

Bu ifodadan ko'rinib turibdiki, elektr maydonda q_0 zaryadni ko'chirishda bajarilgan ish ko'chirilayotgan zaryadning boshlang'ich va oxirgi vaziyatlariga bog'liq, holos. Bunday xususiyatga ega bo'lgan maydonni **potensial maydon** deb atagandik. Potensial maydonda berk kontur bo'yicha ko'chirish ishi nolga teng bo'lishi lozim. Yuqoridagi mulohazalardan, q_0 zaryadni elektr maydonda berk yo'l (rasm13.13) bo'yicha ko'chirishda bajarilgan ish nolga teng ekanligiga ishonch hosil qildik, ya'ni



13.13-rasm

$$A_{1a2b1} = \oint_l dA = \oint_l F dl \cos \alpha = 0. \quad (13.19)$$

Ikkinchi tomondan, q_0 zaryadga kuchlanganligi E bo'lgan elektr maydonda ta'sir etuvchi kuch $F = q_0 E$ ga teng. Bundan foydalanib (13.19) ifodani quyidagicha yozish mumkin:

$$\oint_l q_0 E dl \cos \alpha = 0,$$

bu tenglikni q_0 ga qisqartirib va $E \cos \alpha = E_l$ (E_l – E vektorning dl yo'nalishiga proeksiyasi) ekanligini hisobga olsak, quyidagi munosabat kelib chiqadi:

$$\oint_l E_l dl = 0 \quad (13.20)$$

Shunday qilib, **elektr maydon – potensial maydondir va bu maydon kuchlanganlik vektorining ixtiyoriy berk kontur bo'yicha sirkulyasiyasi nolga teng bo'ladi.**

1-2 ko'chirilishda bajarilgan ish zaryadning potensial energiyalari farqiga teng, ya'ni $A_{12} = W_{P1} - W_{P2}$. (13.21)

Bu ifodani (13.18) bilan taqqoslash natijasida q_0 zaryad tufayli vujudga kelgan elektr maydonning 1 va 2 nuqtalarida joylashgan q_0 zaryadning potensial energiyalari

$$W_{P1} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{qq_0}{r_1}; \quad W_{P2} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{qq_0}{r_2},$$

ekanligi kelib chiqadi. Bundan q_0 zaryad maydonning r masofa bilan xarakterlanuvchi ixtiyoriy nuqtasida joylashganda uning potensial energiyasi

$$W_p = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{qq_0}{r}, \quad (13.22)$$

bo'lishi kerak. Elektr maydonning biror nuqtasida joylashgan turlicha kattalikdagi sinov zaryadlarning potensial energiyalari ham turlicha bo'ladi, lekin potensial energiyaning sinov zaryad kattaligiga nisbati ayni nuqta uchun o'zgarmas kattalikdir. Bu kattalikni maydon *potensial* deb ataladi va φ harfi bilan belgilanadi:

$$\varphi = W_p / q_0. \quad (13.23)$$

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

(13.22) ifoda asosida nuqtaviy zaryadning potensialini quyidagicha aniqlanadi:

$$\varphi = W_p / q_0 = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q}{r} \quad (13.24)$$

Agar elektr maydon zaryadlar sistemasi tufayli vujudga kelayotgan bo'lsa, natijaviy maydon biror nuqtasining potensialini sistemaga kiruvchi alohida zaryadlar tufayli vujudga kelgan maydonlarning tekshirilayotgan nuqtadagi potensiallarining algebraik yig'indisiga teng bo'ladi:

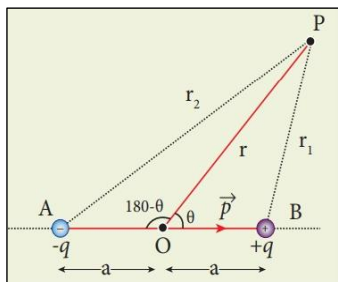
$$\varphi = \varphi_1 + \varphi_2 + \dots = \sum \varphi_i.$$

Bu ifodada i – zaryadning nomeri. Agar nuqtaviy zaryadlar sistemasi tufayli vujudga keladigan maydon potensialini topish lozim bo'lsa, (13.24) dan foydalanib quyidagicha yoziladi:

$$\varphi = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \sum \frac{q_i}{r_i}, \quad (13.25)$$

bunda q_i – nuqtaviy zaryad kattaligi, r_i – shu zaryadga potensial tekshirilayotgan nuqtagacha masofa.

(13.25) ifoda turli shakldagi va turli o'lchamli zaryadlangan jismlar elektr maydonlarining potensiallarini hisoblashga yordam beradi. Jumladan, bir-biridan $2a$ masofada joylashgan miqdorlari teng, lekin qarama-qarshi ishorali zaryadlar



($|q_+|=|q_-|=q$) sistemasi (*elektr dipol*) ning potentsiali

$$\varphi = \frac{q}{4\pi\epsilon_0} \left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} \right),$$

bo'ldi, bunda r_1 va r_2 – mos ravishda musbat va manfiy zaryadlardan tekshirilayotgan P nuqttagacha masofalar. Potensialni dipolning o'rtasidan (O nuqtadan) o'tuvchi r masofaga nisbatan hisoblasak:

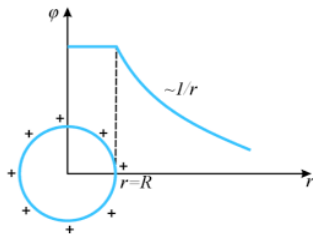
$$\varphi = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{2aq}{r^2} \cos \theta$$

Umumiy zaryadi q bo'lgan sferaning markazidan r masofa uzoqlikdagi nuqtaning potentsiali esa xuddi nuqtaviy zaryad maydonining potentsialidek bo'ldi:

$$\varphi = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q}{r}$$

Sfera ichidagi va sirtidagi nuqtalar (ya'ni $r=R$ bo'lganda) uchun potensial

$$\varphi = \frac{q}{4\pi\epsilon_0 R} = \sigma R / \epsilon_0. \quad (13.26)$$



bo'ldi, bunda $\sigma=q/(4\pi R^2)$ sferadagi zaryad zichligi.

(13.21) ifoda asosida $W_p = q_0\varphi$ ekanligidan foydalansak, q_0 zaryadni 1 nuqtan 2 nuqtaga ko'chirishda bajarilgan ish

$$A_{12} = W_{P1} - W_{P2} = q_0 (\varphi_1 - \varphi_2),$$

ifoda bilan aniqlanadi. Xuddi shu q_0 zaryadni 1 nuqtadan cheksizlikka ko'chirishda bajarilgan ish esa

$$A_\infty = q_0 \varphi_1, \quad (13.27)$$

bo'ldi, chunki $\varphi_\infty=0$.

(13.27) ifoda asosida potensialni quyidagicha ta'riflash mumkin: **elektr maydon ixtiyoriy nuqtasining potentsiali deganda shu nuqtadan birlik musbat zaryadni cheksizlikka ko'chirish uchun bajarish lozim bo'ladigan ish bilan xarakterlanuvchi kattalik tushuniladi.**

(13.27) dan foydalanib potensialning o'lchov birligini keltirib chiqarish mumkin. Xalqaro birlik sitemasi (XBS) da potensialning o'lchov birligi sifatida elektr maydon shunday nuqtasining potentsiali qabul qilinganki, bu nuqtadan 1 Kl zaryadni cheksizlikka ko'chirish uchun 1 J ish bajarish kerak. Elektr maydon bunday

nuqtasining potentsialini 1 volt (V) deyiladi.

Ko'p hollarda maydon nuqtalarining potentsiali emas, balki maydonning ikki nuqtasi orasidagi potentsiallar farqi (kuchlanish) fizik ma'noga ega bo'ladi. Bu holda voltga quyidagicha ta'rif berish mumkin: 1 volt – elektr maydonning shunday ikki nuqtasining potentsiallar farqi, 1 Kulon zaryadni bu ikki nuqta orasida ko'chirish uchun 1 joul ish bajarish lozim.

13.6 Elektr maydon potentsiali va maydon kuchlanganligi orasidagi bog'lanish

Teng potentsialli nuqtalarning geometrik o'rinlaridan tashqil topgan sirt *ekvipotensial sirt* deyiladi ("ekvi" – lotincha so'z bo'lib, "teng" degan ma'noni anglatadi). Demak ekvipotensial sirt nuqtalari uchun $\varphi = \text{const}$.

Masalan, nuqtaviy zaryad uchun ekvipotensial sirtlar markazlari zaryadda joylashgan sferik sirtlardan iboratdir. Elektr maydonni ekvipotensial sirtlar yordamida grafik usulda (13.14–rasm) tasvirlash mumkin. q_0 zaryadni ekvipotensial sirtning φ_1 nuqtasidan φ_2 nuqtasiga ko'chirishda bajarilgan ish quyidagicha aniqlanadi:

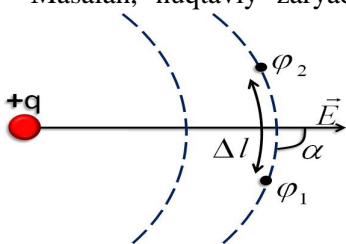
$$A_{12} = q_0 (\varphi_1 - \varphi_2)$$

Tekshirilayotgan xususiy holda φ_1 va φ_2 nuqtalar bir ekvipotensial sirt ustida joylashganligi uchun bu nuqtalarning potentsiallari o'zaro teng bo'ladi, ya'ni $\varphi_1 = \varphi_2$

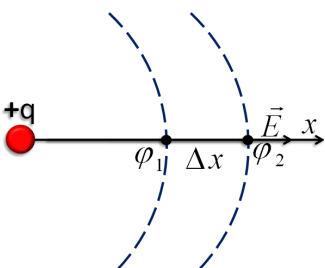
Shuning uchun

$$A_{12} = q_0 (\varphi_1 - \varphi_2) = q_0 E \Delta l \cos \alpha = 0$$

q zaryad tufayli vujudga kelgan maydonda q_0 zaryadni φ_1 va φ_2 yo'l bo'yicha ko'chirishda bajarilgan ish ko'chirish yo'nalishi bilan ta'sir etuvchi kuch yo'nalishi o'zaro perpendikulyar bo'lgandagina nolga teng bo'ladi. Shuning uchun zaryadga ta'sir etuvchi *kuch va kuchlanganlik vektori doimo ekvipotensial sirtga perpendikulyar bo'ladi*, degan xulosaga kelamiz.



13.14-rasm



13.15-rasm

Miqdori $+q$ bo'lgan nuqtaviy zaryadning elektr maydonida q_0 zaryad bir

ekvipotensial sirtidan ikkinchi ekvipotensial sirtga ko'chirilayotgan bo'lsin.

Ko'chirish boshlanganda q_0 (13.15–rasm), maydon kuchlari ta'sirida radius bo'ylab ko'chirib, dx ga ko'chirishda bajarilgan ish $dA = -dW_p = -d(q_0\varphi)$ ga teng bo'ladi. Ikkinchi tomondan bajarilgan ish $dA = Fdx$ ga teng. Bajarilgan ishlarning tengligidan

$$Fdx = -q_0 d\varphi . \quad (13.28)$$

Mazkur ifodaning ikkala tomonini kuchirilayotgan zaryad miqdori q_0 ga bo'laylik:

$$E = F/q_0 = -d\varphi/dx . \quad (13.29)$$

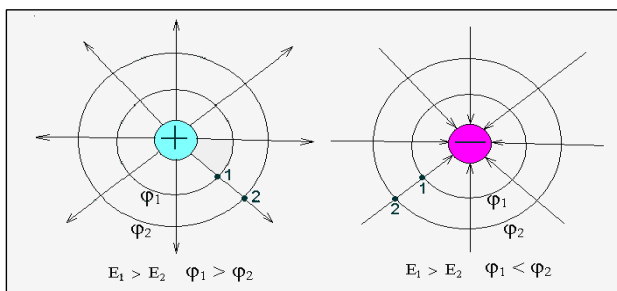
Bu tenglikning chap tomonidagi kattalik, $+q$ nuqtaviy zaryad maydonining markazdan r uzoqlikdagi nuqtasining kuchlanganligidir. O'ng tomondagi esa (13.23) ifodaga asosan, elektr maydonning xuddi shu nuqtasining potensialidir. Shuning uchun (13.29) ni

$$E = -d\varphi/dr , \quad (13.30)$$

ko'rinishda yozish mumkin. **Bundagi $d\varphi/dr$ – elektr maydon kuchlanganlik chizig'i yo'nalishida potensialning o'zgarish tezligini ifodalovchi va potensial gradiyenti deb ataluvchi kattalikdir.** Shuni esda tutaylikki, skalyar funksiya gradiyenti – vektor, bu vektor yo'nalishi funksiya qiymatining eng tez o'sish yo'nalishi bilan aniqlanadi. Vektor analizdagi mazkur tushunchalar asosida elektr maydon kuchlanganligi va potentsiali orasidagi bog'lanishni quyidagicha ifodalay olamiz:

$$\vec{E} = -\text{grad}\varphi \quad (13.31)$$

Demak, elektr maydon kuchlanganligi – potensial gradiyentining manfiy ishora bilan olinganidir. Manfiy ishora \vec{E} vektor potensial eng tez ortib boradigan tomonga teskari (ya'ni potensial eng tez kamayib boradigan tomonga 13.16-rasm) yo'nalganligini ko'rsatadi. (13.30) ifodadan elektr maydon kuchlanganligining o'lchov birligi kelib chiqadi: $[E]=V/m$, 1 V taqsim metr (V/m) – kuchlanganlik chizig'i bo'ylab bir-biridan 1 m uzoqlikda joylashgan ikki nuqtaning potentsiallar farqi 1 V bo'lgan bir jinsli elektr maydon kuchlanganligidir. Bunday maydonga kiritilgan 1 Kl zaryadga 1 N kuch ta'sir etadi.



13.16-rasm

Haqiqatan, $1 \text{ V/m} = 1 \text{ J/Kl} \cdot 1/\text{m} = 1 \text{ N/Kl}$.

(13.31) formuladan zaryadlangan jismining maydon kuchlanganligi ma'lum bo'lsa, uning potensialini aniqlash mumkin bo'ladi.

$$\varphi_1 - \varphi_2 = \int_{r_1}^{r_2} E \, dr$$

| Maydon kuchlanganligidan potensiallar farqini aniqlash | |
|---|---|
| jism | Potensiallar farqi |
| <p>Bir tekis zaryadlangan cheksiz tekislik</p> <p style="text-align: center;">$E = \sigma / (2\varepsilon_0)$</p> | <p style="text-align: center;">x_2</p> <p style="text-align: center;">$\int_1^2 E \, dx$</p> <p style="text-align: center;">x_1</p> <p style="text-align: center;">$\varphi_1 - \varphi_2 = \int_{x_1}^{x_2} \frac{\sigma}{2\varepsilon_0} \, dx$</p> <p style="text-align: center;">$\varphi_1 - \varphi_2 = \frac{\sigma}{2\varepsilon_0} (x_2 - x_1)$</p> |
| <p>Bir tekis zaryadlangan ikkita parallel cheksiz tekislik</p> <p style="text-align: center;">$E = \sigma / \varepsilon_0$</p> | <p style="text-align: center;">d</p> <p style="text-align: center;">$\int_1^2 E \, dx$</p> <p style="text-align: center;">0</p> <p style="text-align: center;">$\varphi_1 - \varphi_2 = \frac{\sigma d}{\varepsilon_0}$</p> |

Bir tekis zaryadlangan shar

$$E = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q}{r^2}$$

($r \leq R$)

$$E = \frac{qr}{4\pi\epsilon_0 R^3}$$

$r \leq R$

Shar sirtidan tashqarida potentsiallar farqi sferaning potentsiali kabi aniqlanadi:

$$\varphi_1 - \varphi_2 = \frac{q}{4\pi\epsilon_0} \left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} \right)$$

Shar ichidagi potentsiallar farqi:

$$\varphi_1 - \varphi_2 = \frac{q}{8\pi\epsilon_0 R^3} (r_2^2 - r_1^2)$$

Nazorat savollari

1. Zaryadlangan jism deganda nimani tushunasiz?
2. Kulon qonunini tushuntiring.
3. Elektrostatik maydon kuchlanganligi deb nimaga aytiladi?
4. Nuqtaviy zaryadning maydon kuchlanganligini ifodasini keltiring va tushuntiring.
5. Maydonlar superpozitsiya prinsipini tushuntiring.
6. Kuchlanganlik oqimi nima?
7. Gauss teoremasi nima va uni tushuntiring.
8. Gauss teoremasini isbotini tushuntiring.
9. Zaryadni elektrostatik maydonda ko'chirganda bajargan ishning yo'lining formasiga bog'liq bo'lmashligini isbotlang.
10. Elektrostatik kuchlarni nima uchun konservativ kuch deb ataydi?
11. Elektrostatik maydonning potentsialli maydon ekanligini ko'rsating.
12. Elektrostatik maydon kuchlanganligining yopiq kontur bo'yicha sirkulyatsiyasi nimaga teng?

14. ELEKTROSTATIK MAYDONDA DIELEKTRIKLAR VA O‘TKAZGICHLAR

Elektrostatik maydonda dielektriklar va o‘tkazgichlar bobini o‘zlashtirgan talaba:

bilishi kerak:

- dielektriklarni qutblanishini, erkin va bog‘langan zaryadlar, dielektrik singdiruvchanlik tushunchalarini;
- elektr dipoli va dipol momenti ta’riflarini;
- qutblanish vektori ta’rifi va formulasini;
- elektr siljish vektori tushunchasini;
- elektr siljish vektori uchun Gauss teoremasini;
- elektroinduksiya hodisasini, zaryadlangan o‘tkazgichning ichida va tashqi qismidagi elektr kuch chiziqlarining taqsimlanishini;
- o‘tkazgich va kondensator elektr sig‘imi ta’riflarini;
- yassi va silindrik kondensatorlar elektr sig‘imi formulalarini keltirib chiqarishni;
- kondensatorlarni ketma-ket va parallel ulash formulalarini keltirib chiqarishni;
- elektr maydon energiyasi va zichligi formulalarini keltirib chiqarishni;

bajara olishi kerak:

- elektr maydonidagi dielektriklarga doir tipik amaliy fizika masalalarni yechish;
- zaryadlangan o‘tkazgichlar, kondensatorlar va elektr maydon energiyasiga doir tipik amaliy fizika masalalarni yechish;

ko‘nikmalarga ega bo‘lishi kerak:

- matematik analizni standart usullarini (differensial va integral hisoblashlarni) elektr maydonidagi dielektriklarga, zaryadlangan o‘tkazgichlar, kondensatorlar va elektr maydon energiyasiga doir amaliy fizika masalalarini yechishda foydalanish ko‘nikmasi;
- analitik geometriya va vektorlar algebrasi usullarini elektr maydonidagi dielektriklarga, zaryadlangan o‘tkazgichlar, kondensatorlar va elektr maydon energiyasiga qo‘llash ko‘nikmasi;
- elektr maydonidagi dielektriklarga, zaryadlangan o‘tkazgichlar, kondensatorlar va elektr maydon energiyasiga doir fizikaviy tajribalarni o‘tkazish va natijalarini hisoblash ko‘nikmasi.

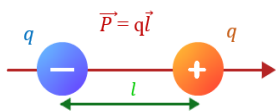
14.1 Dielektriklarning qutblanishi. Elektr dipoli. Qutblanish vektori

Tabiatda ma'lum bo'lgan barcha moddalar elektr tokini o'tkazish qobiliyatiga ko'ra uchta asosiy sinfga bo'linadi: dielektriklar, yarim o'tkazgichlar va o'tkazgichlar. O'tkazgichlarning solishtirma qarshiligi $\rho_{o't} = 10^{-8} - 10^{-6} \text{ Om}\cdot\text{m}$ bo'lsa, u holda dielektriklar uchun $\rho_d = 10^8 - 10^{18} \text{ Om}\cdot\text{m}$, yarimo'tkazgichlarniki esa ular oralig'ni egallaydi $\rho_d > \rho_{yar} > \rho_{o't}$.

Ideal dielektrikda, katta masofalar bo'ylab harakatlanishga qodir (atomlar orasidagi masofadan oshib ketish), erkin zaryadlar yo'q. Ammo bu elektrostatik maydonga joylashtirilgan dielektrika maydon ta'sir ko'rsatmaydi, degani emas.

Har qanday modda musbat yadrolar va manfiy elektronlardan tashkil qilgan atomlardan iborat. Shuning uchun dielektriklarda qutblanish sodir bo'ladi.

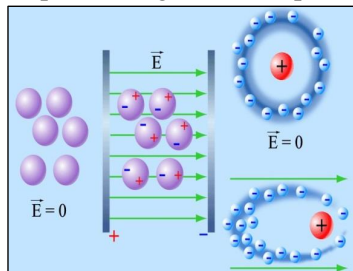
Elektr maydoni ta'sirida moddaning elektr zaryadlarining siljishi *qutblanish* deyiladi. *Qutblanish* qobiliyati dielektriklarning asosiy xususiyatidir.



14.1-rasm

Agar musbat zaryadlarning markazi manfiy zaryadlarning markazi bilan ustma-ust tushsa, molekulani qutbsiz, aksincha, zaryadlarning markazlari bir-biridan l masofa uzoqlikda joylashgan bo'lsa, bunday molekulani qutbli molekula deyiladi. Umuman

miqdori teng, lekin qarama-qarshi ishorali, bir-biridan l masofa



14.2-rasm

uzoqlikda joylashgan $+q$ va $-q$ zaryadlardan (14.1-rasm) iborat sistemani *elektr dipol* deyiladi. Ikkala zaryad orqali o'tadigan to'g'ri chiziq dipol o'qi, l - dipol elkasi, $p_e = ql$ kattalikni *dipolning elektr momenti* deb ataladi. Dipolning elektr momenti dipol o'qi bo'ylab manfiy zaryaddan musbat zaryadga tomon yo'nalgan vektordir. Dipol elektr momentining o'lchov birligi- kulon metr ($Kl \cdot m$).

Qutbsiz molekula elektr maydon ta'sir etmaguncha elektr momenti $p_e = ql = 0$ ga teng bo'ladi, chunki $l = 0$. Tashqi elektr maydon \mathbf{E} ta'sirida

qutbsiz molekula musbat zaryadlarining markazi maydon yoʻnalishida, manfiy zaryadlarning markazi esa maydonga qarama-qarshi yoʻnalishda siljiydi (rasm 14.2). Demak, dielektrikdagi barcha molekularning elektr momentlarining yoʻnalishlari bir xil boʻlib, \mathbf{E} ga parallel boʻladi. Bu hodisani *deformatsion* yoki *elektron qutblanish* deyiladi.

Qutbli molekulardan iborat dielektrlarda elektr maydon taʼsir etmasa ham elektr dipol momenti mavjud boʻladi. Ularning yoʻnalishlari tartibsiz boʻlib natijaviy elektr momenti nolga teng boʻladi $\sum P_i = 0$. Bunday dielektrik tashqi elektr maydoniga kiritilganda maydon tomonidan dielektrikdagi dipollarga juft kuchlar momentlari taʼsir qiladi. Juft kuchlar momenti, dipollarning elektr momentlari yoʻnalishi tashqi elektrostatik maydon kuchlanganligi vektori \mathbf{E} bilan

mos tushguncha taʼsir qiladi (rasm 14.3). Dipolning elektrostatik maydon boʻylab burilishi *dipolli qutblanish* yoki *orientatsiyaviy qutblanish* deb ataladi. Dielektrikning qutblanganlik darajasini xarakterlash uchun *qutblanish vektori* deb ataladigan kattalik qoʻllaniladi.

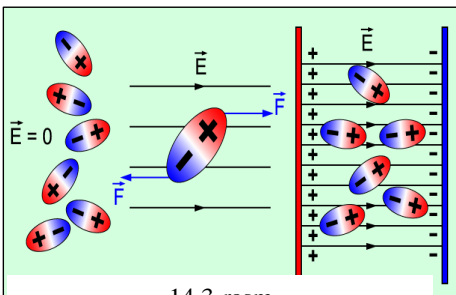
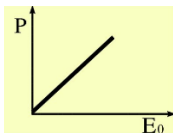
Qutblanish vektori (\mathbf{P}) deganda dielektrikning birlik hajmidagi barcha dipollar elektr momentlarining vektor yigʻindisi tushuniladi. Dielektrikning qutblanishi bir jinsli boʻlmagan hollarda dielektrikning istalgan biror nuqtasidagi qutblanish vektori toʻgʻrisida fikr yuritish mumkin.

Buning uchun shu nuqta atrofida xayolan elementar hajm ΔV ni ajratib olaylik. Bu hajm ichidagi barcha dipollar elektr momentlarining vektor yigʻindisini ΔV hajmga nisbati, yaʼni

$$\vec{P} = \lim_{\Delta V \rightarrow 0} \frac{\sum \vec{p}_i}{\Delta V} \quad (14.1)$$

dielektrikning ayni nuqtasidagi qutblanish vektorini ifodalaydi. (14.1) dagi p_i – i - dipolning elektr momenti.

Tajribalarning koʻrsatishicha, izotrop dielektrlarda qutblanish vektori bilan maydon kuchlanganligi orasida quyidagi munosabat oʻrinli ekan:



14.3-rasm

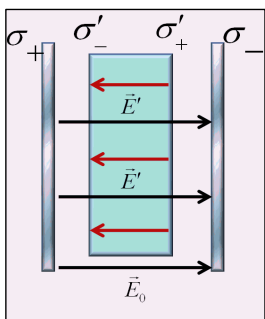
$$\vec{P} = \chi \epsilon_0 \vec{E}$$

Bu ifodada χ – *dielektrik qabul qiluvchanlik*. U maydon kuchlanganligi E ga bogʻliq emas. χ ning

o'lchov birligi to'g'risida axborot olish uchun (14.2) ifodaning chap tomonidagi P ning va o'ng tomonidagi $\epsilon_0 E$ ning o'lchov birliklarini solishtirsak, χ – o'lchamsiz kattalik, degan xulosaga kelamiz. Dielektrik qabul qiluvchanlik deb, bir birlik hajmdagi dielektrik molekularining qutblanuvchanligiga miqdor jihatdan teng bo'lgan fizik kattalikka aytiladi.

19.2 Dielektrikdagi elektr maydon uchun Gauss teoremasi. Elektr siljish vektori. Dielektrik singdiruvchanlik.

Dielektrikdagi elektr maydon erkin va bog'langan zaryadlar tufayli vujudga keladi. Lekin bog'langan zaryadlar vujudga kelishi uchun erkin zaryadlar tufayli mavjud bo'ladigan elektr maydon bo'lishi shart.



14.4-rasm

Shuning uchun dielektrikdagi elektr maydonning birlamchi manbai erkin zaryadlardir. Erkin zaryadlar tufayli vujudga keladigan elektr maydon kuchlanganligini E_0 bilan, bog'langan zaryadlar tufayli vujudga keladigan elektr maydon kuchlanganligini E' bilan (rasm 14.4) belgilasak, dielektrikdagi natijaviy elektr maydon kuchlanganligi:

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 + \mathbf{E}' \quad (14.3)$$

Dielektrikdagi elektr maydon kuchlanganlik vektori uchun Gauss teoremasini qo'llayotganda ixtiyoriy S berk sirt ichidagi erkin va bog'langan zaryadlarning algebraik yig'indisini olish kerak, ya'ni:

$$\Phi_E = \oint_S \mathbf{E}_n dS = (\Sigma q + \Sigma q') / \epsilon_0, \quad (14.4)$$

yoki bu ifodani quyidagicha ham yozish mumkin:

$$\epsilon_0 \Phi_E = \oint_S (\epsilon_0 \mathbf{E})_n dS = \Sigma q + \Sigma q' \quad (14.5)$$

Bu ifodani $\Phi_P = \oint_S \mathbf{P}_n dS = -\Sigma q'$ qutblanish vektorining oqimi

ifodasiga hadma-had qo'shaylik:

$$\epsilon_0 \Phi_E + \Phi_P = \oint_S (\epsilon_0 \mathbf{E} + \mathbf{P})_n dS = \Sigma q + \Sigma q' - \Sigma q' = \Sigma q, \quad (14.6)$$

(14.6) da quyidagi belgilash kiritaylik:

$$\epsilon_0 \mathbf{E} + \mathbf{P} = \mathbf{D} \quad (14.7)$$

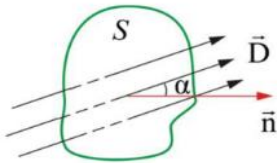
D elektr induksiya (elektr siljish) vektori deb ataladi. Izotrop muhitlarda D ning yoʻnalishi E va P larning yoʻnalishi bilan bir xil. (14.7) asosida D ning oʻlchov birligi haqida xulosaga kelish mumkin:

$$[D]=\text{Kl}/\text{m}^2.$$

Elektr maydonni grafik tasvirlashda elektr induksiya chiziqlaridan foydalaniladi. Bu chiziqlarni ham kuchlanganlik chiziqlarini oʻtkazishda foydalanilgan shartlar asosida oʻtkaziladi. Yuqoridagi belgilashdan foydalanib, (14.6) ifodani quyidagi koʻrinishda yozish mumkin:

$$\Phi_D = \oint_S D_n dS = \Sigma q. \quad (14.8)$$

Bu ifoda elektr induksiya vektori uchun **Gauss teoremasi** boʻlib, quyidagicha taʼriflanadi: **elektr induksiya vektorining ixtiyoriy yopik sirt orqali oqimi shu sirt ichida joylashgan erkin zaryadlarning algebraik yigʻindisiga teng.** Demak, elektr induksiyasi faqat erkin zaryadlar tufayli vujudga keladigan elektr maydonni ifodalaydi.



Elektr induksiya oqimining oʻlchov birligi – Kulon (Kl). (14.2) ni hisobga olib, (14.7) ifodani oʻzgartirib yozamiz:

$$D = \epsilon_0 E_0 + \chi \epsilon_0 E = \epsilon_0 (1 + \chi) E = \epsilon_0 \epsilon E. \quad (14.9)$$

Bu ifodada $1 + \chi = \epsilon$ belgilash kiritdik. ϵ ni muhitning *dielektrik singdiruvchanligi* deb ataladi. χ kabi ϵ ham oʻlchamsiz kattalik. ϵ ning qiymati turlicha, lekin birdan katta. Faqat vakuumda $\epsilon = 1$, chunki vakuumda $\chi = 0$. Natijada vakuum uchun (14.9) ifoda

$$D = \epsilon_0 E_0 + \chi \epsilon_0 E = \epsilon_0 (1 + \chi) E = \epsilon_0 \epsilon E, \quad (14.10)$$

koʻrinishga keladi. Bu ifodani (14.9) ga boʻlsak,

$$1 = E_0 / (\epsilon E) \text{ yoki } \epsilon = E_0 / E.$$

Demak, *muhitning dielektrik singdiruvchanligi ϵ elektr maydonga kiritilgan dielektrikdagi maydon kuchlanganligi vakuumdagi maydon kuchlanganligiga nisbatan necha marta susayishini ifodalaydi.* Shuning uchun dielektrik singdiruvchanligi ϵ boʻlgan muhitdagi nuqtaviy q zaryad maydonining bu zaryaddan r uzoqlikdagi nuqtasida kuchlanganlik vektori

$$E = E_0 / \epsilon = \frac{1}{4\pi\epsilon_0\epsilon} \frac{q \vec{r}}{r^2}, \quad (14.11)$$

bo‘ladi. Shuningdek, dielektrik singdiruvchanligi ε bo‘lgan muhitda bir- biridan $|r_{12}|=r$ masofada joylashgan q_1 va q_2 zaryadlar o‘zaro

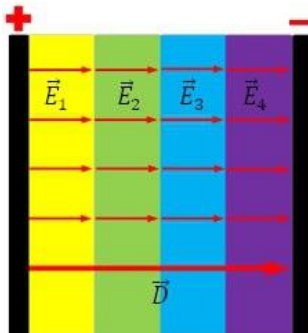
$$\vec{F}_{12} = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0\varepsilon} \frac{q_1q_2}{r^2} \vec{r}_{12}, \quad (14.12)$$

kuch bilan, ya’ni vakuumdagiga nisbatan ε marta kichik kuch bilan ta’sirlashadi.

Dielektrikdagi elektr maydonning susayishini sifat jixatdan quyidagicha tushuntirish mumkin: elektr maydon ta’sirida dielektrikning qutblanishi tufayli bog‘langan zaryadlar vujudga keladi. Bog‘langan zaryadlarning elektr maydoni tashqi qutblovchi maydonga qarshi yo‘nalgan. Shuning uchun bog‘langan zaryadlarning elektr maydoni tashqi maydonni susaytiradi, lekin uni butunlay yo‘qotolmaydi.

Shunday qilib, elektr maydonni xarakterlashda kuchlanganlik vektori E yoxud induksiya (siljish) vektori D dan foydalaniladi.

Ikki qarama-qarshi ishorali, lekin miqdor jixatidan teng zaryadlar bilan zaryadlangan o‘zaro parallel tekisliklar orasida vujudga kelgan bir jinsli elektr maydonga dielektrik singdiruvchanligi $\varepsilon_1, \varepsilon_2, \varepsilon_3, \dots$ bo‘lgan dielektriklarni parallel qatlamlar shaklida joylashtiraylik (14.5–rasmga qarang). Vakuumdagi elektr maydon kuchlanganligi E_0 bo‘lsin. Dielektrik qatlamlarda esa elektr maydon susayadi. Shuning uchun bu qatlamlarda elektr maydon kuchlanganligi mos ravishda



14.5–rasm

$$E_1=E_0/\varepsilon_1, \quad E_2=E_0/\varepsilon_2, \quad E_3=E_0/\varepsilon_3, \dots$$

qiymatlarga ega bo‘ladi. Bu dielektrik qatlamlaridagi elektr induksiya esa, (14.9) ga asosan, mos ravishda

$$D_1=\varepsilon_0\varepsilon_1E_1=\varepsilon_0E_0, \quad D_2=\varepsilon_0\varepsilon_2E_2=\varepsilon_0E_0, \quad D_3=\varepsilon_0\varepsilon_3E_3=\varepsilon_0E_0$$

larga teng bo‘ladi. Demak, elektr maydon kuchlanganligi turli dielektriklarda turlicha qiymatlarga ega bo‘lsa, elektr induksiya esa turli dielektriklarda ham, vakuumda ham bir xil qiymatga ega. Shuning uchun elektr maydonni grafik usulda tasvirlaganda dielektrik singdiruvchanliklari turlicha bo‘lgan muhitlar chegaralarida kuchlanganlik chiziqlarining zichligi o‘zgaradi, induksiya chiziqlarining zichligi esa o‘zgar olmaydi. Demak, elektr induksiya vektori vakuumdagi elektr maydon kuchlanganlik vektori E_0 dan ε_0 marta katta bo‘lib, undan foydalanish

turli muhitdagi elektr maydonlarni hisoblashda qulaylik tugʻdiradi. Xususan, nuqtaviy q zaryad maydonining zaryaddan r uzoqlikdagi nuqtasida elektr induksiya vektori

$$D = \frac{1}{4\pi} \frac{q \vec{r}}{r^2} \quad (14.13)$$

boʻladi.

14.3 Segnetoelektriklar

Yuqorida dielektriklarning qutblanishiga oid muohazalar yuritganimizda, hatto qutbli molekullardan iborat boʻlgan dielektrikda ham dipollar tartibsiz joylashganligi tufayli tashqi elektr maydon taʼsir etmaguncha qutblanish vektori nolga teng boʻladi, degan edik. Aksariyat dielektriklar uchun oʻrinli boʻlgan bu hol *segnetoelektriklar* deb ataluvchi moddalar gruppasi uchun istisnodir.

Segnetoelektriklar kristall dielektriklardan iborat boʻlib, tashqi elektr maydon mavjud boʻlmaganda ham, ularda dipollar elektr momentlarining oʻz-oʻzidan orientatsiyalanishi yuz beradi. (oʻz-oʻzidan qutblanish). Bu gruppaning birinchi

vakili – segnet tuzidir, shuning uchun ham bu gruppada moddalarini segnetoelektriklar deb atalgan.

Segnetoelektriklar qutblanish yoʻnalishlari turli yoʻnalishlarda boʻlgan domenlardan tashkil topgan.

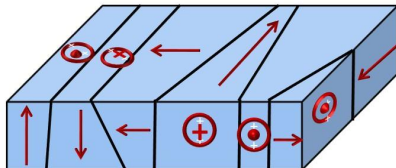
Oddiy hollarda domenlar dipol momentlari turli xil yoʻnalishda boʻladi.

Segnetoelektriklar uchun xarakterli boʻlgan xususiyatlar quyidagilardan iborat:

1. Segnetoelektriklarning dielektrik singdiruvchanligi nihoyatda katta qiymatlarga ega boʻladi. Masalan, segnet tuzi uchun $\epsilon=10000$, bariy titanati uchun $\epsilon=7000$.

2. Segnetoelektriklarning dielektrik singdiruvchanligi tashqi maydon kuchlanganligiga bogʻliq. Shuning uchun qutblanish vektori P ning E ga bogʻliqligi chiziqli emas (14.6–rasmdagi 0a qismi).

3. Segnetoelektriklarning qutblanish vektori P ning qiymati bu segnetoelektrik dastlab qanday sharoitda boʻlganligiga ham bogʻliq. Masalan, 14.6–rasmda E ning bir xil qiymatiga P ning uch xil qiymati toʻgʻri kelyapti.



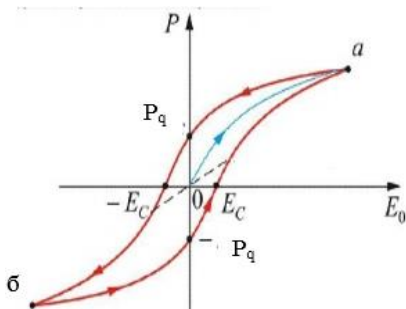
Segnetoelektriklarning bu xarakterli xususiyatlari ularda *domenlar* deb ataluvchi spontan (o‘z-o‘zidan) qutblanish sohalari mavjudligi bilan tushuntiriladi. Tashqi elektr maydon ta’sir etmaganda ham domenlar tarkibidagi barcha dipollar bir tomonga yo‘nalgan bo‘ladi. Lekin turli domenlarning elektr momentlari tartibsiz yo‘nalganligi uchun bir-birini kompensatsiyalaydi. Shuning uchun segnetoelektrik

parchasi qutblanmagan bo‘ladi. Tashqi elektr maydon ta’sirida har bir domendagi barcha dipollar xuddi yaxlit dipoldek maydon yo‘nalishiga mos ravishda joylashadi. Tashqi elektr maydonning biror qiymatida barcha domenlar maydon yo‘nalishiga moslashadi, natijada qutblanish vektorining to‘yinishi sodir bo‘ladi. Agar elektr maydonni kamaytirib borsak, P ning kamayishi a P_q b egri chiziq

o‘yicha ruy beradi. $E = 0$ da segnetoelektrikda qutblanish P_q ga teng bo‘ladi. Bu qiymat *qoldik qutblanish* deb ataladi. Qoldik qutblanishni butunlay yo‘qotish uchun

segnetoelektrikka teskari yo‘nalishdagi E_k maydon ta’sir etishi kerak. Maydonning

bu qiymati (E_k) *koertsitiv kuch* deb ataladi. E ni davriy ravishda o‘zgartirsak, segnetoelektrikdagi P ning o‘zgarish grafigi *gisterezis sirtmogi* (aba) deb ataladigan berk egri chiziqdan iborat bo‘ladi (“gisterezis” grekcha so‘z bo‘lib, “kechikish” degan ma’noni anglatadi).



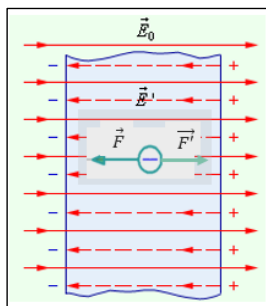
14.6-rasm

Segnetoelektriklarning bu ajoyib xususiyatlari faqat har bir segnetoelektrik uchun xos bo‘lgan temperaturalar oralig‘ida namoyon bo‘ladi. Bu temperaturalarni *Kyuri nuqtalari* deyiladi. Masalan, segnetuzining Kyuri nuqtalari 258 K va 298 K. Boshqacha qilib aytganda segnetuzining 258 K dan 298 K gacha bo‘lgan temperaturalar oralig‘idagi

na segnetoelektriklarga xos xususiyatlari sodir bo‘ladi.

14.4 O'tkazgichdagi zaryadlarning muvozanati. Elektrostatik induksiya hodisasi

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.



14.7-rasm

O'tkazgich tarkibidagi erkin elektronlarga maydon tomonidan $\vec{F} = -e\vec{E}$ kuch ta'sir qiladi. Bu kuchning yo'nalishi maydon yo'nalishiga qarama-qarshi, chunki elektron manfiy zaryadli zarradir. Bu kuch ta'sirida elektron \vec{E} ga qarshi yo'nalishda siljiydi va o'tkazgichning chap tomonida ortiqcha manfiy zaryad, o'ng tomonida esa ortiqcha musbat zaryad vujudga keladi (14.7-rasm). Natijada o'tkazgich ichida

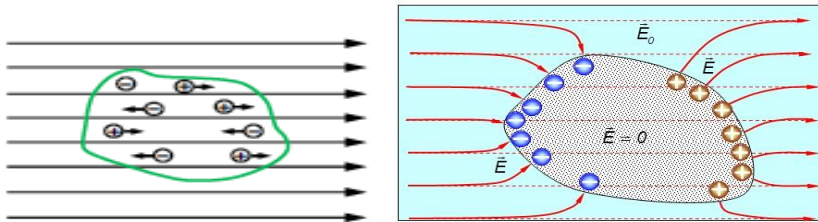
ichki elektr maydon vujudga keladi. Ichki elektr maydonning kuchlanganligi \vec{E}' (\vec{E}' chiziqlari punktir bilan ifodalangan) tashqi elektr maydon kuchlanganligi \vec{E} ga qarama-qarshi yo'nalgandir. Shuning uchun o'tkazgichning ichidagi erkin elektronga $\vec{F}' = -e\vec{E}'$ kuch ta'sir qiladi, \vec{F} va \vec{F}' kuchlar antiparallel. $\vec{F} > \vec{F}'$ tengsizlik bajarilganda o'tkazgichning ikki chetida qarama-qarshi ishorali ortiqcha zaryadlarning to'planishi davom etaveradi, bu esa o'z navbatida ichki maydonning kuchayishiga va bu maydon tomonidan erkin elektronga ta'sir etayotgan \vec{F}' kuchning ortib borishiga sabab bo'ladi.

Biror muddatdan so'ng tashqi va ichki maydon kuchlanganliklari hamda mos ravishda \vec{F} va \vec{F}' kuchlar tenglashadi. Natijada o'tkazgich ichida natijaviy maydon kuchlanganligi nolga teng bo'ladi, ya'ni tashqi elektr maydonga kiritilgan o'tkazgichda zaryadlarning qayta taqsimlanishi tugallanadi va zaryadlar muvozanati vujudga keladi (14.7a-rasm). Yuqorida qayd qilingan hodisa, ya'ni tashqi elektr maydonga kiritilgan o'tkazgichning uchlarida qarama-qarshi ishorali zaryadlarning vujudga kelishi **elektrostatik induksiya hodisasi** deyiladi. Vujudga kelgan zaryadlarni esa **induksiyalangan zaryadlar** deyiladi. Turli

shakldagi metall oʻtkazgichlarda zaryadlarning taqsimlanishini tekshirish asosida quyidagi xulosalarga kelingan:

1. Oʻtkazgichlardagi ortiqcha zaryad uning tashqi sirtlari boʻylab shunday taqsimlanadiki, bunda oʻtkazgich tashqi sirtining egriligi kattaroq boʻlgan qismlarida zaryadlarning sirt zichligi σ kattaroq va aksincha, kichikroq boʻlgan

qismlarda esa kichikroq boʻladi.



14.7a-rasm

2. Ichi havol oʻtkazgichlarning ichki sirtlarida ortiqcha zaryad boʻlmaydi ($\sigma=0$).

Yuqoridagi xulosalarni bunday tushunsa ham boʻladi: oʻtkazgichdagi ortiqcha zaryad zichligi σ ayniqsa, oʻtkazgich sirtining burtib chiqqan joylarida, uchliklarida katta qiymatlarga ega boʻladi. Chuqurchalar yaqinida esa σ ning qiymati kamayib borib, chuqurchaning ichida nolga teng boʻladi. Shuning uchun ortiqcha zaryad faqat sferik sirt boʻylabgina tekis tarqalgan boʻladi.

Oʻtkazuvchi jisimga biror q zaryad berilsa, bu zaryad nihoyat qisqa vaqt ichida ($\sim 10^{-8}$ s.) oʻtkazgichning tashqi sirti boʻylab taqsimlanib boʻladiki, natijada zaryadlarning muvozanati vujudga keladi. Oʻtkazgichdagi zaryadlar muvozanatda boʻlganda quyidagi shartlar bajariladi:

- maydon kuchlanganligining qiymati oʻtkazgich ichidagi nuqtalarda nolga teng ($E=0$).

- oʻtkazgichning tashqi sirtiga yaqin ixtiyoriy nuqtada elektr maydon kuchlanganlik vektori oʻtkazgich sirtiga oʻtkazilgan normal boʻylab yoʻnalgan ($E=E_n$).

- oʻtkazgichning ichidagi va sirtidagi barcha nuqtalarning potentsiallari bir xil boʻladi. Agar oʻtkazgichdagi turli nuqtalarning potentsiallari bir-biridan farq qilsa, zaryadlar potentsiali yuqoriroq nuqtadan potentsiali pastroq nuqta tomon harakatlanar, natijada oʻtkazgichdagi zaryadlar muvozanati buzilgan boʻlardi.

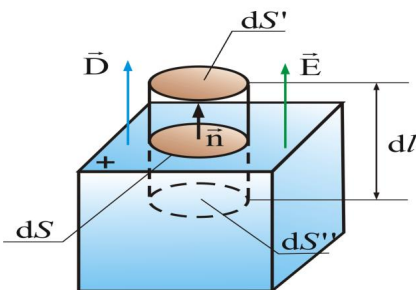
$$\frac{d\varphi}{dt} = -E = 0 \text{ bundan } \varphi = \text{const.}$$

Shuning uchun o'tkazgich barcha nuqtalarining potentsiallari teng va o'tkazgich sirti *ekvipotensial sirt* bo'lishi kerak.

O'tkazgich sirti yaqinidagi elektr maydon kuchlanganligi bilan zaryadlarning sirt zichligi orasidagi bog'lanishni topaylik. Buning uchun o'tkazgich sirtidan, xayolan, doiracha shaklidagi dS yuzchani ajratib olamiz (14.8–rasm) va asoslari shu yuzchaga teng bo'lgan, yon tomonlari esa o'tkazgich sirtiga perpendikulyar bo'lgan ixtiyoriy dL uzunlikdagi silindrchanani shunday o'tkazaylikki, bu silindrchaning bir qismi o'tkazgich ichida, ikkinchi qismi esa o'tkazgich tashqarisida bo'lsin.

$$dS' = dS'' = dS$$

Elektr induksiya vektorining D shu silindrcha sirti orqali oqimni topaylik. E va D vektorlar bir xil yo'nalishdagi vektorlar bo'lgani uchun D vektor silindrchaning yon tomonlariga parallel. Shuning uchun D vektorning silindrcha yon tomonlari orqali oqimi nolga teng bo'ladi. Silindrchaning o'tkazgich



14.8-rasm

ichida joylashgan asosi orqali oqim ham nolga teng, chunki o'tkazgich ichida $q=0$ edi. Demak, D vektorning silindrcha orqali oqimi faqat silindrchaning o'tkazgich tashqarisida joylashgan asosi orqali oqimi $d\Phi_D = D_n dS$ ga teng bo'ladi. Ikkinchi tomondan, silindrcha ichida joylashgan o'tkazgich sirtidagi zaryad miqdori $q = \sigma dS$ bo'lgani uchun Gauss teoremasiga asosan

$$D_n dS = \sigma dS \quad \text{yoki} \quad D_n = \sigma \quad (14.14)$$

Elektr maydon induksiyasi va kuchlanganligi orasidagi bog'lanish $D = \epsilon_0 \epsilon E$ dan foydalanib (14.14) ni quyidagicha yozish mumkin:

$$\begin{aligned} \epsilon_0 \epsilon E &= \sigma, \\ \text{yoki} \quad E &= \sigma / \epsilon_0 \epsilon. \end{aligned} \quad (14.15)$$

Demak, o'tkazgich tashqarisidagi uning sirtiga yaqin bo'lgan nuqtalarda elektr maydon kuchlanganligi o'tkazgichdagi ortiqcha zaryadlarning sirt zichligi σ ga to'g'ri proporsionaldir. Shuning uchun o'tkazgichning qirrali uchlari yaqinida (ya'ni σ ning qiymati katta bo'lgan joylarda) elektr maydon kuchli bo'ladi.

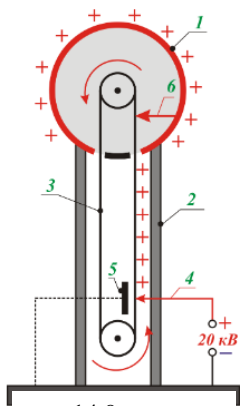
Elektrostatik induksiya hodisasi asosida tushuntirish mumkin bo'lgan quyidagi misol bilan tanishaylik:

Yer taxminan yarim million Kulonga teng manfiy zaryadga ega. Bu zaryadga teng musbat hajmiy zaryad Yer sirtidan bir necha o'n kilometr balandlikdagi atmosferada mavjud. Bu zaryadlar tufayli fazoning inson istiqomat qilayotgan sohasida elektr maydon mavjud bo'lib, uning kuchlanganligi Yer sirtiga yaqin fazo sohalarida $\sim 130 \text{ V/m}$ ga teng. Bunday elektr maydonda vertikal holatda turgan bo'yi 1,8 metr bo'lgan odamning boshi va oyog'i turgan nuqtalarning potentsiallar farqi 230 V ga teng. U holda nima uchun bunday kuchlanish tufayli «tok urishi» deb ataladigan, odam organizmi uchun xavfli bo'lgan hodisa sezilmaydi?

Buning sababi –odam organizmi o'tkazgich ekanligidir. Elektrostatik induksiya hodisasi tufayli Yerning elektr maydonidagi odamning sirti ekvipotensial sirt bo'ladi, ya'ni bosh va oyoq joylashgan nuqtalar orasida potentsiallar farqi vujudga kelmaydi. Birinchi marta amerikalik fizik Robert Van -de -Graaf tomonidan

yaratilgani uchun, odatda, **Van-de-Graaf generatori** deb ataladigan elektrostatik generatorda ichi havol o'tkazgichga berilgan ortiqcha zaryad bu o'tkazgichning tashqi sirti bo'ylab joylashish hodisasi o'z aksini topgan. Bu generatorning ishlash

prinsipi 14.9–rasmda ko'rsatilgan. Zaryadlovchi qurilma 4 transporter lentasini 3 musbat zaryadlar bilan zaryadlaydi . Lenta bu zaryadlarni metall sfera 5 ichiga olib boradi. Bu zaryadlar shu xaxotiyok sferaning tashqi sirti 1 bo'ylab taqsimlanadi. Shu tariqa sfera sirtiga uzluksiz ravishda zaryad uzatilaveradi.

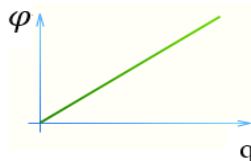


14.9-rasm

Sfera sirtidagi zaryad miqdorining ko'payishi potentsialning ortishiga sabab bo'ladi. Sfera potentsialining ortishi sferani o'rab turgan havoda elektr razryadi vujudga kelishi tufayli oqib ketadigan zaryad miqdori bilan oqib kelayotgan zaryad miqdori tenglashguncha davom etadi. Shunday usul bilan metall sfera va Yer orasida bir necha million volt potentsiallar farqini vujudga keltirish mumkin. Van-de-Graaf generatori zaryadli zarralarni tezlatishda keng qo'llaniladi.

14.5 O'tkazgichning elektr sig'imi. Kondensatorlar

Boshqa jismlardan etarlicha uzoq joylashgan o'tkazgich olib, o'nga q zaryad beraylik. Bu zaryad miqdori o'tkazgichning sirti bo'ylab uning shakliga bog'liq ravishda taqsimlanadi, ya'ni bu zaryadlangan o'tkazgichda zaryadlar muvozanati vujudga keladi. Xuddi shu zaryadlangan o'tkazgichga yangi-yangi porsiya zaryadlar berilsa, bu zaryadlar ham xuddi oldingisidek o'tkazgich sirti bo'ylab taqsimlanadi. Har bir yangi porsiya zaryad tufayli o'tkazgichning potentsiali ortadi, albatta. Tajribalarning ko'rsatishicha, o'tkazgichdagi zaryad miqdori q bilan bu zaryad tufayli vujudga kelgan o'tkazgichning potentsiali φ orasida to'g'ri proporsional bog'lanish mavjud:



$$q=C\varphi \quad (14.16)$$

Proporsionallik koeffitsienti C o'tkazgichning elektr sig'imi deb ataladi. U o'tkazgichning shakli, o'lchamlari va tashqi sharoitlarga (masalan, o'tkazgichni o'rab turgan muhitga) bog'liq, kattalikdir. (14.16) ifodani

$$C=q/\varphi \quad (14.17)$$

shaklida o'zgartirib yozish mumkin. Bundan elektr sig'imning fizik ma'nosi kelib chiqadi: **yakkalangan o'tkazgichning elektr sig'imi shu o'tkazgichning potentsialini bir birlikka oshirish uchun lozim bo'ladigan zaryad miqdori bilan xarakterlanuvchi fizik kattalikdir.** (14.17) ifodadan foydalanib XBS da elektr sig'imning o'lchov birligini hosil qilish mumkin:

$$[C]=Kl/V= F$$

Bu birlik *farad* deb ataladi. Demak *1 farad shunday o'tkazgichning elektr sig'imi ekanki, bu o'tkazgichga 1 Kl zaryad berilganda uning potentsiali 1 V ga ortadi.*

Agar o'tkazgich muntazam geometrik shaklga ega bo'lsa, uning elektr sig'imini nazariy yo'l bilan hisoblash mumkin. Masalan, radiusi R bo'lgan shar shaklidagi o'tkazgichni olaylik. Bu sharni o'rab turgan muhitning nisbiy dielektrik singdiruvchanligi ϵ bo'lsin. Agar bu sharsimon o'tkazgichga q zaryad berilsa, uning potentsiali

$$\varphi=\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q}{\epsilon R}, \quad (14.18)$$

bo'ladi (14.17) ifodadagi φ o'rniga (14.18) ni kuysak:

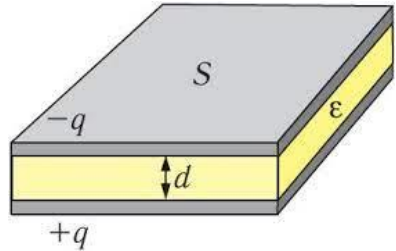
$$C_{\text{shar}}=q/\varphi=4\pi\epsilon_0\epsilon R. \quad (14.19)$$

Demak, sharsimon o'tkazgichning elektr sig'imi sharning radiusiga va bu sharni o'rab turgan muhitning dielektrik singdiruvchanligiga to'g'ri proporsional ekan. (14.19) ifodadan $\epsilon_0=C/(4\pi\epsilon R)$. Shuning uchun elektr doimiy F/m larda ham o'lchanadi.

Endi bir-biridan dielektrik bilan ajratilgan, ishoralari qarama-qarshi, ammo miqdorlari teng zaryad (q) bilan zaryadlangan ikki yassi parallel plastinkadan iborat

sistemani ko'raylik (14.10–rasm). Bunday qurilma elektrotexnikada keng qo'llanadigan yassi kondensatorlardir.

Tajribalarning ko'rsatishicha, kondensatorning elektr sig'imi uning qoplamasi (kondensator plastinkasini qoplama deb ham ataladi) dagi zaryad miqdorining qoplamalar orasidagi potentsiallar farqiga bo'lgan nisbatiga teng, ya'ni



14.10-rasm

$$C=q/(\varphi_1-\varphi_2)=q/U. \quad (14.20)$$

Boshqacha qilib aytganda, **kondensatorning elektr sig'imi uning qoplamalari orasidagi potentsiallar farqini bir birlikka oshirish uchun zarur bo'lgan elektr zaryad bilan xarakterlanuvchi kattalikdir.** Texnikada eng ko'p qo'llaniladigan kondensatorlar yassi kondensatorlardir. Uning qoplamalari yassi plastinkalardan iborat. Kondensator qoplamalarining o'lchamlari bu qoplamalar orasidagi masofa (d) ga nisbatan ancha katta bo'lishi kerak. Bu shart bajarilganda vujudga keladigan elektr maydon faqat qoplamalar orasida mujassamlashgan bo'ladi (chunki qarama-qarshi ishorali, lekin miqdoran teng zaryadlarga ega bo'lgan ikki yassi parallel tekislik tashqarisidagi elektr maydon kuchlanganligi nolga teng edi) va bu maydonni bir jinsli maydon deyish mumkin. U holda kondensator qoplamalaridagi potentsiallar farqi $\varphi_1-\varphi_2=U$ va qoplamalar orasida vujudga kelgan bir jinsli maydon kuchlanganligi E orasida quyidagi munosabat o'rinalidir:

$$U=Ed. \quad (14.21)$$

Ikkinchi tomondan, qoplamalar orasidagi maydon kuchlanganligi

$$E=\sigma/\epsilon_0\epsilon=q/\epsilon_0\epsilon S. \quad (14.22)$$

Bu ifodada S – qoplamaning yuzi, σ – qoplamadagi zaryadning sirt zichligi, ε – qoplamalar orasidagi muhitning dielektrik singdiruvchanligi. (14.21) dan foydalanib, (14.22) ni quyidagicha yozamiz:

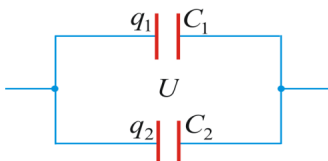
$$U = qd / (\varepsilon_0 \varepsilon S), \quad (14.23)$$

U ning bu qiymatini (14.20) ifodaga qo‘yib, yassi kondensatorning elektr sig‘imini topamiz:

$$C = q/U = \varepsilon_0 \varepsilon S/d \quad (14.24)$$

Bu ifodadan yassi kondensatorning elektr sig‘imi kattaroq bo‘lishi uchun, qoplamalarining yuzini kattaroq olish, qoplamalarni mumkin qadar yaqinroq joylashtirish va qoplamalar orasiga dielektrik singdiruvchanligi kattaroq bo‘lgan dielektrik joylashtirish lozim, degan xulosaga kelamiz. Qoplamalar orasidagi dielektrik ikkita vazifani bajaradi. Birinchidan, dielektrik qutblanadi va xususiy elektr maydon vujudga keltiradi. Shuning uchun qoplamalar orasidagi elektr maydon susayadi. Natijaviy maydonning susayishi esa o‘z navbatida qoplamalar orasidagi potentsiallar farqini kamaytiradi (chunki $U = Ed$) va kondensatorning elektr sig‘imining oshishiga sabab bo‘ladi. Ikkinchidan, dielektrik zaryadlarni bir qoplamadan ikkinchisiga o‘tishiga to‘sqinlik qiladi, ya‘ni o‘zining izolyasion xususiyatlarini namoyon qiladi. Lekin kondensatorlarda qo‘llaniladigan dielektriklar uchun shunday bir chegaraviy kuchlanish mavjudki, agar kondensator qoplamalari bu chegaraviy qiymatdan ortiq kuchlanishgacha zaryadlansa, bir qoplamadagi zaryad dielektrikni teshib ikkinchi qoplamaga o‘tishi mumkin, ya‘ni kondensatorning dielektrik orqali razryadlanishi kuzatiladi. Bunday kondensatorni boshqa ishlatib bo‘lmaydi.

Ba‘zan kerakli elektr sig‘imni hosil qilish maqsadida bir necha kondensatorlarni bir-biriga ulanadi, ya‘ni kondensatorlar batareyasi hosil qilinadi. Barcha ulanishlarni parallel va ketma-ket ulanishlarga bo‘lish mumkin.

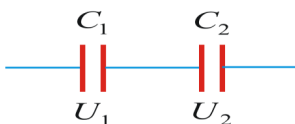


14.11-rasm

Kondensatorlar parallel ulanganda (14.11–rasm) barcha kondensatorlardagi kuchlanishning qiymati (U) bir xil, lekin batareyaning umumiy zaryadi (q_b) alohida kondensatorlardagi zaryadlar (q_i) ning yig‘indisiga teng:

$$q_b = \sum q_i = \sum C_i U = U \sum C_i. \quad (14.25)$$

Bu ifodadan foydalanib, parallel ulangan kondensatorlar batareyasining umumiy sig‘imini topamiz:



14.12-rasm

$$C_b = q_0 / U = \Sigma C_i. \quad (14.26)$$

Kondensatorlar ketma-ket ulanganda (14.12–rasm) alohida kondensatorlardagi zaryad miqdorlari teng bo‘ladi. Haqiqatan, birinchi kondensatorning birinchi qoplamasiga

+ q zaryad beraylik. Bu zaryad ta’sirida birinchi kondensatorning ikkinchi qoplamasida va ikkinchi kondensatorning birinchi qoplamasida

(ularni yagona o‘tkazgich deb qarash mumkin chunki ular sim orqali tutashtirilgan) mos ravishda $-q$, va $+q$ induksion zaryadlar vujudga keladi. Ikkinchi kondensatorning birinchi qoplamasida $+q$ zaryadning mavjudligi o‘z navbatida ikkinchi kondensatorning ikkinchi qoplamasi va uchinchi kondensatorning birinchi qoplamasida (endi bularni yagona o‘tkazgich deb qarash kerak) mos ravishda $-q$ va $+q$ induksion zaryadlarni vujudga keltiradi. Demak, ketma-ket ulangan har bir kondensatorning zaryadi q ga teng. Lekin har bir kondensatordagi kuchlanish ushbu kondensatorning elektr sig‘imiga bog‘liq, yani

$$U_i = q / C_i \quad (14.27)$$

Batareyaning kuchlanishi (birinchi kondensatorning birinchi qoplamasi bilan oxirgi kondensatorning ikkinchi qoplamasi orasidagi potentsiallar farqi) esa alohida kondensatorlardagi kuchlanishlarning yig‘indisiga teng:

$$U_b = \Sigma U_i = \Sigma q / C_i = q \Sigma (1 / C_i) \quad (14.28)$$

Bu ifodani quyidagicha ham yozish mumkin:

$$U_b / q = \Sigma (1 / C_i) \quad (14.29)$$

(14.29) ning chap tomonidagi ifoda kondensatorlar batareyasi elektr sig‘imining teskari qiymatidir. Haqiqatan:

$$C_b = q / U_b \text{ yoki } 1 / C_b = U_b / q.$$

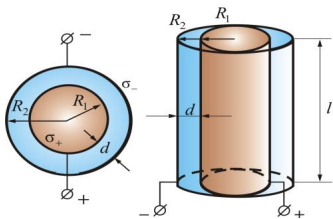
Shuning uchun (14.29) ni quyidagi ko‘rinishda yozamiz:

$$1 / C_b = \Sigma (1 / C_i). \quad (14.30)$$

Silindrsimon kondensatorning elektr sig‘imi. Rasm 14.13 da tasvirlangan silindrsimon kondensator qoplamalari orasidagi potentsiallar farqini quyidagi formula orqali aniqlash mumkin:

$$\Delta \varphi = \frac{\lambda}{2\pi\epsilon\epsilon_0} \ln \frac{R_2}{R_1}$$

Bu yerda λ – zaryadning chiziqli zichligi, R_1 va R_2 –silindrsimon qoplamalar radiuslari, l – kondensator uzunligi, $q = \lambda l$



14.13-rasm

$$C = \frac{q}{\Delta\varphi} \text{ bo'lgani uchun}$$

$C_{\text{sil}} = \frac{2\pi\epsilon\epsilon_0 l}{\ln \frac{R_2}{R_1}}$ silindrsimon kondensatorning elektr sig'imi.

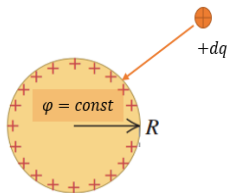
Kondensatorning energiyasi odatda uncha katta bo'lmaydi. U bir necha joul dan ortiq emas. Buning ustiga zaryadning muqarrar ravishda oqib ketib turishi tufayli u energiya uzoq saqlanib qolmaydi. Masalan, elektr energiyasi manbai sifatida akkumlyatorlar o'rnini bosolmaydi. Kondensatorlarning muhim xossasi energiyani biror muddat davomida to'play oladi, qarshiligi oz bo'lgan zanjir orqali zaryadsizlanganda esa o'zidagi energiyani deyarli bir zumda beradi. Uning xuddi shu xossasidan amalda foydalaniladi.



Masalan, Fotografiyada qo'llaniladigan yarqillama lampa oldindan maxsus batareyadan zaryadlangan kondensatorning zaryadsizlanishida beradigan tok bilan yonadi. Yorug'likning kvant manbalari bo'lmish lazerlar gaz razryad trubkasi vositasida ishga solinadi: elektr sig'imi katta bo'lgan kondensatorlar batareyasi zaryadsizlanganda gaz razryad yarq etib yonadi. Uqoridagi rasmda turli xil kondensatorlar namunalari keltirilgan.

14.6 Elektrostatik maydon energiyasi va uning zichligi

Zaryadi q , sig'imi C , potentsiali φ bo'lgan o'tkazgich sirtiga cheksizlikdan dq zaryadni ko'chirish uchun mazkur zaryadlangan o'tkazgich atrofidagi fazo sohasida mavjud bo'lgan elektr maydon kuchlariga qarsh



$$dA = \varphi dq \quad (14.31)$$

ish bajarish lozim. Agar $q = C\varphi$ tenglikni e'tiborga olsak, (14.31) ni quyidagicha o'zgar-tirib yoza olamiz:

$$dA = \varphi d(C\varphi) = C\varphi d\varphi.$$

Bu ifoda o'tkazgich potentsialini $d\varphi$ qadar orttirish uchun bajarilishi lozim bo'lgan ishni ifodalaydi. Zaryadlanmagan (ya'ni potentsiali nol

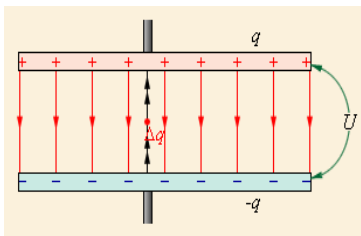
boʻlgan) oʻtkazgich potensialini φ ga etkazish uchun bajarilishi kerak boʻladigan ishni esa quyidagi integrallash yordamida aniqlaymiz:

$$A = \int_0^{\varphi} C\varphi d\varphi = C\varphi^2/2. \quad (14.32)$$

Zaryadlangan oʻtkazgich energiyasi shu oʻtkazgichni zaryadlash uchun bajariladigan ish bilan aniqlanadi. Zero, zaryadlangan oʻtkazgich energiyasini quyidagicha ifodalash mumkin:

$$W = C\varphi^2/2 = q^2/2C = q\varphi/2 \quad (14.33)$$

Zaryadlangan kondensator energiyasini topish uchun quyidagicha mulohaza yuritamiz. Kondensatorni zaryadlash deganda uning bir qoplamasidan dq zaryadni ikkinchi qoplamasiga koʻchirish tushuniladi. Natijada erkin elektronlarini yoʻqotgan qoplama musbat zaryadlanib qoladi. Ikkinchi qoplama esa erkin elektronlar ortiqcha, shuning uchun u manfiy zaryadlangan boʻladi. Zaryadlangan kondensator qoplamlari orasida U kuchlanish mavjud



boʻlgan holda bir qoplamadan ikkinchi qoplamaga dq zaryadni koʻchirishda bajarilgan ish

$$dA = Udq \quad (14.34)$$

yoki kondensatoridagi kuchlanish, zaryad va elektr sigʻim orasidagi munosabat ($q=CU$) dan foydalansak:

$$dA = Ud(CU) = CUdU \quad (14.35)$$

Mazkur ifodani integrallasak, zaryadlanmagan (yaʼni $U=0$ boʻlgan) kondensatorni zaryadlash (yaʼni uning qoplamlari orasida U kuchlanishni vujudga keltirish) uchun bajariladigan ishni (yaʼni zaryadlangan kondensator energiyasini) topgan boʻlamiz:

$$W = A = \int_0^U CUdU = CU^2/2 = q^2/2C = qU/2. \quad (14.36)$$

Yassi kondensatorning elektr sigʻimi $C = \epsilon_0 \epsilon S/d$ va uning qoplamlari orasidagi kuchlanish $U = Ed$ ekanligidan foydalanib yassi kondensator qoplamlari orasida mujassamlashgan elektrostatik maydon energiyasi (W_e) ni aniqlovchi (14.36) ifodani quyidagicha yoza olamiz:

$$W = \frac{\epsilon_0 \epsilon S}{2d} E^2 d^2 = \epsilon_0 \epsilon E^2 Sd/2. \quad (14.37)$$

Qoplamlar orasidagi hajm $V=Ed$. Shuning uchun (14.37) ifoda V hajmdagi elektr maydon energiyasini xarakterlaydi. Agar (14.37) ifodani

V ga bo'lsak, birlik hajmga to'g'ri keluvchi elektr maydon energiyasini topamiz. Bu kattalik **elektr maydon energiyasining zichligi** deyiladi:

$$\omega = W/V = \varepsilon_0 \varepsilon E^2/2. \quad (14.38)$$

Agar elektr induksiyasi $D = \varepsilon_0 \varepsilon E$ ekanligini hisobga olsak:

$$\omega = \mathbf{E} \mathbf{D} / 2, \quad (14.39)$$

bo'ladi. Elektr induksiya (\mathbf{D} va Qutblanish (\mathbf{P}) vektorlari orasida $\mathbf{D} = \varepsilon_0 \mathbf{E} + \mathbf{P}$ bog'lanish mavjud edi. Shuning uchun

$$\omega = \mathbf{E}(\varepsilon_0 \mathbf{E} + \mathbf{P})/2 = \varepsilon_0 \mathbf{E}^2/2 + \mathbf{E} \mathbf{P} / 2. \quad (14.40)$$

Bu ifodadagi $\varepsilon_0 \mathbf{E}^2/2$ xad elektrostatik maydonning vakuumdagi energiya zichligini, $\mathbf{E} \mathbf{P} / 2$ xad esa dielektrik muhitning birlik hajmini qutblash uchun sarflanadigan energiyani xarakterlaydi.

Kondensator plastinkalari orasidagi maydon bir jinlidir. Shuning uchun bu maydon energiyasining zichligi ham maydonning turli sohalarida doimiy qiymatga ega. Elektrostatik maydon zaryadlangan o'tkazgich tufayli vujudga kelgan holda esa maydonning turli sohalarida energiya zichligi ham turlicha, chunki zaryaddan uzoq bo'lgan sohalarida maydon kuchsizroq, yaqinroq bo'lgan sohalarida esa maydon kuchliroqda.

Nazorat savollari

1. Dielektriklarning tuzilishi.
2. Elektr maydoni dipolga qanday ta'sir ko'rsatadi?
3. Qutblangan va qutblanmagan molekuladan iborat bo'lgan dielektrikning qutblanishida qanday farq bor?
4. Qutblanish vektori qanday fizik ma'noga ega?
5. Elektr siljish vektori, kuchlanganlik vektori va qutblanish vektorlari o'rtasida qanday bog'lanish bor?
6. Qutblangan zaryad bilan qutblanish vektori orasida qanday boglanish bor?
7. Dielektrik uchun Gauss teoremasining ko'rinishi qanday buladi?
8. Nisbiy dielektrik singdiruvchanlik bilan muhitning dielektrik qabul qiluvchanligi o'rtasida qanday boglanish bor?
9. Segnetoelektriklar va ularning boshqa dielektriklardan farqi nima?
10. Qattik jismlarning qutblanishining oddiy dielektriklardan farqi?
11. Elektr zaryadlari o'tkazgichda qanday taqsimlanadi?
12. Zaryadlangan o'tkazgich sirti yaqinidagi maydonning induksiyasi va kuchlanganligi nimaga teng?
13. Elektr sig'im deb nimaga aytiladi? Shar elektr sig'imining formulasini yozing,

14. O‘zaro elektr sig‘im deb nimaga aytiladi? Kondensatorlar deb-chi?

15. Yassi, silindrik va sferik kondensatorlarning elektr sig‘imlarini ifodalovchi formulalarni yozing.

16. Kondensatorlarni ulash turlari va uning formulalarini yozing.

17. Elektrostatik maydon energiyasini ifodalovchi formula qanday ko‘rinishga ega?

18. Bir jinsli elktrostatik maydon energiyasining zichligi formulasini yozing.

15. O‘ZGARMAS TOK QONUNLARI

O‘zgarmas tok qonunlari bobini o‘zlashtirgan talaba:

bilishi kerak:

- elektr toki, tok kuchi, tok zichligi ta’riflari va formulalarini;
- tok kuchini zaryad tashuvchilarning konsentratsiyasi va yo‘naltirilgan tezligiga bog‘likligini;
- bir jinsli va bir jinsli bo‘lmagan elektr zanjirlar uchun Om qonunini integral va differensial ko‘rinishlarini;
- tashqi kuchlar va elektr yurituvchi kuch tushunchalarini;
- Joul-Lens qonunini differensial ko‘rinishini keltirib chiqarishni;
- Kirxgof qoidalarini;

bajara olishi kerak:

- o‘zgarmas tok, Om va Joul-Lens qonunlariga, Kirxgof qoidalariga doir tipik amaliy fizika masalalarni yechish;

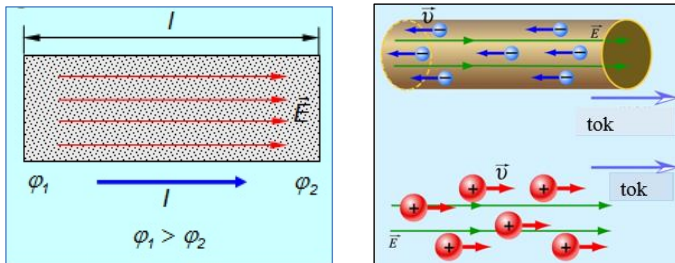
ko‘nikmalarga ega bo‘lishi kerak:

- matematik analizni standart usullarini (differensial va integral hisoblashlarni) o‘zgarmas tok qonunlariga doir amaliy fizika masalalarini yechishda foydalanish ko‘nikmasi;
- analitik geometriya va vektorlar algebrasi usullarini o‘zgarmas tok qonunlariga qo‘llash ko‘nikmasi;
- o‘zgarmas tok qonunlariga doir fizikaviy tajribalarni o‘tkazish va natijalarini hisoblash ko‘nikmasi.

15.1 O‘zgarmas elektr toki. Tok kuchi va tok zichligi

Elektr tok deganda zaryadlangan zarra-larning tartibli harakati tushuniladi. Elektr tok – elektr zaryadlarning oqimidir. Elektr tokning asosiy belgisi – harakatdagi zaryad-lar tufayli paydo bo‘luvchi magnit maydonning mavjudligidir. Bundan tashqari elektr tok modda orqali o‘tganda issiklik, optik va ximiyaviy hodisalar kuzatiladi. Zaryadlangan jismlarning mavjudligi nafaqat elektrostatik maydonning yuzaga kelishiga, balki elektr tokining yuzaga kelishiga ham sababchi bo‘ladi. Elektrostatik maydon hosil bo‘lishi uchun fazoda qo‘zg‘almas zaryadlar bo‘lishi lozim, elektr toki hosil bo‘lishi uchun esa bog‘lanmagan erkin zaryadlangan zarralar bo‘lishi va o‘tkazgich uchlarida potentsiallar farqi mavjud bo‘lishi kerak (rasm15.1). Potentsiallar farqi o‘tkazgichda elektr maydonni vujudga keltiradi. Elektr maydonda zaryadlangan zarralarning

tartibli harakati tufayli elektr toki yuzaga keladi. Tokning yoʻnalishi potentsiali katta φ_1 tomondan potentsiali kichik φ_2 tomonga yoʻnalgan boʻladi.



15.1-rasm

Elektr tokning yoʻnalishi sifatida musbat zaryadlarning tartibli harakat yoʻnalishi qabul qilingan. (rasm 15.1)

Elektrostatik maydon kuchlanganligi E va potentsialining φ taqsimlanishi fazoda zaryad zichligi ρ bilan Puasson tenglamasi orqali bogʻlangan:

$$\frac{\partial E_x}{\partial x} + \frac{\partial E_y}{\partial y} + \frac{\partial E_z}{\partial z} = \frac{\rho}{\epsilon_0},$$

$$\frac{\partial^2 \varphi_x}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \varphi_y}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \varphi_z}{\partial z^2} = -\frac{\rho}{\epsilon_0},$$

bu yerda $\rho = \frac{\partial q}{\partial v}$ zaryadning hajmiy zichligi

Agar zaryadlar qoʻzgʻalmas boʻlsa, zaryadlarning fazoda taqsimlanishi stasionar boʻladi, yani ρ vaqt boʻyicha oʻzgarmas saqlanadi, natijada maydon kuchlanganligi E , va maydon potentsiali φ faqat koordinataning funksiyasi hisoblanadi. Shuning uchun bunday maydonni elektrostatik maydon deyiladi. Erkin zaryadlarning mavjudligi zaryadning hajmiy zichligi ρ ni vaqt boʻyicha oʻzgarishiga olib keladi, bu esa maydon xarakteriskalarini vaqt boʻyicha oʻzgarishiga sabab boʻladi. Elektr tokni xarakterlovchi asosiy kattalik – tok kuchidir. **Tok kuchi deb, oʻtkazgichning koʻndalang kesimi yuzasidan vaqt birligi ichida oʻtgan elektr zaryadiga miqdor jihatidan teng boʻlgan fizik kattalikka aytiladi**

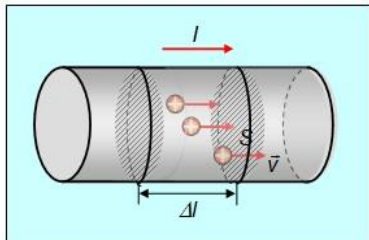
$$I = dq/dt, \quad (15.1)$$

boʻladi. Vaqt oʻtishi bilan tokning yoʻnalishi va kuchi oʻzgarmasa, bunday tokni oʻzgarmas tok deyiladi. $I = q/t$

Agar tok kuchi oʻtkazgichning koʻndalang kesimi boʻyicha 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 kiritiladi. Tok kuchining zichligi vektor kattalik bo'lib tok kuchi bilan quyidagicha bog'langan:

$$j = \frac{dI}{ds_{\perp}} . \quad (15.2)$$



15.1a-rasm

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

Bu ifodadan (15.2) o'tkazgichning ixtiyoriy yuzasidan o'tayotgan tok kuchini hisoblab topish mumkin:

$$I = \int j dS_{\perp} .$$

O'tkazgichning ko'ndalang kesim yuzasidan dt vaqt ichida o'tgan zaryad

miqdori (15.1a rasm):

$$dq = \rho \cdot v \cdot dt \cdot S, \quad j = dq/(dt S) \text{ ekanligidan.}$$

Tok zichligi erkin zaryadlar zichligi ρ va ularning tezliklari v bilan quyidagicha bog'langan:

$$\vec{j} = \rho \vec{v} . \quad (15.3)$$

Tok zichligi musbat tok tashuvchilarning tartibli harakati yo'nalishidagi vektor kattalik bo'lib, uning miqdori tok yo'nalishiga perpendikulyar bo'lgan birlik yuz orqali birlik vaqtda oqib o'tuvchi zaryad miqdori bilan xarakterlanadi. Agar tok ikkala ishorali zaryadlarning tartibli harakati tufayli vujudga kelayotgan bo'lsa, tok zichligining ifodasini quyidagi ko'rinishda yozish mumkin:

$$j = q^+ n^+ v^+ + q^- n^- v^- , \quad (15.4)$$

bunda q^+ va q^- – mos ravishda musbat va manfiy tok tashuvchilarning zaryad miqdorlari, n^+ va n^- – ularning konsentratsiyasi (ya'ni birlik hajmdagi tok tashuvchilarning soni), v^+ va v^- esa ularning tartibli harakatidagi o'rtacha tezliklari.

XBS da tok kuchining o'lchov birligi – amper (A) bo'lib, u asosiy birlik sifatida qabul kilingan. Bu birlik to'g'risida toklarning o'zaro ta'siri bilan tanishganda to'xtalamiz.

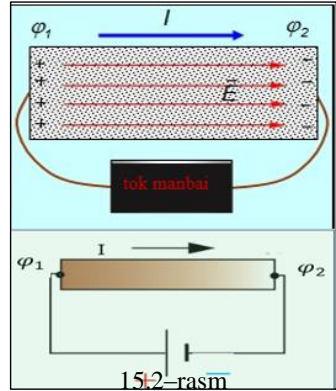
Tok zichligi birligi – amper taksim metr kvadrat (A/m^2) bo'lib, u kuchi 1 A bo'lgan elektr tok o'tkazgichning 1 m^2 ko'ndalang kesimi bo'yicha tekis taksimlangan holdagi tok zichligini ifodalaydi.

15.2 Tok manbai. Elekt yurituvchi kuch. Kuchlanish.

Elektr tokining yuzaga kelishining asosiy sharti, o'tkazgich uchlarida potentsiallar farqini mavjud bo'lishidir, ya'ni:

$$\Delta\varphi = \varphi_1 - \varphi_2 \neq 0,$$

buni ta'minlab turish uchun va o'tkazgichda uzluksiz ravishda elektr tok mavjud bo'lishi uchun bu o'tkazgichni o'z ichiga olgan berk zanjirda shunday maxsus qurilma ishlab turishi kerakki, bu qurilma muntazam ravishda qarama-qarshi ishorali zaryadlarni ajratib turishi va o'tkazgichning 1 uchini musbat zaryad bilan, 2 uchini esa manfiy zaryad bilan doimiy ravishda



ta'minlab turishi kerak (rasm15.2). Natijada, o'tkazgich uchlarida har doim potentsiallar farqi mavjud bo'lib, uzluksiz elektr tok vujudga kelishiga sharoit yaratilgan bo'ladi. Bunday qurilmani **elektr tokning manbai** deyiladi (15.2 rasmda tok manbaining elektr sxemadagi belgisi ko'rsatilgan). Tok manbaida zaryadlarning ajralishi biror kuch ta'sirida sodir bo'ladi albatta. Lekin bu kuch elektrostatik xarakterga ega emas, chunki elektrostatik kuch ta'sirida zaryadlar ajralmaydi, aksincha birlashadi. Bu kuchni tashqi kuch deb atash odat bo'lgan. Elektr zaryadlarni ajratish va ko'chirish uchun tashqi kuchlar bajargan ish tok manbai energiyasining sarflanishi hisobiga (masalan, generator rotni aylantirish uchun sarf bo'layotgan mexanik ish hisobiga yoki akkumulyator va galvanik elementlarda elektrolitlarda erishi jarayonida ajralib chiqadigan energiya hisobiga va hokazo) sodir bo'ladi.

Tok manbai ichidagi zaryadlarga elektrostatik maydon tomonidan ta'sir qiluvchi $F_E = qE$ kuchdan tashqari, bu kuchga qarama-qarshi yo'nalgan tashqi kuchlar hosil qilgan maydon tomonidan $F_T = qE_T$ kuch (15.3-rasm) ta'sir qiladi. $F_T > F_E$ shart bajarilganda tok zanjiri uchlarida potentsiallar farqi ta'minlanib turiladi, natijada zanjirda uzluksiz o'zgaras tok hosil qilinadi. Berk zanjirda zaryadga ham tashqi kuchlar, ham elektr maydon kuchlari ta'sir etadi. Ammo elektr maydonning q zaryadni berk zanjir bo'ylab ko'chirishda bajargan umumiy ishi nolga teng. Shuning uchun berk zanjirda bajarilgan umumiy ish faqat tashqi kuchlar manbaining energiyasi hisobiga tok manbai ichida sodir bo'ladi.

Berk zanjir bo'ylab q zaryadni ko'chirishda tashqi kuchlar A_T ish bajarigan bo'lsa, u holda

$$\mathcal{E} = \frac{A_t}{q},$$

(15.5) kattalik *tok manbaining elektr yurituvchi kuchi* deyiladi. Boshqacha qilib aytganda, *tok manbaining elektr yurituvchi kuchi tashqi kuchlar ta'sirida birlik musbat zaryadni manbani o'z ichiga olgan berk zanjir bo'ylab ko'chirishda bajarilgan ish bilan xarakterlanadi.* (15.5) ifodadan elektr yurituvchi kuch (qisqacha EYUK) potensial o'lchov birliklarida o'lchanadi, degan xulosaga kelamiz, chunki potensial ham birlik zaryadni ko'chirishda bajarilgan ish bilan xarakterlanar edi.

Demak, XBS da EYUK birligi qilib volt (V) qabul qilinadi: 1 V – shunday tok manbaining elektr yurituvchi kuchi (EYUK) ki, bu manbani o'z ichiga olgan berk zanjir bo'ylab 1 Kl zaryadni ko'chirishda 1 J ish bajariladi. q zaryadni berk zanjir bo'ylab ko'chirishda tashqi kuchlar bajarigan ish

$$A_T = \int \vec{F}_T \cdot d\vec{l} = q \int \vec{E}_T \cdot d\vec{l},$$

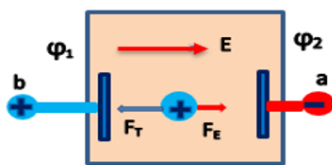
bo'ladi. Shuning uchun (15.5) ifodaga asoslanib

$$\mathcal{E} = \frac{A_t}{q} = \int \vec{E}_T \cdot d\vec{l}, \quad (15.6)$$

munosabatni hosil kilamiz. Demak, *berk zanjirda ta'sir etuvchi EYUK ni tashqi*

kuchlar maydoni kuchlanganligi vektorining sirkulyasiyasi tarzida ifodalash mumkin.

Agar zanjirni uzsak, ya'ni o'tkazgichni olib tashlab ochiq zanjir hosil qilsak (15.3–rasm), tashqi kuchlar ta'sirida bMa qismda zaryadlarning ko'chishi tufayli b nuqta musbat, a nuqta esa manfiy zaryadlar yig'ilib, bu nuqtalar orasida potentsiallar farqi vujudga keladi. b va a nuqtalar orasidagi potentsiallar farqi zaryadlarga

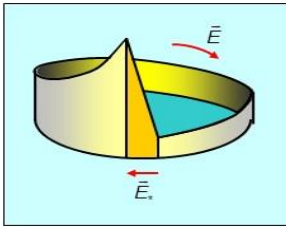


15.3–rasm

ta'sir etuvchi elektr va tashqi kuchlar tenglashguncha ortib boradi. Bu kuchlar tenglashganda $\Delta\varphi = \varphi_a - \varphi_b$ maksimal qiymatga erishadi. 15.3a-rasmda tok manbai mavjud bo'lgan yopiq elektr zanjiridagi potentsialni taqsimlanishi tasvirlangan. Musbat zaryadlar harakati potentsialni kamayishi tomon yo'nalgan bo'ladi. Tok manbai sohasida zaryadlar harakati tashqi kuchlar ta'sirida potentsialni ortishi tomon yo'naladi.

Ochiq zanjirdagi tok manbaining EYUK manbaning qutblaridagi potentsiallar farqi teng:

$$\mathcal{E} = \varphi_a - \varphi_b.$$



15.3a-rasm

Endi *kuchlanish* tushunchasi bilan tanishaylik. Elektrostatikada a va b nuqtalar orasidagi kuchlanish deganda a va b nuqtalardagi elektr maydon potentsiallarining farqi tushunilar edi. Zanjirning bMa qismidagi kuchlanishning tushishi yoki oddiygina kuchlanish (U_{ab}) deganda Kulon (elektr) kuchlari va tashqi kuchlar, ya'ni $F_E + F_T = q(\mathbf{E} + \mathbf{E}_T)$ ta'sirida birlik musbat zaryadni zanjir bo'ylab a nuqtan b nuqtaga ko'chirishda bajarilishi lozim bo'ladigan ish bilan xarakterlanuvchi fizik

kattalik tushuniladi:

$$U_{ab} = A_{ab} / q = \frac{1}{q} \left(\int_a^b \vec{F}_E d\vec{l} + \int_a^b \vec{F}_T d\vec{l} \right) = \left(\int_a^b \vec{E} d\vec{l} + \int_a^b \vec{E}_T d\vec{l} \right). \quad (15.7)$$

Kulon kuchlari ta'sirida birlik musbat zaryadni a dan b gacha ko'chirishda bajariladigan ish a va b nuqtalar potentsiallarining farqi $\varphi_a - \varphi_b$ ga teng. Tashqi kuchlar ta'sirida birlik musbat zaryadni zanjirning tekshirilayotgan qismida ko'chirishda bajarilgan ish zanjirning shu qismidagi manbaning elektr yurituvchi kuchi \mathcal{E}_{ab} ga teng. Shuning uchun

$$U_{ab} = (\varphi_a - \varphi_b) + \mathcal{E}_{ab}. \quad (15.8)$$

Demak, zanjirning tekshirilayotgan qismiga EYUK ta'sir etmaydigan xususiy holda (ya'ni $\mathcal{E}_{ab} = 0$ bo'lganda)

$$U_{ab} = (\varphi_a - \varphi_b),$$

bo'ladi. Kuchlanish ham, xuddi EYUK kabi, potentsialning birliklarida, ya'ni volt (V) da o'lchanadi.

15.3 Zanjirning bir jinsli bo'lmagan qismi uchun Om qonuni

Om qonuni zanjirning bir qismidan o'tayotgan tok kuchini shu qismning uchlaridagi kuchlanishga bog'liqligini ifodalaydi. Agar zanjirning tekshirilayotgan qismida EYUK ta'sir etmasa zanjirning bir jinsli qismi bilan, aksincha, EYUK ta'sir etsa zanjirning bir jinsli bo'lmagan qismi bilan ish ko'rayotgan bo'lamiz. Om qonuni tajribalar asosida kashf etilgan qonundir. Uning to'g'riligi ko'pgina tajribalar asosida isbotlandi. Bu qonunning mohiyati quyidagidan iborat: bir jinsli metall o'tkazgich

orqali o'tayotgan elektr tokning kuchi ushbu o'tkazgichning uchlaridagi kuchlanishga to'g'ri proporsional:

$$I = \frac{\varphi_1 - \varphi_2}{R} = \frac{U}{R}. \quad (15.9)$$

Har qanday o'tkazgich uchun tok kuchining kuchlanishga bog'lanishi mavjud bo'lib unga **volt-amper xarakteristikasi** deyiladi. Metall o'tkazgichlar uchun bu bog'lanish chiziqli xarakterga ega bo'ladi. 15.4-rasmdagi grafikdan o'tkazgichlarning elektr qarshiligini R aniqlash mumkin:

$$R = ctg\alpha$$

R – **o'tkazgichning elektr qarshiligi**, u zaryadlarning tartibli harakatiga o'tkazgich

ko'rsatadigan qarshilikni xarakterlaydi. O'tkazgich qarshiligining birligini (15.9) ifodadan foydalanib topish mumkin: ikki uchidagi kuchlanish 1 V bo'lganda 1 A tok utadigan o'tkazgichning elektr qarshiligi birligi sifatida qabul kilingan va unga 1 Om deb nom berilgan.

O'tkazgichning qarshiligi uning o'lchamlariga va ichki tuzilishiga bog'liq kattalik. Agar o'tkazgich silindrsimon shaklda bo'lsa, uning qarshiligi uzunligi L ga to'g'ri va ko'ndalang kesimi S ga teskari proporsionaldir:

$$R = \rho \frac{L}{S}, \quad (15.10)$$

bu yerda ρ – **o'tkazgichning solishtirma elektr qarshiligi**. U o'tkazgich materialining ichki xususiyatlariga va tashqi sharoitlarga bog'liq. Solishtirma elektr qarshilikka teskari bo'lgan

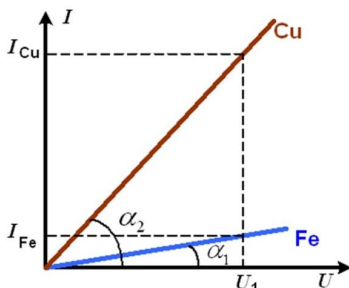
$$\sigma = 1/\rho, \quad (15.11)$$

kattalikni **o'tkazgichning solishtirma elektr o'tkazuvchanligi** deb ataladi.

Solishtirma elektr qarshilikning o'lchov birligi – Om-metr (Om·m): 1 Om·m – ko'ndalang kesimi $1 m^2$, uzunligi $1 m$ bo'lganda 1 Om elektr qarshilikka ega bo'ladigan o'tkazgichning solishtirma elektr qarshiligidir.

O'tkazgich qarshiligi temperaturaga mos ravishda quyidagi qonuniyat bo'yicha o'zgaradi:

$$R = R_0(1 + \alpha t), \quad (15.12)$$



15.4-rasm

bundagi R_o va R – mos ravishda 0°C va $t^\circ\text{C}$ va temperaturadagi qarshilikning qiymatlari; α – qarshilikning temperatura koeffitsiyenti, u 1 K ga isitilganda o‘tkazgich qarshiligining nisbiy o‘zgarishiga miqdoran teng kattalik, sof metallar uchun $\alpha \approx 1/273 \text{ grad}^{-1}$. Termodinamik temperatura T dan foydalanganda (15.12) munosabat quyidagi ko‘rinishga ega bo‘ladi:

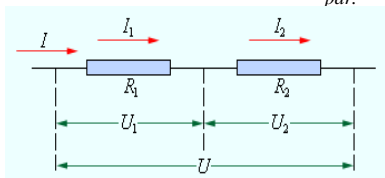
$$R = \alpha R_o T \quad (15.13)$$

Elektr zanjir o‘zaro ulangan bir necha qarshiliklardan iborat bo‘lishi mumkin. Elektr zanjirning R_1, R_2, R_3, \dots qarshiliklar ketma-ket ulangan (rasm15.5a) qismining umumiy qarshiligi ($R_{k.k.}$) ayrim qarshiliklar yig‘indisiga teng bo‘ladi:

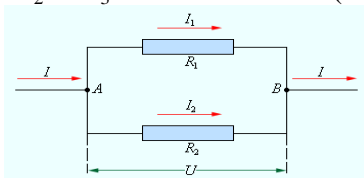
$$R_{k.k.} = R_1 + R_2 + R_3 + \dots \quad (15.14)$$

Qarshiliklari R_1, R_2, R_3, \dots bo‘lgan o‘tkazgichlarni parallel ulash tufayli vujudga (rasm15.5b) kelgan zanjir qismining umumiy qarshiligiga teskari miqdor ayrim qarshiliklarga teskari bo‘lgan miqdorlar yig‘indisiga teng:

$$1/R_{par.} = 1/R_1 + 1/R_2 + 1/R_3 + \dots \quad (15.15)$$

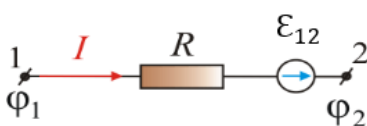


15.5a -rasm



15.5b-rasm

Tabiiyki, $R_{par.}$ ning qiymati ayrim qarshiliklarning eng kichigidan ham kichik bo‘ladi. Endi, zanjirning bir jinsli bo‘lmagan qismi uchun



15.6-rasm

Om qonuni bilan tanishaylik. Bu holda elektr zanjirning ixtiyoriy nuqtasidagi maydon uchlanganligi kulon kuchlari maydoni va tashqi kuchlar maydoni kuchlanganliklarining (15.6-rasm) vektor yig‘indisiga teng bo‘ladi:

$$\vec{E} = \vec{E}_q + \vec{E}_T.$$

Zanjirning 1-2 qismidagi kuchlanish

$$U_{12} = (\varphi_1 - \varphi_2) + \mathcal{E}_{12},$$

ifoda bo‘yicha aniqlanar edi. Bundan tashqari, zanjirning umumiy elektr qarshiligi ($R_{um.}$) ni hisoblayotganda tok manbaining ichki qarshiligi r ni ham hisobga olish kerak. Natijada zanjirning bir jinsli bo‘lmagan

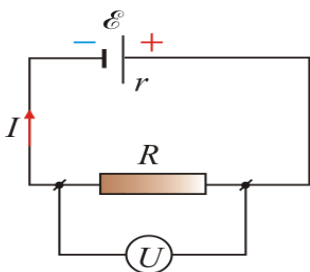
qismi uchun Om qonuni quyidagi ko‘rinishda ifodalanadi:

$$I = \frac{\varphi_1 - \varphi_2 + \mathcal{E}_{12}}{R+r}. \quad (15.16)$$

(15.16) ni, odatda, **Omning umumlashgan qonuni** deb ham ataladi, chunki uni elektr zanjirning ixtiyoriy qismi uchun qo‘llash mumkin.

1. Zanjirning tekshirilayotgan qismida tok manbai bo‘lmagan ($\mathcal{E}_{12}=0$) holda (15.16) zanjirning bir jinsli qismi uchun taalluqli (15.9) ga aylanadi.

2. (15.16) ni berk zanjir uchun qo‘llash maqsadida zanjirdagi 1 nuqtani (15.6–rasm) ko‘zgatmasdan 2 nuqtani 1 nuqta bilan ustma-ust tushguncha zanjir bo‘ylab suraylik. U holda (15.16) dagi $\varphi_1 - \varphi_2$ nolga teng bo‘lib, berk zanjir uchun Omqonunining ifodasi (15.7–rasm) quyidagi ko‘rinishga keladi:



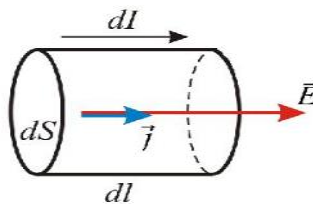
15.7-rasm

$$I = \frac{\mathcal{E}}{R+r},$$

bundagi \mathcal{E} – berk zanjirdagi barcha EYUK larning algebraik yig‘indisi, $R+r$ esa zanjirdagi umumiy qarshilik. (15.17) ifoda Om qonunini integral ko‘rinishi deyiladi

15.4 Om qonunini differensial ko‘rinishi

Om qonunini differensial ko‘rinishda yozish mumkin. Buning uchun o‘tkazgich ichida biror nuqtani tanlab olaylik. Bu nuqtagi tok zichligi \mathbf{J} va elektr maydon kuchlanganligi \mathbf{E} bo‘lsin.



15.8- rasm

Bu nuqta atrofida asosi dS , yasovchisining uzunligi dl bo‘lgan xayoliy elementar silindrni shunday ajrataylikki (15.8–rasm), bu silindrchaning yasovchilari \mathbf{j} ga parallel bo‘lsin. Bu silindrchaning ikki asosi orasidagi

kuchlanish $U = Edl$, asosidan o‘tayotgan tokning kuchi $I = j dS$. Silindrchaning qarshiligi esa $R = \rho dl/dS$. Shuning uchun bu silindrchaga Om qonunini qo‘llab, quyidagi ifodani yoza olam

$$I = \frac{U}{R} = \frac{Edl}{\frac{\rho dl}{dS}} = \frac{EdS}{\rho}. \quad (15.18)$$

Agar \mathbf{j} va \mathbf{E} vektorlarning yo‘nalishlari bir xil ekanligini hisobga

olsak,

$$\mathbf{j} = \frac{dI}{ds} = \frac{1}{\rho} E \text{ yoki } \vec{j} = \frac{1}{\rho} \vec{E}, \quad (15.19)$$

bo'ladi. O'tkazgich materialining solishtirma qarshiligi ρ ga teskari bo'lgan kattalikni, ya'ni $\sigma = 1/\rho$ ni materialning solishtirma elektr o'tkazuvchanligi deb atagandik. Zero (15.19) ifoda quyidagi ko'rinishga keladi:

$$\vec{j} = \sigma \vec{E}. \quad (15.20)$$

Bu ifoda zanjirning bir jinsli qismi uchun Om qonunining differensial ko'rinishidir. Agar zanjirning tekshirilayotgan qismi bir jinsli bo'lmasa, u holda zanjirda Kulon kuchlari bilan bir qatorda tashqi kuchlar ham ta'sir etayotgan bo'ladi. Shuning uchun zanjirning bir jinsli bo'lmagan qismi uchun Om qonunining differensial ko'rinishi quyidagicha yoziladi:

$$\vec{j} = \sigma(\vec{E} + \vec{E}_T), \quad (15.21)$$

bundagi E_T – zanjirning tekshirilayotgan qismidagi tok manbaida ta'sir etayotgan tashqi kuchlar maydonining kuchlanganligi.

15.5 Elektr tokining ishi va quvvati. Joule-Lens qonunining integral va differensial ko'rinishlari

Zanjirning bir jinsli qismidagi U kuchlanish tufayli vujudga kelgan elektr maydon o'tkazgichning ko'ndalang kesimidan dt vaqt davomida Idt zaryadni ko'chiradi. Elektr tokning dt vaqt davomida bajargan ishi:

$$dA = IUdt = I^2 Rdt = U^2 dt/R, \quad (15.22)$$

bo'ladi. Elektr tokning quvvati esa quyidagicha aniqlanadi:

$$P = dA/dt = IU = I^2 R = U^2/R, \quad (15.23)$$

Elektr tokning ishi joule (J) larda, quvvati esa vatt (Vt) larda o'lchanadi. Lekin, amalda, elektr tokning sistemaga oid bo'lmagan vatt-soat (Vt-soat) va kilovatt-soat (kVt-soat) deb nomlangan birliklaridan keng foydalaniladi:

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

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

Elektr tok qo'zg'almas metall o'tkazgichdan o'tayotgan holda tokning bajargan barcha ishi shu o'tkazgichning ichki energiyasining ortishiga, ya'ni issiklik energiyasiga aylanadi. Joule va Lens aniqlagan qonunga asosan, o'tkazgichda ajralib chiqadigan issiklik miqdori o'tkazgichning qarshiligiga, tok kuchining kvadratiga va vaqtga proporsional,

ya'ni:

$$dQ = I^2 R dt. \quad (15.24)$$

Bu qonuniyatdan foydalanib, 15.8–rasmda ifodalangan elementar silindrda dt vaqtda ajralib chiqadigan issiklik miqdorini topaylik:

$$dQ = I^2 R dt = \rho j^2 dl \cdot dS \cdot dt. \quad (15.25)$$

Agar $dl \cdot dS = dV$ – silindrchaning hajmi ekanligini hisobga olsak,

$$dQ = \rho j^2 dV dt. \quad (15.26)$$

Bu ifoda o'tkazgichning dV hajmida dt vaqt ichida ajralib chiqqan issiklik miqdorini ifodalaydi. Shuning uchun (15.26) ni $dV dt$ ga bo'lsak, o'tkazgichning birlik hajmida birlik vaqtda ajralib chiquvchi issiklik miqdorini xarakterlovchi kattalikni topamiz. Bu kattalik **tok issiqlik quvvatining zichligi** deb ataladi:

$$w = dQ/(dV dt) = \rho j^2, \quad (15.27)$$

(15.19) va (15.20) ifodalardan foydalanib (15.27) ni quyidagicha ham yozish mumkin:

$$w = \mathbf{jE} = \tau \mathbf{E}^2. \quad (15.28)$$

Bu ifoda **Joul–Lens qonunining differensial ko'rinishidir**.

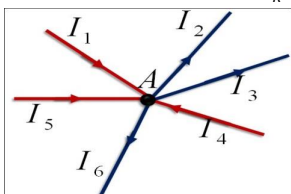
15.6 Kirxgof qoidalari

Kirxgof qoidalari tarmoqlangan murakkab zanjir qismlarini hisoblashda qo'llaniladi.

Elektr zanjirining kamida uchta o'tkazgich tutashgan nuqtasi *elektr tugun* deyiladi. Odatda, tugunga kelayotgan toklarni musbat ishora bilan, ketuvchi toklarni esa manfiy ishora bilan olinadi. Kirxgofning birinchi qoidasiga asosan, *tugunda uchrashuvchi toklarning algebraik yig'indisi nolga teng yoki tugunga keluvchi toklarning arifmetik yig'indisi tugundan ketuvchi toklarning arifmetik yig'indisiga teng bo'ladi*.

15.9–rasmdagi elektr tugun uchun **Kirxgofning birinchi qoidasi** quyidagi ko'rinishda yoziladi:

$$\sum_k I_k = I_1 - I_2 - I_3 + I_4 + I_5 - I_6 = 0. \quad (15.29)$$



15.9–rasm

Kirxgof ikkinchi qoidasining analitik ko'rinishini keltirib chiqarish uchun biror murakkab tarmoqlangan elektr zanjirdan ixtiyoriy 1-2-3-1 berk konturni ajratib olaylik (15.10–rasm).

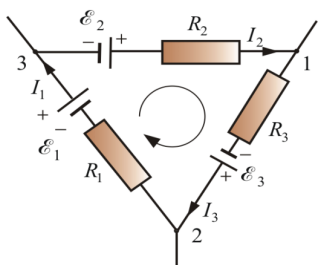
Bu konturni ixtiyoriy yo'nalishda aylan-

ganda qo'shni tugunlar orasidagi zanjir qismlari uchun Om qonuni (15.16) ni qo'llaymiz. Bunda quyidagi shartlarga rioya qilish kerak:

1) zanjirniig har bir qismining qarshiligi (R) deganda shu qismdagi barcha tashqi qarshiliklar va tok manbalari ichki qarshiliklarining yig'indisi tushuniladi;

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

3) zanjirdagi tok manbalarining manfiy qutbidan musbat qutbi tomon yurish konturni aylanish yo'nalishi bilan mos tushsa, manbaning EYUK musbat ishora bilan, aks holda manfiy ishora bilan olinadi.



15.10–rasm

Shunday qilib,

$$2-3 \text{ qism uchun } \varphi_2 - \varphi_3 + \mathcal{E}_1 = I_1 R_1,$$

$$3-1 \text{ qism uchun } \varphi_3 - \varphi_1 + \mathcal{E}_2 = I_2 R_2,$$

$$1-2 \text{ qism uchun } \varphi_1 - \varphi_2 + \mathcal{E}_3 = I_3 R_3.$$

Bu tenglamalarni qo'shsak, yoki I va \mathcal{E} lar algebraik kattaliklar ekanligini hisobga olib, quyidagi ko'rinishda yoza olamiz:

$$\sum_k I_k R_k = \sum_k \mathcal{E}_k.$$

Bu ifoda **Kirxgofning ikkinchi qoida-**

sining analitik ko'rinishidir: *tarmoqlangan elektr zanjirdagi ixtiyoriy berk kontur uchun bu kontur ayrim qismlardagi tok kuchlarining mos qismlaridagi qarshiliklarga ko'paytmalarining algebraik yig'indisi ushbu konturdagi barcha EYUK larning algebraik yig'indisiga teng.*

(15.30) tenglamalar sistemasidan va tugunlar uchun yozilgan (15.29) tenglamalardan foydalanib har qanday murakkab elektr zanjir parametrlarini hisoblash mumkin.

Nazorat savollari

1. Elektr tokining turlari: O'tkazuvchanlik toki, siljish toki, qutblanish toki, induksion tok, vakuumdagi toklarning xossalari.

2. Elektr tokining umumiy ta'rifi va uning ifodasini yozing.

3. Begona kuchlar hosil bo'lish sababi va uning elektrostatik kuchlardan farqi va o'xshashligi nimada?.

4. Elektr yurituvchi kuch, kuchlanish va potensiallar ayrimasining fizik ma'nosini tushuntiring.

5. O'tkazgichning qarshiligi bir jinsli va bir jinsli bo'lmagan hollarda qanday hisoblanadi.

6. O'ta o'tkazuvchanlik haqida tushuncha bering.

7. Zanjirning bir qismi va yopiq zanjir uchun Om qonuni nimadan iborat? Ularning fizik ma'nosi nima?

8. Om va Joul-Lens qonunlarining differensial formalarini chiqaring?

9. Om va Joul-Lens qonunlarning integral va differensial formalarining ekvivalentligini ko'rsatib bering.

10. Om qonunining butun zanjir uchun formulasini energiyaning saqlanish qonunidan foydalanib chiqaring?

11. Kirxgofning birinchi qoidasi - zaryadning saqlanish qonunidan kelib chiqishini asoslab bering.

12. Kirxgofning ikkinchi qonunini ifodasini yozing va u murakkab elektr zanjiri uchun energiyaning saqlanish qonunining qo'llanishi ekanligini ko'rsatib bering.

16. TURLI MUHITLARDA ELEKTR TOKI

Turli muhitlarda elektr toki bobini o'zlashtirgan talaba:

bilishi kerak:

- metallarda zaryad tashuvchilar elektronlar ekanligini tasdiqlovchi tajribalarni;
- metallar solishtirma elektr o'tkazuvchanligi qanday fizik kattaliklarga bog'likligini;
- metallar klassik elektron nazariyasining kamchiliklarini;
- elektronning metallardan chiqish ishi ta'rifini;
- termoelektron emissiya hodisasini;
- ikki elektrodli lampaning voltamper xarakteristikasini;
- Lengmyur-Boguslavskiy va Richardson-Deshman formulalarini;
- nomusta qil va mustaqil gaz razryadlari tushunchalarini;
- gaz razryadining voltamper xarakteristikasini
- mustaqil gaz razryadini yuzaga keltiruvchi asosiy jarayonlarni;
- plazma tushunchasini va uni xossalarni;

bajara olishi kerak:

- ikki elektrodli lampa va gaz razryadining voltamper xarakteristikasini;
- turli muxitlarda elektr tokiga doir tipik amaliy fizika masalalarni yechishni;

ko'nikmalarga ega bo'lishi kerak:

- matematik analizni standart usullarini (differensial va integral hisoblashlarni) turli muxitlarda elektr tokiga doir amaliy fizika masalalarini yechishda foydalanish ko'nikmasi;
- turli muxitlarda elektr tokiga doir fizikaviy tajribalarni o'tkazish va natijalarini hisoblash ko'nikmasi.

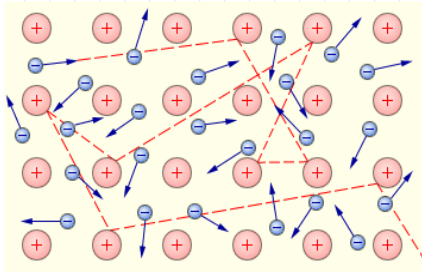
16.1 Metallarda elektr toki. Metallar klassik elektron nazariyasi.

Metallarda elektr tok tashuvchilar elektronlar ekanligi tajribada tasdiqlangan.

Metallar klassik elektron nazariyasiga Drude (1900) yil asos solgan, (1904) Lorens tomonidan rivojlantirilgan.

Kristall panjaradagi erkin elektronlar va ionlar $T=0$ K dan farqli temperaturada issiqlik harakatda bo'ladi. Erkin elektronlar kristall panjara hajmi bo'yicha turli yo'nalishda erkin harakat qiladilar shuning

uchun ularni elektron gaz deb qarab ideal gaz qonunlarini qo'llash mumkin. Elektron gaz o'zining xususiy hajmiga ega emas va elektronlar bir-biri bilan o'zaro ta'sirlashmaydilar, deb hisoblanadi.



16.1-rasm

Erkin elektronlarning ideal gaz molekularidan farqi shundaki, ular o'zaro emas, balki ko'proq kristall panjaraning tugunida joylashgan ionlar bilan to'qnashadi (rasm-16.1). Erkin elektronlar tartibsiz harakati davomida kristall panjara ionlari bilan to'qnashadilar. To'qnashuvlar

natijasida elektron gaz va panjara orasida termodinamik muvozanat

yuzaga keladi. Drude–Lorents nazariyasiga asosan, elektronlar ega bo'ladigan issiqlik harakati energiyasining o'rtacha qiymati, bir atomli ideal gaz molekulasiga ega bo'ladigan energiyaga teng bo'ladi. Bundan elektronlarning issiqlik harakati tezligining o'rtacha qiymatini, molekulyar-kinetik nazariyasi formulasi orqali aniqlash imkonini beradi. Metallardagi erkin elektronlarning o'rtacha tezligi $v_{o'r} \sim 10^5$ m/s ekanligini aniqlash mumkin. Erkin elektronlarning issiqlik harakati tartibsiz bo'lganligi sababli, tezliklarning barcha yo'nalishlar teng ehtimollidir. Shuning uchun erkin elektronlarning issiqlik harakati tufayli o'tkazgichda elektr toki hosil bo'lmaydi. O'tkazgichlar uchiga $\Delta\phi$ -qo'yilganda (elektr maydon mavjudligida) elektronlarni tartibli harakat o'rtacha dreyf tezligi $\bar{v}_d = 10^{-3}$ m/s ga teng bo'ladi. Metall o'tkazgichlarda elektr signalning bir lahzada uzatilishiga sabab, ularda elektr maydon $c = 3 \cdot 10^8$ m/s tezlik bilan taqalishidir. Elektr maydon ta'sirida elektron tezlanish oladi.

$$a = \frac{F}{m} = \frac{e}{m} E. \quad (16.1)$$

Erkin elektronni ionlar bilan ketma-ket to'qnashish orasidagi vaqtni τ , bosib o'tgan masofasini l deb belgilaymiz. l -erkin yugurish yo'li

$$\tau = \frac{l}{v}$$

Ikki to'qnashish orasida elektron quyidagi maksimal dreyf tezlikka v_d erishadi. v -issiqlik harakat tezligi

$$(v_d)_{\max} = a\tau = \frac{el}{mv} E.$$

Bundan ikki ketma-ket to‘qnashuv orasidagi elektronning tartibli harakati o‘rtacha tezligi quyidagiga teng bo‘ladi

$$\bar{v}_d = \frac{0 + (v_d)_{\max}}{2} = \frac{e\ell}{2m\nu} E.$$

O‘tkazgich orqali o‘tayotgan tok zichligining qiymati uchun qo‘yidagi munosabat o‘rinli bo‘ladi:

$$j = en\bar{v}_d = \frac{e^2 n l}{2m\nu} E, \quad (16.2)$$

bu yerda n - metall o‘tkazgichning birlik hajmidagi erkin elektronlar soni. Om qonunining differensial ko‘rinishidan:

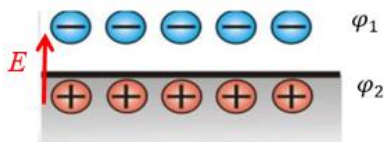
$$j = \sigma E, \quad \sigma = \frac{e^2 n l}{2m\nu},$$

σ –metallning solishtirma elektr o‘tkazuvchanligi erkin yugurish yo‘li l ga, hamda metall o‘tkazgichning birlik hajmidagi erkin elektronlar soniga proporsional bo‘ladi. Elektronlarni ionlar bilan to‘qnashuvi vaqtida elektron ionga o‘z energiyasini beradi, natijada metall parchasining ichki energiyasi ortadi va metall qiziydi.

Keltirib chiqarilgan ifoda, ko‘rinishi jihatidan Om qonuniga ($j = \sigma E$), mos keladi lekin, solishtirma qarshilikning temperaturaga bog‘likligi $\rho \sim \frac{1}{\sqrt{T}}$ tajriba natijalaridagi $\rho \sim T$ chiziqli bog‘lanishga mos kelmaydi. Mos kelmaslikning asosiy sabablari metallardagi elektronlar harakatini ifodalashda klassik fizika qonunlaridan foydalanilgan bo‘lib, elektronlarning kvant tabiati hisobga olinmagan.

16.2 Vakuumda elektr toki. Termoelektron emissiya hodisasi. Lampali diodning volt-amper xarakteristikasi

Metall kristall panjaradan iborat bo‘lib, uning tugunlarida musbat ionlar joylashgan. Ionlar orasida valent elektronlar metall ichida erkin harakat qiladi.



Metall sirtiga yaqin joylashgan va kinetik energiyasi katta bo‘lgan elektronlar metalldan ajratib chiqa oladilar, natijada metall atrofida manfiy zaryadlangan qatlam hosil bo‘ladi. Metall sirti esa elektronlar-

ning bir qismini yo‘qotgani uchun musbat zaryadlanadi. Shunday qilib

metall-vakuum chegarasida musbat va manfiy zaryadlangan 2 ta elektr qatlam hosil bo‘ladi. Bu qatlamlar potentsiallar ayirmasiga metall-vakuum chegarasidagi kontakt potentsiallar ayirmasi deyiladi va $\Delta\varphi$ - bilan belgilanadi.

Bu ikki qatlam orasidagi elektostatik kuchlarni engib elektronni metalldan ajratib chiqarish uchun ma’lum miqdorda ish bajarish kerak bo‘ladi. Metalldan elektronlarni chiqarish uchun bajarilgan ishga elektronni metalldan *chiqish ishi* deyiladi. Chiqish ishi metallning kimyoviy tarkibiga va metall sirtining holatiga bog‘liq bo‘ladi.

$A=e\Delta\varphi$ - *chiqish ishi* quyidagi formula bilan aniqlanadi.

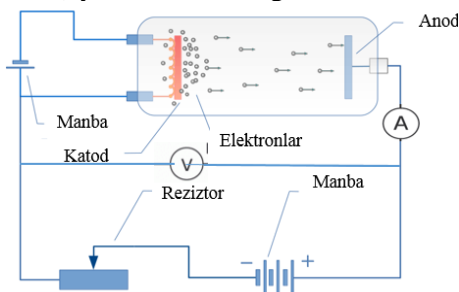
Metalldan tashqarida elektronning potentsial energiyasini nol deb olsak, metall ichida $W_n = -A = -e\Delta\varphi$ ga teng bo‘ladi.

Metallardagi elektronlarning potentsial energiyasini grafik ravishda potentsial chuqurlik yordamida ifodalash mumkin. Elektronlarning energiyasi chiqish ishidan katta yoki teng bo‘lgandagina ular metalldan chiqish mumkin.

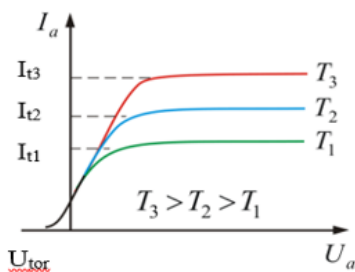
$$\frac{mv^2}{2} \geq A.$$

Bu energiyani elektronga turli usullar bilan berish mumkin. Bulardan biri metallni qizdirish. Metallarning temperaturasi ortganda undagi elektronlarning kinetik energiyasi ortadi va potentsial to‘siqni engib oladigan elektronlarning soni ko‘paydi. Qizdirilgan jismlardan elektronlarning ajralib chiqish hodisasiga *termoelektron emissiya* hodisasi deyiladi.

Termoelektron emissiya hodisasini tekshirish quyidagi sxema (16.2a-rasm) yordamida amalga oshiriladi.



16.2a- rasm



16.2b- rasm

Katodning manbai yordamida cho‘g‘latish tok kuchini boshqarib, cho‘g‘lanish temperaturasi o‘zgartirish mumkin (16.2a-rasm).

$U_a = 0$ ham katoddan ajralib chiqqan elektronlarning oz qismi anodga etib keladi. Shuning uchun lampali diodning volt-amper xarakteristikasi (VAX) noldan boshlanmay balki kordinata boshidan bir oz chaproqdan (16.2b-rasm) boshlanadi. U_a anod kuchlanishining kichik musbat qiymatlarida anod tokining kuchi kuchlanishning $U_a^{3/2}$ ga proporsional ravishda o'zgaradi ya'ni

$$I_a = B \cdot U_a^{3/2}, \quad (16.3)$$

bunga *Lengmyur-Boguslovskiy qonuni* deyiladi.

Anod kuchlanishi ortishi bilan anod tok kuchi ortib boradi va uning biror qiymatidan boshlab anod toki ortishi to'xtaydi, tokning bu qiymatiga *to'yinish toki* I_t deyiladi. Anod kuchlanishining bu qiymatda berilgan temperatura uchun katoddan bir vaqtda ajralib chiqqan elektronlarning hammasi anodga o'z vaqtida etib borib turadi va anod toki to'yinadi. Katod temperaturasi ortgan sari to'yinish tokining qiymati ham ortib boradi (16.2b-rasm).

To'yinish toki termoelektron emissiyani xarakterlaydi. To'yinish tokining zichligi *Richardson-Deshman* formulasi orqali aniqlanadi.

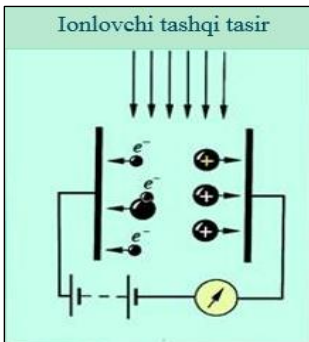
$$j_T = AT^2 e^{-\frac{e\Delta\phi}{kT}}. \quad (16.4)$$

Bu yerda $e\Delta\phi$ -chiqish ishi, A -katod materialiga bog'liq bo'lgan o'zgarimas kattalik, T -katodning absolyut temperaturasi, k - Bolsman doimiyisi.

Formuladan katoddan elektronning chiqish ishi kichik bo'lsa, to'yinish tokining zichligi katta bo'ladi. O'z vaqtida termoelektron emissiya radioelektronika qurilmalarining asosiy elementlari bo'lmish elektron lampalarda keng qo'llangan. Hozirgi vaqtda ular o'rmini yarivo'tkazgichli diod, triod va mikroshemalar egalagan.

16.3 Gazlardagi elektr toki.

Gazlar orqali elektr tokning o'tishini tekshirish uchun 16.3-rasmda tasvirlangan sxema asosida elektr zanjir tuzaylik. Bu zanjirning bir qismi, ya'ni musbat va manfiy zaryadlangan plastinalar (elektrodlar) orasidagi qismi biror gazdan iborat bo'lsin. Sxemadagi galvanometr zanjir bo'ylab elektr tok oqmayotganligini ko'rsatadi, chunki oddiy sharoitlarda gazda zaryad tashuvchilar bo'lmaydi. Demak, zanjirdagi elektrodlar orasi uzilgan bo'ladi. Shuning uchun zanjir orqali elektr tok oqishini ta'min-



16.3-rasm

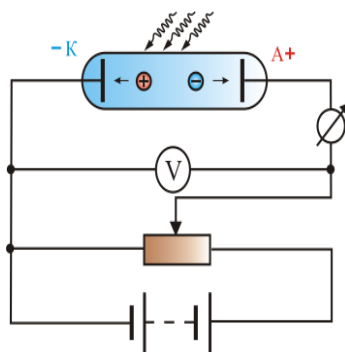
lamoqchi bo'lsak, elektrodlar oralig'iga zaryad tashuvchilar kiritish yoki biror usul bilan elektrodlar orasidagi gazda zaryad tashuvchilar (sxemada gazni nurlanish usuli bilan) vujudga keltirish kerak. Gazda zaryad tashuvchilar vujudga keltirishning barcha usullarini ikki gruppaga ajratish mumkin:

a) gazdagi zaryad tashuvchilar tashqi faktorlar tufayli vujudga kelishi natijasida kuzatiladigan elektr tokni **nomustaqil gaz razryad** deyiladi;

b) elektrodlar orasidagi elektr maydon ta'sirida vujudga kelgan zaryad tashuvchilar tufayli kuzatiladigan elektr tokni **mustaqil gaz razryad** deyiladi.

16.4 Nomustaqil gaz razryad

Agar A va K elektrodlar orasidagi gazni qizdirsak yoki α , β , γ , rentgen, ultra-inafsha nurlar bilan nurlantirsak, gaz molekularining ionlashuvi sodir bo'ladi (16.4-rasm). Tashqi faktorlar ta'sirida gaz tarkibidagi atomlar va molekularning bir qismidan elektronlarni urib chiqariladi. Ionlashgan gaz tarkibida elektronlar, musbat ionlar va elektronlarni birlashtirib olgan manfiy zaryadlangan ionlar vujudga keltiradi. Shuning uchun ham gazdagi ionlashish jarayoniga sababchi bo'lgan tashqi faktorni **ionizator (ionlashtiruvchi)** deb ataladi.



16.4-rasm

Ionlanish jarayoni bilan bir katorda gazda **rekombinatsiya jarayoni** ham sodir bo'ladi. **Rekombinatsiya** ionlanishga teskari jarayon bo'lib, bunda musbat va manfiy ionlarning yoki elektron va musbat ionning to'qnashuvi natijasida neytral molekular hosil bo'ladi.

Shunday qilib, gazlarda ionlanish jarayonida manfiy zaryad tashuvchilar (elektronlar va manfiy ionlar) hamda musbat zaryad tashuvchilar (musbat ionlar) teng miqdorda hosil bo'ladi, rekombinatsiya jarayonida

esa teng miqdorda yo‘qoladi.

Ionizator ta‘sirida gazning birlik hajmida birlik vaqtda n_+ dona musbat va n_- dona manfiy zaryad tashuvchilar vujudga kelayotgan bo‘lsin. Odatda $n_+=n_-$ bo‘lganligi uchun, oddiygina qilib, n juft zaryad tashuvchilar vujudga kelyapti, deylik.

Rekombinatsiya jarayoni tufayli $\Delta n'$ juft ion kamayotgan bo‘lsin. Elektr maydon tufayli musbat zaryad tashuvchilar manfiy zaryadlangan elektrodga, manfiy zaryad tashuvchilar esa musbat zaryadlangan elektrodga tortiladi va ularda neytrallanadi. Buning natijasida $\Delta n''$ juft ionlar kamayotgan bo‘lsin. U holda gazning birlik hajmida birlik vaqtda kamayayotgan ionlarning umumiy soni

$$\Delta n = \Delta n' + \Delta n'' \quad (16.5)$$

ifoda bilan aniqlanadi. Bu ifodadagi qo‘shiluvchilarning xissalari elektr maydonga bog‘ligi. Ikki chegaraviy holni ko‘raylik.

1. Elektrodga berilgan kuchlanishning ancha kichik qiymatlarida, ya‘ni kuchsiz elektr maydonlarda ionlar asosan rekombinatsiya tufayli kamayadi ($\Delta n' \gg \Delta n''$). Lekin bir qism ionlar elektr maydon tufayli qarama-qarshi zaryadlangan elektrodga etib boradi va kuchsiz elektr tokni vujudga kelishiga sababchi bo‘ladi. Elektr maydon ta‘sirida musbat va manfiy zaryad tashuvchilar mos ravishda quyidagi tezliklar bilan harakat qiladi:

$$\begin{aligned} v_+ &= \mu_+ E \\ v_- &= \mu_- E \end{aligned} \quad (16.6)$$

bu ifodalarda E – elektr maydon kuchlanganligi, μ_+ va μ_- lar esa mos ravishda musbat va manfiy zaryad tashuvchilarning harakatchanliklari. Ionning harakatchanligi – kuchlanganligi 1 V bo‘lgan elektr maydon ta‘sirida ion erishgan tezlik bilan xarakterlanib, turli gazlar uchun turlicha qiymatlarga ega bo‘ladi.

(16.6) ifoda bilan aniqlanuvchi tezliklar bilan tartibli harakat kiluvchi ionlar Δt vaqt ichida plastinalarga quyidagi zaryadlarni etkazadi:

$$\begin{aligned} Q_+ &= qnv_+ S \Delta t = qn\mu_+ ES \Delta t, \\ Q_- &= qnv_- S \Delta t = qn\mu_- ES \Delta t. \end{aligned} \quad (16.7)$$

Bunda Q_+ va Q_- – mos ravishda musbat va manfiy zaryadlangan elektrodga ionlar tashib etkazayotgan zaryad miqdorlari, q – ionning zaryadi, S – elektrodning yuzi. Elektr maydon tomonidan ko‘chirilgan umumiy zaryad miqdori

$$Q = |Q_+| + |Q_-| = qn(\mu_+ + \mu_-) ES \Delta t, \quad (16.8)$$

ifoda bilan aniqlanadi. Birlik yuz orqali birlik vaqtda ko‘chirilgan

zaryad tok zichligi j ni ifodalari edi. Shuning uchun

$$j = \frac{Q}{S\Delta t} = qn(\mu_+ + \mu_-)E, \quad (16.9)$$

bu ifodadagi q , μ_+ va μ_- lar ayni tajriba sharoiti uchun doimiy kattaliklardir. n esa unchalik katta bo'lmagan elektr maydonlar uchun o'zgarmas hisoblanadi. Demak, kuchsiz elektr maydonlarda (16.9) ifodadagi $qn(\mu_+ + \mu_-) = \sigma$ ko'paytuvchini o'zgarmas kattalik deb hisoblash mumkin. U holda (16.9) ifoda gazlar orqali o'tuvchi elektr tok uchun Om qonunini ifodalaydi:

$$\mathbf{j} = \sigma \mathbf{E}. \quad (16.10)$$

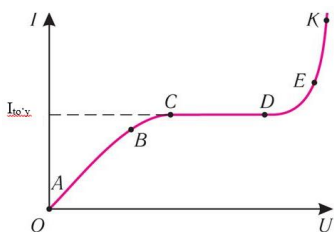
2. Endi 16.4- rasmdagi elektrodga berilgan kuchlanish etarlicha katta bo'lgan holni ko'raylik. Bu holda elektr maydon ta'sirida ionlar ancha katta tezliklarga erishadi. Shuning uchun ionizator ta'sirida vujudga kelayotgan ionlarning deyarli hammasi rekombinatsiyalashishga ulgurmasdanok elektrodga etib oladi.

Ionizator ta'sirida gazning birlik hajmida birlik vaqtda n juft ion vujudga keladi, deb hisoblangan edi. U holda bir-biridan l uzoqlikda joylashgan S yuzli ikki elektrod orasidagi hajm $S \cdot l$ ga teng bo'lganligi uchun, bu ikki elektrod oralig'ida Δt vaqt ichida umumiy zaryadi

$$Q = qnSl\Delta t \quad (16.11)$$

bo'lgan ionlar vujudga keladi. Bu ionlarning hammasi tok tashishda qatnashayotganligi uchun gaz orqali o'tayotgan elektr tokning qiymati **tuyinish toki** deyiladi va bu tuyinish tokining zichligi uchun quyidagi ifoda o'rindir:

$$j_{\text{tuy}} = \frac{Q}{S\Delta t} = qnl \quad (16.12)$$



16.5-rasm

16.5-rasmda nomustaqil gaz razryad-da elektr maydon kuchlanganligi qiymatiga bog'liq ravishda tok kuchining kuchlanishga qarab o'zgarishini tasvirlovchi grafik chizilgan. Grafikning $A-B$ qismi kuchsiz elektr maydonga mos keladi. Bunday maydonlarda zaryad tushuvchilar kichik tezliklar bilan harakatlanib, ko'pincha elektrodga yetib bormasdanok, rekombinatsiyalashadi. Lekin elektr maydon

kuchaygan sari ionlar tezligi ortib ularning rekombinatsiyalashuv extimolliги kamayib boradi. Bu esa tokning ortishiga sabab bo'ladi. Bu sohada I va U orasidagi bog'lanish Om qonuniga bo'ysunadi, $B-C$

qismda esa I ning U ga chiziqli bog‘liqligi buziladi. Grafikning bu qismini *oraliq soha* yoki *o‘tish sohasi* deyiladi. $C-D$ qismi *to‘yinish tokiga* mos keladi. Maydon kuchlanganligi $E_C \leq E \leq E_D$ bo‘lganda ionizator ta’sirida vujudga kelgan ionlarning hammasi tok tashishda qatnashadi. Lekin maydon kuchlanganligi E_D dan ortganda zarbdan ionlanish tufayli tok keskin ortib ketadi (rasmdagi $E-K$ qism).

16.5 Mustaqil gaz razryadlari

Tashqi ionizator ta’sir qilmasa ham, nihoyat kuchli elektr maydonlar ta’sirida zaryad tashuvchilar vujudga kelishi mumkin. Zaryad tashuvchilarning vujudga kelishini ta’minlovchi asosiy jarayonlar quyidagilardan iborat.

1. **Zarbdan ionlanish.** Oddiy sharoitlardagi gazda turli sabablar tufayli vujudga kelgan elektronlar va ionlar mavjud. Lekin ularning soni nihoyat darajada kam bo‘lganligi uchun oddiy sharoitlardagi gaz amalda elektr tokni o‘tkazmaydi, deyish mumkin. Kuchlanganligi E bo‘lgan elektr maydonga q zaryadli tok tashuvchi (ion yoki elektron) ga qE kuch ta’sir etadi. Bu kuch ta’sirida tok tashuvchi ikki ketma-ket to‘qnashuv orasida erkin bosib o‘tilgan l yo‘lda

$$W_k = qEl \quad (16.13)$$

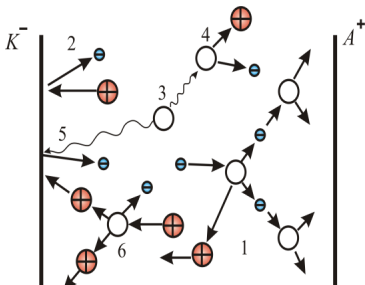
kinetik energiyaga erishadi. Agar bu energiya gaz molekulasining ionlanishi uchun bajarilishi lozim bo‘lgan A_i ishdan katta bo‘lsa, ya’ni

$$W_k \geq A_i \quad (16.14)$$

shart bajarilsa, tok tashuvchining neytral molekula bilan to‘qnashishi natijasida molekula ikki qismga – erkin elektronga va musbat zaryadlangan ionga ajraladi. Bu jarayonni *zarbdan ionlanish* deyiladi. Yangi vujudga kelgan tok tashuvchilar ham o‘z navbatida elektr maydon tomonidan tezlatiladi (rasm 16.6). Shuning uchun ular yana ionlanishiga sababchi bo‘lishi mumkin. Shu

tariqa gazda ionlanish nihoyat katta qiymatlarga erishadi.

2. **Ikkilamchi elektron emissiya.** Gazdagi musbat zaryadli ionlar elektr maydon ta’sirida ancha katta energiyalarga erishgach, manfiy elektrodga urilishi natijasida elektroddan elektronlar ajralib chiqadi. Bu



16.6-rasm

hodisani ikkilamchi elektron emissiya deyiladi.

3. **Avtoelektron emissiya.** Bu hodisa nihoyat kuchli elektr maydonlarda ($E \sim 10^8$ V/m) sodir bo'ladi. Bunda nihoyat kuchli elektr maydon metallardan elektronlarni yulib (tortib) oladi, deyish mumkin.

4. **Fotoionlanish.** Zarbdan ionlanish natijasida vujudga kelgan ion uyg'otilgan holatda bo'lishi mumkin (uyg'otilgan holatdagi sistemaning energiyasi asosiy holatdagiga qaraganda kattaroq bo'ladi). Bu ion uyg'otilgan holatdan asosiy holatga o'tayotganda qisqa to'liq uzunlikli nur chiqaradi. Bunday nur energiyasi molekulaning ionlanishiga etarli bo'lib qolganda fotoionlanish hodisasi ro'y beradi.

5. **Termoelektron emissiya.** Manfiy elektrod temperaturasi etarlicha yuqori bo'lgan hollarda termoelektron emissiya tufayli anchagina elektronlar vujudga keladi.

Mustaqil gaz razryadlarning ba'zi turlari bilan tanishaylik. Oldin oddiy atmosfera bosimlaridagi gazlarda ro'y beradigan razryadlarni tekshiramiz.

1. **Toj razryad.** Razryadning bu turi vujudga kelganda elektrodlar yaqinida xuddi Quyosh tojiga o'xshagan nurlanish kuzatiladi. Toj razryad vujudga kelishi uchun nihoyat kuchli notekis elektr maydon mavjud bo'lishi shart. Masalan, katta kuchlanishli elektr toklarni o'tkazuvchi simlarni ko'raylik. Sim va Yerni kondensatorning ikki qoplamasi deb qarash mumkin. Bu kondensatordagi elektr maydon notekis bo'lib, maydon kuchlanganligi sim yaqinida juda katta qiymatga erishadi. Bu sohadagi



16.7-rasm

gaz elektr maydon ta'sirida nihoyat intensiv ravishda ionlashadi. Shuning uchun bu sohada simni har tomondan o'rab olgan nurlanish, ya'ni mustaqil gaz razryad kuzatiladi (16.7-rasm). Bu esa elektr energiyaning isrof bo'lishiga sabab bo'ladi. Toj razryad faqat simlar atrofidagina emas, balki kuchli va notekis elektr maydon vujudga kelgan elektrodlar atrofida ham vujudga keladi. Masalan, elektrodning biror qismi egrilik radiusi kichik bo'lgan uchlikka ega bo'lsa, bu sohada (uchlikda) elektr zaryadning konsentratsiyasi juda ortib ketadi. Shuning uchun bu uchlik atrofida nurlanish kuzatiladi. Toj razryad kema machталarining, daraxtlarning uchlarida ham kuzatiladi. Qadim vaqtlarda bu hodisalarni

«avliyo elma chiroqlari» deb atashgan. Toj razryadini amaliy qo‘llanishi: gazlarni elektrostatik tozalashda, detallardagi yoriqlarni aniqlashda, kserokopiya texnikasida fotobarabnlarni zaryadlash va razryalashda, hamda bo‘yayotgan kukunni qog‘ozga ko‘chirishda qo‘llanadi.

2. **Uchqunli razryad (uchqun).** Kondensator qoplamalari yoki induksion g‘altak cho‘lg‘amining ikki uchi orasidagi kuchlanish nihoyat katta ($3 \cdot 10^6$ V/m) bo‘lganda gazning turtki ravishda zarbdan ionlanishi natijasida qisqa vaqtli razryad

– uchqun vujudga keladi. Eng ulkan uchqun razryad – yashindir.

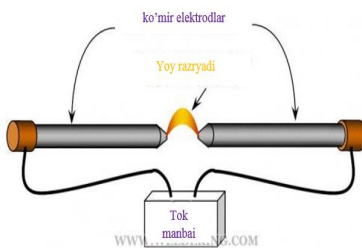


16.7a-rasm

Yashin bulutlar orasida yoki bulut bilan Yer oralig‘ida katta potentsiallar farqi vujudga kelishi natijasida paydo bo‘ladi (16.7a-rasm). Uchqun yaqinidagi gaz yuqori temperaturalargacha qiziydi va keskin kengayadi. Bu esa o‘z navbatida tovush to‘lqinlarining vujudga kelishiga sababchi bo‘ladi. Yashinning uzunligi 50 kilometrgacha, tok kuchi 20000 A gacha etadi. Shuning uchun ham yashin tufayli vujudga keladigan tovush, ya‘ni moma-

qaldiriq juda kuchli bo‘ladi.

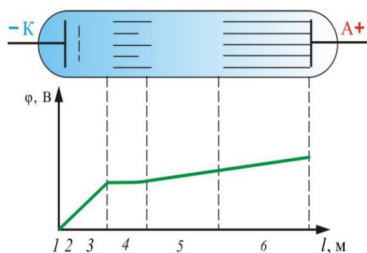
3. **Yoy razryad (elektr yoyi).** Agar 16.8–rasmda tasvirlangan elektrod-larni bir-biriga tegizsak va elektr tok o‘tkazsak, elektrod-larning bir-biriga tegib turgan uchlari qiziydi. So‘ng ularni bir-biridan bir oz uzoqlashtiraylik. Katod bo‘lib xizmat qiluvchi elektrod juda ko‘p termoelektronlar chiqaradi. Bu termoelektronlar elektrod-lar oralig‘idagi gazni ionlashtiradi. Natijada elektrod-lar orasida yoy shaklidagi kuchli (ko‘zni qamashtiradigan darajada yorug‘) shu‘la paydo bo‘ladi. Buni elektr yoyi yoki Petrov yoyi deyiladi. Elektr yoyi uchqundan farqli o‘laroq, uzluksiz davom etadi. Tajribalar asosida yoy razryad unchalik katta bo‘lmagan kuchlanishlarda (~ 40 V) sodir bo‘lishi aniqlandi. Lekin tok kuchi katta (~ 3000 A) bo‘lishi mumkin. Elektrod-larning temperaturalari ($2500 \div 4000$) $^{\circ}$ C gacha ko‘tariladi. Tempera-



16.8–rasm

turaning bu qadar kutarilishi metallarni elektr payvandlashda, kuchli yorug‘lik tarqatilishi esa yoy lampalarda foydalaniladi.

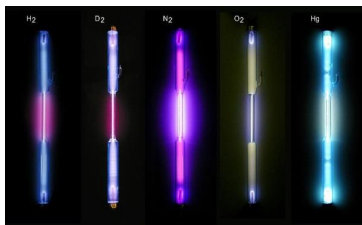
Endi siyraklashtirilgan gazlarda kuzatiladigan razryad bilan tanishaylik. 16.9–rasmda tasvirlangan shisha naychani ikki tomoniga metall elektrodlar kavsharlangan. Bu naycha ichidagi gaz bosimi 0,1 mm



16.9–rasm

simob ustuniga, elektrodlariga berilgan kuchlanish bir necha yuz voltga teng bo‘lganda naychadagi gazda mustaqil razryad kuzatiladi. Razryad tuzilishining mayda tafsilotlari bilan qiziqmay, uni ikki qismdan iborat deb ko‘rishimiz mumkin. Katodga yaqin joylashgan nurlanish sodir bo‘lmayotgan sohani katod qorong‘i fazosi deyiladi. Razryadning qolgan (anodgacha davom etgan) qismida miltillagan nurlanish kuzatiladi. Razryadning bu qismini nurlanuvchi anod ustuni deyiladi. *Lekin razryad* deb nomlangan bu razryadda katod hamma vaqt sovuqligicha qoladi. U holda ionlar qanday vujudga keladi? Bu savolga javob berish uchun katod bilan anod oralig‘idagi nuqtalarda potensialning o‘zgarishi bilan tanishaylik. 16.9–rasmda katod va naycha ichidagi tekshirilayotgan nuqta orasidagi kuchlanish φ ni katoddan ushbu nuqtagacha bo‘lgan masofa l ga bog‘liqlik grafigi tasvirlangan. Bu grafikdan ko‘rinishicha, potensialning asosiy tushuvi katod qorong‘i fazosiga to‘g‘ri keladi. Shuning uchun ham uni katod potensial tushuvi deb ataladi. Katod tomon tortilayotgan musbat ionlar bu sohada katta energiyalarga erishadi va katodga urilgach, undan bir necha elektron ajralib chiqishiga sababchi bo‘ladi. Bu elektronlar o‘z navbatida katod potentsiali ta’sirida tezlashib gaz molekullari bilan to‘qnashganda zarbdan ionlanishni vujudga keltiradi. Vujudga kelgan yangi ionlar yana katod tomon intiladi, katod potentsiali ta’sirida yana tezlashadi, katoddan elektronlarni urib chiqaradi va hokazo. Demak, elektrodlar oralig‘ida kuchlanish mavjud bo‘lsa, razryad uzluksiz davom etaveradi. Shuni ham qayd qilib o‘taylikki, fanda elektronlar bilan birinchi tanishuv yuqorida bayon etilgan tajribadagi katoddan ajralib chiqayotgan elektronlar oqimini tekshirish natijasida ruy bergan. Shuning uchun bu elektronlar oqimi katod nurlari deb atalgan. Katoddan elektronlarni urib chiqarayotgan musbat ionlar esa anod nurlari deb atalgan.

Naychadagi gazni oʻzgartirganda nurlanishning rangi kam oʻzgaradi. Masalan, neon – qizil, argon – koʻkish, geliy – sariq rangdagi nurlanish beradi. Lekin razryadning bu xususiyatlaridan kunduzgi yorugʻlik lampalarida, vitri-nalarni yoritish, bezash maqsadlarida foydalaniladi.



16.6 Plazma va uning xossalari

Yuqori darajada ionlashgan, lekin kichik makroskopik hajmda elektroneytral boʻlgan gaz *plazma* deb ataladi. Agar gazning barcha molekullari ionlashgan boʻlsa, yaʼni ionlashganlik darajasi birga teng boʻlsa, *toʻliq ionlashgan plazma* deyiladi. Boshqa hollarda qisman ionlashgan plazma bilan ish koʻrilayotgan boʻladi. Plazmani ikki usul bilan hosil qilish mumkin:

1. Oʻta yuqori temperaturalargacha qizdirilgan gaz molekullari oʻzaro toʻqnashuvi tufayli ionlanish sodir boʻladi. Masalan, $T \geq 10000$ K da har qanday jism plazma holatida boʻladi. Barcha yulduzlar, xususan Quyosh ham, ana shunday yuqori temperaturali plazmadan iboratdir.

2. Gazdan elektr tok oʻtishi (elektr razryad) jarayonida ham plazma hosil boʻladi. Gaz razryadli plazma elektronlar va ionlar gaz razryadni vujudga keltirayotgan elektr tok manbaidan doimo energiya olib turadi. Natijada ionlar va elektronlarning temperaturalari keskin farq qiladi, chunki elektronlar elektr maydonda koʻprok tezlashadi. Masalan, yolqin razryadda elektronlar temperaturasi ~ 10000 K boʻlsa, ionlar temperaturasi ~ 2000 K dan ortmaydi.

Yerning ionosferasidagi plazma Quyosh nurlanishi tufayli atmosferadagi gaz molekullarining fotoionlashuvi natijasida vujudga keladi. Shuning uchun plazmaning bu turi gaz razryadli plazmadan farq qiladi.

Plazma zarralari, xuddi oddiy gaz molekullariga oʻxshash betartib harakatda boʻladi. Lekin neytral molekullardan tashkil topgan oddiy gazdan farqli ravishda plazma radiotoʻlqinlarni qaytaradi. Buning sababi plazmaning elektromagnit maydon bilan taʼsirlashuvidir.

Plazmaning eng asosiy xususiyati – uning kvazineytralligidir. *Kvazineytrallik* tushunchasi bilan elektronlar va bir xil ionlardan iborat boʻlgan plazma misolida tanishaylik. Bunday plazmada elektronlarning

Issiqlik harakat tezliklari ionlarnikidan kattaroq bo‘ladi. Shuning uchun elektronlar plazmadan tezrok chiqib ketishi va natijada plazmada ionlar miqdorining ortib ketishi tufayli elektr maydon vujudga kelishi lozim edi. Lekin plazmada katta elektr maydonlar vujudga kelmas ekan. Buning sababi quyidagida: plazmaning biror qismida ionlarning tuplanib qolishi natijasida vujudga kelgan elektr maydon chiqib ketayotgan elektronlarga tormozlovchi ta‘sir ko‘rsatadi, so‘ng ularni orqasiga qaytaradi. Shu tarzda elektronlarning tebranma harakati vujudga keladi. Bu tebranishlarning chastotasi va amplitudasini topaylik.

Kvazielastik kuch ta‘sirida elektron oldinga va orqaga

$$\omega_{pl} = \sqrt{\frac{e^2 n_e}{\epsilon_0 m_e}}, \quad (16.15)$$

chastota bilan harakat qiladi. Bu harakatni *plazma tebranishlari*, ω_{pl} ni esa *plazma chastotasi* yoki *lengmyur chastotasi* deyiladi. Albatta, elektronlar bilan ionlar tuknashuvi natijasida elektronlarning tebranma harakati so‘nadi.

Issiklik harakati tufayli plazmada zaryadlar fazoviy ajraladigan masofaning maksimal qiymatini aniqlaydi. Odatda, uni **debay radiusi** (λ_D) deb ataladi:

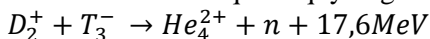
$$\lambda_D = \sqrt{\frac{\epsilon_0 k T_e}{e^2 n_e}}, \quad (16.26)$$

Shunday qilib, debay radiusi zaryadlarning fazoviy ajralish masshtabini, plazma chastotasi esa zaryadlarning ajralmagan holatga qaytish davrini, ya‘ni plazmaning zaryad jixatdan neytralligini tiklash davrini xarakterlaydi. Bu ikki kattalik plazmaning asosiy xarakteristikalarini hisoblanadi.

Xulosa qilib aytganda, elektronlar va ionlardan iborat gazni, bu gaz egallagan hajmning chiziqli o‘lchamlari debay radiusidan katta bo‘lgandagina (faqat shu holdagina kvazineytrallik sharti bajariladi) plazma deb atash mumkin.

Hozirgi vaqtda plazmadan ikki yo‘nalishda foydalanish muljal-lanyapti: 1) boshqariluvchi termoyadro reaksiyalarida; 2) magnitogidrodinamik generatorlarda (MGDG).

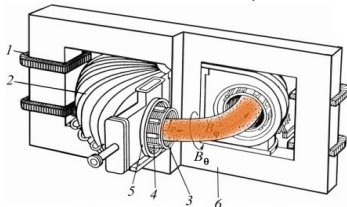
1) boshqariluvchi termoyadro reaksiyalarida – yuqori temperaturalarda yengil atom yadrolarini birlashtirish usuli yordamida reaktorda energiyani chiqishi 10^5 kVt/m³ tashkil qiladi quyidagi reaksiyada:



kerakligini ko'rsatadi. Plazma temperaturasini saqlab turish uchun kuchli magnit

maydon hosil qilinadi (tokamak- toroidalnoy kamere s magnitnymi katushkami).

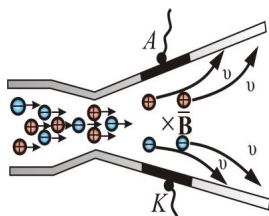
16.10- rasmda tokamakning ishchi sxemasi tasvirlangan: 1 – transformatorning birinchi o'ramasi; 2 – toroid- magnit maydon hosil qiluvchi g'altak; 3 – layner, toroidal elektr maydon hosil qiluvchi yopqa devorli ichki kamera; 4 – toroid- magnit maydon hosil qiluvchi g'altak; 5 – vakuumli kamera; 6 – temir o'zak



16.10- rasm

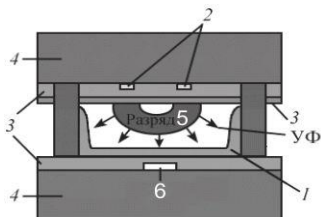
2) Plazmaning magnit maydonda harakatidan ionlashgan gazning ichki energiyasini to'g'ridan-to'g'ri elektr energiyasiga aylantirish usulida foydalanadi. Bu metod magnitogidrodinamik generatorida qo'llanadi (MGD-generator), uning prinsipial sxemasi 16.11 rasmda ko'rsatilgan.

Yoqilg'ini yonishi va ishqoriy metallar bug'lari bilan yonilg'i mahsulotlarini boyitish natijasida ionlanish darajasi oshirilgan kuchli qizdirilgan ionlashgan gaz, sopro orqali o'tadi va unda kengayadi.



16.11- rasm

Bunday holda, gazning ichki energiyasining bir qismi uning kinetik energiyaga aylanadi. Ko'ndalang magnit maydonda (16.11-rasm, magnit maydon induksiyasi vektori rasm tekisligiga tik yo'nalgan) musbat ionlar Lorens kuchlari ta'sirida yuqori elektrodga A, erkin elektronlar esa - pastki elektrodga o'tishadi K. Elektrodlar tashqi yuklamaga tutashtirilganda unda MGD generatorining anoddan katodiga yo'nalgan elektr toki yuzaga keladi.



16.12- rasm

Plazmaning ultrabinafsha diapozondagi elektromagnit to'lqinlarni tarqatish xususiyatlari zamonaviy yassi plazmaekranli televizorlarida qo'llaniladi. Yassi ekranda plazma ioni gaz razryadida yuzaga keladi.

Razryad gaz molekullari elektr maydonda tezlashtirilgan elektronlar tomonidan bombardimon qilinganida yuzaga keladi- mustaqil razryad. Razryad yuqori

elektr potensial - oʻnlab va yuzlab voltlar tomonidan qoʻllab-quvvatlanadi. Plazma displeyini eng keng tarqalgan turida– geliy va neon inert gazlari aralashmasi bilan toʻldirilgan boʻladi.

Yassi televizor yoki displey ekran gazni razrayadli koʻp sonli elementlardan iborat boʻlib, ularning har biri mustaqil nurlanuvchi elementdir. 16.12-rasmda plazmali elementlarning konstruksiyasi keltirilgan. 1-lyuminofor, 2-elektrod, 5-ionlashtiruvchi plazma, 3- dielektrik qatlami (MgO), 4-shisha, 6-elektrod. Elektrod oʻzining asosiy oʻtkazgich funksiyasidan tashqari koʻzgu funksiyasini bajaradi, yani lyuminoformdan nurlangan nurlanishni yarmini tomoshabin tomoniga qaytaradi.

Nazorat savollari

1. Om va Joul-Lens qonunlarining differensial ifodalari?
2. Elektr oʻtkazuvchanlik ifodasi?
3. Klassik nazariyaning kamchiliklari?
4. Gaz razryadi deb nimaga aytiladi?
5. Rekombinatsiya deb qanday protsessga aytiladi?
6. Ionizatsiya qanday protsess?
7. Mustaqil va mustaqil boʻlmagan razryadlar bir –biridan nima bilan farq qiladi?
8. Toj, uchqinli, va yoy razryadlari qanday hosil boʻladi?
9. Miltillama razryad qanday hosil boʻladi?
10. Moddaning plazma holati qanday holat?
11. Yolqinli razryadning texnikada qoʻllanishi.
12. Chaqmoq qanday razryad?
13. Elektr yoyi qayerlarda ishlatiladi?

17. ELEKTR TOKINING MAGNIT MAYDONI

Elektr tokining magnit maydoni bobini o'zlashtirgan talaba:

bilishi kerak:

- magnit maydonni hosil bo'lishini va uni ta'sirini;
- tokli sinov konturining magnit momenti va konturga ta'sir etuvchi mexanik momenti orasidagi bog'lanishni;
- Bio-Savar-Laplas qonunini va uni magnit maydonlarni hisoblashga qo'llashni;
- to'g'ri tokning va aylama tokning markazidagi magnit maydonni hisoblashni;
- Amper qonuni va Lorens kuchini;
- parallel toklarning o'zaro ta'siri va tok kuchining o'lehov birligini;
- zaryadli zarralarning magnit maydondagi harakatini;

bajara olishi kerak:

- kuch chiziqlari orqali magnit maydonni tasvirlashni;
- elektr tokining magnit maydoniga doir tipik amaliy fizika masalalarni yechishni;

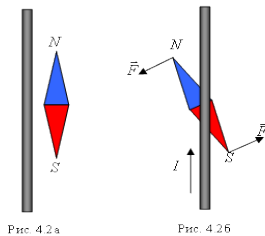
ko'nikmalarga ega bo'lishi kerak:

- matematik analizni standart usullarini (differensial va integral hisoblashlarni) tokning magnit maydoniga doir amaliy fizika masalalarini yechishda foydalanish ko'nikmasi;
- analitik geometriya va vektorlar algebrasi usullarini tokning magnit maydoniga qo'llash ko'nikmasi;
- tokning magnit maydoniga doir fizikaviy tajribalarni o'tkazish va natijalarini hisoblash ko'nikmasi.

17.1 Tokning magnit maydoni. Magnit maydon induksiyasi vektori.

Magnit momenti

1820 yilda G.X.Ersted tomonidan o'tkazilgan tajribada elektr toki va magnit orasida bog'lanish mavjudligi aniqlangan. Kompasning magnit strelkasi uzun o'tkazgich yaqiniga joylashtirilgan. O'tkazgichda elektr toki bo'lmaganda strelkaning bir uchi janubni, ikkinchi uchi shimol tomon joylashgan. O'tkazgichdan tok o'tkazilganda kompas strelkasi tezda buralib o'tkazgichka ko'ngdalang joylashib qoladi (rasm17.1).

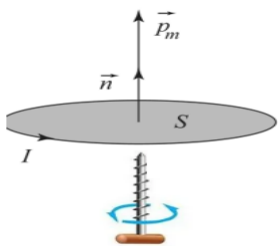


17.1-rasm

Erstedning bu kashfiyoti fizika fanining rivojlanishida katta turtkilardan biri bo'ldi. Natijada Amper, Bio, Savar, Laplas, Faradey kabi olimlar elektromagnetizm hodisalarini o'rganib, muhim kashfiyotlar qildilar. Agar ikki parallel uzun o'tkazgichlardan o'tuvchi toklarning yo'nalishlari bir xil bo'lsa, bu o'tkazgichlar bir-biri tomon tortiladi. Aksincha, o'tkazgichlardagi toklarning yo'nalishlari qarama-qarshi bo'lsa, bu tokli o'tkazgichlar bir-biridan qochadi. Toklarning o'zaro ta'siriga sabab – toklar atrofidagi fazoda alohida tabiatli *magnit maydonning* paydo bo'lishidir. Boshqacha aytganda, toklarning har biri o'z atrofidagi fazoda magnit maydon hosil qiladi va bu maydon ikkinchi tokka ta'sir ko'rsatadi. Ikkinchi tomondan, har qanday elektr tok elektr zaryadlarning tartibli harakati deb qaralmog'i lozim. Shuning uchun elektr tokning barcha turlari, ya'ni o'tkazgich orqali elektr tok, elektrolit va gazlardagi elektr tok, vakuumdagi elektr tok, konveksion toklar atrofidagi fazoda magnit maydon vujudga keladi. 1911 yilda Ioffe vakuumda harakatlanayotgan elektronlar oqimi ustida tajriba o'tkazib, elektronlar oqimi va o'tkazgich orqali o'tuvchi elektr tokning magnit ta'siri bir xil ekanligini tasdiqladi. Magnit maydon, shuningdek, doimiy magnitlar tufayli ham vujudga keladi.

Magnit maydon, xuddi elektr maydon kabi, fazoning qandaydir modda yoki maydon ishg'ol etgan qismlarida ham mavjud bo'laveradi. Havosiz bo'shliq– vakuumdagi magnit maydon bilan tanishamiz.

Magnit maydonni tekshirishda sinovchilik vazifasini magnit strelka (strelka shaklidagi kichkina doimiy magnit) yoki «sinov kontur» deb ataladigan tokli berk kontur (17.2–rasm) bajaradi. Sinov konturning o'lchamlari mumkin qadar kichik bo'lishi, undan o'tayotgan tok kuchi ham etarlicha zaif bo'lishi kerak, chunki sinov kontur tekshirilayotgan



17.2–rasm

magnit maydon xususiyatlarini sezilarli darajada oʻzgartirmasligi lozim. Sinov konturning fazodagi vaziyati uning sirtiga oʻtkazilgan normal bilan aniqlanadi. Normalning musbat yoʻnalishi tarzida konturdagi tok yoʻnalishi bilan oʻng vint qoidasi asosida bogʻlangan yoʻnalish qabul qilinadi. Buning uchun kontur sirtiga oʻtkazilgan normal boʻylab oʻng vintni joylashtirish va uni konturdagi tok yoʻnalishida burash kerak. Vintning ilgari lanma harakati musbat normal

yoʻnalishini koʻrsatadi.

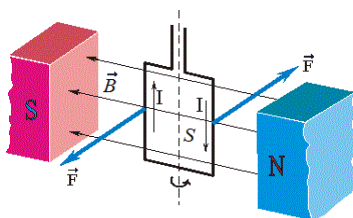
Konturning xarakteristikasi sifatida (xuddi sinov zaryadning xarakteristikasi – uning zaryad miqdori q kabi) konturdan oʻtuvchi tok kuchi I bilan kontur yuzi S koʻpaytmasiga miqdoran teng boʻlgan va konturning musbat normalni boʻylab yoʻnalgan

$$\vec{p}_m = I \cdot S \cdot \vec{n}. \quad (17.1)$$

vektordan foydalaniladi. \vec{p}_m ni konturning magnit momenti deb ataladi. (17.1) dagi \vec{n} – musbat normal yoʻnalishidagi birlik vektor.

Magnit maydon, masalan, doimiy magnit qutblari orasida mavjud boʻlgan magnit maydon (17.3–rasm) biror nuqtasini tanlaylik. Bu nuqda-ga magnit momentlari turlicha boʻlgan sinov konturlarni navbatma-navbat kiritib oʻtkazilgan kuzatuvlar asosida quyidagi xulosalarga kelindi:

1. Sinov konturi magnit maydonda shunday muvozanat vaziyatni egallaydiki, bunda uning musbat normalining yoʻnalishi magnit maydonga kiritilgan magnit strelka yoʻnalishiga mos boʻladi. Bu yoʻnalishni magnit maydonning tekshirilayotgan nuqtagi yoʻnalishi deb qabul qilinadi;



17.3–rasm

2. Muvozanat vaziyatidan chiqarilgan sinov konturga magnit maydon tomonidan aylantiruvchi moment \vec{M} taʼsir etadiki, natijada kontur muvozanat vaziyatiga qaytadi. Maydon yoʻnalishi va konturning musbat normalni orasidagi burchak $\pi/2$ ga teng boʻlgan vaziyatdagi konturga magnit maydon tomonidan taʼsir etuvchi aylanma moment moduli

maksimal qiymat $|\vec{M}|_{\text{maks}}$ ga erishadi;

3. Magnit maydonning ixtiyoriy tanlab olingan nuqtasiga magnit

momentlarining qiymatlari $|\mathbf{p}_m|$ turlicha bo'lgan sinov konturlarni navbatma-navbat kiritsak, ularga ta'sir etadigan aylantiruvchi momentlarning maksimal qiymatlari $|\mathbf{M}|_{\text{maks}}$ ham turlicha bo'ladi. Lekin, har bir sinov konturga ta'sir etuvchi $|\mathbf{M}|_{\text{maks}}$ ning $|\mathbf{p}_m|$ ga nisbati magnit maydonning ayni nuqtasi uchun o'zgarmas kattalik bo'ladi. Magnit maydonning miqdoriy xarakteristikasi vazifasini bajaradigan bu nisbat magnit induksiyasi \mathbf{B} deb ataladigan vektor kattalikning qiymatidir:

$$|\mathbf{B}| = |\mathbf{M}|_{\text{maks}} / |\mathbf{p}_m|. \quad (17.2)$$

Magnit induksiya vektori \mathbf{B} ning yo'nalishi esa \mathbf{M} va \mathbf{p}_m yo'nalishlari bilan quyidagicha bog'langan:

$$\vec{\mathbf{M}} = [\vec{\mathbf{p}}_m \vec{\mathbf{B}}]. \quad (17.3)$$

Demak, magnit induksiya vektor kattalik bo'lib, uning yo'nalishi maydonning tekshirilayotgan nuqtasiga kiritilgan sinov konturning muvozanat vaziyatidagi musbat normalining yo'nalishi bilan, qiymati esa sinov konturga magnit maydon tomonidan ta'sir etadigan aylantiruvchi moment maksimal qiymatini sinov kontur magnit momentining qiymatiga nisbati bilan aniqlanadi.

XBS da kontur magnit momentining birligi – amper-metr kvadrat ($A \cdot m^2$), aylanma moment birligi esa nyuton-metr ($N \cdot m$). Shuning uchun, (17.2) ga asosan, magnit induksiya birligi sifatida magnit maydon shunday nuqtasining magnit induksiyasi qabul qilinishi kerakki, bu nuqtaga kiritilgan magnit momenti $1 A \cdot m^2$ bo'lgan yassi konturga magnit maydon tomonidan ta'sir etadigan aylantiruvchi momentning maksimal qiymati $1 N \cdot m$ ga teng bo'lishi lozim. Bu birlik Tesla (Tl) deb ataladi:

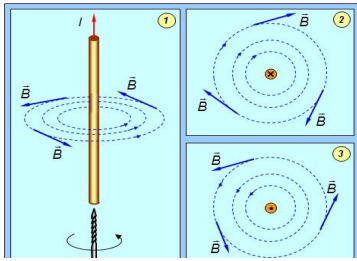
$$1 \text{ Tl} = 1 \text{ N} / (A \cdot m).$$

Magnit maydonni grafik usulda tasvirlash uchun **magnit induksiya chiziqlaridan** foydalaniladi. Magnit induksiya chiziqlarini o'tkazishda quyidagi ikki shart bajarilishi kerak:

1. Magnit induksiya chizig'ining har bir nuqtasiga o'tkazilgan urinma shu nuqtagi magnit induksiya vektorining yo'nalishi bilan ustma-ust tushishi lozim;

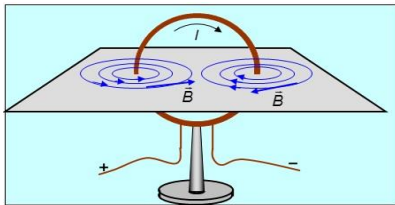
2. Magnit induksiya chiziqlarining zichligi (magnit induksiya vektoriga normal bo'lgan sirtning birlik yuzi orqali o'tuvchi magnit induksiya chiziqlarining soni) maydonning ushbu sohasidagi magnit induksiya vektorining qiymatiga proporsional bo'lishi lozim.

To'g'ri o'tkazgichdan o'tayotgan tok (bundan keyin bu tokni oddiygina qilib to'g'ri tok deb ataymiz) tufayli vujudga kelayotgan magnit maydonning grafigi 17.4(1)-rasmda keltirilgan. Magnit induksiya



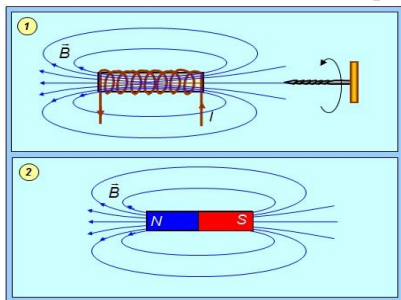
17.4–rasm

vint qoidasidan foydalanish kerak: agar o'ng vintning ilgarilanma harakati tokning yo'nalishi bilan mos tushsa, vint dastasining aylanish yo'nalishi magnit induksiya chiziqlarining yo'nalishini ko'rsatadi. 17.4(2) rasmda tok yo'nalishi rasm tomon, 17.4(3) rasmda tok yo'nalishi biz tomon.



17.5–rasm

quyidagicha foydalanish kerak: *agar o'ng vint dastasini aylanma tok yo'nalishida aylantirsak, vintning ilgarilanma harakati aylanma tok ichidagi magnit induksiya chiziqlarining yo'nalishini ko'rsatadi.*



17.6–rasm

chiziqlaridan birini tanlab olaylik va bu chiziqning turli nuqtalarida sinov konturning muvozanat vaziyatini kuzatsak, ixtiyoriy nuqta konturning musbat normal magnit induksiya chizig'iga o'tkazilgan urinma bilan ustma-ust tushadi. Shunday qilib, to'g'ri tokning magnit induksiya chiziqlari markazlari o'tkazgich ichida yotgan konsentrik aylanalardan iboratdir. Magnit induksiya chiziqlarining yo'nalishini aniqlashda o'ng

Aylana shaklidagi o'tkazgichdan o'tayotgan tok (bunday tokni *aylanma tok* deb ataymiz) tufayli vujudga kelayotgan magnit maydonning grafik tasviri 17.5–rasmda ko'rsatilgan. Rasmdan ko'rinishicha, magnit induksiya chiziqlari konsentrik aylanalardan iborat. Bu holda o'ng vint qoidasidan

Endi, bir necha o'ram izolyasiyalangan simdan iborat g'altakni ko'raylik.

Bunday g'altakni *solenoid* deb ataladi. Solenoiddan o'tayotgan tokni umumiy o'qqa ega bo'lgan aylanma toklar sistemasi deb qarash mumkin. Solenoidning magnit maydoni 17.6(1)–rasmda tasvirlangan manzarani beradi. Solenoidning ichki

qismida magnit induksiya chiziqlari solenoid o'qiga parallel bo'lgan to'g'ri chiziqlar sistemasini tashqil etadi. Bu to'g'ri chiziqlar solenoid uchlariga yaqinlashgan sari egri chiziqlarga aylanib, solenoidning tashqarisida tutashadi. Solenoidning ichki qismidagi magnit maydon bir jinsli maydondir. Bu holda magnit induksiya chiziqlarining yo'nalishini, xuddi aylanma tokdagi kabi o'ng vint qoidasi asosida aniqlanadi. Solenoidning magnit maydoni doimiy magnitning maydonini eslatadi. (17.6(2)-rasm). Xulosa qilib aytganda, *magnit induksiya, chiziqlari magnit maydonni vujudga keltiruvchi tokli, o'tkazgichlarning shaklidan, qat'iy nazar berk chiziqlardir.*

17.2 Bio-Savar – Laplas qonuni. Turli shakldagi tokli o'tkazgichlar magnit maydoni

Tajribalarda olingan natijalarni umumlashtirish orqali v o'zgarmas tezlik bilan harakatlanayotgan q nuqtaviy zaryadni magnit maydon induksiyasini ifodalovchi elementar qonun qabul qilingan. Bu qonun quyidagicha ifodalanadi:

$$\vec{B} = \frac{\mu_0 q [\vec{v} \vec{r}]}{4\pi r^3}, \quad (17.4)$$

bu yerda $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ Gn/m magnit doimysi, r - radius vektor, nuqtaviy zaryaddan kuzatilayotgan nuqtagacha bo'lgan masofa.

(17.4)-formuladagi $q = \rho dV$, ifoda bilan almashtiramiz, bu yerda ρ - zaryadning hajmiy zichligi, dV - elementar hajm va $\vec{j} = \rho \vec{v}$ bog'lanishni hisobga olib (17.4) formulani quyidagi ko'rinishda yozamiz:

$$d\vec{B} = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{[\vec{j} \vec{r}]}{r^3} dV.$$

Agar tok ingichka o'tkazgichdan o'tayotgan bo'lsa ushbu $\vec{j}dV = Id\vec{l}$ munosabat o'rinli bo'ladi. Bu bo'lakcha uzunligining undan o'tayotgan tok kuchi I ga ko'paytmasini, ya'ni tok oqayotgan tomonga yo'nalgan vektor $Id\vec{l}$ ni «*tok elementi*» deb atash odat bo'lgan. Bu o'zgartirishlarni hisobga olib tenglamani quyidagi ko'rinishda ifodalaymiz:

$$d\vec{B} = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{I[d\vec{l} \vec{r}]}{r^3}. \quad (17.5)$$

Bunga Bio-Savar qonuni deyiladi. Tok elementining A nuqtada hosil qilgan magnit maydon induksiyasi (17.7-rasm). dB ning moduli uchun quyidagi ifoda o'rinli:

$$dB = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{Idl \sin \alpha}{r^2} . \quad (17.6)$$

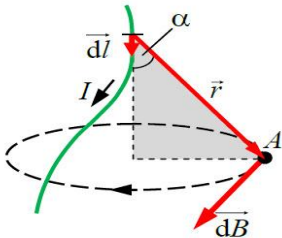
Bio va Savar turli shakldagi tokli o'tkazgichlar atrofidagi magnit maydonlarni

tekshirish natijasida tokli o'tkazgichdan r masofa uzoqlikdagi nuqtaning magnit induksiyasi o'tkazgichdagi tok kuch I ga to'g'ri proporsional, r ga esa teskari proporsional ekanligini aniqladilar.

Laplas bu natijalarni umumlashtirib, ixtiyoriy shakldagi tokli o'tkazgich atrofidagi nuqtalar uchun magnit induksiyani aniqlash imkonini beradigan formulani taklif etdi. Bunda Laplas maydonlar superpozitsiyasi prinsipidan foydalandi. Bu prinsip umumiy holda quyidagicha ta'riflanadi: *bir necha toklar tufayli vujudga kelayotgan maydonning ixtiyoriy nuqtasidagi magnit induksiyasi (\mathbf{B}) alohida toklar vujudga keltirayotgan maydonlarning ayni nuqtagi magnit induksiyalari (\mathbf{B}_i) ning vektor yig'indisiga teng bo'ladi*, (17.7-rasm) ya'ni:

$$\mathbf{B} = \mathbf{B}_1 + \mathbf{B}_2 + \mathbf{B}_3 + \dots + \mathbf{B}_n = \sum_{i=1}^n \vec{B}_i . \quad (17.7)$$

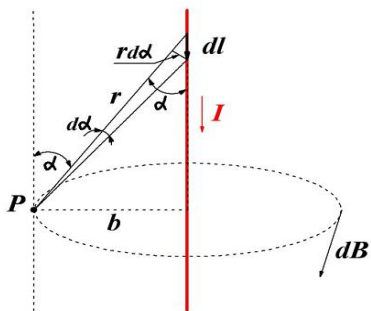
(17.5) va (17.7) munosabatlar Bio–Savar–Laplas qonunini ifodalaydi. Bu yerda \mathbf{r} – tok elementidan magnit induksiyasi aniqlanayotgan nuqtaga o'tkazilgan radius-vektor; r – shu radius-vektor moduli;



17.7-rasm

α – o'tkazgich elementar bo'lakchasi dl bilan r orasidagi burchak; $d\mathbf{B}$ ning yo'nalishi dl va r vektorlardan o'tuvchi tekislikka perpendikulyar bo'ladi: o'ng vint dl yo'nalishida ilgariylanma harakatlanishi uchun vint dastasi buralishi lozim bo'lgan tomon $d\mathbf{B}$ ning yo'nalishini ko'rsatadi.

Bio–Savar–Laplas qonunidan foydalanib turli shakldagi tokli o'tkazgichlar maydonlarining magnit induksiyasini hisoblash mumkin. Misol tariqasida bir necha xususiy hollarni ko'raylik:



17.8–rasm

1. Cheksiz uzun to‘g‘ri chiziq shaklidagi o‘tkazgichdan o‘tayotgan I tok (to‘g‘ri tok) tufayli vujudga kelgan maydonning ixtiyoriy P nuqtadagi magnit induksiyasini hisoblaylik (17.8–rasm). Tanlab olingan P nuqtaning to‘g‘ri tokdan uzoqligi b bo‘lsin. Tok o‘tayotgan o‘tkazgichni xayolan dl uzunlikdagi elementlarga ajrataylik. Bu tok ele-

mentlari vujudga keltirgan barcha dB larning yo‘nalishlari bir xil bo‘lib, ular chizmaning orqa tomoniga yo‘nalgan. Shuning uchun natijaviy magnit maydon induksiyasi B ham dB bilan bir xil yo‘nalishga ega bo‘ladi. B ning qiymati esa dB lar modullarining yig‘indisidan iborat. P nuqtdan r masofa uzoqlikdagi tok elementi vujudga keltirgan magnit maydon induksiyasining moduli

$$dB = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{Id \sin \alpha}{r^2} \quad (17.8)$$

formula asosida topilishi lozim bo‘lganligi uchun B ning modulini hisoblash quyidagi integrallashga keltiriladi:

$$B = \int dB = \frac{\mu_0}{4\pi} I \int \frac{dl}{r^2} \sin \alpha. \quad (17.9)$$

17.8–rasmdan foydalansak, bu formulaga kiruvchi r va dl larning qiymatlari

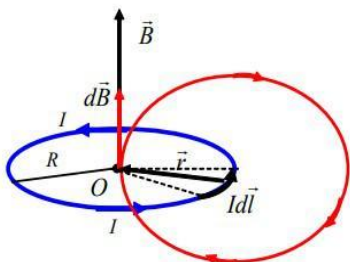
$$r = \frac{b}{\sin \alpha}; \quad dl = \frac{rd\alpha}{\sin \alpha} = \frac{bd\alpha}{\sin^2 \alpha},$$

ekanligini topamiz. Shuning uchun

$$B = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{I}{b} \int_0^\pi \sin \alpha d\alpha = \frac{\mu_0 I}{2\pi b}, \quad (17.10)$$

bo‘ladi. Bu ifodada integrallash chegaralarini 0 va π deb olindi, chunki cheksiz uzun to‘g‘ri tokning barcha elementlari uchun α burchak shu intervalda o‘zgaradi. Shunday qilib, cheksiz uzun to‘g‘ri tok tufayli vujudga kelayotgan maydonning ixtiyoriy nuqtasidagi magnit induksiyasi o‘tkazgichdan o‘tayotgan tok kuchiga to‘g‘ri proporsional va induksiyasi o‘lchanayotgan nuqtaning o‘tkazgichdan uzoqligiga teskari proporsionaldir.

2. Radiusi R bo'lgan aylana shaklidagi o'tkazgichdan I tok o'tayotgan bo'lsin (17.9–rasm). Shu aylananing markazidagi magnit maydon induksiyasini aniqlaylik. Aylananing har bir dl elementi va radiusi R orasidagi burchak $\pi/2$ ga teng bo'lganligi uchun Bio–Savar–Laplas qonuniga asosan:



17.9–rasm

$$dB = \frac{\mu_0 I dl}{4\pi R^2}.$$

Barcha dB lar aynan bir xil yo'nalishda, ya'ni aylana markazidan o'tuvchi musbat normal bo'ylab yo'nalgan. Shuning uchun natijaviy maydonning aylana markazidagi magnit induksiyasi:

$$B = \int dB = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{I}{R^2} \int_0^{2\pi R} dl = \frac{\mu_0 I}{2R}, \quad (17.11)$$

bo'ladi.

17.3 Magnit maydonning tokli o'tkazgichga ta'siri. Amper qonuni. Parallel toklarning o'zaro ta'siri

O'tkazgichdagi zaryad tashuvchilarga magnit maydon tomonidan kuch ta'sir qiladi. Bu kuchlarning ta'siri o'tkazgichga beriladi. Natijada magnit maydon tomonidan tokli o'tkazgichga ma'lum qiymatga ega bo'lgan kuch ta'sir etadi. Bu kuchni hisoblaymiz. O'tkazgichdagi zaryad tashuvchilarning (matallarda elektronlar) hajmiy zaryad zichligi ρ bo'lsin. O'tkazgichda xayolan dV hajm elementini ajratamiz. Ajratilgan hajmdagi zaryad ρdV ga teng bo'ladi. Magnit maydonda bu ajratilgan dV hajmga ta'sir etuvchi kuchni quyidagicha aniqlash mumkin:

$$d\vec{F} = \rho \vec{v} \times \vec{B} dV$$

$\vec{j} = \rho \vec{v}$ ekanligini hisobga olsak, bu yerda j -tok zichligi, v -elektronlarning tartibli harakat tezligi

$$d\vec{F} = \vec{j} \times \vec{B} dV.$$

Agar tok ingichka o'tkazgichdan o'tayotgan bo'lsa ushbu $\vec{j} dV = Id\vec{l}$ munosabat o'rinli bo'ladi. Bu holda o'tkazgichning dl elementiga ta'sir etuvchi kuchni quyidagi ko'rinishda yozish mumkin:

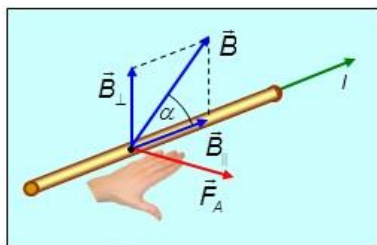
$$d\vec{F} = I[d\vec{l} \vec{B}], \quad (17.12)$$

uning modulini esa

$$dF = IBdl\sin\alpha, \quad (17.13)$$

ifoda bilan aniqlanadi. Bu ifodalar Amper qonunini xarakterlaydi. (17.12) va (17.13) larda B – maydonning dl element joylashgan sohasidagi magnit induksiyasi, α – $d\vec{l}$ va \vec{B} vektorlar orasidagi burchak.

Ta'sir etuvchi kuchning (odatda bu kuchni Amper kuchi deb ataladi)



17.10-rasm

yo'nalishi chap qo'l qoidasi bo'yicha topiladi. Buning uchun chap qo'limizni shunday joylashtirishimiz kerakki, bunda B vektorning perpendikulyar tashkil etuvchisi kaftimizga kirsin, uzatilgan to'rtta barmog'imiz tokning yo'nalishi bilan mos tushsin. U holda ochilgan bosh barmog'imiz Amper kuchining (17.10-rasm) yo'nalishini ko'rsatadi.

Ikkita o'zaro parallel toklar bir-biri bilan ta'sirlashadi. Bu ta'sirlashuvning sababini quyidagicha talqin qilish mumkin: har bir tok o'z atrofidagi fazoda magnit maydon vujudga keltiradi. Shuning uchun toklardan birining maydonida joylashgan ikkinchi tokka Amper kuchi ta'sir etadi. Haqiqatan, I_1 tok tufayli vujudga kelgan maydonning tokdan R masofa uzoqlikda joylashgan nuqtalardagi magnit induksiyasi (17.11–rasm) ning qiymati

$$B_1 = \frac{\mu_0 I_1}{2\pi r R}, \quad (17.14)$$

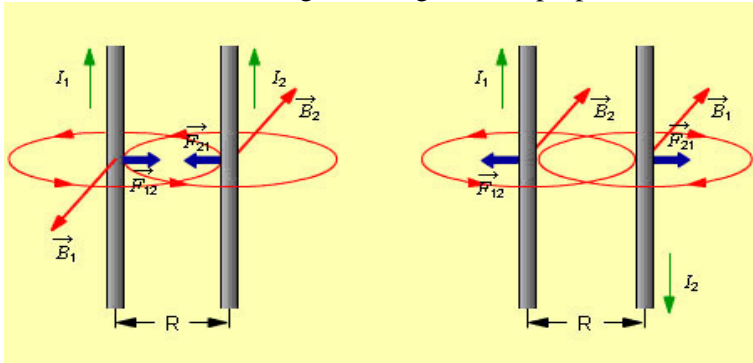
ifoda bilan aniqlanadi. I_2 tokning barcha dl elementlariga induksiyasi B_1 bo'lgan birinchi tokning magnit maydoni ta'sir etadi. Shuning uchun bunday maydonda joylashgan I_2 tokning uzunligi l bo'lgan qismiga ta'sir etuvchi kuchning qiymati, (17.13) ga asosan, quyidagicha yozilishi mumkin (B_1 va I_2 tokning yo'nalishi orasidagi burchak $\alpha = \pi/2$ ekanligini hisobga olaylik):

$$F_{21} = B_1 I_2 l \sin\alpha = \frac{\mu_0 I_1 I_2}{2\pi R} l, \quad (17.15)$$

xuddi shunday miqdordagi kuch bilan I_2 tok tufayli vujudga kelgan magnit maydon B_2 (mazkur maydon induksiyasi) ham I_1 tokning uzunligi l bo'lgan qismiga ta'sir etadi (17.11–rasm):

$$F_{12} = B_2 I_1 l \sin \alpha = \frac{\mu_0 I_1 I_2 l}{2\pi R}. \quad (17.16)$$

Demak, ikki parallel cheksiz uzun to‘g‘ri toklar orasidagi o‘zaro ta‘sir kuchining o‘tkazgichning l uzunligiga to‘g‘ri keluvchi qiymati o‘tkazgichlar orqali o‘tuvchi tok kuchlarining ko‘paytmasiga to‘g‘ri proporsional va toklar orasidagi masofaga teskari proporsional bo‘ladi:



17.11-rasm

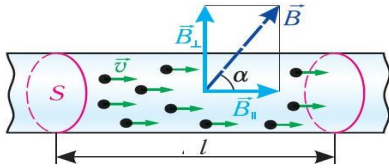
$$F = F_{21} = F_{12} = \frac{\mu_0 I_1 I_2 l}{2\pi R}. \quad (17.17)$$

Bu ifodaga asoslanib XBT dagi asosiy birliklardan biri – tok kuchining birligi qabul qilingan: 1 amper (A) – vakuumda bir-biridan 1 m masofa uzoqlikda joylashgan, cheksiz uzun va o‘ta kichik ko‘ndalang kesimga ega ikki parallel o‘tkazgichdan o‘tganida o‘tkazgichning har 1 m uzunligida $2 \cdot 10^{-7}$ N ga teng o‘zaro ta‘sir kuch hosil qiladigan o‘zgarmas tok kuchidir.

17.4 Magnit maydonni harakatdagi zaryadga ta‘siri. Lorens kuchi. Zaryadlangan zarralarning magnit maydondagi harakati

Zaryadlangan zarralarning tartibli harakati elektr tokini yuzaga keltiradi, shuning uchun harakatdagi zaryadlangan zarraga magnit maydon tomonidan kuch ta‘sir qiladi. Lekin bu zaryadlar o‘tkazgich sirti bilan chegaralangan hajm ichida harakat qilayotganliklari uchun ularga magnit maydon tomonidan ta‘sir qilayotgan kuchlarning yig‘indisi tokli o‘tkazgichga ta‘sir etuvchi kuch sifatida namoyon bo‘ladi. Shuning uchun Amper qonunidan foydalanib magnit maydonda harakatlanuvchi zaryadga ta‘sir etuvchi kuchni topish mumkin (17.12- rasm).

$$F = IBlsin\alpha, \quad (17.18)$$



17.12-rasm

bu ifodadagi $Il = Nqv$ quyidagi ko‘rinishda yozish mumkin, bu yerda N - o‘tkazgich ichidagi harakatlanayotgan zaryadlangan zarralar soni, v - zaryadlar tartibli harakat tezligi. Tokning yo‘nalishi musbat zaryadli zarralar harakati tezligi yo‘nalishi

bilan bir xil bo‘lganligi uchun Amper kuchi quyidagi ko‘rinishda bo‘ladi:

$$F_A = NqvBsin\alpha. \quad (17.19)$$

Bu yerda B – magnit maydon induksiyasi, α – magnit maydon induksiyasi va tok yo‘nalishi orasidagi burchak. O‘tkazgichga ta’sir etuvchi kuch, harakatdagi zaryadlangan zarralar soniga, proporsional bo‘ladi. Bundan bir dona zaryad tashuvchiga ta’sir etuvchi kuch (bu kuchni, odatda, *Lorens kuchi* deb ataladi):

$$F_l = F_A/N = qvBsin\alpha. \quad (17.20)$$

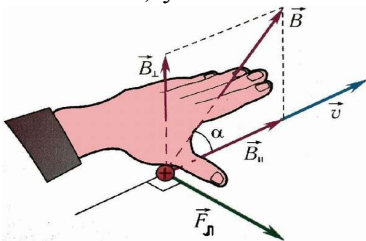
Lorens kuchining yo‘nalishi zaryad tashuvchining tezligi va magnit maydon induksiyasi yo‘nalishiga perpendikulyar bo‘ladi. Kuchni vektor ko‘rinishda quyidagicha ifodalash mumkin:

$$\vec{F} = q[\vec{v} \vec{B}] \quad (17.21)$$

Agar zaryad tashuvchi bir paytda magnit maydon, hamda elektr maydonda harakatlansa (17.21) formula quyidagi ko‘rinishda ifodalanadi:

$$\vec{F} = q[\vec{v} \vec{B}] + q\vec{E}. \quad (17.22)$$

Lorens kuchining yo‘nalishi ham chap qo‘l qoidasi asosida topiladi. Buning uchun chap qo‘limizni shunday joylashtirishimiz kerakki, bunda \mathbf{B} vektorning perpendikulyar tashkil etuvchisi kaftimizga kirsin, uzatilgan to‘rtta barmog‘imiz zaryad tashuvchining tezligi yo‘nalishi bilan mos tushsin. U holda ochilgan bosh barmog‘imiz Lorens kuchining (17.12a-rasm) yo‘nalishini ko‘rsatadi.



17.12a-rasm

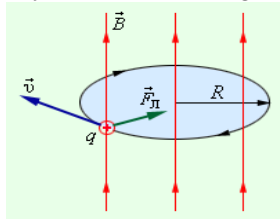
Lekin bu yo‘nalish musbat zaryadli ($q>0$) zarralarga magnit maydonda ta’sir etuvchi kuchning yo‘nalishi bo‘ladi. Manfiy zaryadli ($q<0$) zarraga ta’sir etuvchi kuchning yo‘nalishi esa bunga qarama-qarshi bo‘ladi. Lorens kuchi zarraning harakat yo‘nalishiga perpendikulyardir. Shuning uchun

Lorens kuchi ta'sirida zaryadli zarra normal tezlanish oladi. Boshqacha qilib aytganda, Lorens kuchi ta'sirida zarra tezligining absolyut qiymati o'zgarmaydi, faqat uning yo'nalishi o'zgaradi, holos. Demak, Lorens kuchi zarra ustida ish bajarmaydi. Boshqacha aytganda, harakatlanayotgan zaryadli zarraning kinetik energiyasini doimiy magnit maydon ta'sirida o'zgartirib bo'lmaydi.

Bir jinsli magnit maydonga v tezlik bilan kirgan zaryadli zarraning harakatini, quyidagi hollarda muhokama etamiz.

1. Zaryadli zarraning harakati magnit maydon induksiyasi chiziqlari bo'ylab sodir bo'layotgan holda \mathbf{v} va \mathbf{B} vektorlar orasidagi burchak 0 yoki π ga teng. Zero, (17.20) formulaga asosan, $F_l = 0$. Demak, mazkur holda magnit maydon zaryadli zarraga ta'sir etmaydi, zarra magnit maydonda to'g'ri chiziqli tekis harakatini davom ettiraveradi.

2. Zaryadli zarra \mathbf{B} chiziqlariga perpendikulyar ravishda magnit maydonga kirgan holda \mathbf{v} va \mathbf{B} orasidagi burchak $\pi/2$ yoki $3\pi/2$ ga teng. Shuning uchun zarraga ta'sir etadigan Lorens kuchining yo'nalishi doimo tezlikka perpendikulyar, moduli ($F_l = qvB$) o'zgarmaydi. Bunday kuch ta'sirida zarra aylana bo'ylab harakatlanadi. Aylana radiusi R ni



$$qvB = \frac{mv^2}{R}, \quad (17.23)$$

tenglikni yechib topish mumkin:

$$R = \frac{mv}{qB}, \quad (17.24)$$

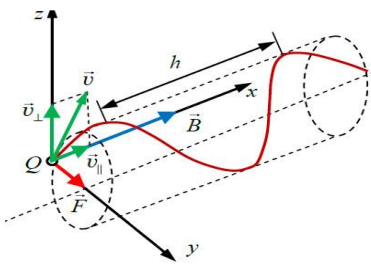
bundagi m – zarraning massasi, q – zarraning zaryadi.

Zarraning bir marta to'liq aylanishi uchun ketgan vaqt

$$T = \frac{2\pi R}{v} = \frac{2\pi}{(q/m)B}, \quad (17.25)$$

zarraning aylanish davri deb ataladi, u zarraning solishtirma zaryadi (q/m) va maydonning magnit induksiyasiga bog'liq, zaryadning tezligiga esa mutlaqo bog'liq emas.

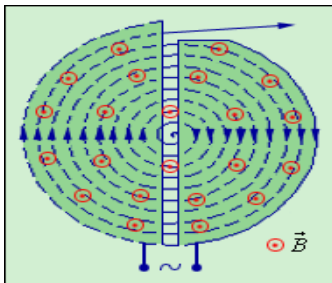
3. Zarra tezligi magnit maydon yo'nalishi bilan ixtiyoriy α burchak tashkil etsin. Bu holda tezlik vektori \mathbf{v} ni ikki tashqil etuvchiga – \mathbf{B} bo'ylab yo'nalgan $\mathbf{v}_{\parallel} = \mathbf{v} \cos \alpha$ va \mathbf{B} ga perpendikulyar ravishda yo'nalgan $\mathbf{v}_{\perp} = \mathbf{v} \sin \alpha$ ga ajratish mumkin (17.13-rasm). Zero, zaryadli



17.13-rasm

$$R = \frac{mv \sin \alpha}{qB};$$

$$h = v \cos \alpha \cdot T = \frac{2\pi mv \cos \alpha}{qB}$$



17.14-rasm

zarra v_{\parallel} tufayli magnit induksiya chiziqlari bo‘ylab to‘g‘ri chiziqli tekis harakatda, v_{\perp} tufayli esa maydonga perpendikulyar tekislikda aylana bo‘ylab tekis harakatda qatnashadi. Bu ikki harakatning superpozitsiyasi (qo‘shilishi) zarra harakatini tasvirlaydi: o‘qi magnit maydonga parallel bo‘lgan vintsimon radiusi R va qadami h bo‘lgan spiral chiziq bo‘yicha zarra harakatlanadi.

Harakatlanayotgan zarralarga magnit maydon ko‘rsatadigan ta’sirdan tezlatkichlarda (siklotron, sinxrotron, sinxrofazotron), magnitogidrodinamik generatorlarda foydalaniladi. Siklotronning tuzilishi va ishlash prinsipi bilan tanishaylik (17.14-rasm). Siklotronning asosiy qismi – kuchli elektromagnitdir. Bu elektromagnitning qutblari orasida yassi silindrik vakuum kamera joylashgan. Kamera duant deb ataladigan D -simon ikki bo‘lak D_1 va D_2 dan

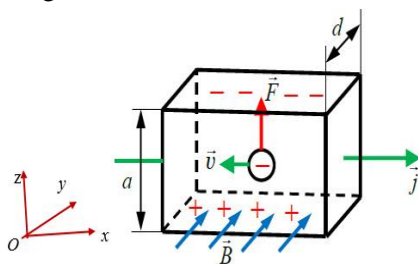
iborat. Duantlar elektrodlar vazifasini ham o‘taydi. Ular o‘zgaruvchan kuchlanishli yuqori chastotaviy generatorning qutblariga ulangan. Shuning uchun duantlar navbatma-navbat gox musbat, gox manfiy zaryadlanib turadi. Elektr maydon faqat duantlar oralig‘idagi tirqishdagina mavjud bo‘ladi. Kameraga kiritilgan musbat zaryadli zarralardan birining harakatini kuzataylik. Zarra darhol manfiy zaryadlangan duant tomon tortiladi. Duant ichida zarraning harakati yo‘nalishiga perpendikulyar bo‘lgan magnit maydon zarrani aylanaviy orbita bo‘ylab harakatlanishga majbur qiladi (chunki bu yerda zarraga Lorens kuchi ta’sir qiladi). Zarra yarim aylanani bosib o‘tgach, yana duantlar oralig‘idagi tirqishga etib keladi. Lekin o‘tgan vaqt ichida elektr maydon yo‘nalishini o‘zgartirgan bo‘ladi. Shuning uchun zarra ikkinchi duant tomon tortilib tezlashadi. Ikkinchi duant ichida yarim aylanani bosib o‘tadi va yana tirqishga etib keladi. Bu yerda uchinchi marta tezlashadi va hokazo, har safardan so‘ng

zarraning tezligi va orbitasining radiusi ortib boradi.

Zarraning traektoriyasi spiralsimon shaklda yoyilib boradi va nihoyat zarra kamera devoriga yaqinlashadi. Bu yerda maxsus qurilma orqali zarralar tashqariga chiqariladi.

17.5 Holl effekti

1880 yilda E.Holl tomonidan aniqlangan bu effektning mohiyati quyidagidan iborat: metall yoki yarim o'tkazgichdan yasalgan plastinkani magnit maydonga shunday joylashtiraylikki bunda magnit maydonning yo'nalishi Oy o'qiga, plastinkadan o'tayotgan tokning yo'nalishi esa Ox o'qiga mos bo'lsin. U holda tok hosil qilayotgan zaryadlarga Lorens kuchi ta'sir qilib, ularni Oz yo'nalishida og'diradi (17.15-rasm). Agar tok tashuvchilar manfiy zaryadli zarralar bo'lsa, ular j ga teskari yo'nalishda harakat qilganliklari uchun plastinkaning yuqori qirrasida manfiy zaryad tomoniga qarab og'adi. Natijada yuqori qirrada ortiqcha manfiy zaryad, bu esa oz navbatida plastinkaning pastki qirrasida manfiy zaryad etishmasligiga, ya'ni unda musbat zaryadning vujudga kelishiga sababchi bo'ladi. Natijada plastinkaning pastki qirrasida musbat, yuqori qirrasida esa manfiy zaryadlanib qoladi. Shu tariqa plastinkaning yuqori va pastki qirralari orasida elektr maydon (bu maydon kuchlanganligi E_x bo'lsin) vujudga keladi. Bu elektr maydonda zaryadga ta'sir etuvchi kuch (qE_x) Lorens kuchiga teskari yo'nalgan bo'ladi. Shuning uchun bu kuchlar miqdoran tenglashganda muvozanat vaziyati vujudga kelib, zaryadlar og'masdan tok tashish vazifasini bajaraveradi. Muvozanat vaziyatida plastinaning yuqori va pastki qirralari orasida vujudga kelgan potentsiallar farqi ($\Delta\phi_x$) ni Holl potentsiallar farqi deb atash odat tusiga kirgan.



17.15-rasm

Holl potentsiallar farqini topish uchun induksiyasi B bo'lgan magnit maydonda v tezlik bilan harakat qilayotgan q zaryadga ta'sir etuvchi Lorens kuchi va q zaryadga kuchlanganligi E_x bo'lgan holl elektr maydoni tomonidan ta'sir etuvchi kuchlar modullarini tenglashtiramiz, ya'ni

$$q v B = q E_x$$

Bundan

$E_x = v B$ ekanligini topamiz.

Potensiallar farqi vujudga kelgan plastina qirralari orasidagi masofani a deb belgilasak,

$$\Delta\varphi_x = E_x a = vBa, \quad (17.26)$$

bo'ldi. Bundagi v o'rniga tok zichligi ifodasi ($j = qn v$) dan topiladigan

$$v = \frac{j}{qn},$$

qiymatni qo'yib

$$\Delta\varphi_x = \frac{1}{qn} jBa, \quad (17.27)$$

munosabatni hosil qilamiz. Bu ifodadagi

$$R = \frac{1}{qn}. \quad (17.28)$$

Holl doimiysi deb ataladi. Holl doimiysi plastinka materialiga bog'liq. U ba'zi moddalar uchun musbat, ba'zilar uchun esa manfiy qiymatga ega bo'ldi

Nazorat savollari

1. Magnit maydoni nima?
2. Elektromagnit ta'sirning asosiy mohiyati nimada?
3. Tokli o'tkazgichlar orasidagi ta'sir kuchi qanday ifoda orqali aniqlanadi?
4. Magnit maydonining kuch xarakteristikasi qanday fizik kattalik bilan aniqlanadi?
5. Qanday chiziqlar magnit induksiya chiziqlari deyiladi? Ularning yo'nalishi qanday aniqlanadi?
6. Bio – Savar - Laplas qonunini tushuntirib bering va uni har xil o'tkazgichlarga qanday tadbiq qilish mumkin?
7. Amper va Lorens kuchlarini yo'nalishi qanday aniqlanadi.
8. Holl effekti mohiyatini tushintiring

18. MAGNIT MAYDON INDUKSIYASI VEKTORINING SIRKULYASIYASI VA OQIMI

Magnit maydon induksiya vektorining sirkulyatsiyasi va oqimi bobini o'zlashtirgan talaba:

bilishi kerak:

- magnit maydon induksiya vektorining sirkulyatsiyasi haqidagi teoremani;

- solenoid va toroidning magnit maydonini hisoblashni;

- magnit maydon uchun Gauss teoremasini hisoblashni;

- magnit maydon induksiya vektorining oqimi ta'rif va formulasini;

- magnit maydonda tokli o'tkazgich va konturni ko'chirishda bajarilgan ish formulalarini;

bajara olishi kerak:

- elektr tokining magnit maydoniga doir tipik amaliy fizika masalalarni yechishni;

ko'nikmalarga ega bo'lishi kerak:

- matematik analizni standart usullarini (differensial va integral hisoblashlarni) tokning magnit maydoniga doir amaliy fizika masalalarini yechishda foydalanish ko'nikmasi;

- analitik geometriya va vektorlar algebrasi usullarini tokning magnit maydoniga qo'llash ko'nikmasi;

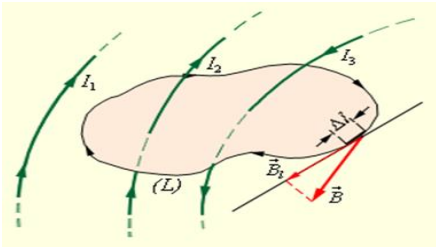
- tokning magnit maydoniga doir fizikaviy tajribalarni o'tkazish va natijalarini hisoblash ko'nikmasi.

18.1 Magnit maydon induksiya vektorining sirkulyatsiyasi . Solenoid va toroidning magnit maydoni

Magnit maydon mavjud bo'lgan fazoda qandaydir berk kontur berilgan va konturning aylanish yo'nalishi bilan o'ng vint qoidasi bo'yicha bog'langan bo'lsin. Konturning har qanday kichik qismida Δl o'tkazilgan urinmaga \vec{B} magnit maydon induksiya vektorining proektsiyasi \vec{B}_l aniqlash mumkin (rasm18.1).

Magnit maydon induksiya vektorining sirkulyatsiyasi deb $\vec{B}_l \Delta l$ ko'paytmani butun kontur bo'yicha yig'indisiga aytiladi.

$$\vec{B} = \sum_L \vec{B}_l \Delta l \quad \text{yoki} \quad \oint_L \vec{B} d\vec{l} = \oint_L \vec{B}_l dl$$



18.1-rasm

Bu yerda dl – vektor kontur yo‘nalishi bo‘yicha ajratilgan elementar uzunlik, $B_l = B \cos \alpha$ — vektor B ning kontur dl yo‘nalishi bo‘yicha proeksiyasi, α – B va dl vektorlar orasidagi burchak

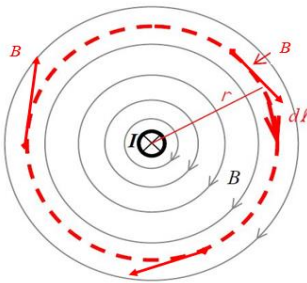
Magnit maydon induksiyasi vektorining sirkulyasiyasi haqidagi teorema (to‘la tok qonuni)

qo‘yidagicha ta’riflanadi: *Bir necha tokni o‘rab olgan ixtiyoriy berk kontur uchun magnit maydon induksiyasi vektorining sirkulyasiyasi, konturdagi toklarning algebraik yig‘indisini magnit doimiyga ko‘paytmasiga teng*

$$\oint_L \vec{B} d\vec{l} = \oint_L B_l dl = \mu_0 \sum_{k=1}^n I_k, \quad (\text{vakuum uchun}) \quad (18.1)$$

bu yerda $n - L$ kontur ichida joylashgan tokli o‘tkazgichlar soni. Tokli o‘tkazgich konturni necha marta kesib o‘tsa har biri hisobga olinadi. Tok musbat ishora bilan qabul qilinadi, agarda tokning yo‘nalishi konturning aylanish yo‘nalishi bilan o‘ng vint qoidasi bo‘yicha bog‘langan bo‘lsa, aks holda manfiy ishora bilan qabul qilinadi. Masalan 18.1-rasmda tasvirlangan kontur uchun toklarning algebraik yig‘indisi quyidagicha

$$\sum_{k=1}^N I_k = 0 - I_2 + I_3. \quad (18.2)$$



18.1a-rasm

Magnit maydon induksiyasi vektorining sirkulyasiyasi haqidagi teoremani to‘g‘rili-gini to‘g‘ri chiziq shaklidagi tokning magnit induksiyasini aniqlashda tekshirib ko‘ramiz. Tokli o‘tkazgichni r radiusli aylana shaklidagi kontur bilan o‘rab (rasm 18.1a) olamiz. Konturning har bir nuqtasida B ning moduli bir xil bo‘lib, yo‘nalishi urinma bo‘yab yo‘nalgan bo‘ladi.

$$B_l = B \cos \alpha, \quad \alpha = 0, \quad B_l = B$$

Natijada B vektorining sirkulyasiyasi

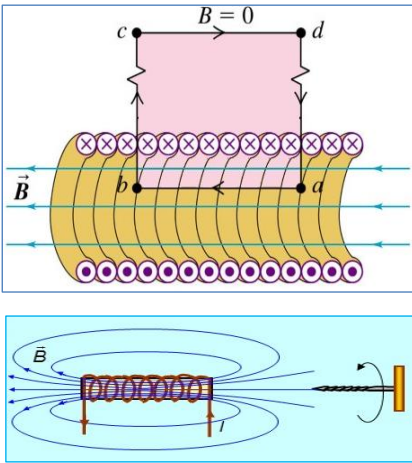
$$\oint_L B_l dl = \oint_L B dl = B \oint_L dl = B \cdot 2\pi r, \quad (18.3)$$

(18.1) ga asosan $B \cdot 2\pi r = \mu_0 I$ (vakuumdagi),

$$B = \frac{\mu_0 I}{2\pi r} .$$

Natijada to'g'ri chiziq shaklidagi tokning magnit induksiyasini aniqladik.

\mathbf{B} vektorining sirkulyasiyasi noldan farqli bo'lgani sababli magnit maydon uyurmaviy maydon deyiladi.



18.2–rasm

Solenoid – markazlari umumiy o'qda yotuvchi bir-biri bilan ketma-ket ulangan aylanma toklar yig'indisidir (18.2–rasm). Shu solenoid ichidagi magnit maydonning induksiyasi \mathbf{B} ni hisoblash kerak. \mathbf{B} ning yo'nalishi o'ng vint qoidasi asosida topiladi, tekshirilayotgan holda solenoid ichidagi sohada \mathbf{B} chiziqlari o'ngdan chapga tomon yo'nalgan o'zaro parallel to'g'ri chiziqlar bo'ladi. \mathbf{B} ning qiymatini magnit induksiya vektorining berk kontur bo'yicha sirkulyasiyasini ifodalovchi

$$\oint \mathbf{B}_l dl = \mu_0 \sum I ,$$

munosabatdan foydalanib topamiz. Buning uchun cheksiz uzun solenoidning n dona o'ramni o'z ichiga olgan l uzunligini xayolan ajratib, unda $abcd$ berk konturni 18.2–rasmda tasvirlanganidek o'tkazaylik. Mazkur berk kontur bo'yicha \mathbf{B} vektorining sirkulyasiyasi uchun quyidagi munosabat o'rinli:

$$\oint_{abcd} \mathbf{B}_l dl = \int_a^b \mathbf{B}_l dl + \int_b^c \mathbf{B}_l dl + \int_c^d \mathbf{B}_l dl + \int_d^a \mathbf{B}_l dl = \mu_0 n I , \quad (18.4)$$

bundagi I – solenoiddan o'tayotgan tok kuchi, zero $abcd$ kontur qamrab olgan toklarning algebraik yig'indisi nI ga teng. Berk konturning bc va da qismlari \mathbf{B} chiziqlariga perpendikulyar bo'lganligi uchun mazkur qismlarda $B_l = 0$. Konturning cd qismi joylashgan sohada esa $\mathbf{B} = 0$ bo'lganligi uchun B_l ham nolga teng. Shuning uchun (18.4) dagi to'rtta integraldan faqat bittasi noldan farqli. Natijada (18.4) ifoda quyidagi ko'rinishga keladi:

$$\int_a^b \mathbf{B} dl = \mu_0 n I, \quad (18.5)$$

konturning ab qismi \mathbf{B} ga parallel bo'lganligi tufayli bu sohada $B_l = [\mathbf{B}] = B$ bo'ladi. Zero (18.5) dagi integral

$$\int_a^b B_l dl = \int_a^b B dl = B \int_a^b dl = Bl, \quad (18.6)$$

bo'ladi. (18.5) va (18.6) larni taqqoslasak,

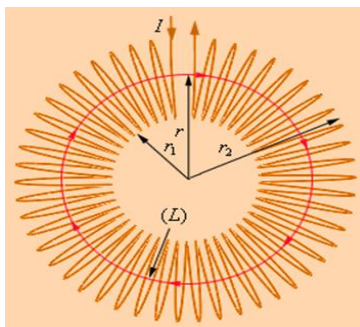
$$Bl = \mu_0 n I,$$

yoki
$$B = \mu_0 \frac{n}{l} I = \mu_0 n_0 I, \quad (18.7)$$

bundagi $n_0 = n/l$ – solenoidning birlik uzunligidagi o'ramlar soni, $n_0 I$ ko'paytma esa birlik uzunlikdagi amper-o'ramlar soni deb ataladi.

Demak, cheksiz uzun solenoidning ichidagi barcha nuqtalarda B ning yo'nalishi ham, qiymati ham birday saqlanadi. Bunday maydonni *bir jinsli magnit maydon* deb ataladi.

Solenoidni egib shunday halqa shakliga keltiraylikki, barcha o'ramlar markazlari halqa markazidan bir xil r masofada joylashsin (18.3–rasm). Natijada toroid deb ataladigan halqasimon g'altak vujudga keladi. Magnit maydon faqat toroid ichida mujassamlashgan bo'ladi.



18.3–rasm

B ni (18.7) formula yordamida hisoblash mumkin:

$$B = \mu_0 \frac{n}{2\pi r} I$$

18.2 Magnit maydon induksiyasi vektorining oqimi. Magnit maydon uchun Gauss teoremasining integral va differensial ko'rinishlari

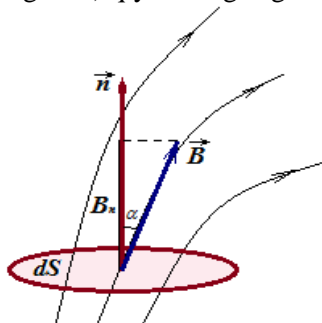
\mathbf{B} vektorining dS sirt orqali oqimi yoki magnit oqim deganda

$$d\Phi_B = B_n dS \quad (18.8)$$

kattalik tushuniladi. Bu ifodadagi $B_n = B \cos \alpha$, u \mathbf{B} vektorining dS sirtga o'tkazilgan musbat normal \mathbf{n} yo'nalishiga proeksiyasini ifodalaydi.

α – sirtga o‘tkazilgan

musbat normal va \mathbf{B} vektor orasidagi burchak (18.4–rasm). \mathbf{B} ning sirt orqali oqimi musbat ($\cos\alpha > 0$ bo‘lganda) va manfiy ($\cos\alpha < 0$ bo‘lganda) qiymatlarga ega bo‘la oladi.



18.4–rasm

Magnit induksiya vektorining ixtiyoriy S sirt orqali oqimi esa

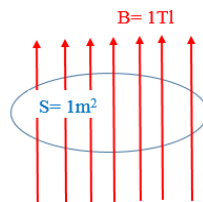
$$\Phi_B = \oint_S \mathbf{B}_n dS \quad (18.9)$$

ifoda yordamida aniqlanadi. Bir jinsli magnit maydonda yassi sirt \mathbf{B} vektorga perpendikulyar tarzda joylashgan bo‘lsa (ya’ni $B_n = B = \text{const}$ bo‘lgan holda), (18.8) quyidagi ko‘rinishga ega bo‘ladi:

$$\Phi_B = B \cdot S.$$

Mazkur munosabatdan foydalanib magnit oqimning XBT dagi birligi – Veber (Vb) ni aniqlash mumkin: 1 Vb – magnit induksiya 1 Tl bo‘lgan bir jinsli magnit maydonda maydon yo‘nalishiga perpendikulyar ravishda joylashgan 1 m^2 yuzali yassi sirtga kesib o‘tadigan magnit oqimdir.

Magnit maydon induksiya uchun Gauss teoremasi quyidagicha ta’riflanadi: **Magnit maydon induksiya vektorining ixtiyoriy shakldagi berk sirt orqali oqimi nolga teng:**



$$\oint \mathbf{B}_n dS = 0 \quad (18.10)$$

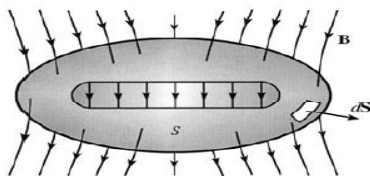
Mazkur teorema magnit induksiya chiziqlarining berk ekanligini, ya’ni berk sirt ichiga kirayotgan \mathbf{B} chiziqlarining soni sirtidan chiqayotgan \mathbf{B} chiziqlarining soniga aynan tengligini ifodalaydi (18.4a–rasm).

\mathbf{B} uchun Gauss teoremasining differensial ko‘rinishi- magnit maydon induksiya vektorining divergensiyasi nolga teng:

$$\text{div} \mathbf{B} = 0 \quad (18.11)$$

Buning ma’nosi quyidagicha:

klassik elektrodinamikada magnit maydonni yuzaga keltiruvchi magnit

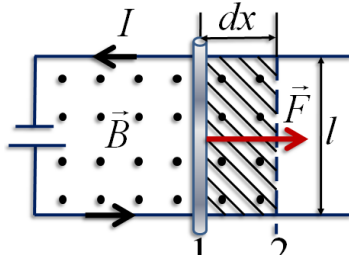


18.4a–rasm

zaryadlari mavjud emas.

18.3 Magnit maydonda tokli o'tkazgichni va tokli konturni ko'chirishda bajarilgan ish

Bir jinsli magnit maydonda dl uzunlikdagi tokli o'tkazgich erkin ko'cha olish imkoniga ega bo'lsin. Bunday tajribani amalga oshirish uchun ikki metall sterjenni (18.5–rasm) tok manbaiga ulaylik.



18.5–rasm

Sterjenlar ustiga ko'ndalang qilib joylashtirilgan dl uzunlikdagi o'tkazgichdan konturning qo'zg'aluvchi qismi sifatida foydalanish mumkin. Bu tokli o'tkazgichga chizma tekisligiga perpendikulyar ravishda yo'nalgan magnit maydon tomonidan ta'sir etuvchi Amper kuchining qiymati

$$F = IBdl,$$

bo'ladi. Bu kuchning yo'nalishi dl elementning ko'chish yo'nalishi bilan mos tushganligi uchun bajarilgan ish

$$dA = F \cdot dx = IBdl \cdot dx.$$

18.5–rasmdan ko'rinishicha, dl elementning dx masofaga ko'chishi tufayli konturning yuzi $dS = dl \cdot dx$ ga ortadi. Shuning uchun yuqoridagini quyidagi ko'rinishda yozish mumkin:

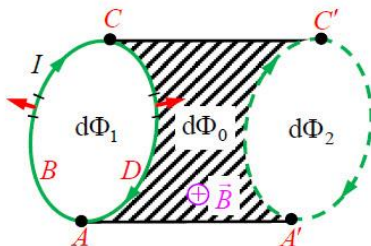
$$dA = IBdS = Id\Phi. \quad (18.12)$$

Bu ifodadagi $d\Phi$ – kontur yuzining dS o'zgarishi tufayli kontur yuzini kesib o'tayotgan magnit oqimning o'zgarishidir. Boshqacha aytganda, konturning qo'zgaluvchi dl elementi ko'chish davomida kesib o'tgan magnit oqimdir.

Endi (18.12) dan foydalanib tokli konturni butunlayicha ko'chirishda bajariladigan ishni hisoblaylik.

18.6–rasmda tasvirlangan tokli berk kontur ($ABCD$) chizma tekisligida ko'chayotgan bo'lsin. Magnit maydon induksiyasi chiziqlari chizma tekisligiga perpendikulyar ravishda yo'nalgan. ($ABCD$ berk konturni xayolan ABC va CDA o'tkazgichlarga ajrataylik. Zero tokli berk konturni magnit maydonda ko'chirishda bajarilgan ish (dA) mazkur kontur tarkibiy qismlari – ABC va CDA tokli o'tkazgichlarni

ko'chirishda bajarilgan dA_1 va dA_2 ishlarning yig'indisi tarzida aniqlanishi mumkin:



$$dA = dA_1 + dA_2 \quad (18.13)$$

Konturning ABC qismidagi tok elementlariga ta'sir etuvchi kuchlar (18.6–rasmda dl_1 ga magnit maydon tomonidan ta'sir etuvchi F kuch qizil rangdagi vektor) va dl_1 ning ko'chirilish yo'nalishlari orasidagi burchak o'tkir bo'lganligi uchun dA_1 ish musbat, uning qiymati, (18.12) ga asosan, konturdan o'tayotgan tok kuchi bilan ko'chirilish jarayonida ABC o'tkazgich kesib o'tadigan magnit oqim ko'paytmasiga teng.

$$dA_1 = I(d\Phi_0 + d\Phi_1). \quad (18.14)$$

Konturning CDA qismidagi tok elementlariga ta'sir etuvchi kuchlar (18.6–rasmdagi dl_2 ga magnit maydon tomonidan ta'sir etuvchi F kuchga) va CDA ning ko'chirilish yo'nalishlari orasidagi burchak o'tmas bo'lganligi uchun dA_2 ish manfiy, uning qiymati esa tok kuchi bilan ko'chirilish davomida CDA o'tkazgich kesib o'tadigan magnit oqim ko'paytmasiga teng:

$$dA_2 = -I(d\Phi_0 + d\Phi_2), \quad (18.15)$$

(18.14) va (18.15) lar asosida (18.13) ni quyidagicha yoza olamiz:

$$dA = I(d\Phi_2 - d\Phi_1). \quad (18.16)$$

Demak, magnit maydonda tokli berk konturni ko'chirishda bajarilgan ish shu konturdan o'tayotgan tok kuchi bilan kontur yuzi orqali o'tuvchi magnit oqim o'zgaruvi ($d\Phi_2 - d\Phi_1$)ning ko'paytmasiga teng. (18.16) munosabat ixtiyoriy shakldagi tokli berk konturning har qanday magnit maydondagi turli ko'chishlari ham o'rinni.

Nazorat savollari

1. To'liq tok qonuni nima?
2. Solenoid va toroidlarning maydon induksiyasi qanday topiladi?
3. Magnit maydonda tokli o'tkazgichni ko'chirishda bajarilgan ish ifodasini keltirib chiqaring
4. Magnit maydonda tokli berk konturni ko'chirishda bajarilgan ish ifodasini keltirib chiqaring
5. Magnit maydon uchun Gauss teoremasini ta'riflang

6. Magnit maydon induksiyasi vektorining sirkulyasiyasi haqidagi teoremani ta'riflang
7. Magnit induksiya vektori B ning sirkulyatsiyasi haqidagi teoremani qo'llagan holda, to'g'ri tokning magnit maydonini hisoblang.
8. Toroidning magnit maydonini qanday hisoblash mumkin?

19. MUHITLARDA MAGNIT MAYDONI

Muhitlarda magnit maydoni bobini o'zlashtirgan talaba:

bilishi kerak:

- atomning magnit momentini;
- magnitlanish vektorini ta'rifini va formulasini;
- moddada magnit maydon uchun to'liq tok qonunini;
- magnit qabul qiluvchanlik va magnit singdiruvchanlik orasidagi bog'lanishni;

- diamagnetik va paramagnetik effektlarning fizik ma'nosini;
- ferromagnetik effektning tabiatini va gisterezis hodisasini;

bajara olishi kerak:

- moddalarda magnit maydoniga doir tipik amaliy fizika masalalarni yechishni;

ko'nikmalarga ega bo'lishi kerak:

- matematik analizni standart usullarini (differensial va integral hisoblashlarni) moddalarda magnit maydoniga doir amaliy fizika masalalarini yechishda foydalanish ko'nikmasi;

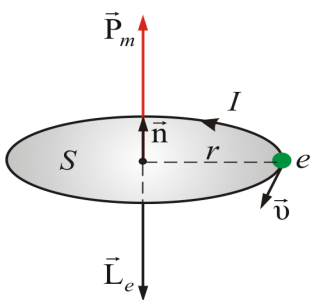
- analitik geometriya va vektorlar algebra usullarini moddalarda magnit maydoniga qo'llash ko'nikmasi;

- moddalarda magnit maydoniga doir fizikaviy tajribalarni o'tkazish va natijalarini hisoblash ko'nikmasi.

19.1 Moddalarning magnitlanishi. Magnitlanish vektori

Tashqi magnit maydonida magnitlanish xususiyatiga ega bo'lgan va atrof - muhitdagi natijaviy magnit maydonini o'zgartira oladigan

moddalar – magnetiklar deb ataladi. Klassik fizika tushunchasiga asosan, atomlardagi elektronlar aylana shaklidagi traektoriya – orbita bo'ylab harakatlanadi (19.1-rasm) va orbital tokni hosil qiladilar. $I = ev$, e - elektron zaryadi, v - aylanish chastotasi. Magnit xususiyatlariga asosan, har bir atom yoki molekulani, yopiq elektron toklar tizimi – molekulyar toklar deb ataladi. Har bir elektron orbital tok P_m magnit momenti bilan xarakterlanadi. Bu magnit momenti –



19.1-rasm

elektronning *orbital magnet momenti* deb ataladi. Bitta elektronning orbital magnet momenti

$$P_m = IS, \quad (19.1)$$

bu yerda $S = \pi r^2$ - orbital tok yuzasi. v tezlik bilan r radiusli orbita bo'ylab

harakatlanayotgan elektron qiymati quyidagiga teng bo'lgan *orbital mexanik momentga* ham ega bo'lari:

$$L_e = mvr$$

Orbital mexanik momentdan tashqari elektron o'z o'qi atrofida aylangani sababli xususiy mexanik momentga (spinga L_{sp}), va unga mos ravishda *xususiy magnet momentga* (P_{sp}) ham ega bo'ladi.

$$L_{sp} = \frac{\sqrt{3}}{2} \hbar, \quad P_{sp} = \sqrt{3} \frac{eh}{2m},$$

bu yerda $\hbar = \frac{h}{2\pi}$ - Plank doimiysi.

Atom va molekuladagi har bir elektron shunday orbital va spin magnet momentiga ega bo'lgani uchun, atom va molekulaning molekulyar toklari hosil qilgan natijaviy magnet momenti ularning vektor yig'indisiga tengdir:

$$\vec{P}_{at} = \sum \vec{P}_m + \sum \vec{P}_{sp}. \quad (19.2)$$

Tashqi magnet maydon ta'sirida magnetiklar turlicha magnetlanadilar. Magnetiklarning magnetlanishini xarakterlash uchun \vec{J} -*magnetlanish vektori* deb ataladigan kattalik kiritiladi. Bu kattalik magnetikning birlik hajmidagi atom va molekularining orbital va spin magnet momentlari yig'indisiga tengdir:

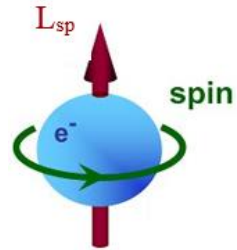
$$\vec{J} = \frac{\sum \vec{P}_{at}}{\Delta V}, \quad (19.3)$$

bu yerda ΔV - magnetikning mumkin bo'lgan eng kichik hajmi va unda magnet maydoni bir jinsli deb hisoblanadi.

XBT da magnetlanish vektorining birligi- $\frac{A}{m}$ o'lchanadi.

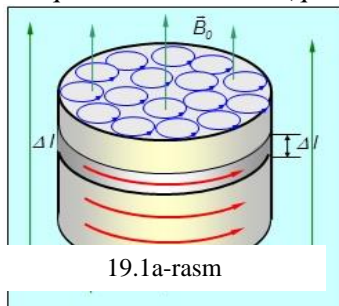
19.2 Magnet maydon kuchlanganlik vektorining sirkulyasiyasi

Magnetiklarning magnetlanishini Amperring molekulyar toklar to'g'risidagi gipotezasi orqali tushunish mumkin. Har qaysi molekulyar tok atrofidagi fazoda magnet maydon hosil qiladi. Molekulyar toklar magnet momentlarining yo'nalishlari tartibsiz bo'lgani sababli yig'indi magnet momenti nolga teng bo'ladi. Tashqi magnet



maydon B_0 ta'sirida molekulyar toklar magnit momentlari bir yo'nalishda tartibli

joylashadilar. Natijada moddaning natijaviy magnit momenti noldan farqli qiymatga erishadi, modda magnitlanadi va qo'shimcha magnit maydon B' yuzaga keladi. 19.1.a rasmda silindrsimon jismning kesim yuzidagi molekulyar toklar magnit momentlarining tashqi magnit maydon B_0 ga parallel joylashganligi ko'rsatilgan. Jismning ichida joylashgan molekulyar toklar bir-birini susaytiradi. Jismning sirtiga yaqin joylashgan molekulyar toklar esa o'zaro qo'shilib sirt tokini (qizil rangda ko'rsatilgan) yuzaga keltiradi.



Magnetiklardagi magnit maydonni o'rganishda ikki xil tok bilan ish tutamiz. Toklarning birinchi turi – o'tkazuvchanlik tokidir. Uni *makrotok* deb ataylik. Bu tok uchun odatdagi belgilashni, ya'ni I ni saqlab qolamiz. Ikkinchi tok esa *mikrotok* deb atalib, bu tok magnetikning atomlari, ionlari va molekularidagi elektronlarning harakati tufayli mavjuddir.

Mikrotok uchun I_m belgini ishlataylik. Vakuumda magnit maydon faqat makrotoklar tufayli vujudga keladi. Shuning uchun B vektorining ixtiyoriy berk kontur bo'yicha sirkulyasiyasi

$$\oint B_l dl = \mu_0 \sum I, \quad (19.4)$$

ifoda bilan aniqlanib, u kontur o'rab olgan barcha toklarning (makrotoklarning) algebraik yig'indisini μ_0 ga ko'paytmasiga teng edi. Magnetikdagi magnit maydon esa mikrotok hamda makrotoklar tufayli vujudga keladi. Shuning uchun magnetikdagi natijaviy maydon induksiyasi B ning berk kontur bo'yicha sirkulyasiyasi olinayotganda kontur o'rab olgan barcha makrotoklarni ham, mikrotoklarni ham hisobga olish kerak, ya'ni:

$$\oint B_l dl = \mu_0 (\sum I + \sum I_m). \quad (19.5)$$

Moddadagi magnit maydon uchun to'liq tok qonuni deb ataluvchi bu ifodadagi ikkinchi yig'indi, ya'ni mikrotoklarning yig'indisi magnetikning magnitlanish vektori bilan quyidagicha bog'langan:

$$\mu_0 \sum I_m = \oint_l \mathbf{J}_l d\mathbf{l}, \quad (19.6)$$

(19.5) ifodani μ_0 ga taqsimlab, (19.6) dan foydalansak:

$$\frac{1}{\mu_0} \oint_l \mathbf{B}_l dl = \Sigma I + \oint_l \mathbf{J}_l dl \quad \text{yoki}$$

$$\oint_l \left(\frac{\mathbf{B}}{\mu_0} - \mathbf{J} \right) dl = \Sigma I. \quad (19.7)$$

Bu ifodada $\mathbf{B}/\mu_0 - \mathbf{J} = \mathbf{H}$ (19.8) belgilash kiritsak, (19.7) quyidagi ko‘rinishga keladi:

$$\oint_l \mathbf{H}_l dl = \Sigma I, \quad (19.9)$$

(19.8) ifoda bilan aniqlanuvchi \mathbf{H} vektor **magnit maydon kuchlanganlik vektori** deyiladi. (19.9) dan ko‘rinishicha \mathbf{H} vektorning ixtiyoriy berk kontur bo‘yicha sirkulyasiyasi shu kontur o‘rab olgan barcha makrotoklarning algebraik yig‘indisiga teng.

Vakuumba $\mathbf{I} = 0$ bo‘lganligi uchun, (19.8) quyidagi ko‘rinishga keladi:

$$\mathbf{H} = \mathbf{B}/\mu_0 \quad (19.10)$$

Bundan, vakuumdagi magnit maydonning kuchlanganlik vektori magnit induksiya vektori bilan bir xil yo‘naladigan, lekin undan μ_0 marta farq qiladigan vektordir, degan xulosa kelib chiqadi ($\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ Gn/m).

19.3 Magnetiklar . Diamagnetizm va paramagnetizm

Tajribalarning ko‘rsatishicha, izotrop muhitdan iborat bo‘lgan magnetikning ixtiyoriy nuqtasidagi \mathbf{J} va \mathbf{H} vektorlar quyidagicha bog‘lanishga ega:

$$\mathbf{J} = \chi_m \mathbf{H}, \quad (19.11)$$

bu ifodada χ_m – magnetikning magnit xususiyatlarini ifodalovchi kattalik bo‘lib, uni **magnit qabul qiluvchanlik** deyiladi.

\mathbf{J} va \mathbf{H} larning o‘lchov birliklari bir xil bo‘lgani uchun χ_m o‘lchamsiz kattalikdir. χ_m musbat va manfiy qiymatlarga ega bo‘la oladi. Demak, magnitlanish vektorining yo‘nalishi ba’zi magnetiklar uchun \mathbf{H} ning yo‘nalishiga mos kelsa, ikkinchi xil magnetiklar uchun qarama-qarshi yo‘nalgan bo‘ladi.

(19.11) ni (19.8) ga qo‘ysak:

$$\mathbf{H} = \mathbf{B}/\mu_0 - \chi_m \mathbf{H}$$

yoki

$$\mathbf{H} = \mathbf{B}/\mu_0(1 + \chi_m), \quad (19.12)$$

bundagi

$$\mu = 1 + \chi_m \quad (19.13)$$

muhitning **magnit singdiruvchanligi** deyiladi. (19.13) belgilash asosida (19.12) ifodani quyidagicha yozish mumkin:

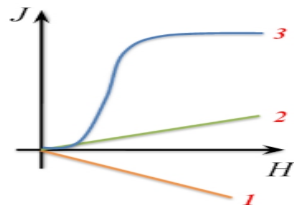
$$\mathbf{H} = \mathbf{B} / \mu_0 \mu. \quad (19.14)$$

Demak, izotrop muhitda magnit maydon kuchlanganlik vektori magnit induksiya vektori bilan bir xil yoʻnalishga ega modul jixatdan undan $\mu_0 \mu$ marta kichik boʻladi. Magnetikning magnit singdiruvchanligi μ oʻlchamsiz kattalik u magnetikdagi magnit maydon vakuumdagiga nisbatan necha marta farqlanishini ifodalaydi.

Barcha magnetiklar oʻzlarining magnit qabul qiluvchanliklarining ishorasi va qiymatlariga qarab uch sinfga boʻlinadi:

1) *diamagnetiklarda* $\chi_m < 0$ boʻladi. Bu sinfga oid boʻlgan moddalarda, masalan, fosfor, oltingugurt, surma, uglerod, simob, oltin, kumush, mis va koʻpchilik organik birikmalarda magnit maydon bir oz susayadi ($\mu < 1$);

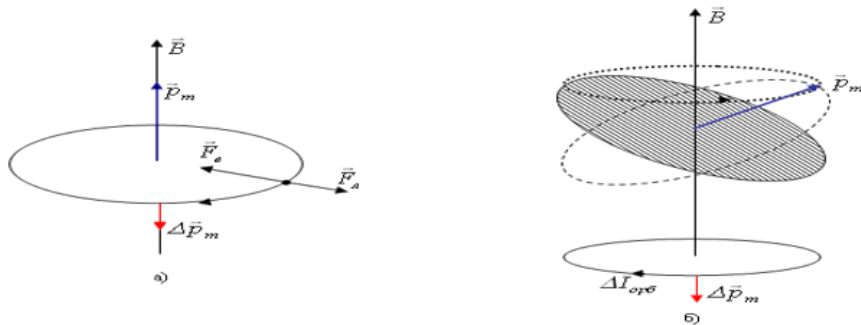
2) *paramagnetiklarda* $\chi_m > 0$ boʻladi. Bu sinfga kiruvchi kislorod, azot, alyuminiy, platina, volfram kabi elementlarda magnit maydon bir oz kuchayadi ($\mu > 1$);



3) *ferromagnetiklarda* $\chi_m > 0$ boʻladi. Bu sinfga kiruvchi temir, nikel, kobalt kabi metallarda va ularning qotishmalarida magnit maydon juda zoʻrayib ketadi.

Tashqi magnit maydon taʼsir etmaganda elektronga taʼsir etuvchi markazga intilma kuch – elektronning yadroga tortilish Kulon kuchidir, yaʼni F_k dan (rasm-19.2a) iboratdir. Orbita tekisligiga perpendikulyar ravishda yoʻnalgan magnit maydon tufayli elektronga orbita radiusi boʻylab Lorens kuchi taʼsir etadi. Markazga intilma kuchning miqdori elektronning aylanish chastotasi ω ga toʻgʻri proporsional. Elektronning aylanish yoʻnalishiga qarab, uning aylanish chastotasi $\Delta\omega$ ga kamayadi, yoki bazi holda $\Delta\omega$ ga ortadi. Boshqacha qilib aytganda, soat strelkasining harakati yoʻnalishda aylanayotgan elektronga ham, unga teskari yoʻnalishda aylanayotgan elektronga ham rasmda tasvirlangan yoʻnalishdagi magnit maydonning taʼsiri – soat strelkasining harakatiga teskari yoʻnalishda $\Delta\omega$ aylanish chastotasi bilan xarakterlanuvchi qoʻshimcha harakatni vujudga keltirishdan iborat. Bu qoʻshimcha harakat tufayli elektron qoʻshimcha ΔP_m magnit momentga erishadi,

uning yoʻnalishi magnit maydon yoʻnalishiga teskari boʻladi. Bu xulosalar faqat bir xususiy hol – magnit maydonning yoʻnalishi elektron orbitasining tekisligiga perpendikulyar (rasm-19.2a) boʻlgan hol uchungina emas, balki 19.2b–rasmda tasvirlangan umumiy hol uchun ham oʻrinlidir. Shunday qilib, orbita boʻyicha aylanma harakat qilayotgan elektron tashqi magnit maydon taʼsirida \vec{B} vektorga qarama-qarshi yoʻnalgan qoʻshimcha magnit moment $\Delta\vec{P}_m$ ga erishadi. Bu hodisa *diamagnit effekt* deb ataladi.



19.2-rasm

Diamagnit effekt atomlarining magnit momentlari nolga teng boʻlgan moddalarda namoyon boʻladi. Tashqi magnit maydon boʻlmagan taqdirda bunday moddalar atomlari tarkibidagi elektronlarning magnit momentlari oʻzaro bir-birini kompensatsiyalaydi. Magnit maydon taʼsirida esa diamagnit effekt tufayli atom tarkibidagi ayrim elektronlar erishadigan qoʻshimcha magnit momentlarning qoʻshilishi natijasida atomda tashqi maydonga teskari yoʻnalgan magnit moment vujudga keladi. Bu magnit moment oʻzini vujudga keltirayotgan tashqi maydonni susaytiradi. Shuning uchun bunday moddalarning magnit qabul qiluvchanligi manfiy boʻladi. Bunday moddalar diamagnetiklar deb ataladi. Shuni ham qayd qilmoq lozimki, diamagnetiklarda maydonning susayishi nihoyat darajada kam boʻladi. Masalan, eng kuchli diamagnetik hisoblangan vismut uchun $\chi_m=1,4 \cdot 10^{-6}$ ga teng.

Paramagnit effekt deb ataluvchi hodisaning mohiyati quyidagidan iborat: tashqi maydon boʻlmagan taqdirda modda atomlarining magnit momenti noldan farq qilsa, magnit maydon bunday modda atomlarining magnit momentlarini maydon boʻylab yoʻnaltirishga harakat qiladi. Issiqlik harakat esa, aksincha, atomlar magnit momentlarining tartibli

joylashuvlarini buzishga harakat qiladi. Magnetikning temperaturasi qanchalik yuqori bo'lsa, atomlar magnit momentlarining tashqi maydon ta'sirida tartibga tushishi shunchalik sustroq bo'ladi. Demak, paramagnit effekt sodir bo'ladigan moddalarda tashqi magnit maydonning kuchayishi kuzatiladi. Lekin bu kuchayish temperaturaga teskari proporsional bo'ladi. Bunday moddalar paramagnetiklar deb ataladi. Paramagnit moddalarda ham diamagnit effekt vujudga keladi, lekin uning hissasi paramagnit effektga nisbatan ancha kichik. Shuning uchun paramagnit moddalarda diamagnit effekt unchalik sezilarli bo'lmaydi. Paramagnetiklar magnit qabul qiluvchanligining temperaturaga bog'liqligi Kyuri qonuni deb yuritiluvchi quyidagi formula bilan ifodalanadi:

$$\chi_m = C/T, \quad (19.15)$$

bunda C – ayni modda uchun konstanta bo'lib, uni Kyuri doimiysi deyiladi. Juda past temperaturalarda Kyuri qonunidan chetga chiqish sodir bo'ladi.

Metallarda atom bilan bog'liq bo'lgan elektronlardan tashqari erkin elektronlar ham mavjud. Erkin elektronlar magnit maydon ta'sirida berk traektoriyalar bo'yicha harakat qiladi. Bu esa qo'shimcha diamagnetizmning vujudga kelishiga sabab bo'ladi. Bu diamagnetizmni *Landau diamagnetizmi* deyiladi. Ikkinchi tomondan, erkin elektronlar spin magnit momentga ega bo'ladi. Tashqi magnit maydon ta'sirida spin magnit momentlar maydon bo'ylab yo'naladi. Buning natijasida vujudga keluvchi qo'shimcha paramagnetizm *Pauli paramagnetizmi* deyiladi.

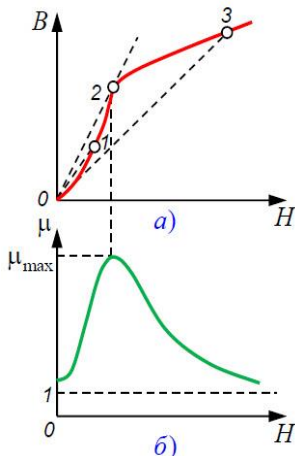
19.4 Ferromagnetiklar. Gisterezis va domenlar nazariyasi

Magnetiklar ichida bir gruppasi o'zlarining magnit xususiyatlari bilan boshqa moddalardan keskin ajralib turadi. Bu magnetiklarni *ferromagnetiklar* deb atash odat bo'lgan. Bu nom lotincha Ferrum (temir) degan so'zdan kelib chiqqan, chunki ferromagnetiklik xususiyatlari birinchi marta temir va uning rudalarida aniqlangan. Ferromagnetiklarning asosiy xususiyatlari quyidagilardan iborat:

1. Ferromagnetiklarning magnit induksiyasi hamda magnit singdiruvchanligi- μ tashqi magnit maydonga bog'liq bo'ladi. $B = \mu_0(H + J)$ kuchsiz maydonlarda H ning ortishi bilan keskin ortadi (19.3a rasmning 0-1-2 qismlari), kuchli maydonlarda H ning ortishi bilan B chiziqli ravishda ortadi (19.3a rasmning 2-3 qismlari). $\mu = \frac{B}{\mu_0 H} = 1 + \frac{J}{H}$ tenglamaga asosan, H ortishi bilan μ dastlab tez sur'at bilan ortadi.

Maksimumga erishgach, H ning yanada ortishi bilan μ qiymatiniig kamayishi (19.3b rasm) kuzatiladi. Tashqi maydonning nihoyat katta qiymatlarida birga intiladi.

2. Ferromagnetikdagi magnit maydon induksiyasining tashqi maydon kuchlanganligiga bog‘liq ravishda o‘zgarishi 19.4–rasmdagi OA egri chiziq bo‘ylab sodir bo‘ladi. Shundan keyin H ni kamaytirga boshlasak, ferromagnetikdagi B ning qiymati AO chiziq bo‘ylab kamaymasdan, balki yangi AB_q egri chiziq bo‘ylab kamayadi. $H = 0$

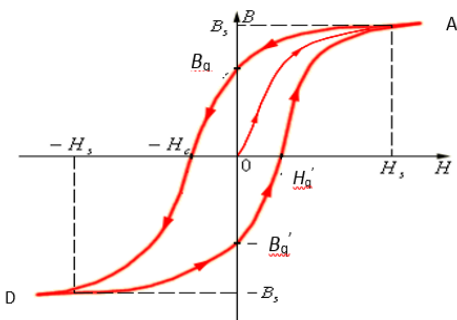


19.3-rasm

bo‘lganda ham ferromagnetikdagi magnit maydon yo‘qolmaydi, OB_q kesma bilan ifodalangan *qoldik induksiya* saqlanib qoladi. Boshqacha aytganda, ferromagnetikni magnitlovchi tashqi maydon ta’siri butunlay to‘xtatilganda ham ferromagnetikdagi magnitlanish vektorning qiymati noldan farqli bo‘ladi. Bu qiymatni, odatda *qoldiq magnitlanish* deb ham ataladi. Qoldiq induksiya B_q ni yo‘qotish uchun magnitlovchi maydon H ning yo‘nalishini teskari tomonga o‘zgartirish kerak. $H = H_q$ da qoldiq induksiya butunlay yo‘qoladi. H_q ning qiymati (rasmda OH_q kesma bilan

ifodalangan) *koersitiv kuch* deyiladi. Teskari yo‘nalishdagi magnitlovchi maydon H yanada

orttirilganda ferromagnetikdagi magnit maydon induksiyasi B ham teskari yo‘nalishda H_qD egri chiziq bo‘ylab ortib boradi. Shundan keyin magnitlovchi maydonni yanada o‘zgartirish natijasida B ning H ga bog‘liqligi $D B'_q H'_q A$ egri chiziq bo‘ylab sodir bo‘ladi. Ko‘rinib turibdiki, ferromagnetikdagi magnit maydon induksiyasi B ning qiymati magnitlovchi tashqi maydon H ning o‘zgarishiga monand ravishda o‘zgarimasdan, balki ferromagnetik bundan oldingi paytlarda magnit maydonning ta’siri



19.4-rasm

riga uchraganligiga ham bog‘liq. Bu hodisani *magnit gisterezis* deb ataladi («gisterezis» – kechiqish, orqada qolish degan ma’noni anglatadi). B ning H ga bog‘liqligini ifodalovchi *ADA* yopiq chiziq esa *gisterezis sirtmog‘i* deb ataladi. Shunday qilib, ferromagnetiklar qoldiq magnitlanishga ega bo‘ladi.

3. Har bir ferromagnetik *Kyuri nuqtasi* (T_k) deb atalgan aniq bir temperaturada o‘zining ferromagnetiklik xususiyatlarini yo‘qotadi. Temir uchun T_k ning qiymati 1043 K, nikel uchun esa 631 K ga teng. T_k dan yuqori temperaturalarda ferromagnetik oddiy paramagnetikka aylanadi va magnit qabul qiluvchanligining temperaturaga bog‘liqligi

$$\chi_m = C/(T - T_k), \quad (19.16)$$

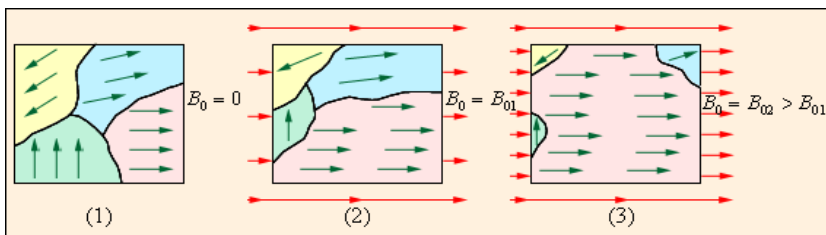
formula bilan ifodalanadi. Bu formulaning (19.15) ga o‘xshashligi bor, faqat «kelib chiqishi ferromagnit bo‘lgan paramagnetik» uchun temperatura tushunchasi 0 K dan emas, balki T_k dan boshlanishi lozim.

Odatda, ferromagnetiklarning natijaviy magnit momenti elektronlar spin magnit 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.

Tajribalardan olingan natijalar asosida olimlar ferromagnetikning magnit xususiyatlari elektronlarning spin magnit momentiga bog‘liq ekan, degan xulosaga keldilar. Ma’lum bir sharoitlarda ferromagnetiklarda o‘zaro almashinuv kuchlari deb ataladigan kuchlar hosil bo‘lib, ular elektronlarning spinini o‘zaro parallel joylashtiradi. Natijada ferromagnetiklarda o‘z-o‘zidan (spontan) to‘yinishgacha magnitlangan kichik sohalar (o‘lchami 1- 10 mkm) hosil bo‘ladi, bu *sohalar domenlar deyiladi*.

Alohida domenlardagi magnit maydonlarning yo‘nalishlari bir xil emas, shuning uchun tashqi magnit maydon bo‘lmaganda butun ferromagnetik magnitlanmagan bo‘ladi (19.5- 1 rasm). Tashqi magnit maydon ta’sirida domenlar bir-birini kuchaytiradigan bo‘lib qayta joylashadi (19.5- 2,3 rasm). Barcha domenlardagi magnit maydonlar tashqi magnit maydon bo‘ylab yo‘nalganda magnit maydon eng ko‘p kuchayadi, bunda ferromagnetik to‘yinishgacha magnitlanadi.

Tashqi maydon yo‘qotilganida ferromagnetiklar butunlay magnitsizlanmaydi, balki qoldiq magnitlanishni saqlaydi, chunki issiqlik harakati bunday yirik atom



19.5-rasm

to'plamlari — domenlar joylashuvini buza olmaydi. Shu sababli, magnit gisteresis hosil bo' ladi

Nazorat savollari

1. Elektronning orbital magnit momenti deb nimaga aytiladi.
2. Nima uchun atomdagi elektronning orbital magnit va mexanik momentlari qarama-qarshi yo'naltirilgan?
3. Atomning magnit momentini qanday magnit momentlar tashkil qiladi?
4. agnitlanganlik vektori deb nimaga aytiladi.
5. Atomning magnitlanish momenti nimaga teng.
6. Magnit maydonning kuchlanganlik vektori bilan magnit induksiya vektori orasidagi bog'lanishni ko'rsating.
7. Magnitlanish nima? Elektrostatikada qanday miqdor uning analogi bo'lib xizmat qilishi mumkin?
8. Ferromagnitliklar qanday xususiyatlarga ega.
9. Diamagnetiklar va paramagnetiklar farqlarini ko'rsating.
10. Diamagnitning magnitlanishi bilan dielektrikning qutbsiz molekular bilan qutblanishi o'rtasida o'xshashlik keltirish mumkinmi?

20. ELEKTROMAGNIT INDUKSIYA

Elektromagnit induksiyasi bobini o'zlashtirgan talaba:

bilishi kerak:

- elektromagnit induksiya qonunini;
- Lens qoidasini;
- uyurmaviy elektr maydon tushunchasini;
- o'zgaruvchan tok generatorining ishlash prinsipini;
- o'zinduksiya va o'zarinduksiya hodisalar mohiyati ni;
- induktivlik ta'rifini va solenoid induktivligi formulasini keltirib chiqarishni;
- elektr zanjiriga manbani ulash va uzishdagi tokning o'zgarishini ifodalovchi formulani keltirib chiqarishni;
- magnit maydon energiyasi va uning zichligi formulalarini keltirib chiqarishni;

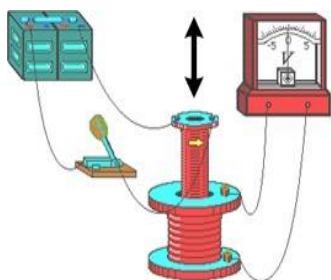
bajara olishi kerak:

- elektromagnit induksiyaga doir tipik amaliy fizika masalalarni yechish;

ko'nikmalarga ega bo'lishi kerak:

- matematik analizni standart usullarini elektromagnit induksiyaga doir amaliy fizika masalalarini yechishda foydalanish ko'nikmasi;
- analitik geometriya va vektorlar algebrasi usullarini elektromagnit induksiyaga qo'llash ko'nikmasi;
- elektromagnit induksiyaga doir fizikaviy tajribalarni o'tkazish va natijalarini hisoblash ko'nikmasi.

20.1 Elektromagnit induksiya hodisasi va qonuni. Lens qoidasi



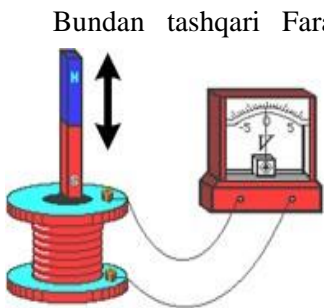
20.1– rasm

Magnit maydonni elektr toki yuzaga keltirishini aniqlagandan so'ng, ko'pchilik olimlar bunga teskari jarayon, ya'ni magnit maydon elektr tokni vujudga keltirmasmi, degan g'oyani ilgari surdilar.

1831 yilda Faradey bu g'oyani amalga oshirdi. Faradey tajribasida qo'llanilgan qurilmaning sxemasi 20.1– rasmda tasvirlangan.

Bir-biridan izolyasiyalangan ikki o'ram sim

olingan. Birinchi o‘ramni kalit (K) orqali o‘zgaras tok manbai (B) ga ulanadi. Ikkinchi o‘ramning uchlari esa galvanometr (G) ga ulangan. Birinchi o‘ramdan o‘tayotgan tok kuchi o‘zgaraganda ikkinchi o‘ramda hech qanday tok vujudga kelmagan. Lekin birinchi o‘ramni tok manbaiga ulash va uzish vaqtida ikkinchi o‘ramda qisqa muddatli elektr tok qayd qilingan. Faradey bu tokni **induksion tok** deb atadi. **Elektromagnit induksiya** deb atalgan hodisa birinchi marta shu usulda kuzatilgan edi. Keyinchalik, Faradey elektromagnit induksiya hodisasini turli variantlardagi tajribalarda ham amalga oshirdi. Masalan, birinchi o‘ramdan o‘tayotgan tok kuchini reostat yordamida o‘zgartirish, o‘ramlarni bir-biriga nisbatan harakat qildirish, o‘ramlarni bir-biriga nisbatan burish orqali ham elektromagnit induksiya hodisasini kuzatish mumkin bo‘ldi.



20.2– rasm

Bundan tashqari Faradey birinchi o‘ram o‘rniga uzun sterjen shaklidagi doimiy magnitdan ham foydalandi (20.2– rasm). Doimiy magnitni g‘altak (o‘ram) ichida harakatlantirganda o‘ram uchlari ulangan galvanometr induksion tok vujudga kelganligini qayd qilgan. G‘altakga nisbatan doimiy magnitni tezligi ortirilganda galvanometr induksion tokni ortishini ko‘rsatgan. Faradey o‘z tajribalarini tahlil qilib quyidagi xulosaga keldi.

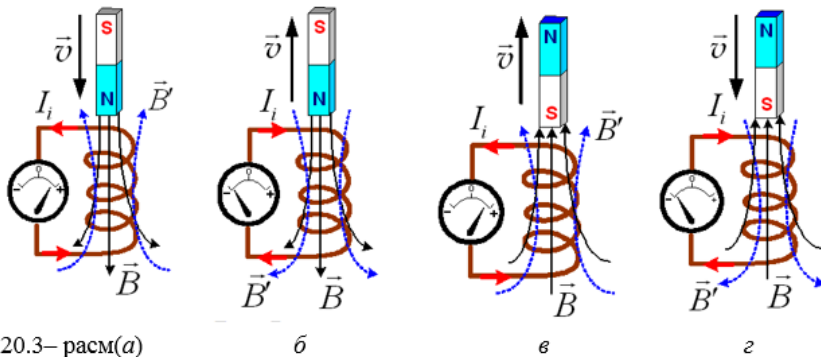
Berk kontur bilan chegaralangan yuzni kesib o‘tuvchi magnit oqimning o‘zgarishi (bu o‘zgarish qanday usul bilan amalga oshirilishidan qat‘iy nazar) natijasida konturda induksion tok vujudga keladi.

Tokning qiymati magnit oqimning o‘zgarish tezligi $\frac{d\Phi}{dt}$ ga bog‘liq.

Induksion tok yo‘nalishining bu tokni vujudga keltiruvchi sababga, ya‘ni magnit oqimning o‘zgarishiga bog‘liqligini Lens tekshirdi va quyidagi qoidani aniqladi: **induksion tok shunday yo‘nalgan bo‘ladiki, uning xususiy magnit oqimi bu tokni vujudga keltirayotgan (induksiyalovchi) magnit oqimning o‘zgarishiga to‘sqinlik qiladi.** Bu qonun **Lens qoidasi** deb ataladi. Faradeyning tajribasidagi induksion tok yo‘nalishini bu qoida asosida tahlil qilaylik. Doimiy magnitni g‘altak (o‘ram) ichida harakatlantirganda o‘ram uchlari ulangan galvanometr induksion tok vujudga kelganligini qayd qilgan. 20.3a-va 20.3e rasm-larda o‘ramga doimiy magnit mos ravishda N va S tomonlari bilan

kiritilganda magnit oqimining o'zgarishi 0 dan Φ gacha ortib boradi. O'ramda vujudga kelayotgan induksion tok (I_i) ning yo'nalishi shunday bo'lar ekanki, bu tok tufayli vujudga kelayotgan magnit maydon induksiyasining B' yo'nalishi (rasmdagi ko'k rangdagi punktir chiziqlar) o'ramdagi asosiy magnit maydon induksiyasi B yo'nalishiga qarama-qarshi yo'nalgan (rasmdagi qora rangdagi uzluksiz chiziqlar) bo'lib magnit oqimining ortishiga to'sqinlik qiladi.

20.3б -va 20.3в rasmlarda o'ramdan doimiy magnit mos ravishda N va S tomonlari bilan chiqarilganda magnit oqimning o'zgarishi 0 dan Φ gacha ortib boradi. O'ramda vujudga kelayotgan induksion tok (I_i) ning yo'nalishi shunday bo'lar ekanki, bu tok tufayli vujudga kelayotgan magnit maydon induksiyasining B' yo'nalishi (rasmdagi ko'k rangdagi punktir chiziqlar) o'ramdagi asosiy magnit maydon



induksiyasi B yo'nalishi bilan bir xilda bo'lib (rasmdagi qora rangdagi uzluksiz chiziqlar) magnit oqimining kamayishiga to'sqinlik qiladi. Induksion tok tufayli yuzaga kelayotgan magnit maydon induksiyaning B' yo'nalishini bilgan holda, o'ng vint qoidasi orqali induksion tok yo'nalishini aniqlash mumkin bo'ladi.

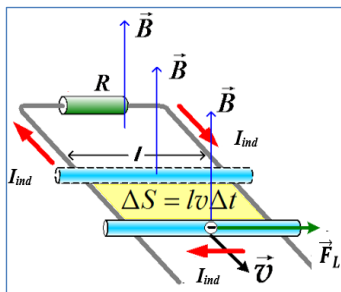
Elektromagnit induksiya hodisasi sababli biror berk konturda induksion tokni yuzaga kelishi, shu konturda induksiya elektr yurituvchi kuchi mavjudligidan dalolat beradi. Induksiya elektr yurituvchi kuchining yuzaga kelish sababi bilan tanishaylik. Yopiq konturdan o'tadigan magnit oqimining o'zgarishi ikki sababga ko'ra sodir bo'lishi mumkin:

1) kontur yoki uning qismlari vaqt davomi ichida harakatlanishi tufayli magnit oqim o'zgaradi;

2) qo'zg'almas konturdan o'tayotgan magnet maydonning vaqt bo'yicha o'zgarishi tufayli magnet oqim o'zgaradi.

1) Buning uchun uzunligi l bo'lgan o'tkazgichning magnet maydonda v tezlik bilan harakatlanishini o'rganamiz (20.4-rasm). Magnet maydonning yo'nalishi o'tkazgich harakatlanayotgan tekislikka perpendikulyar bo'lsin. O'tkazgich bilan birgalikda uning tarkibidagi erkin elektronlar ham v tezlik bilan harakatlanadi va ularga Lorens kuchi ta'sir etadi:

$$F_l = evB \quad (20.1)$$



20.4-rasm

Lorens kuchi ta'sirida elektronlar o'tkazgichning bir uchi tomon siljiydilar. O'tkazgichning ikkinchi uchi esa elektronlarning kamayishi hisobiga musbat zaryadlanib qoladi.

Natijada o'tkazgichda elektr maydon yuzaga keladi, uning kuchlanganligi quyidagiga teng bo'ladi:

$$E = \frac{\varphi_1 - \varphi_2}{l} \quad (20.2)$$

Bu maydon tufayli elektronlarga Lorens kuchiga qarama-qarshi yo'nalgan

$$F_E = eE$$

elektr kuchi ta'sir etadi.

Bu kuchlarning miqdorlari tenglashganda muvozanat vaziyati yuzaga keladi:

$$eE = -evB \quad \text{bundan} \\ E = -vB \quad (20.3)$$

(20.2) va (20.3) tenglamalarni taqqoslash natijasida:

$$\varphi_1 - \varphi_2 = -vBl, \quad (20.4)$$

ekanligi kelib chiqadi. Demak, magnet maydondagi konturning harakatlantiruvchi qismini tok manbai deb qarash mumkin. Bu tok manbai elektromagnet induksiya hodisasi tufayli yuzaga kelganligi sababli, uning elektr yurituvchi kuchini induksiya elektr yurituvchi deb ataladi:

$$\mathcal{E}_{ind} = -vBl. \quad (20.5)$$

Bu ifodani quyidagi ko'rinishda yozish mumkin:

$$\mathcal{E}_{ind} = -B \frac{lv dt}{dt} = -B \frac{dS}{dt}.$$

Bunda $dS = lv dt$ kontur bilan chegaralangan yuzning dt vaqtda o'zgarishi. Kontur yuzi orqali o'tayotgan magnet oqimining dt vaqt davomida o'zgarishi $d\Phi = BdS$ ekanligini hisobga olsak, induksiya

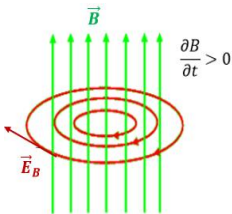
elektr yurituvchi kuchini quyidagicha yozish mumkin:

$$\mathcal{E}_{ind} = -\frac{d\Phi}{dt} \quad (20.6)$$

Bu ifoda **Faradey-Maksvell qonuni** deb ataladi.

Faradey-Maksvell qonuniga asosan induksiya elektr yurituvchi kuchi kontur orqali o'tayotgan magnit oqimining o'zgarish tezligiga bog'liq bo'ladi.

2) **qo'zg'almas konturda** Lorents kuchi qatnashmaydi, chunki u harakatlanuvchi zaryadlarga ta'sir qiladi. Bu holda induksion tokning yuzaga kelish sababini 1860 yilda J. Maksvell bergan: har qanday o'zgaruvchan magnit maydon atrofidagi fazoda o'zgaruvchan \mathbf{E}_B uyurmaviy elektr maydonini qo'zg'atadi. Zaryadni L yopiq kontur bo'ylab harakatlantirishda uyurmaviy elektr maydonining bajargan ishini ushbu formula



bilan hisoblash mumkin:

$$dA = q \oint_l \mathbf{E}_B \cdot d\mathbf{l}$$

Boshqa tomondan, birlik musbat zaryadini yopiq kontur bo'yicha ko'chirishda bajarilgan ish ushbu konturning zanglashiga olib keladigan EUYK ga teng:

$$\text{Ishlarni tengligidan} \quad \mathcal{E}_i = \oint_l \mathbf{E}_B \cdot d\mathbf{l} = -\frac{d\Phi}{dt} \text{ ekanligi kelib chiqadi.}$$

Elektromagnit induksiya qonunini energiyaning saqlanish qonuniga asoslanib keltirib chiqarish mumkin. l uzunlikdagi o'tkazgich qisqa vaqt ichida (18.5 – rasm), magnit maydon ta'sirida, dx kichik masofaga siljigan bo'lsin. Bu holda tok manbaini dt vaqtda bajargan ish

$$dA = \mathcal{E} Idt, \quad (20.7)$$

ga teng bo'ladi. Boshqa tarafdin, sarflangan energiya ikki qismdan iborat bo'ladi. Ishning bir qismi qarshiligi R bo'lgan konturda issiqlik tarzida ajralib chiqadi:

$$dA_1 = I^2 R dt$$

Qolgan qismi magnit maydonida Amper kuchi ta'sirida o'tkazgichni siljitishda bajarilgan ishdan iborat bo'ladi:

$$dA_2 = F_A dx = IB dx = IB dS = Id\Phi.$$

Energiyaning saqlanish qonuniga asosan:

$$\mathcal{E} Idt = I^2 R dt + Id\Phi. \quad (20.8)$$

Tenglamani ikki tomonini Idt ga bo'lsak:

$$\mathcal{E} = IR + \frac{d\Phi}{dt}$$

Bundan tok kuchini aniqlasak

$$I = \frac{\mathcal{E} - \frac{d\Phi}{dt}}{R} = \frac{\mathcal{E} + \mathcal{E}_i}{R}, \quad (20.9)$$

\mathcal{E} manbaning elektr yurituvchi kuchidan (EYUK) tashqari induktsiyaviy elektr yurituvchi kuchi deb ataluvchi qo'shimcha EYUK ham ta'sir etadi:

$$\mathcal{E}_i = -\frac{d\Phi}{dt}. \quad (20.10)$$

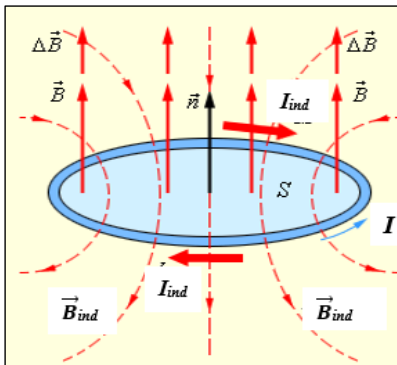
Bu ifoda (20.6) ifoda bilan bir xil bo'lib chiqdi.

Induksiya elektr yurituvchi kuchning XBT dagi o'lchov birligi:

$$[\mathcal{E}] = \frac{Vb}{s} = \frac{Tl \cdot m^2}{s} = \frac{V \cdot s \cdot m^2}{m^2 \cdot s} = V$$

20.2 O'zinduksiya. Induktivlik. Solenoidning induktivligi

Konturni kesib o'tuvchi magnit oqimining har qanday o'zgarishi konturda induksiya elektr yurituvchi kuchini yuzaga keltiradi. Konturdan oqayotgan tok kuchi o'zgarsa, bu tok vujudga keltirayotgan magnit oqim o'zgaradi (20.5-rasm). Bu o'zgaruvchan magnit oqim xuddi shu kontur



20.5-rasm

yuzini teshib o'tyapti. Shuning uchun konturdan oqayotgan tok kuchining o'zgarishi (I ning o'garishi) natijasida xuddi shu konturni kesib o'tuvchi magnit oqimi o'zgarishi yuz (B ni ΔB ga o'garishi $\Delta\Phi$ ni o'garishiga olib keladi) beradi, bu esa konturning o'zida elektromagnit induktsiyasi ro'y berishiga olib keladi (20.5-rasm). Konturda asosiy tokka qarama-qarshi yo'nalgan I_{ind} (yo'nalishi qizil strelka bilan ko'rsatilgan) induksion tok yuzaga keladi. Bu hodisani **o'zinduksiya hodisasi** deyiladi.

ladi.

Masalan, konturni (g'altakni) o'zgarimas tok manbaiga ulash yoki uzish vaqtida shu konturning o'zida o'zinduksiya hodisasi kuzatiladi. O'zgaruvchan tok manbaiga ulangan konturda ham o'zinduksiya sodir

bo'ladi.

Tajribalar konturdan o'tayotgan tok tufayli vujudga kelayotgan mag-nit oqim tok kuchiga ($\Phi \sim B \sim I$) proporsional ekanligini ko'rsatdi, ya'ni:

$$\Phi = LI, \quad (20.11)$$

bu yerda L – konturning induktivligi, u konturning shakli va o'lchamlari, hamda muhitning magnet singdiruvchanligiga bog'liq kattalik. Kontur joylashgan muhitning magnet singdiruvchanligi o'zgarmasa, ayni konturning induktivligi ham o'zgarmasa kattalik bo'ladi. XBT da induktivlikning birligi *Genri* (Gn) deb ataladi.

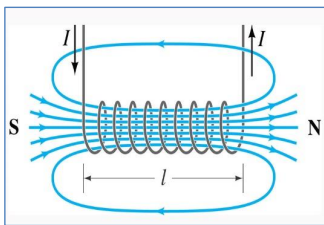
O'zinduksiya elektr yurituvchi kuchining qiymatini topish uchun, Faradey–Maksvell qonuniga asosan, (20.11) dan vaqt bo'yicha hosila olish kerak. Konturning induktivligi o'zgarmasa bo'lgan hol uchun o'zinduksiya elektr yurituvchi kuchi

$$\mathcal{E}_{io'z} = -\frac{d\Phi}{dt} = -L \frac{dI}{dt}, \quad (20.12)$$

ifoda bilan aniqlanadi. Demak, *induktivligi 1 Genri bo'lgan konturdan o'tayotgan tok kuchi 1 sekundda 1 amperga o'zgarsa, konturda 1 Bolt o'zinduksiya elektr yurituvchi kuchi vujudga keladi.*

Solenoidning induktivligini hisoblaylik. (18.7) formulaga asosan I tok kuchi oqayotgan solenoidning o'zagida quyidagi magnet maydon induksiyasi vujudga keladi:

$$B = \mu\mu_0 \frac{n}{l} I = \mu\mu_0 n_0 I,$$



bu yerda, μ – solenoid o'zagidagi moddaning magnet singdiruvchanligi, n – solenoiddagi o'ramlar soni, l – solenoidning uzunligi, n_0 – solenoidning uzunlik birligiga mos keluvchi o'ramlar soni. Solenoiddan tok o'tayotganda uning bir o'ramini kesib o'tuvchi magnet oqimi:

$$\Phi_I = BS = \mu\mu_0 \frac{n}{l} IS.$$

Solenoidning n o'ramini kesib o'tuvchi magnet oqimi:

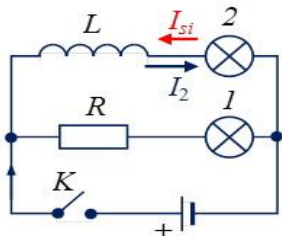
$$\Phi = n\Phi_I = \mu\mu_0 \frac{n^2}{l} SI, \quad (20.13)$$

(20.11) va (20.13) ifodalarni o'zaro solishtirish natijasida solenoidni induktivligini aniqlaymiz:

$$L = \mu\mu_0 \frac{n^2}{l} S \quad (20.14)$$

20.3 Elektr zanjirni ulash va uzilishdagi toklar

Tokli konturdagi tokning har qanday o'zgarishi o'zinduksiya e.yu.k.ni yuzaga keltiradi, natijada konturda asosiy tokdan tashqari qo'shimcha o'zinduksiya ekstratoklari yuzaga keladi. **Lens qoidasiga** asosan ekstratoklar shunday yo'nalgan bo'ladiki, ular hamma vaqt zanjirdagi tokning o'zgarishiga to'sqinlik qiladi. Bu hol elektr zanjirni manbaga ulash va uzishda namoyon bo'ladi. E.YU.K. \mathcal{E} ga, rezistor qarshiligi R va g'altak induktivligi L bo'lgan



20.6-rasm

elektr zanjirini manbadan uzishdagi tokning o'zgarish jarayoni bilan tanishamiz (20.6-rasm). Tashqi manba tufayli zanjirda o'zgarimas tok oqmoqda $I_0 = \mathcal{E} / R$ (manbaning ichki qarshiligini hisobga olmaymiz). Vaqtning $t=0$ momentida zanjirni tok manбайдan uzamiz. G'altakdagi tokning kamayishi tufayli unda o'zinduksiya e.yu.k. $\mathcal{E}_{io'z} = -L \frac{dI}{dt}$ yuzaga keladi va Lens qoidasiga ko'ra asosiy tokning kamayishiga to'sqinlik qiladi. Ixtiyoriy vaqtda zanjirdagi tok Om qonuni orqali aniqlanadi

$$I = \mathcal{E}_{io'z} / R, \quad \text{yoki}$$

$$IR = -L dI/dt$$

Bu ifodani o'zgaruvchilarga ajratib:

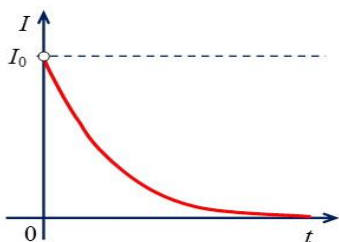
$$dI/I = -(R/L)dt \quad (20.15)$$

quyidagi ifodani hosil qilamiz.

(20.15) ifodani tok bo'yicha I (I_0 dan I gacha) va vaqt bo'yicha t (0 dan t gacha), integrallab $\ln(I/I_0) = -Rt/L$, hosil qilamiz

$$I = I_0 e^{-\frac{t}{\tau}}. \quad (20.16)$$

Bu yerda $\tau = L/R$ — zanjirning vaqt doimiysi bo'lib **relaksatsiya vaqti** deyiladi. Bu shunday vaqtiki, bu vaqt ichida



20.7-rasm

zanjirdagi tok kuchi e marta kamayadi.

Shunday qilib, manbani zanjirdan uzish jarayonida tok kuchi eksponensial qonun bo'yicha o'zgarib 20.7- rasmdagi egri chiziq bo'yicha ifodalanadi. Zanjirning induktivligi katta bo'lib, qarshiligi kichik bo'lsa, relaksatsiya vaqti katta bo'lib zanjirdagi tok kuchi sekin kamayadi.

Zanjirni manbaga ulaganimizda uning e.yu.k. ε dan tashqari o'zinduksiya e.yu.k.

$\varepsilon_{io'z} = -L \frac{dI}{dt}$, hosil bo'ladi va Lens qoidasiga ko'ra asosiy tokning ortishiga to'sqinlik qiladi.

Om qonuniga ko'ra
$$IR = \varepsilon + \varepsilon_{io'z}, \quad \text{yoki}$$

$$IR = \varepsilon - L \frac{dI}{dt}, \quad (20.17)$$

$u = IR - \varepsilon$, belgilab yangi o'zgaruvchi kiritamiz

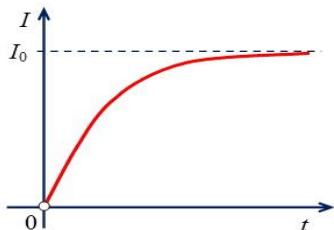
$du = R dI$ ni $dI = du/R$ ko'rinishda yozib, bu ifodalarni (20.17) ga qo'yib

$$du/u = -dt/\tau,$$

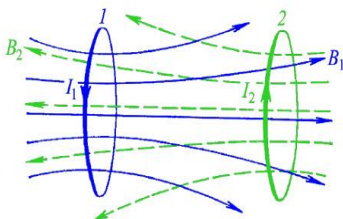
Zanjirni ulash momentida ($t = 0$) tok kuchi $I = 0$ va $u = -\varepsilon$ ifodani e.yu.k. bo'yicha u ($-\varepsilon$ dan ($IR - \varepsilon$)gacha) va vaqt bo'yicha t (0 dan t gacha), integrallab $\ln(IR - \varepsilon)/-\varepsilon = -t/\tau$, ifodani hosil qilamiz:

$$I = I_0(1 - e^{-t/\tau}). \quad (20.18)$$

Bu yerda $I_0 = \varepsilon/R$ — tokning erishgan qiymati ($t \rightarrow \infty$ da). Shunday qilib, manbani zanjirga ulash jarayonida tok kuchi eksponensial qonun bo'yicha o'zgarib 20.8- rasmdagi egri chiziq bo'yicha o'zining maksimal qiymatiga sekin erishadi.



20.4 O'zaro induksiya. Transformatorlar



Ikkita kontur olaylik (20.9 -rasm). Birinchi konturdan oqayotgan tok kuchining dI_1 ga o'zgaruvi ikkinchi kontur yuzini kesib o'tayotgan magnit oqimni

$$d\Phi_{21} = L_{21}dI_1, \quad (20.19)$$

ga o'zgartiradi. Bu esa o'z navbatida ikkinchi konturda quyidagi:

$$\varepsilon_2 = -d\Phi_{21}/dt = -L_{21}dI_1/dt \quad (20.20)$$

induksiya elektr yurituvchi kuchini vujudga keltiradi. Xuddi shuningdek, ikkinchi konturdan oqayotgan tok kuchining dI_2 ga o'zgarishi tufayli birinchi kontur yuzini kesib o'tayotgan magnit oqim

$$d\Phi_{12} = L_{12}dI_2, \quad (20.21)$$

ga o'zgaradi. Natijada birinchi konturda

$$\mathcal{E}_1 = -d\Phi_{12}/dt = -L_{12}dI_2/dt, \quad (20.22)$$

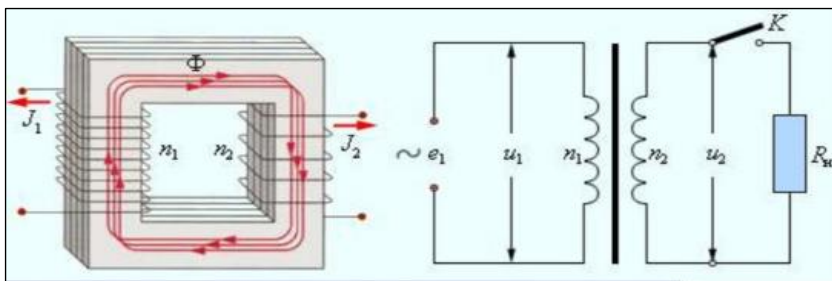
induksiya elektr yurituvchi kuchi vujudga keladi. Mazkur hodisa, ya'ni konturlardan biri orqali o'tayotgan tok kuchining o'zgarishi natijasida ikkinchi konturda induksiya elektr yurituvchi kuchining vujudga kelishi o'zaro induksiya deb, L_{12} va L_{21} lar konturlarning o'zaro induktivligi deb ataladi. Tajribalarda ham, nazariy yo'l bilan ham

$$L_{12} = L_{21} \text{ ekanligi isbot etilgan.}$$

Transformator – bu o'zgaruvchan tokning kuchlanishini kuchaytirish yoki pasaytirish uchun ishlatiladigan qurilma. Transformatorning ishlash prinsipi o'zaro induksiya hodisasiga asoslangan (20.10-rasmda transformatorning prinsipial sxemasi tasvirlangan). O'zgaruvchan tok birinchi o'ramda o'zgaruvchan magnit

maydonni hosil qiladi. O'zgaruvchan magnit maydon ikkinchi o'ramni kesib o'tib o'zaro induksiya hodisasi tufayli unda induksiya E.Y.U.K. hosil qiladi.

$$\mathcal{E}_2 = -\frac{n_2}{n_1}\mathcal{E}_1.$$



20.10-rasm

Bu yerda n_1, n_2 - birinchi va ikkinchi o'ramdagi o'ramlar soni.

O'ramlardagi kuchlanishning amplituda qiymati uchun quyidagini yozish mumkin:

$$\frac{U_2}{U_1} = \frac{n_2}{n_1} = K.$$

K – transformasiyalash koeffitsiyenti, bo‘lib, transformatorning ikkinchi o‘ramidagi E.YU.K. birinchi o‘ramdagiga nisbatan qancha ko‘p yoki kam ekanligini ko‘rsatadi. Kuchaytiruvchi transformator uchun $K > 1$, pasaytiruvchi transformator uchun $K < 1$ bo‘ladi.

Yuqoridagi munosabatlar ideal transformatorlar uchun o‘rinli bo‘lib, unda magnit oqimining sochilishi va energiyaning issiqlikga aylanishi hisobga olinmagan. Energiyaning yo‘qolishiga o‘ramdagi simlarning aktiv qarshiliklari hamda o‘zakda induksion toklarni yuzaga kelishi sabab bo‘ladi. Induksion toklarni kamaytirish uchun transformator o‘zaklari bir biridan izolatsiyalangan yupqa temir qatlamlardan yasaladi. Zamonaviy transformatorlarda energiyani yo‘qolishi 1–2 %, dan oshmaydi.

20.5 Magnit maydon energiyasi va uning zichligi

Tokli o‘tkazgich atrofida magnit maydon hosil bo‘ladi. O‘tkazgichdan tok o‘tkazilmasa magnit maydon yo‘qoladi. Magnit maydon ham elektr maydoni kabi energiya tashuvchi hisoblanadi.

Magnit maydon energiyasi shu maydonni hosil qilish uchun elektr tokining bajargan ishiga teng bo‘ladi. Tokli kontur bilan uning magnit oqimi quyidagicha bog‘langan:

$$\Phi \square \square LI.$$

Tok kuchining kichik qiymatga o‘zgarishi magnit oqimning kichik o‘zgarishiga olib keladi:

$$d\Phi \square \square LdI.$$

Magnit oqimining bu o‘zgarishi uchun tok quyidagi ishni bajaradi:

$$dA \square \square Id\Phi \square \square LI dI.$$

Φ qiymatli magnit oqimini hosil qilish uchun tok kuchining bajargan ishi:

$$A = \int_0^I LI dI = \frac{LI^2}{2}.$$

Bu ishning qiymati *magnit maydon energiyasiga* teng bo‘ladi.

$$W_m = \frac{LI^2}{2}. \quad (20.23)$$

Bu ifodadagi induktivligi L o‘rniga solenoidning induktivligini $L_c = \mu_0 \mu n^2 S/l$ ni va I o‘rniga $I = Bl/\mu_0 \mu n$ qiymatni qo‘ysak:

$$W_m = B^2 V / (2\mu_0 \mu). \quad (20.24)$$

Etarlicha uzun solenoidning magnit maydoni faqat solenoid ichidagi $V = Sl$ hajmda mujassamlashgan deb hisoblash mumkin. Shuning uchun

(20.24) ifodani solenoid hajmi V ga bo'lsak, birlik hajmga mos keluvchi magnit maydon energiyasining ifodasi kelib chiqadi:

$$\omega_m = W_m/V = B^2/(2\mu_0\mu). \quad (20.25)$$

Bu ifodani, odatda, **magnat maydon energiyasining zichligi** deb ataladi. Magnit maydon induksiyasi va kuchlanganligi o'zaro

$$B = \mu_0\mu H,$$

ifoda orqali bog'langanligi uchun magnit maydon energiyasi zichligini aniqlovchi (20.25) ifoda quyidagi ko'rinishlarda ham yozilishi mumkin:

$$w_m = BH/2 \quad (20.26)$$

Nazorat savollari

1. Elektromagnit induksiya hodisasi nima?
2. Elektromagnit induksiya hodisasi uchun Faradey va Lens qonunlarini tushuntiring.
3. Induksiya va o'zinduksiya elektr yurituvchi kuchlari qanday aniqlanadi?
4. Solenoidning induktivligi qanday topiladi?
5. Magnit maydon induksiyasi o'zgarganda o'tkazuvchi konturda induksion tok har doim paydo bo'ladimi?
6. Bir jinsli magnit maydonda ilgarilanma harakatlanayotgan o'tkazuvchi konturda induksion tok paydo bo'ladimi?
7. Faraday qonuni energiyaning saqlanish qonunining natijasi ekanligini ko'rsating.
8. Nima uchun transformatorlarning o'zaklari yahlit qattiq jismdan qilinmaydi?
9. Elektr zanjirini tok manbaiga ulash va uni manbadan uzishda hosil bo'ladigan toklarning qiymati qanday ifodalar bilan aniqlanadi.
10. Magnit maydon energiyasi qanday ifodalanadi.
11. Magnit maydon energiyasi zichligini ifodalang.

21. ELEKTROMAGNIT MAYDON NAZARIYASI

Elektromagnit maydon nazariyasi bobini o‘zlashtirgan talaba:

bilishi kerak:

- uyurmaviy elektr maydonni;
- siljish toki tushunchasini;
- Maksvell tenglamalarini integral va diffrensial ko‘rinishlarini

bajara olishi kerak:

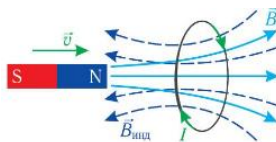
- Maksvell tenglamalariga doir tipik amaliy fizika masalalarni yechishni;

ko‘nikmalarga ega bo‘lishi kerak:

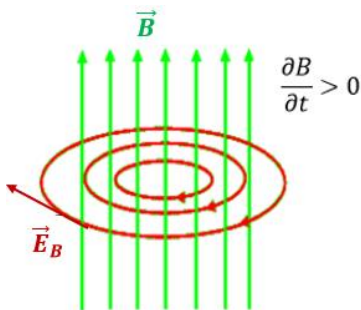
- matematik analizni standart usullarini Maksvell tenglamalariga doir amaliy fizika masalalarini yechishda foydalanish ko‘nikmasi;
- analitik geometriya va vektorlar algebrasi usullarini Maksvell tenglamalariga qo‘llash ko‘nikmasi.

21.1 Uyurmaviy elektr maydon. Maksvellning birinchi tenglamasi

Faradey tajribalarida elektromagnit induksiya EYUK o‘zgaruvchan magnit maydonda joylashgan qo‘zg‘almas konturda ham vujudga kelishi isbotlandi. Har qanday zanjirda EYUK hosil bo‘lishi uchun zaryad tashuvchilarga ta’sir etuvchi elektrostatik tabiatga ega bo‘lmagan tashqi kuchlar bo‘lishi kerak.



Tajribalar ko‘rsatishicha, elektromagnit induksiya hodisasida tashqi kuchlar tabiati konturdagi issiqlik yoki ximiyaviy jarayonlarga bog‘lik emas. Lorens kuchi ham emas, chunki Lorens kuchi harakatsiz zaryad-larga ta’sir etmaydi. Bu holatni tushintirish uchun Maksvell quyidagi fikrni taklif qiladi: *magnit maydonni vaqt bo‘yicha o‘zgarishi fazoda uyurmaviy elektr maydonni yuzaga keltiradi va uyurmaviy elektr maydon kuchlanganligi E_B tushunchasini kiritadi.*



21.1-rasm

Uyurmaviy elektr maydon tomonidan zaryad tashuvchilarga ta’sir etuvchi kuch,

elektromagnit induksiya hodisasida EYUK ni vujudga keltiruvchi tashqi kuch hisoblanadi (rasm 21.1).

Qoʻzgʻalmas zaryad q oʻz atrofidagi fazoda elektr maydon vujudga keltiradi. Bu maydon potensial maydondir. Shuning uchun bu maydon kuchlanganlik vektori E_q ning ixtiyoriy berk kontur boʻyicha sirkulyasiyasi nolga teng:

$$\oint_l E_{q,l} dl = 0 \quad (21.1)$$

Magnit maydondagi har qanday oʻzgarish atrofidagi fazoda uyurmaviy elektr maydonini hosil qiladi (21.1-rasm). Uyurmaviy elektr maydonining kuchlanganlik chiziqlari oʻzgaruvchan magnit maydonning induksiya chiziqlariga perpendikulyar tekislikda joylashgan va ularni qamrab oladi. Uyurmaviy elektr maydonining

kuchlanganlik chiziqlari $\frac{d\vec{B}}{dt}$ vektor bilan "chap vintni" hosil qiladi. Uyurmaviy elektr maydon kuchlanganligi E_B ning chiziqlari doimo berk. Uyurmaviy elektr maydon kuchlanganligi elektrostatik maydon kuchlanganligi kabi bogʻlangan:

$$\vec{E}_B = \frac{\vec{F}_T}{q},$$

\vec{F}_T – uyurmaviy elektr maydon tomonidan maydonda joylashgan zaryadga taʼsir etuvchi **tashqi kuch**. Bu tashqi kuch induksion EYUK vujudga keltiradi.

$$\varepsilon_i = \frac{A_T}{q} = \frac{1}{q} \oint_l F_T dl = \oint_l E_{B,l} dl$$

E_B vektorning ixtiyoriy berk kontur boʻyicha sirkulyasiyasi noldan farqli:

$$\oint_l E_{B,l} dl = -\frac{d\Phi}{dt} = -\frac{d}{dt} (\oint B_n dS) = -\int_S \left(\frac{\partial B}{\partial t} \right)_n dS. \quad (21.2)$$

Umumiy holda elektr maydon E_q va E_B maydonlariing yigʻindisidan iborat boʻlishi mumkin. Shuning uchun natijaviy elektr maydon kuchlanganligini

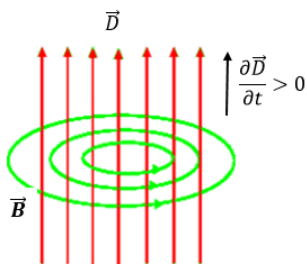
$E = E_q + E_B$ deb belgilab, (21.1) va (21.2) tenglamalarni qoʻshsak:

$$\oint_l E_l dl = -\int_S \left(\frac{\partial B}{\partial t} \right)_n dS. \quad (21.3)$$

Bu ifodaning chap tomonidagi integral ixtiyoriy berk kontur boʻyicha, oʻng tomonidagi integral esa shu konturga tiralgan ixtiyoriy sirt boʻyicha olinadi. (21.3) tenglama elektr maydonni elektr zaryadlardan

tashqari, vaqt bo'yicha o'zgaruvchi magnit maydoni ham hosil qilishini ko'rsatadi, bu ifodaga **Maksvellning birinchi tenglamasi** deb ataladi.

21.2 Magnitoelektr induksiya hodisasi. Siljish toki. Maksvellning ikkinchi tenglamasi

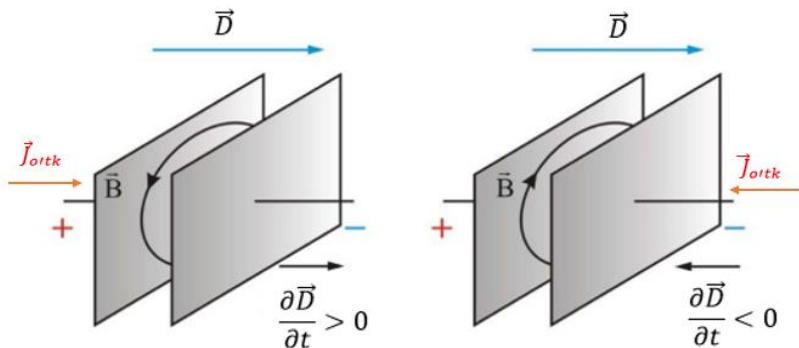


21.1a-rasm

Magnitoelektr induksiya elektromagnit induksiyaga teskari bo'lgan hodisa. Uning mohiyati quyidagidan iborat: fazoning biror sohasidagi elektr maydonning har qanday o'zgarishi tufayli fazoning shu sohasida induksion magnit maydon (rasm 21.1a) vujudga keladi. Magnit maydon induksiyasi chiziqlarining yo'nalishi shu maydonning vujudga kelishiga sababchi bo'layotgan elektr maydon $\vec{D} = \epsilon_0 \epsilon \vec{E}$ o'zgarishini xarak-

terlovchi $\partial \vec{D} / \partial t$ vektorning yo'nalishi bilan o'ng vint qoidasi asosida bog'langan.

Magnitoelektr induksiya hodisasining mavjudligi 1863 yilda Maksvell tomonidan aytilgan gipotezada o'z aksini topdi. Elektr maydonning o'zgarishi va bu o'zgarish tufayli vujudga kelayotgan magnit maydon orasidagi miqdoriy bog'lanishni topish uchun Maksvell *siljish toki* deb ataladigan tushunchani kiritdi. Bu tushuncha bilan tanishish maqsadida kondensatorli zanjirdan kvazistatsionar o'zgaruvchan tok oqqanda sodir bo'luvchi jarayonlarni o'rganamiz. Elektr tok kondensator plastinkalarini birlashtiruvchi o'tkazgichlar orqali o'tadi, lekin plastinkalar oralig'idagi dielektrikdan o'tmaydi. Natijada o'zgaruvchan tokning zanjir bo'ylab oqishi kondensatorning zaryadlanishlari (21.2a–rasm) va razryadlanishlaridan (21.2b–rasm) iborat bo'ladi. Shunday qilib, o'tkazuvchanlik toki (zanjirning o'tkazgichdan iborat qismidan o'tayotgan tok) tokning chiziqlari kondensator plastinkalarining bir-biriga qaragan sirtlarida uzilib qoladi.



21.2a-rasm

21.2b-rasm

Lekin Maksvell bu fikrga qarama-qarshi bo'lgan g'oyani ilgari surdi. Uning fikricha, har qanday o'zgaruvchan tok zanjirlari berk bo'ladi. Faqat zanjirning o'tkazgich bo'lmagan qismlarida (biz tekshirayotgan holda kondensator plastinkalari oralig'ida) «siljish toki» deb ataladigan tok «oqadi». Hozirgi vaqtda bu tasavvur butunlay o'z aksini yo'qotgan bo'lsa ham, «siljish toki» degan termin fanda saqlanib qoldi. Lekin bu terminning ma'nosi o'zgacha. Zanjirdan o'tayotgan tokning oniy qiymati I bo'lsin. Shu momentda kondensator plastinkalaridagi (plastinka sirti S ga teng) zaryadlar miqdorini q deb, ularning sirt zichligini esa $\sigma = q/S$ – deb belgilaylik. U holda kondensator plastinkasi ichidagi o'tkuzuvchanlik toki zichligining qiymati

$$J_{o'tk} = \frac{I}{S} = \frac{d\sigma}{dt}, \quad (21.4)$$

bo'ladi.

Ikkinchi tomondan, shu momentda plastinkalar oralig'idagi elektr maydon kuchlanganligining qiymati

$$E = \sigma/(\epsilon_0\epsilon)$$

ga teng. Maydonning elektr induksiyasi esa

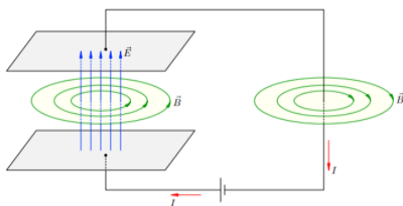
$$D = \epsilon_0\epsilon E = \sigma, \quad (21.5)$$

ga teng. Vaqt o'tishi bilan plastinkalardagi zaryadning sirt zichligi o'zgaradi. Bu esa plastinkalar oralig'idagi elektr maydon induksiyasi qiymatining o'zgarishiga sababchi bo'ladi, ya'ni:

$$\partial D/\partial t = d\sigma/dt. \quad (21.6)$$

Kondensator zaryadlanayotgan vaqtda (21.2a–rasmga qarang) plastinkalar oralig'idagi elektr maydon kuchayib boradi. Bu vaqtda $\partial D/\partial t$ vektor D vektorga parallel bo'lib, uning yo'nalishi zanjirdagi o'tkuzuvchanlik tokining yo'nalishi bilan bir xil. Aksincha, kondensator

razryadlanganda (21.2b–rasmga qarang) elektr maydon susayib boradi. Bu vaqtda elektr induksiya vektorining oʻzgarish tezligini ifodalovchi $\partial\mathbf{D}/\partial t$ vektor \mathbf{D} ga antiparallel. Lekin bu holda ham $\partial\mathbf{D}/\partial t$ vektorning yoʻnalishi oʻtkazuvchanlik tokining yoʻnalishi bilan bir xil. Demak, hamma vaqt $\partial\mathbf{D}/\partial t$ ning yoʻnalishi oʻtkazuvchanlik tokining yoʻnalishi bilan bir xil boʻladi. (21.4) va (21.6) ifodalarni solishtirish esa $\partial\mathbf{D}/\partial t$ ning va oʻtkazuvchanlik toki zichligining qiymatlari oʻzaro tengligini koʻrsatadi. $\partial\mathbf{D}/\partial t$ ning birligi $[A/m^2]$.



21.3-rasm

21.3- rasmda kondensator qoplamalarini tutashtiruvchi simdan tok I oqib oʻtmoqda. Ushbu paytda kondensatorning zaryadi ortib boradi va mos ravishda qoplamalar orasidagi elektr maydon ham ortib boradi. Oʻzgaruvchi elektr maydoni kondensator qoplamalari orasida oʻzgaruvchi magnit maydonni vujudga keltiradi.

Maksvell gipotezasiga asosan kondensator qoplamalari orasidagi magnit maydon, simdagi tok tufayli yuzaga keladigan magnit maydon bilan aynan bir xil boʻladi.

Bundan, $\partial\mathbf{D}/\partial t$ ham tok zichligining oʻlchov birligida oʻlchanadi, degan xulosaga kelamiz. Bu $\partial\mathbf{D}/\partial t$ kattalik, Maksvell gipotezasiga asosan, siljish tokining zichligidir, yaʼni:

$$\mathbf{J}_{\text{silj}} = \partial\mathbf{D}/\partial t. \quad (21.7)$$

Shunday qilib, oʻzgaruvchan tok zanjirida oʻtkazgichlardagi oʻtkazuvchanlik tokining chiziqlari kondensator plastinkalari oraligʻidagi siljish tokining chiziqlariga ulanib ketadi.

Siljish toki ham, xuddi oʻtkazuvchanlik tokiga oʻxshash fazoda uyur-maviy magnit maydonni vujudga keltiradi. Shu tariqa, siljish toki tushunchasini kiritish bilan magnitoelektr induksiya hodisasini tushuntirishga erishildi. Demak, umumiy holda magnit maydon oʻtkazuvchanlik toki va siljish toki tufayli vujudga kelgan magnit maydonlarning yigʻindisidan iborat boʻladi.

Maksvell toʻla tok tushunchasini kiritdi. Toʻla tok oʻtkazuvchanlik va siljish toklari yigʻindisidan iborat boʻladi.

$$\vec{\mathbf{j}} = \vec{\mathbf{j}}_{\text{oʻtk}} + \frac{\partial\vec{\mathbf{D}}}{\partial t}. \quad (21.8)$$

Maksvell magnit maydon kuchlanganligi vektorining sirkulyasiyasi

haqidagi teoremani umumlashtirib :

$$\oint_l H_l dl = \int_S (j_{o'ik} + \partial D / \partial t)_n dS . \quad (21.9)$$

Bu ifoda **Maksvellning ikkinchi tenglamasi** deb atalib, u magnit maydon kuchlanganlik vektori H ning ixtiyoriy berk kontur bo'yicha sirkulyasiyasi shu konturga tiralgan ixtiyoriy S sirtini teshib o'tuvchi makroskopik va siljish toklariining algebraik yig'indisiga teng bo'ladi. Bu tenglama magnit maydonni zaryatlangan zarralar harakati, hamda o'zgaruvchi elektr maydon hosil qilishini ko'rsatadi.

21.3 Maksvell tenglamalarining integral va differensial ko'rinishlari

Siljish tokining kashf etilishi Maksvellga elektr va magnit hodisalarining yagona nazariyasini yaratish imkonini berdi. Maksvell nazariyasining asosiy natijasi tabiatda yorug'lik tezligida tarqaluvchi elektromagnit to'lqinlar mavjudligini isbotlash edi. Nazariyaning asosini Maksvellni to'rta asosiy tenglamalari tashkil etadi.

Maksvellning birinchi tenglamasi elektr maydonni elektr zaryadlaridan tashqari, vaqt bo'yicha o'zgaruvchi magnit maydon ham hosil qiladi:

$$\oint_l E_l dl = - \int_S \left(\frac{\partial B}{\partial t} \right)_n dS . \quad (21.10)$$

Maksvellning ikkinchi tenglamasi magnit maydon kuchlanganligi vektorining sirkulyasiyasi:

$$\oint_l H_l dl = \int_S (j_{o'ik} + \partial D / \partial t)_n dS , \quad (21.11)$$

bo'lib magnit maydonni zaryadlangan zarralarning harakati, hamda o'zgaruvchan elektr maydon hosil qilishini ko'rsatadi.

Elektr induksiya vektori D ning ixtiyoriy berk sirt orqali oqimi shu sirt ichidagi barcha erkin zaryadlarning algebraik yig'indisiga teng:

$$\oint_S D_n dS = \int_V \rho dV , \quad (21.12)$$

bundagi ρ – berk sirt ichida uzluksiz ravishda joylashgan zaryadlarning hajmiy zichligi. *Maksvellning uchinchi tenglamasi* deb ataladigan bu tenglama qo'zg'almas zaryadlar tufayli vujudga kelgan potensial elektr maydon va o'zgaruvchan magnit maydon tufayli vujudga kelgan

uyurmaviy elektr maydonlar yig'indisidan tashkil topgan elektr maydon uchun ham o'rinlidir. Haqiqatan, uyurmaviy elektr maydon induksiyasi chiziqlari berk bo'lganligi uchun ular berk sirt orqali oqimga hissa qo'shmaydi. Aniqrog'i necha marta sirtni teshib tashqariga chiqsa (oqimga musbat hissa qo'shadi), shuncha marta sirt ichkarisiga kiradi (oqimga manfiy hissa qo'shadi). Shuning uchun, uyurmaviy elektr maydon induksiyasi chiziqlarining berk sirt orqali oqimi nolga teng. Natijada umumiy maydon induksiya vektorining oqimi faqat qo'zg'almas zaryadlar tufayli vujudga kelgan elektr maydon induksiya vektorining oqimiga teng bo'ladi, u esa berk sirt ichidagi erkin zaryadlarning algebraik yig'indisiga teng.

Magnit maydon qanday usul bilan vujudga keltirilganligidan qat'iy nazar magnit induksiya chiziqlari doimo berk bo'ladi.

Shuning uchun umumiy holda

$$\oint_S \mathbf{B}_n d\mathbf{S} = 0, \quad (21.13)$$

bo'ladi. Bu ifoda \mathbf{B} vektor uchun Gauss teoremasidir. Uni *Maksvellning to'rtinchi tenglamasi* deb yuritiladi.

Bu to'rtta tenglama integral ko'rinishdagi Maksvell tenglamalaridir. Maksvell tenglamalarida qatnashayotgan kattaliklar orasida quyidagi munosabatlar o'rinli (segnetoelektrik va ferromagnetik bo'lmagan muhitlar uchun);

$$\mathbf{D} = \varepsilon_0 \varepsilon \mathbf{E}, \quad (21.14)$$

$$\mathbf{B} = \mu_0 \mu \mathbf{H}, \quad (21.15)$$

$$\mathbf{J}_{o'tk} = \sigma \mathbf{E}, \quad (21.16)$$

Mazkur munosabatlardagi ε_0 – elektr doimiy, μ_0 – magnit doimiy, ε – muhitning dielektrik singdiruvchanligi, μ – muhitning magnit singdiruvchanligi, σ – moddaning solishtirma elektr o'tkazuvchanligi. Vektor analizdagi Stoks va Gauss teoremlaridan foydalanib Maksvell tenglamalarini differensial ko'rinishda ifodalash mumkin:

$$\text{rot} \mathbf{E} = -\partial \mathbf{B} / \partial t, \quad (21.17)$$

$$\text{rot} \mathbf{H} = \mathbf{j}_{o'tk} + \partial \mathbf{D} / \partial t, \quad (21.18)$$

$$\text{div} \mathbf{D} = \rho, \quad (21.19)$$

$$\text{div} \mathbf{B} = 0, \quad (21.20)$$

Maksvell tenglamalari Nyuton mexanikasining qonunlari, termodinamika bosh qonunlari kabi katta ahamiyatga ega bo'lgan tabiat qonunlaridandir.

21.4 Elektromagnit maydon

Maksvell tomonidan yaratilgan elektromagnit maydon nazariyasi ikki postulatga asoslanadi:

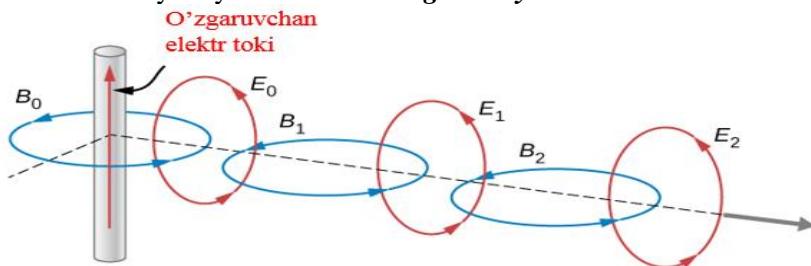
1) O'zgaruvchan magnit maydon tufayli uyurmaviy elektr maydon vujudga keladi;

2) O'zgaruvchan elektr maydon tufayli uyurmaviy magnit maydon vujudga keladi.

Birinchi postulat elektromagnit induksiya hodisasini, ikkinchi postulat esa magnitoelektr induksiya hodisasini ifodalaydi.

Maksvell nazariyasiga asosan o'zgaruvchan magnit maydon o'zgaruvchan elektr maydonni yuzaga keltiradi. O'zgaruvchan elektr maydon esa o'z navbatida o'zgaruvchan magnit maydonni yuzaga keltiradi va hokazo jarayon davom etadi. Shunday qilib tebranuvchi elektromagnit maydonni fazoda tarqalishi- elektromagnit to'liqini hosil qiladi (rasm 21.4). Elektromagnit to'liqin chastotasi o'tkazgichdagi tok kuchining o'zgarish chastotasiga teng bo'lib, o'zgaruvchan tokli o'tkazgich elektromagnit to'liqin manbai bo'ladi.

O'zgaruvchan tokli o'tkazgich atrofida vujudga kelgan o'zgaruvchan magnit maydon o'z navbatida uyurmaviy elektr maydonni vujudga keltiradi. 21.4–rasmda bunga B chiziqlarini konsentrik o'rab olgan E chiziqlari mos keladi. Bu elektr maydon magnit maydonni, u esa yana elektr maydonni vujudga keltiradi va hokazo. Shu tariqa fazoda bir-birini vujudga keltiruvchi elektr va magnit maydonlar ketma-ket sodir bo'laveradi. Bu maydonlar o'zaro bir-biri bilan uzviy bog'langanligi uchun umumiy maydonni **elektromagnit maydon** deb ataladi.



21.4–rasm

Tabiatda “sof “ elektr maydon yoki “sof “ magnit maydon sodir bo'ladimi? Bu savolga quyidagicha javob berish mumkin. Agar bir sanoq sistemasidagi ko'zatuvchi qo'zg'almas elektr zaryad tufayli vujudga

kelayotgan elektr maydonni qayd qilsa, bu sistemaga nisbatan harakatda bo'lgan ikkinchi sanoq sistemasidagi kuzatuvchi uchun zaryad harakatlanayotgan bo'ladi. Shuning uchun ikkinchi sanoq sistemasidagi kuzatuvchi elektr va magnit maydon mavjudligini qayd qiladi. Xuddi shuningdek, birinchi sanoq, sistemasidagi kuzatuvchi solenoiddan o'zgarmas tok o'tishi tufayli vujudga kelgan o'zgarmas magnit maydonni qayd qiladi. Lekin ikkinchi kuzatuvchi o'zgarmas tok o'tayotgan solenoid harakatlanayotganligi uchun fazoning har bir nuqtasida o'zgaruvchan magnit maydon vujudga kelayotganligini va u, o'z navbatida, uyurmaviy elektr maydonni vujudga keltirayotganligini qayd qiladi.

Demak, "sof" maydon tushunchasi nisbiy xarakterga ega. Zero biror sanoq sistemasidagi "sof" elektr maydon yoki "sof" magnit maydon boshqa sanoq sistemalarida elektr va magnit maydonlar yig'indisi, ya'ni elektromagnit maydon tarzida namoyon bo'ladi.

Nazorat savollari

1. Uyurmaviy elektr maydon qanday hollarda yuzaga keladi.
2. Uyurmaviy elektr maydon kuchlanganligi vektorining sirkulyasiyasi nimaga teng.
3. Maksvellning birinchi tenglamasini ma'nosini tushintiring.
4. Maksvellning ikkinchi tenglamasini ma'nosini tushintiring.
5. Maksvell tenglamalarini differensial ko'rinishini ifodalang.
6. Maksvell tenglamalarini integral ko'rinishini ifodalang.
7. Siljish tokini ifodasini ko'rsating.
8. Nima uchun siljish toki tushunchasi kiritilgan? U asosan nimani ifodalaydi?
9. Siljish tokini zichligi ifodasini chiqaring va tushuntiring.
10. Maksvell tenglamalarining to'liq sistemasini integral va differensial shaklda yozing va ularning fizik ma'nosini tushuntiring.

22. ELEKTROMAGNIT TEBRANISHLAR VA TO‘LQINLAR

Elektromagnit tebranishlar va to‘lqinlar bobini o‘zlashtirgan talaba:

bilishi kerak:

- tebranish konturini va Tomson formulasini;
- erkin , so‘nuvchi va majburiy elektromagnit tebranishlar differensial tenglamalarini va ularni yechimlarini;

- elektromagnit to‘lqinni asosiy xossalarini;

- elektromagnit to‘lqin energiyasi va Umov-Poyting vektorini;

bajara olishi kerak:

- elektromagnit tebranishlar va to‘lqinlarga doir tipik amaliy fizika masalalarini yechish;

ko‘nikmalarga ega bo‘lishi kerak:

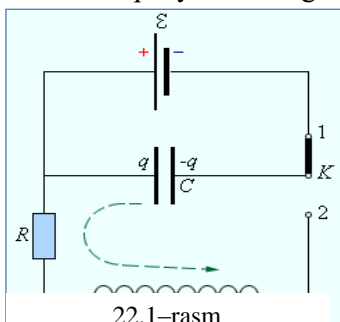
- matematik analizni standart usullarini elektromagnit tebranishlar va to‘lqinlarga doir amaliy fizika masalalarini yechishda foydalanish

- analitik geometriya va vektorlar algebrasi usullarini elektromagnit tebranishlar va to‘lqinlarga qo‘llash ko‘nikmasi;

- elektromagnit tebranishlar va to‘lqinlarga doir fizikaviy tajribalarni o‘tkazish va natijalarini hisoblash ko‘nikmasi.

22.1 Tebranish konturdagi elektromagnit tebranishlar

Elektromagnit tebranishlarni kuzatish uchun shunday qurilmadan foydalanish lozimki, bunda elektr maydon energiyasi magnit maydon energiyasiga va aksincha, magnit maydon energiyasi elektr maydon energiyasiga aylanish imkoniga ega bo‘lsin. Elektr maydonni kondensator qoplamalari orasida, magnit maydonni esa solenoid yordamida vujudga keltirish qulay. Shuning uchun qurilmani elektr sig‘imi C bo‘lgan kondensator va induktivligi L bo‘lgan solenoiddan iborat zanjir sifatida tuzish maqsadga muvofiqdir. Bunday elektr zanjirni **tebranish konturi** deb ataladi.



Elektromagnit tebranishlar sodir bo‘lishini aktiv qarshiligi R nolga teng bo‘lgan ideal tebranish konturida tekshiraylik. 22.1-rasmda tasvirlangan zanjirdagi

K kalitni 1 klemmaga ulab kondensatorni batareya ε dan zaryadlaymiz. Kondensator qoplamalarida q_m zaryad to‘plan-

gach (bunda kondensatordagi kuchlanishning qiymati U_m ga etadi), kalit K bilan 1 klemmalar orasidagi kontakti uzib (bunda kondensator batareyadan ajratiladi) K va 2 klemmalar orasida elektr kontakt hosil kildik. Natijada kondensator solenoid g'altagi orqali razryadlanib boshlaydi 22.2(1)–rasmda kondensatorning razryadlanishi boshlanayotgan moment tasvirlangan. Bu momentda kondensator qoplamalari orasida elektr maydon mavjud va uning energiyasi o'zining maksimal qiymatiga ega, ya'ni

$$W_e = \frac{q_m^2}{2C}. \quad (22.1)$$

Solenoid g'altagi ichida esa ayni momentda magnit maydon vujudga kelganicha yo'q, chunki K va 2 klemmalar endigina ulandi. Shuning uchun bu momentda konturdagi energiya zapasi elektr maydon energiyasidan iborat bo'ladi. Kondensator razryadlanishi tufayli g'altakdan elektr tok o'ta boshlaydi. Natijada g'altak ichida va uning atrofida o'sib boruvchi magnit maydon vujudga kela boshlaydi. Magnit maydonning o'sishi kondensator to'liq razryadlanganga qadar davom etib, g'altakda o'zinduksiya elektr yurituvchi kuchini vujudga kelishiga sababchi bo'ladi. O'zinduksiya elektr yurituvchi kuchi g'altak orqali oqayotgan tokning o'sishiga qarshilik ko'rsatadi, lekin uni to'xtata olmaydi. Kondensator to'liq razryadlangan momentda (ya'ni kondensator qoplamalari orasidagi elektr maydon butunlay yo'qolganda) tok kuchi o'zining maksimal qiymati ($I_m = dq_m/dt$) ga erishadi. Bu momentda (22.2(2)–rasmga qarang) konturdagi energiya zapasi faqat g'altakning magnit maydon energiyasi sifatida namoyon bo'ladi va uning qiymati

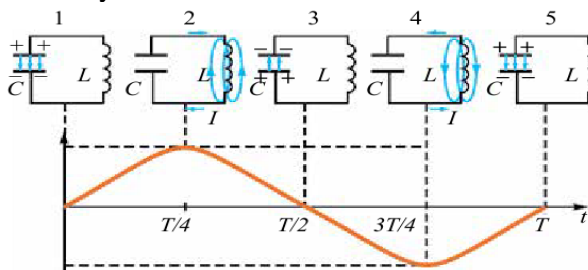
$$W_m = \frac{LI_m^2}{2}, \quad (22.2)$$

ga teng bo'ladi. Shundan so'ng magnit maydon susaya boshlaydi. Bu esa g'altakda o'zinduksiya elektr yurituvchi kuchini vujudga keltiradi. Induksion tok, Lens qoidasiga asosan, magnit maydon kamayuvini to'ldirishga harakat qiladi, ya'ni o'zinduksiya EYUK ning yo'nalishi g'altakdagi tokning avvalgi yo'nalishi bilan bir xil bo'ladi. Natijada kondensatorning qayta zaryadlanishi sodir bo'ladi. Demak, bu momentda magnit maydon energiyasi elektr maydon energiyasiga aylanib bo'ladi, lekin bu holda elektr maydonning yo'nalishi (22.2(3) –rasmga qarang) boshlang'ich holatdagi elektr maydon (22.2(1) –rasmda tasvirlangan) yo'nalishiga teskari bo'ladi.

Keyin yana kondensatorning razryadlanishi va konturda teskari yoʻnalishda elektr tokning oqishi kuzatiladi. Bu tok gʻaltakdan oʻtib uning ichida magnit maydon hosil qiladi. Magnit maydonning yoʻnalishi bu holda (22.2(4)–rasmga qarang) oldingi holdagiga qarama-qarshidir.

Shundan keyin magnit maydon energiyasi hisobiga oʻzinduksiya toki vujudga keladi va kondensator qoplamlari orasida boshlangʻich yoʻnalishdagi elektr maydon (22.2(5)–rasmga karang) hosil boʻladi.

Shu tarika konturda bitta toʻliq tebranish tugallandi. Keyingi jarayonlar ham shu taxlitda yana takrorlanaveradi.



Puc. 3.2.
22.2–rasm

22.2 Erkin elektromagnit tebranishlar

Tebranishlar vaqtida ideal konturda (yaʼni aktiv qarshiligi $R=0$ boʻlgan, koʻpincha, Tomson konturi deb ataladigan konturda) elektr yoki magnit maydon energiyalarini boshqa tur energiyalariga aylanishi sodir boʻlmaydi. Tebranishlar sodir boʻlayotgan vaqtda konturga tashqi kuchlanish berilmaganligi uchun kondensatordagi kuchlanish tushishi $U_c = q/C$ va gʻaltakdagi kuchlanish tushishi

$U_L = L \frac{d^2q}{dt^2}$ ning yigʻindisi nolga teng boʻlishi lozim, yaʼni:

$$L \frac{d^2q}{dt^2} + \frac{q}{C} = 0. \quad (22.3)$$

Bu ifodani L ga boʻlsak va

$$\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{LC}}, \quad (22.4)$$

belgilash kiritsak, (22.3) munosabat quyidagi koʻrinishga keladi:

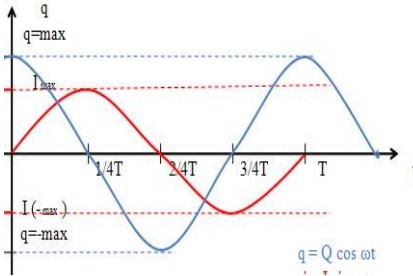
$$\frac{d^2 q}{dt^2} + \omega_0^2 q = 0. \quad (22.5)$$

Bu tenglamaning yechimi

$$q = q_m \cos(\omega_0 t + \varphi), \quad (22.6)$$

ko'rinishdagi funksiya bo'ladi.

Bu tenglamadan ko'rinishicha, kondensator qoplamalaridagi zaryad miqdori garmonik qonun bo'yicha o'zgaradi (22.3–rasmda ko'rangli egri chiziq bilan tasvirlangan).



22.3–rasm

Kondensatoridagi kuchlanish esa $U = U_m \cos(\omega_0 t + \varphi), \quad (22.7)$

ifoda bilan aniqlanib, u qoplamalardagi zaryad miqdoriga monand

ravishda o'zgaradi.

Zanjirdagi tok kuchi ham garmonik qonun bo'yicha o'zgaradi:

$$I = I_m \cos(\omega_0 t + \varphi + \pi/2). \quad (22.8)$$

Demak, tok kuchi zaryad va kuchlanishdan faza bo'yicha $\pi/2$ ga farq qiladi.

Yuqoridagi ifodalardan ko'rinib turibdiki, konturda zaryad, kuchlanish va tok kuchining o'zgarishi ω_0 chastota bilan sodir bo'ladi. Bu chastotani **konturning xususiy chastotasi** deb ataladi, uning qiymati (22.4) ifoda bilan aniqlanadi. *Tebranish davri* uchun quyidagi formula o'rinlidir:

$$T = 2\pi/\omega_0 = 2\pi \sqrt{LC} \quad (22.9)$$

Bu tenglama *Tomson formulasi* deb yuritiladi.

22.3 So'nuvchi va majburiy elektromagnit tebranishlar

Har qanday real tebranish konturi aktiv qarshilikka ega bo'ladi. Shuning uchun real konturda kondensatorning razryadlanish jarayonida elektr maydon energiyasining faqat bir qismi magnit maydon energiyasiga aylanadi, qolgan qismi esa aktiv qarshilikda joul issiqligi sifatida ajralib chiqadi. Xuddi shuningdek, kondensatorning qayta zaryadlanishida magnit maydon energiyasining bir qismi elektr maydon energiyasiga aylanadi, qolgan qismi aktiv qarshilikda issiqlik energiyasiga aylanadi. Demak, real konturdagi erkin tebranishlar so'nuvchi bo'ladi.

Soʻnunchi tebranishlar tenglamasini hosil qilish uchun sigʻimdagi kuchlanish tushishi $U_c = q/C$ gʻaltakdagi kuchlanish tushishi $U_L = L \frac{d^2q}{dt^2}$ va aktiv qarshilikdagi kuchlanish tushishi $U_R = Rdq/dt$ ning yigʻindisini nolga tenglashtirish kerak, yaʼni:

$$L \frac{d^2q}{dt^2} + R \frac{dq}{dt} + \frac{q}{C} = 0. \quad (22.10)$$

Bu tenglikni L ga boʻlamiz va quyidagi belgilashdan foydalanamiz:

$$\beta = R/2L. \quad (22.11)$$

Natijada (22.10) tenglik quyidagi koʻrinishga keladi:

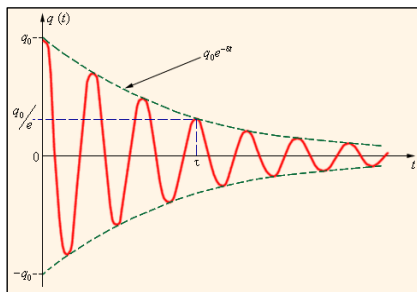
$$\frac{d^2q}{dt^2} + 2\beta \frac{dq}{dt} + \omega_0^2 q = 0. \quad (22.12)$$

Bu tenglamaning yechimi

$$q = q_{m0} e^{-\beta t} \cos(\omega_c t + \varphi), \quad (22.13)$$

koʻrinishda (22.4-rasm) boʻladi. Bu yerda ω_c – soʻnunchi elektromagnit tebranishlar chastotasi boʻlib, uning qiymati quyidagicha aniqlanadi:

$$\omega_c = \sqrt{\omega_0^2 - \beta^2} = \sqrt{\frac{1}{LC} - \frac{R^2}{4L^2}} \quad (22.14)$$



22.4-rasm

Zero, soʻnunchi tebranishlar chastotasining qiymati konturning aktiv qarshiligi R kamaygan sari xususiy tebranishlar chastotasi ω_0 ga yaqinlashib boradi. $R = 0$ boʻlganda esa $\omega_c = \omega_0$ boʻlib qoladi.

Kondensatordagi kuchlanish

$$U = U_{m0} e^{-\beta t} \cos(\omega_c t + \varphi)$$

va konturdagi tok kuchi

$$I = I_{m0} e^{-\beta t} \cos(\omega_c t + \varphi + \psi)$$

ifodalar orqali topiladi. Oxirgi ifoda-

da

$$\pi/2 < \psi < \pi$$

boʻladi, yaʼni real konturda ($R \neq 0$) tok va kondensatordagi kuchlanish faza boʻyicha $\pi/2$ dan kattaroq qiymatga farq qiladi.

Odatda, soʻnunchi elektromagnit tsbranishlarning soʻnish darajasi soʻnishning logarifmik dekrementi

$$\delta = \left| \ln \frac{q(t)}{q(t+T_c)} \right| = \beta T_c = \frac{R}{2L} T_c \quad (22.17)$$

bilan xarakterlanadi.

Majburiy elektromagnit tebranishlar. Tebranish konturiga elektr yurituvchi kuchi davriy ravishda o'zgaruvchi manba ulaylik. Bu manba konturning aktiv qarshiligida issiqlik energiyasi sifatida ajralib chiqayotgan energiya kamayuvini kompensatsiyalab turishi tufayli tebranish konturining energiyasi doimiy saqlanadi. Bu esa, o'z navbatida, tebranishlarning so'nmasligiga sababchi bo'ladi. Bunday tebranishlarni *majburiy elektromagnit tebranishlar* deyiladi.

Bu holda kontur elementlaridagi kuchlanish tushishlarining yig'indisi nolga emas, balki tashqi o'zgaruvchan elektr yurituvchi kuch $\varepsilon_m \cos \omega t$ ga teng bo'lishi kerak, ya'ni

$$L \frac{d^2 q}{dt^2} + R \frac{dq}{dt} + \frac{q}{C} = \varepsilon_m \cos \omega t. \quad (22.18)$$

Bu tenglamaning yechimi majburiy tebranishlarni ifodalaydi. U quyidagi ko'rinishga ega:

$$q = q_m \cos(\omega t - \psi), \quad (22.19)$$

bunda

$$q_m = \frac{\varepsilon_m}{\omega \sqrt{R^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega C} \right)^2}}, \quad (22.20)$$

$$\operatorname{tg} \psi = \frac{R}{\frac{1}{\omega C} - \omega L}, \quad (22.21)$$

(22.19) dan vaqt bo'yicha birinchi tartibli hosila olsak, konturdagi tok kuchini topgan bo'lamiz:

$$I = I_m \cos(\omega t - \psi + \pi/2), \quad (22.22)$$

$$\text{bunda } I_m = \frac{\varepsilon_m}{\sqrt{R^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega C} \right)^2}}. \quad (22.23)$$

Kondensatordagi kuchlanishni topish uchun (22.19) ni C ga bo'lamiz:

$$U = U_m \cos(\omega t - \psi), \quad (22.24)$$

Bunda
$$U_m = \frac{\varepsilon_m}{\omega C \sqrt{R^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right)^2}} \quad (22.25)$$

22.4 Elektromagnit to'liqlarning differensial tenglamasi va xossalari

Elektromagnit to'liqlar- bu fazoda chekli tezlik bilan tarqaluvchi o'zgaruvchan elektromagnit maydondir. Maksvell tenglamalarining xulosalaridan elektromagnit to'liqlarni mavjudligi kelib chiqadi:

$$\operatorname{rot} \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} ; \operatorname{div} \vec{D} = \rho ; \operatorname{rot} \vec{H} = \vec{j} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} ; \operatorname{div} \vec{B} = 0$$

Erkin elektr zaryadlari va makroskopik toklari mavjud bo'lmagan fazoda tenglamalar quyidagi ko'rinishda bo'ladi:

$$\operatorname{rot} \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} ; \operatorname{div} \vec{D} = 0 ; \operatorname{rot} \vec{H} = \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} ; \operatorname{div} \vec{B} = 0$$

Agarda muhit bir jinsli va izotrop dielektrik bo'lib, segnetoelektrik va ferromagnit xossalari ega bo'lmasa $\vec{D} = \varepsilon \varepsilon_0 \vec{E}$ va $\vec{B} = \mu \mu_0 \vec{H}$ ekanligini hisoblab Masvell tenglamasini yozamiz:

$$\operatorname{rot} \vec{E} = -\mu \mu_0 \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} ; \operatorname{div} \vec{H} = 0 ; \operatorname{rot} \vec{H} = \varepsilon \varepsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} ; \operatorname{div} \vec{E} = 0$$

va ushbu $\Delta V = \operatorname{grad} \operatorname{div} \vec{V} - \operatorname{rot} \operatorname{rot} \vec{V}$ bog'lanishdan foydalanib \vec{E} va \vec{H} vektorlari uchun **to'liq tenglamasini** hosil qilamiz:

$$\Delta \vec{E} = \varepsilon \varepsilon_0 \mu \mu_0 \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} \quad \text{va} \quad \Delta \vec{H} = \varepsilon \varepsilon_0 \mu \mu_0 \frac{\partial^2 \vec{H}}{\partial t^2}, \quad (22.26)$$

bu yerda
$$\nu = \frac{1}{\sqrt{\mu_o \varepsilon_o} \cdot \sqrt{\mu \varepsilon}} \quad (22.27)$$

Vakuumda muhitning magnit sindiruvchanligi va dielektrik singdiruvchanligi birga teng. Shuning uchun vakuumda elektromagnit to'liqning tarqalish tezligi

$$\nu_0 = \frac{1}{\sqrt{\mu_0 \varepsilon_0}} = \frac{1}{\sqrt{4\pi \cdot 10^{-7} \cdot 8,85 \cdot 10^{-12}}} = 3 \cdot 10^8 \frac{M}{c} = C$$

u holda (22.27)ni quyidagicha yozish mumkin
$$\nu = \frac{C}{\sqrt{\mu \varepsilon}}$$

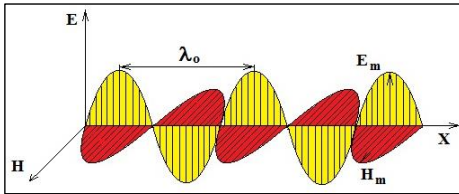
Demak elektromagnit to'liqlarning muhitdagi tarqalish tezligi vakuumdagi tezligidan $\sqrt{\varepsilon \mu}$ marta kichik.

Ma'lumki elektromagnit to'liqin ikki o'zaro perpendikulyar tekisliklarda yotuvchi

sinusoidalar shaklida tasvirlanadi (22.4a-rasm), bunda elektromagnit to'liqin shu ikki tekislik kesishishi natijasida hosil bo'lgan chiziq bo'ylab tarqaladi. Maksvell tenglamasiga asosan o'zgaruvchan elektromagnit maydonining E va H kuchlanganlik vektorlari

$$\Delta \bar{H} = \frac{1}{v^2} \cdot \frac{\partial^2 \bar{H}}{\partial t^2}$$

$$\Delta \bar{E} = \frac{1}{v^2} \cdot \frac{\partial^2 \bar{E}}{\partial t^2} \quad (22.28)$$



22.4a-rasm

tipidagi to'liqin tenglamalari qanoatlantiradi. Bunda

$\Delta = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}$ Laplas operatori, v -elektromagnit to'liqinining biror muhitdan tarqalish tezligi. c - elektromagnit to'liqinini vakuumda tarqalish tezligi.

$E_x = 0$ va $H_x = 0$ bo'gani sababli Ox o'qi bo'yicha tarqalayotgan elektromagnit to'liqinning tenglamasini quyidagi ko'rinishda yozish mumkin:

$$\frac{\partial^2 E_y}{\partial x^2} = \frac{1}{g^2} \cdot \frac{\partial^2 E_y}{\partial t^2}$$

$$\frac{\partial^2 H_z}{\partial x^2} = \frac{1}{g^2} \cdot \frac{\partial^2 H_z}{\partial t^2} \quad (22.29)$$

Bu tenglamalarning eng oddiy yechimi quyidagi ko'rinishda bo'ladi.

$$\left. \begin{aligned} E_y &= E_0 \cos(\omega t - kx + \gamma) \\ H_z &= H_0 \cos(\omega t - kx + \gamma) \end{aligned} \right\}$$

yassi monoxrmatik elektromagnit

to'liqin tenglamasi, bunda E_0 va H_0 mos ravishda to'liqinlarning elektr va magnit maydon kuchlanganliklari amplitudasi. $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ to'liqin soni bo'lib u 2π metr uzunlikdagi kesmada joylashadigan to'liqin uzunliklarining sonini ifodalaydi. γ -tebranishni boshlang'ich fazasi

22.5 Elektromagnit to'liqinlarning hosil bo'lishi va tarqalish tezligi

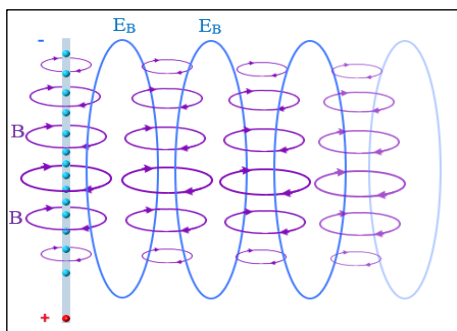
Maksvell nazariyasiga asosam, o'zgaruvchan elektr maydon bo'sh fazoda magnit maydon hosil qiladi. O'zgaruvchan magnit maydon, o'z navbatida, o'zgaruvchan elektr maydonining paydo bo'lishiga olib keladi va hokazo. Maksvell o'z tenglamalarini tahlil qilib, o'zgaruvchan

maydonlarning bunday bog'lanishining yakuniy natijasi elektr va magnit maydonlarni o'z ichiga olgan va bo'sh fazoda tarqalishga qodir bo'lgan to'lqinning paydo bo'lishi degan xulosaga keldi.

O'tkazgichni o'rab turgan bo'shliqda elektromagnit maydon hosil bo'lish jarayonini batafsil ko'rib chiqaylik.

O'tkazgichda elektromagnit tebranishlar qo'zg'alishi uchun, uni o'zgaruvchan tok manbaiga ulanadi. Tok kuchining qiymati o'tkazgichdagi erkin zaryadlarning harakat tezligi bilan bog'liq bo'lganligi sababli, erkin zaryadlarning harakat tezligi ham vaqt o'tishi bilan doimiy ravishda o'zgaradi. Bu o'tkazgich ichidagi erkin zaryadlar tezlanish bilan harakat qilishini ko'rsatadi.

Maksvell nazariyasiga ko'ra, o'tkazgichdagi erkin zaryadlarning tezlanishli harakati tufayli uning atrofidagi fazoda o'zgaruvchan magnit maydon hosil bo'ladi, bu esa o'zgaruvchan uyurmaviy elektr maydonini hosil qiladi. Ikkinchisi, o'z navbatida, yana zaryaddan kata-roq masofada o'zgaruvchan magnit maydonning paydo bo'lishiga olib keladi va hokazo (22.5-rasm). Shunday qilib, o'tkazgich atrofidagi fazoda o'zaro bog'langan elektr va magnit maydonlar hosil bo'ladi, ular vaqt o'tishi bilan to'lqin shaklida tarqaladi.



22.5- rasm

Vakuumda yoki har qanday muhitda cheklangan tezlikda tarqaladigan elektromagnit maydon *elektromagnit to'lqin* deyiladi.

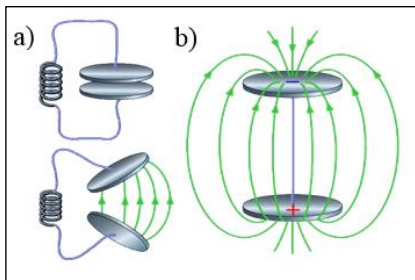
Elektromagnit to'lqinlar ko'ndalang to'lqinlardir. E va B vektorlarning tebranishlari to'lqinning tarqalish yo'nalishiga perpendikulyar tekislikda va o'zaro perpendikulyar bo'lib, ularning tebranishlari hamma vaqt bir xil fazada sodir bo'ladi (22.4a-rasm).

Elektromagnit to'lqinlari orqali olib kelinadigan energiya amplituda kvadratiga proporsionaldir, E^2 yoki B^2 , shuning oqibatida to'lqin intensivligi masofaga nisbatan $1/r^2$ bog'lanishda kamayadi.

Elektromagnit to'lqinlarning chastotasi nurlantiruvchi zarrachalarning tebranish chastotasiga bog'liq keladi. Garmonik tebranishlar paytida tezlanishning maksimal qiymati tebranishlar chastotasining kvadratiga proporsionaldir: $a \sim \nu^2$. Faqat tez harakatlanuvchi zaryadlar nurlanishi

sababli, elektr maydon moduli, shuningdek, magnit maydon induksiyasi moduli ham tezlanish modulga proporsionaldir: $E \sim a, B \sim a$, demak $E \sim v^2$. Elektromagnit to'lqinning nurlanishining intensivligi chastotaning to'rtinchi darajasiga mutanosib bo'ladi $I \sim E^2 \sim v^4$. Shuning uchun, intensivliroq elektromagnit to'lqinlarni olish uchun ularning manbasida yetarlicha yuqori chastotali tebranishlarni yaratish kerak.

Maksvell nazariy yo'l bilan elektromagnit maydonning tarqalish tezligi yorug'likning bo'shliqdagi tezligiga teng ekanligini asoslab, yorug'lik elektromagnit to'lqinlardan iborat, degan xulosaga keladi va yorug'likning elektromagnit nazariyasini yaratishga muvaffaq bo'ldi.



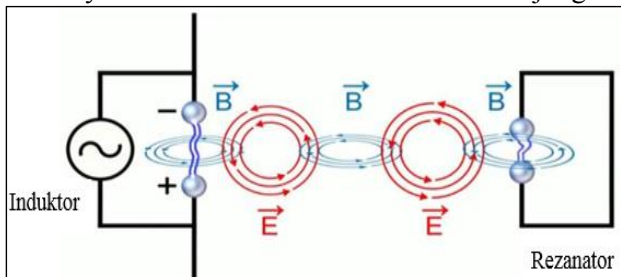
22.6- rasm

Elektromagnit to'lqinlarning real mavjudligi Maksvellning vafotidan qariyb 10 yil keyingina, 1887 yilda nemis fizigi Geynrix Gerts tomonidan tajribada tasdiqlandi. Elektromagnit to'lqinlarni olish uchun **Gertz vibrator** deb nomlangan maxsus qurilmadan foydalangan (22.7-rasm). Buni uchun Gerts berk tebranish konturidagi (22.6a-rasm) kon-

densator qoplamalari orasini bir oz kengaytirib, g'altak o'rniga kondensator qoplamalarini birlashtiruvchi birgina tekis sim oladi (22.6b-rasm). Bu qurilmaga **ochiq tebranish konturi** deyiladi. Berk tebranish konturida elektr maydon fazoning faqat kondensator qoplamalari oralig'idagi sohasida mujassamlashgan bo'lsa, ochiq tebranish konturi atrofidagi fazoning barcha sohasida mavjuddir. Gerts tajribalarida qo'llanilgan ochiq tebranish konturi ham yuqorida bayon etilganga o'xshash edi. Gerts o'tkazgichlarning sig'imini bir oz orttirish uchun o'tkazgichlar uchlarini yo'g'onlashtirib sfera shakliga keltirdi (22.7-rasm). Vibratorning ikkala qismi dastlab o'zgaruvchan tok manbaidan (induktordan) yuqoriroq potentsiallar farqi vujudga kelguncha zaryadlanadi. Potentsiallar farqi yetarlicha yuqori bo'lganda vibratorning ikkala qismi oralig'ida uchqun yuz berib (teshilish) zanjirning ikkala qismini ulyadi. Bunday holda, vibratorda yuqori chastotali elektromagnit tebranishlar paydo bo'ladi. Keyin induktor vibratori yangidan zaryadlaydi va jarayon takrorlanaveradi.

Elektromagnit to'lqinlarni qayd qilish uchun vibratordan biror masofa uzoqlikda qabul qiluvchi qurilma – rezonator (R) qo'yiladi.

Rezonator vibratorga o‘xshash qurilma bo‘lib, elektromagnit to‘lqinning o‘zgaruvchan maydoni ta‘sirida unda induksion tok vujudga keladi.

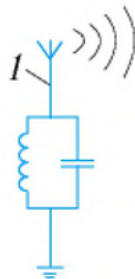


22.7- rasm

Natijada rezonatorning uchqun oralig‘ida mayda uchqunchalar vujudga kelib, elektromagnit to‘lqinlar qayd qilinayotganligidan dalolat beradi.

Gerts vibratorida paydo bo‘lgan elektromagnit to‘lqin uzunligi $\lambda = (6 \div 10)m$. 1889 yilga kelib, Gertz nafaqat elektromagnit to‘lqinlarning mavjudligini ishonchli isbotlashga, balki ularning asosiy xususiyatlarini ham o‘rnatishga muvaffaq bo‘ldi, yani ularni nafaqat turli muhitlarda, balki vakuumda ham tarqalishini isbotladi.

Biroq, Gerts vibratorini amalda qo‘llash mumkin emas, chunki bu holda qurilmani nurlanish quvvati juda kichik bo‘ladi. Intensiv nurlanishlar yuz minglab Gerts darajasidagi chastotalarga erishilganda boshlanadi. Buning uchun, berk tebranish konturidagi kondensator qoplamalarini siljitmasdan, konturning bir tomonini Yerga, ikkinchi tomonini bir uchi bo‘sh bo‘lgan vertikal simga ulaymiz. Bu holda o‘zgaruvchan elektromagnit maydon bu sim bilan Yer orasidagi kata fazoni egallaydi, bu bilan to‘lqinni nurlanish quvvati ortadi (rasm). Elektromagnit to‘lqinlar nurlanish quvvatini ortirish maqsadida tebranish konturiga ulanuvchi uzun simga **antenna** deb ataladi. Antennadagi majburiy yuqori chastotali tebranishlar atrofdagi fazoda elektromagnit maydon hosil qiladi va elektromagnit to‘lqinlar antennadan tarqaladi.



22.6 Elektromagnitning to'liqin energiyasi. Umov-Poynting vektori

Elastik to'liqin tarqalganidagiga o'xshash, elektromagnitik to'liqin tarqalishida energiya ko'chadi (oqadi). Elastik to'liqinda energiya oqishi to'g'risidagi masalani birinchi marta (1874y.) N.A.Umov tekshirdi va har qanday muhitda energiya oqimi to'g'risidagi umumiy teoremani isbot qildi. Elastik to'liqindagi energiya oqimi elastik muhitning elastik deformatsiyasining potensial energiyasini va zarralari harakatining kinetik energiyasini xarakterlovchi kattaliklar orqali hisoblanishi mumkin. Energiya oqimining zichligi maxsus vektor (Umov vektori) orqali ifodalanadi. Shunga o'xshash tekshirish elektromagnitik to'liqinlarda ham unumli bo'ladi. Elektr maydonining energiyasini elastik deformatsiyaning potensial energiyasiga, magnit maydonining energiyasini esa deformatsiyalangan jism qismlari harakatining kinetik energiyasiga ma'lum darajada o'xshatish mumkin. Xuddi elastik deformatsiya holidagidek, elektromagnitik to'liqinda energiyaning nuqtadan nuqtaga uzatilishi elektr va magnit kuchlanganliklarining to'liqlari bir xil fazada bo'lishi bilan bog'liqdir. Bunday to'liqin *yugurma* to'liqin deyiladi. Yugurma elastik yoki elektromagnitik to'liqinda energiya harakatini *energiya oqimi* deb ataladigan \mathcal{S} vektor yordamida tasvirlash qulay, bu vektor to'liqinda 1m^2 yuza orqali 1s vaqt davomida qancha energiya miqdori oqib o'tishini ko'rsatadi. Elektromagnitik to'liqinlar uchun bu vektorni Poynting (1884y.) kiritgan. Uni *Umov-Poynting vektori* deb atash o'rinaldir.

Elektromagnit to'liqlarni payqash mumkinligi (uchqun chiqishi, lampochkaning shu'lanishini va hakazo) bu to'liqlarning o'zi bilan energiya ko'chirib yurishini ko'rsatadi. Birluk hajmidagi elektromagnit maydon energiyasi ya'ni elektr maydon energiyasini zichligi va magnit maydon energiyasining zichligi yig'indisidan iborat.

$$\omega_E = \frac{\varepsilon_0 E^2}{2} \quad (22.30)$$

$$\omega_M = \frac{\mu\mu_0 H^2}{2} \quad , \quad (22.31)$$

$$\omega = \omega_E + \omega_M = \frac{\varepsilon_0 E^2}{2} + \frac{\mu_0 \mu H^2}{2} \quad . \quad (22.32)$$

Elektromagnit maydonda elektr va magnit maydonlar energiyalarining zichliklari har bir momentda birday bo‘ladi, ya’ni $\omega_e = \omega_m$ u holda (22.32) quyidagicha yoziladi.

$$\omega = 2\omega_e = 2\omega_m = \varepsilon\varepsilon_0 E^2 = \mu\mu_0 H^2. \quad (22.33)$$

Bundan
$$\sqrt{\varepsilon\varepsilon_0 E} = \sqrt{\mu\mu_0 H} \quad (22.34)$$

(22.34) ga asosan (22.33) ni quyidagicha yozish mumkin

$$\omega = \sqrt{\varepsilon_0\mu_0} \varepsilon\mu E \cdot H, \quad (22.35)$$

(22.27) ifodaga asosan (22.35) ni quyidagicha yozamiz

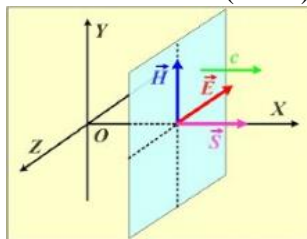
$$\omega = \frac{1}{\nu} E \cdot H \quad \text{yoki} \quad \omega \cdot \nu = E \cdot H$$

$\omega \cdot \nu = S$ bo‘lib, S -birlik vaqtda birlik yuza orqali ko‘chirilayotgan energiya ya’ni $S = \omega \cdot \nu = E \cdot H$,

bu ifodani vektor ko‘rinishda

$$S = [\mathbf{E} \cdot \mathbf{H}]. \quad (22.36)$$

shaklida yozish mumkin. E va H lar o‘zaro perpendikulyar bo‘lganligi uchun bu vektorlarning vektor ko‘paytmasi elektromagnit to‘lqinning tarqalish yo‘nalishidagi S vektordir. S vektorni **Umov-Poynting vektori** deb ataladi. S vektorni elektromagnit to‘lqinning tarqalishiga yo‘naltirilgan bo‘lib, uning moduli to‘lqin tarqalish yo‘nalishiga perpendikulyar bo‘lgan birlik yuza orqali vaqt birligida elektromagnit to‘lqin olib o‘tgan energiyaga teng.



22.7 Elektromagnit to‘lqinlarning qo‘llanilishi va shkalasi

Elektromagnit to‘lqinlar birinchi marta Gers tajribasidan 8 yil keyin 1895 yil 7 mayda rus fizigi A.S.Popov tomonidan amalda qo‘llanildi. A.S.Popov rus-fizika-ximiya jamiyati majlisida dunyoda birinchi radiopriyomnikni namoyish qildi va elektromagnit to‘lqinlarni simsiz aloqa vositasi sifatida keng ishlatish mumkinligini ko‘rsatdi. Elektromagnit to‘lqinlar quyidagi guruhlarga bo‘linadi:

Past chastotali nurlanish 0 dan 2×10^4 Gs gacha bo‘lgan chastota diapazonida sodir bo‘ladi. Bu nurlanishlar $1,5 \times 10^4$ dan ∞ m gacha bo‘lgan to‘lqin uzunligiga to‘g‘ri keladi. Bunday nisbatan past chastotali nurlanishlarni ta’sirini e’tiborsiz qoldirish mumkin. O‘zgaruvchan tok

generatolari past chastotali nurlanish manbai hisoblanadi. Sun'iy past chastotali elektromagnit maydonlar asosan elektr uzatish liniyalari, elektr tarmoqdan ishlaydigan maishiy texnikalar tomonidan yuzaga keladi.

Radioto'lqinlari. Radioto'lqinlari $2 \cdot 10^5 - 10^{11}$ Gs chastota diapazonini egallaydi. Ular $0,310^{-3} - 1,5 \cdot 10^3$ m to'lqin uzunligiga to'g'ri keladi. Radioto'lqinlarning manbai, past chastotali nurlanish kabi, o'zgaruvchan tokdir. Shuningdek, radiochastota generatori, yulduzlar, shu jumladan Quyosh, galaktikalar va metagalaktikalar ham radio to'lqinlarning manbai hisoblanadi. Radioto'lqinlarning yuqori chastotasi, past chastotali nurlanish bilan solishtirganda, radioto'lqinlarining fazoda sezilarli nurlanishiga olib keladi. Bu ularni turli masofalarga ma'lumot uzatish uchun ishlatish imkonini beradi. Radio eshittirish, telegraf signallari (radioaloqa), turli ob'ektlarning tasvirlari (radar) uzatiladi.

Infraqizil nurlanish (IQ). Infraqizil nurlanish $3 \cdot 10^{11} - 3,85 \cdot 10^{14}$ Gs chastota diapazonini egallaydi. Ular 780nm -1mm to'lqin uzunligiga to'g'ri keladi. Infraqizil nurlanishning manbai issiqlik va elektr ta'siri ostida molekular va atomlarning nurlanishidir. Infraqizil nurlanishning kuchli manbai Quyosh bo'lib, uning radiatsiyasining taxminan 50% infraqizil nurlanish sohasiga to'g'ri keladi. Infraqizil nurlanish elektr yoyi va turli gaz-razryadli lampalari tomonidan chiqariladi. Infraqizil nurlanish yog'och, oziq-ovqat mahsulotlari va turli xil bo'yoq va lak qoplamalarini quritish (infraqizil isitish), qorong'ida, masofadan turib ko'rish imkonini beruvchi optik qurilmalardan foydalanishga imkon beradi.

Ko'zga ko'rinadigan nurlanish (yorug'lik). Ko'zga ko'rinadigan nurlanish - bu inson ko'zi tomonidan qabul qilinadigan elektromagnit to'lqinlarning yagona diapazoni. Yorug'lik to'lqinlari juda tor diapazonni egallaydi: 380-780 nm ($\nu = 3,85 \cdot 10^{14} - 7,89 \cdot 10^{14}$ Gs). Ko'zga ko'rinadigan nurlanish manbai bular: fazodagi o'z o'rnini o'zgartiradigan atomlar va molekularlardagi valent elektronlar, shuningdek, tezlanish bilan harakatlanadigan erkin zaryadlardir. Tabiiy manbalari - Quyosh, yulduzlar va boshqa koinot jismlari. Spektrning bu qismi insonga uning atrofidagi dunyo haqida maksimal ma'lumot beradi.

Ultrabinafsha nurlanish. Ultrabinafsha nurlanish, ko'zga ko'rinmaydigan elektromagnit nurlanishdir. To'lqin uzunliklari 10 - 380 nm ($\nu = 8 \cdot 10^{14} - 3 \cdot 10^{16}$ Gs) sohada bo'lib, ko'rinadigan va rentgen nurlanishi o'rtasidagi spektral sohani egallagan. Ultrabinafsha nurlanishning tabiiy

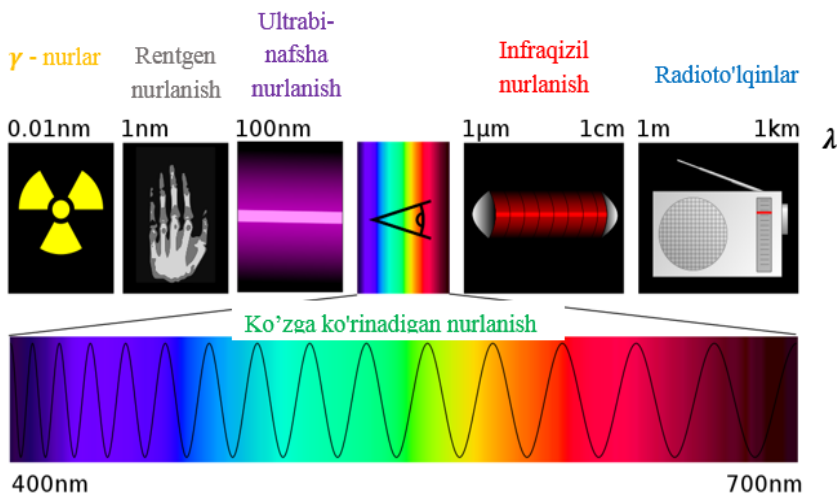
manbalari - Quyosh, yulduzlar, tumanliklar va boshqa kosmik jismlar. Biroq bu nurlanishlarning faqat uzun to'liqlik qismi ($\lambda > 290$ nm) Yer yuzasiga yetib keladi. Kichik dozalarda ultrabinafsha nurlanish insonga foydali, shifobaxsh ta'sir ko'rsatadi, organizmda D vitamini sintezini faollashtiradi, shuningdek, quyoshdagi toblanishga (zagarga) olib keladi. Ultrabinafsha nurlanishning katta dozasi terining kuyishi va saraton o'sishiga olib kelishi mumkin.

Rentgen nurlanishi. Rentgen nurlanishi – 10^{-8} - 10^{-12} m ($\nu = 3 \cdot 10^{16}$ - $3 \cdot 10^{20}$ Gs) to'liqlik uzunliklarida gamma va ultrabinafsha nurlanish o'rtasidagi spektral sohani egallagan elektromagnit ionlashtiruvchi nurlanish. Rentgen nurlarini nishonni yuqori energiyali ionlar bilan bombardimon qilish orqali olish mumkin. Ba'zi radioaktiv izotoplar va elektron saqlaydigan sinxrotronlar ham rentgen nurlari manbalari bo'lib xizmat qilishi mumkin. Rentgen -nurlarining tabiiy manbalari Quyosh va boshqa koinot jismlardir

Rentgen nurlari o'zining yuqori o'tish kuchiga ega bo'lgani uchun rentgen nurlari difraksiya analizida (kristal panjara tuzilishini o'rganish), molekullarning tuzilishini o'rganishda, namunalardagi nuqsonlarni aniqlashda, tibbiyotda (Rentgen -nurlar, florografiya, saraton kasalligini davolash), nuqsonlarni aniqlashda (quyma, relslardagi nuqsonlarni aniqlash) ishlatiladi. Rentgen nurlanishining katta dozasi kuyishlar va inson qonining tuzilishidagi o'zgarishlarga olib keladi.

Gamma nurlanish (γ - nurlar). Gamma nurlanish butun chastota diapazonini $\nu > 3 \cdot 10^{20}$ Gs egallagan qisqa to'liqlik uzunlikli $\lambda < 10^{-12}$ m elektromagnit nurlanishdir. Gamma nurlanishini yuzaga kelishi, yadroviy jarayonlar, Yerda ham, koinotda ham ma'lum moddalar bilan sodir bo'ladigan radioaktiv parchalanish hodisalari bilan bog'liq. Gamma-nurlanishni ionlash va maxsus fotografik emulsiyalar yordamida qayd etish mumkin. Ular yadroviy jarayonlarni o'rganishda, nuqsonlarni aniqlashda qo'llaniladi. Gamma nurlanishi odamlarga salbiy ta'sir qiladi.

Qisqa to'liqlik uzunligi tufayli gamma-nurlanishning to'liqlik xossalari zaif bo'lib, korpuskulyar xususiyatlari birinchi o'ringa chiqadi va shuning uchun u gamma kvantlar (fotonlar) oqimi sifatida ifodalanadi. Elektromagnit to'liqliklarning to'liqlik uzunliklar (chastotalar) bo'yicha gruppalashtiriladi, unga *elektromagnit to'liqliklar shkalasi* deb ataladi (22.8-rasm).



22.8-rasm

Nazorat savollari

1. Erkin elektromagnit tebranishlar tenglamasini yozing.
2. Soʻnish koeffitsiyenti nima?
3. Soʻnishning logarifmik dekrementi nima?
4. Elektromagnit zanjirdagi erkin soʻnuvchi tebranishlarning differensial tenglamasi yechimini toping?
5. Majburiy elektromagnit tebranishlar. Ularni tenglamasi, amplituda qiymati va majburiy tebranishlar chastotasi
6. Elektromagnit toʻlqinlarni xossalarini ayting
7. Umov-Poyting vektori nimani ifodalaydi
8. Elektromagnit toʻlqinlarning manbai nima boʻlishi mumkin?
9. Elektromagnit toʻlqinlarning mavjudligi ehtimoliga olib keladigan fizik jarayonlar qanday?
10. Nima uchun Gerts oʻz tajribalarida ochiq tebranish konturidan foydalangan?
11. Elektromagnit toʻlqinlar shikalasini qanday tasavvur qilish mumkin va har xil turdagi toʻlqinlarning nurlanish manbalari qanday?
12. Yugurma elektromagnit toʻlqinda maydonning qanday xarakteristiklari davriy ravishda oʻzgarib turadi?

23. YORUG‘LIKNING ELEKTROMAGNIT NAZARIYASI VA TO‘LQIN OPTIKASI

Yorug‘likning elektromagnit nazariyasi va to‘lqin optikasi bobini o‘zlashtirgan talaba:

bilishi kerak:

- yorug‘lik uchun korpuskulyar-to‘lqin dualizm tushunchasini;
- yorug‘lik interferensiyasi, kogerentlik tushunchalarini;
- Gyuygens-Frenel prinsipini;
- interferension manzaradagi intensivlikning maksimal va minimal shartlarini;
- yupqa plastinadagi interferensiyani hisoblashni;
- difraksiya tushunchasini;
- Frenelning zonalar metodini ma’nosini;
- doiraviy tirqish va doiraviy diskda hosil bo‘ladigan difraksiya hodisasini;
- bir tirqishdagi parallel nurlar difraksiyasini;
- difraksion panjaradagi difraksiyani maksimal va minimal shartlarini, pajarani ajrata olish qobiliyatini;
- fazoviy difraksiya nazariyasini va Breg-Vulf formulasini;

bajara olishi kerak:

- yorug‘lik interferensiyasi va difraksiyasiga doir tipik amaliy fizika masalalarni yechishni;
- difraksion manzaralarini hisoblashda Frenel zonalar metodidan foydalanishni;

ko‘nikmalarga ega bo‘lishi kerak:

- matematik analizni standart usullarini yorug‘lik interferensiyasi va difraksiyasiga doir amaliy fizika masalalarini yechishda foydalanish ko‘nikmasi;
- analitik geometriya va vektorlar algebrasi usullarini yorug‘lik interferensiya va difraksiyasiga qo‘llash ko‘nikmasi;
- yorug‘lik interferensiyasi va difraksiyasiga doir fizikaviy tajribalarni o‘tkazish va natijalarini hisoblash ko‘nikmasi.

23.1 Yorug‘lik - elektromagnit to‘lqin

Yorug‘lik murakkab tabiatga ega bo‘lib, ma’lum hollarda u o‘zini elektromagnit to‘lqinday yorug‘lik interferensiyasi, difraksiyasi, disper-

siyasi, qutblanishi kabi optik hodisalarni yorug‘lik-elektromagnit to‘lqindir deb tasavvur qilish asosida, bazi hollarda issiqlik nurlanishi, fo-toeffekt, Kompton effekti kabi hodisalarni esa yorug‘lik–fotonlar (elektromagnit nurlanish ulushlari) oqimi deb tasavvur qilish asosida tushuntirishga erishildi.

Elektromagnit to‘lqinlar oralg‘i nihoyatda keng. Xususan, inson ko‘zi seza oladigan elektromagnit to‘lqinlarning chastotalari

$$\nu = (0,75 - 0,40) \cdot 10^{15} \text{Gs} \quad (23.1)$$

oraliqqa mos keladi. Bu oraliqdagi elektromagnit to‘lqinlar **yorug‘lik to‘lqinlari** deb yuritiladi. Boshqacha aytganda, mexanik tebranishlar chastotalarining ma‘lum oralg‘ini inson tovush tarzida qabul qilganidek, elektromagnit to‘lqinlar chastotalarining yuqorida keltirilgan oralg‘ini ko‘zimiz yorug‘lik sifatida qayd qiladi. Yorug‘lik to‘lqinlarini bir qator monoxromatik yorug‘lik to‘lqin (chastotalar intervali $\Delta\nu$ nihoyat kichik bo‘lgan yorug‘lik to‘lqin)larning yig‘indisidan iborat, deb tasavvur qilish mumkin. Monoxromatik yorug‘lik to‘lqinini inson ko‘zi ma‘lum rangli yorug‘lik sifatida qabul qiladi.

Yorug‘likning vakuumdagi va muhitdagi tarqalish tezliklarining nisbati, ya’ni

$$n = \frac{c}{u} = \sqrt{\epsilon\mu}, \quad (23.2)$$

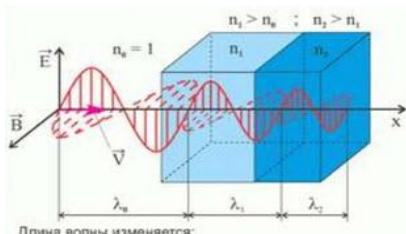
mazkur kattalik n - **muhitning sindirish ko‘rsatkichi** deb ataladi. Bu yerda c - yorug‘likning vakuumdagi tezligi, ϵ - muhitning dielektrik sindiruvchangligi, μ - muhitning magnit singdiruvchangligi.

Yorug‘likning muhitdagi to‘lqin uzunligi esa quyidagicha aniqlanadi:

$$\lambda = \frac{u}{\nu} = \frac{\frac{c}{n}}{\nu} = \frac{c}{\nu} \cdot \frac{1}{n} = \frac{\lambda_0}{n}. \quad (23.3)$$

Demak, muhitning optik zichligi qanchalik kattaroq (ya’ni n ning qiymati kattaroq) bo‘lsa, yorug‘likning mazkur muhitdagi to‘lqin uzunligi vakuumdagi to‘lqin uzunligidan keskinroq farqlanadi. **Bir muhitdan ikkinchi muhitga o‘tayotgan yorug‘likning to‘lqin uzunligi o‘zgaradi (23.1-rasm), lekin uning rangi o‘zgarmaydi, chunki yorug‘lik chastotasi barcha muhitlarda birday bo‘ladi.**

Yorug'lik to'qlinda \mathbf{E} va \mathbf{H} vektorlar tebranadi. Tajribalar asosida yorug'likning fotokimyoviy, fotoelektrik, fiziologik va boshqa ta'sirlari



23.1-rasm

\mathbf{E} vektorning tebranishlari tufayli vujudga kelishi aniqlangan. Shuning uchun bundan keyingi mulohazalarda \mathbf{E} vektor tebranishlar haqida fikr yuritamiz, \mathbf{H} vektorni esa deyarli eslamaymiz. Ammo \mathbf{E} vektorga perpendikulyar ravishda \mathbf{H} vektor tebranayotganligini ham unutmaslik kerak. Ba'zan \mathbf{E} vektorning yorug'lik vektori deb yurtulishining boisi ham

shunda. Zero, Oz yo'nalishda tarqalayotgan ω chastotali monoxromatik yorug'lik to'qlinini

$$E = A \cos(\omega t - kz + \varphi_0) \quad (23.4)$$

tenglama bilan ifodalash mumkin. Bunda A bilan yorug'lik vektori amplitudasining moduli belgilandi. Yorug'lik yutmaydigan muhitda tarqalayotgan yassi to'qlin

uchun $A = \text{const}$, sferik to'qlin uchun $A \sim \frac{1}{x}$.

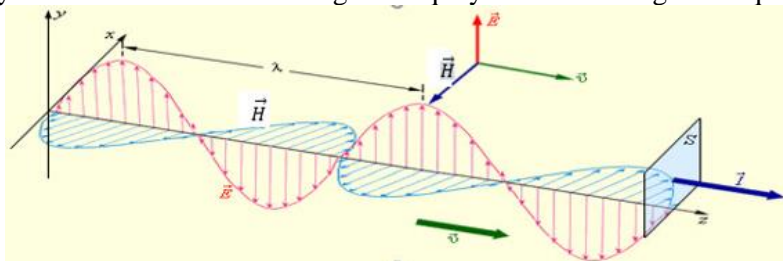
Elektromagnit to'qlin nazariyasiga asosan, fazoning ixtiyoriy nuqtasida elektr maydonning har qanday o'zgarishi qo'shni nuqtalarda o'zgaruvchan magnit maydonni vujudga keltiradi. Bu maydon esa, o'z navbatida, o'zgaruvchan elektr maydonni paydo qiladi va hokazo. Bu o'zgarishlar fazoning bir nuqtasidan ikkinchi nuqtasiga uzatiladi, natijada elektromagnit to'qlinning har tomonga tarqalishi sodir bo'ladi. *Elektromagnit to'qlin tarqalayotganda fazoning har bir nuqtasida elektr va magnit maydonlar davriy ravishda (masalan ω chastota bilan) o'zgarib turadi.* Bu o'zgarishlar \mathbf{E} va \mathbf{H} vektorlarning tebranishlari sifatida ifodalanadi:

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_m \cos(\omega t + \varphi_0) = \mathbf{E}_m \cos(2\pi\nu t + \varphi_0), \quad (23.5)$$

$$\mathbf{H} = \mathbf{H}_m \cos(\omega t + \varphi_0) = \mathbf{H}_m \cos(2\pi\nu t + \varphi_0).$$

Bunda \mathbf{E}_m va \mathbf{H}_m - mos ravishda elektr va magnit maydon kuchlanganligi vektorlarining maksimal (amplituda) qiymatlari, $\omega t + \varphi_0 = \varphi$ - tebranish fazasi, φ_0 - boshlangich faza, ν - tebranish chastotasi, $\omega = 2\pi\nu$ - siklik chastota. \mathbf{E} va \mathbf{H} vektorlarning tebranishlari bir xil fazada va o'zaro perpendikulyar tekisliklarda sodir bo'ladi. 23.2-rasmda Oz yo'nalish bo'yicha tarqalayotgan to'qlin tasvirlangan. Elektromagnit

to‘lqin **E** va **H** vektorlarning fazoda tebranishidan iboratdir. Lekin soddalashtirish maqsadida biz bundan keyingi mulohazalarimizda faqat **E** vektorning tebranishlari to‘g‘risida gapiramiz, **H** vektorni esa deyarli esga olmaymiz. Ammo **E** vektorga perpendikulyar yo‘nalishda **H** vektor ham tebranayotganligini unutmasligimiz kerak. Agar to‘lqinning turli nuqtalaridagi **E** vektorlar faqat bir tekislikda yotsa, bunday to‘lqinni **yassi elektromagnit to‘lqin** deb, bu tekislikni esa **tebranish tekisligi** deb ataymiz. 23.2- rasmda tasvirlangan to‘lqin yassi elektromagnit to‘lqindir.



23.2-rasm

Maksvell hisoblashlar asosida elektromagnit to‘lqinlar $3 \cdot 10^8$ m/s tezlik bilan tarqalishi lozim, degan xulosaga keldi. Bu qiymat keyinchalik optik usullar bilan aniqlangan yorug‘lik tezligiga teng bo‘lib chiqdi. Bu esa - yorug‘lik elektromagnit to‘lqindir deb talqin qilishga imkon beradi.

Hozirgi vaqtda eng zamonaviy tajribalar asosida **yorug‘likning vakuumda tarqalish tezligi** $c = (299792456,2 \pm 1,1)$ m/s deb qabul kilingan.

Haqiqatan, keyinchalik amalga oshirilgan tekshirishlar elektromagnit to‘lqinlarning chastotalar diapazoni nihoyat keng ekanligini ko‘rsatdi. Xususan, inson ko‘zi ko‘ra oladigan elektromagnit to‘lqinlarning chastotalari

$$\nu = (0,75 \div 0,40) \cdot 10^{15} \text{ Gs} \quad (23.6)$$

diapazonda yotadi. Bunday chastotali to‘lqinlarning vakuumda uzunligi

$$\lambda_0 = \frac{c}{\nu} = (0,40 \div 0,75) \cdot 10^{-6} \text{ m} = (0,40 \div 0,75) \text{ mkm} \quad (23.7)$$

intervalga to‘g‘ri keladi. Elektromagnit to‘lqinlarning bu diapazonini **yorug‘lik to‘lqinlar** deb yuritiladi. Elektromagnit to‘lqinlarning yorug‘lik diapazoni etarlicha keng. Uni qator monoxromatik yorug‘lik to‘lqinlarning yig‘indisidan iborat, deb qarash mumkin. **Monoxromatik**

yorug'lik to'liqini deganda yorug'lik diapazonidagi $\Delta\nu$ chastotalar intervali nihoyat kichik bo'lgan yorug'lik to'liqin tushuniladi. Monoxromatik yorug'lik to'liqin bizning ko'zimizda ma'lum rangli yorug'lik sifatida namoyon bo'ladi. Masalan, to'liqin uzunliklari 0,55 dan 0,56 mkm gacha bo'lgan intervaldagi nurlanishni inson ko'zi yashil rang tarzida qabul qiladi. Chastotalar intervali $\Delta\nu$ qanchalik kichik bo'lsa, nurlanish monoxromatikroq bo'ladi. Har qanday real monoxromatik yorug'lik to'liqin uchun $\Delta\nu$ chekli qiymatga ega.

Yorug'lik nurlarining yo'nalishiga perpendikulyar qilib xayolan S yuzni (23.2-rasm) joylashtiraylik. Bu yuz orqali birlik vaqtda o'tayotgan yorug'lik to'liqlarning energiyasi **yorug'lik oqimi** (Φ) deb ataladi va J/s yoki Vt hisobida o'lchanadi. Birlik vaqt ichida yuza birligi orqali o'tayotgan yorug'lik oqimi, ya'ni

$$I = \frac{\Phi}{S} \quad (23.8)$$

yorug'lik oqimining zichligi yoki **yorug'lik intensivligi** deyiladi.

Yorug'lik intensivligi Vt/m^2 hisobida o'lchanadi. Yorug'lik intensivligi yorug'lik tarqalayotgan muhitning sindirish ko'rsatkichi n ga va yorug'lik to'liqin amplitudasining kvadratiga proporsional:

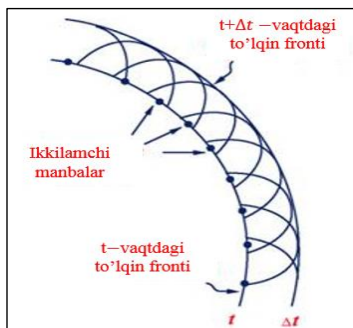
$$I \sim nE_m^2 \quad (23.9)$$

Yorug'lik bir jinsli muhitda tarqalayotgan bo'lsa, $I \sim nE_m^2$ deb hisoblash mumkin, lekin yorug'likning bir muhitdan ikkinchi muhitga o'tishida n e'tiborga olinishi kerak.

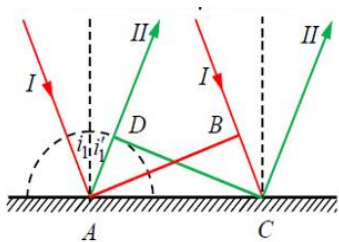
23.2 Gyuygens prinsipi .Yorug'lik interferensiyasi. Kogerentlik

Gyuygens prinsipi yordamida to'liqlarning tarqalish hodisalarini kuzatish osonlashadi. Bu prinsipga asosan, **to'liqin 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.**(23.3rasm)

Gyuygens prinsipidan foydalanib, ikki muhit chegarasidan to'liqlarni qaytish va sinish qonunlarini keltirib chiqarish mumkin.



23.3-rasm

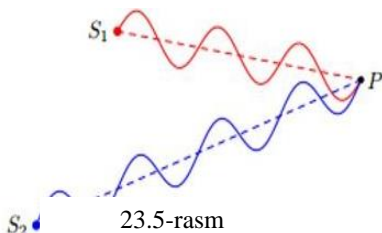
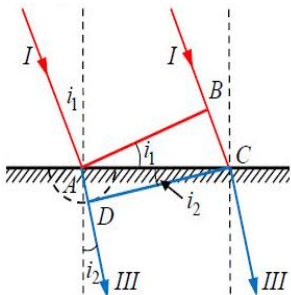


23.4-rasm

Ikki muhitni ajratuvchi chegaraga I yoʻnalishda tarqalayotgan (toʻlqin tekisligi AB) yassi toʻlqin tushayotgan boʻlsin (23.4-rasm). Toʻlqin fronti BC masofani bosib oʻtish uchun ketgan vaqt davomida, ikkilamchi toʻlqin fronti A nuqtadan AD masofani bosib oʻtadi.

Chizmadan $\Delta ABC = \Delta ADC$ uchburchaklarning tengligidan yorugʻlik-

ning **qaytish qonuni**, yaʼni tushish burchagining qaytish burchagiga tengligi $i_1 = i_1'$ kelib chiqadi. Ikki muhitni ajratuvchi chegaraga I yoʻnalishda tarqalayotgan (toʻlqin tekisligi AB) yassi toʻlqinning bir qismi ikkinchi muhitga oʻtayotgan III boʻlsin (23.5-rasm). Biror t vaqt davomida tushayotgan toʻlqin fronti $BC = v_1 t$ masofani bosib oʻtadi, sinib ikkinchi muhitga oʻtgan toʻlqin fronti $AD = v_2 t$ masofani bosib oʻtadi.



23.5-rasm

Chizmadan $AC = BC / \sin i_1 = AD / \sin i_2$ ekanligidan yorugʻlikning **sinish qonuni** kelib chiqadi:

$$\frac{\sin i_1}{\sin i_2} = \frac{v_1}{v_2} = \frac{c/n_1}{c/n_2} = \frac{n_2}{n_1} = n_{21}. \quad (23.10)$$

S_1 va S_2 manbalardan bir xil chastotali elektromagnit toʻlqinlar tarqalib biror P nuqtada ustma- ust tushayotgan va shu nuqtada quyidagi tebranishlarni yuzaga

keltirayotgan boʻlsin:

$$\begin{aligned} E_1 &= A_1 \cos(\omega t + \alpha_1) \\ E_2 &= A_2 \cos(\omega t + \alpha_2), \end{aligned} \quad (23.11)$$

bu yerda α_1 va α_2 P nuqtadagi tebranishlarning boshlangʻich fazalari. Chiziqli diagramma usulidan foydalanib P nuqtadagi natijaviy

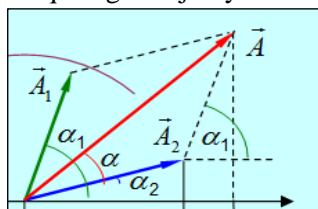
tebranish amplitudasini aniqlaymiz:

$$A^2 = A_1^2 + A_2^2 + 2A_1A_2 \cos(\alpha_1 - \alpha_2)$$

Natijaviy intensivlik:

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos(\alpha_1 - \alpha_2) \quad (23.12)$$

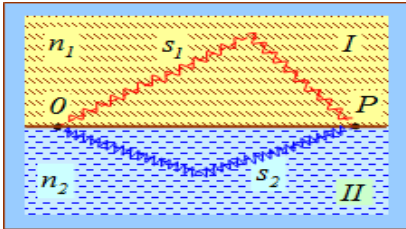
Hosil boʻlgan ifodadagi oxirgi hadga **interferensiya hadi** deyiladi. Bir xil chasto-



tali, tebranishlarining fazalar farqi vaqt bo'yicha o'zgarmas ($\alpha_1 - \alpha_2 = const$) bo'lgan to'liqlinlar o'zaro **kogerent to'liqlinlar** deyiladi. Fazoda ikki yoki bir nechta kogerent yorug'lik to'liqlinlarini qo'shilishi natijasida, fazoning ayrim sohalarida yorug'lik intensivligini ortishi, ayrim sohalarida esa kamayishi kuzatiladi. Bu hodisaga **yorug'lik interferensiyasi** deyiladi. Agar ikkala (23.12 formuladagi) interferentsion to'liqlinning intensivligi bir xil bo'lsa ($I_1=I_2$), u holda maksimal intensivlik $I= 4I_1$ va minimal intensivlik esa $I=0$ bo'ladi.

Agar ustma-ust tushayotgan to'liqlinlar kogerent bo'lmasa u holda fazoning ma'lum bir nuqtasida qo'shilayotgan tebranishlarning fazalar farqi vaqt bo'yicha doimiy bo'lmaydi va tasodifiy qiymatlarni oladi. Agar bu holda, tasodifiy o'zgaruvchan fazalar farqi - ma'lum vaqt ichida - uzunlik oralig'ida barcha mumkin bo'lgan qiymatlarni qabul qilsa, *interferentsiya hadidagi* kosinusning o'rtacha (vaqt bo'yicha) qiymati nolga teng bo'ladi. Natijaviy intensivlik fazoning barcha nuqtalarida bir xil bo'lib $I= I_1+I_2$ teng bo'ladi.

Fazoning biror O nuqtasidan ikki ω siklik chastotali monoxromatik yorug'lik to'liqlinlari tarqalib P nuqtada ustma- ust tushayotgan bo'lsin (23.6-rasm). Birinchi to'liqlin P nuqtagacha bo'lgan s_1 masofani sindirish ko'rsatgichi n_1 bo'lgan muhitda v_1 fazaviy tezlik bilan o'tib $x_1 =$



23.6-rasm

$A_1 \cos \omega \left(t - \frac{s_1}{v_1} \right)$ tebranishni o'yg'otadi. Ikkinchi to'liqlin esa n_2 muhitda s_2 masofani v_2 fazaviy tezlik bilan bosib $x_2 = A_2 \cos \omega \left(t - \frac{s_2}{v_2} \right)$ tebranishni o'yg'otadi.

P nuqtada o'yg'otilgan tebranishlarning fazalar farqi:

$$\alpha_1 - \alpha_2 = \omega \left(\frac{s_2}{v_2} - \frac{s_1}{v_1} \right) =$$

$$\omega \left(\frac{s_2}{c/n_2} - \frac{s_1}{c/n_1} \right) = \frac{\omega}{c} (s_2 n_2 - s_1 n_1) = \frac{2\pi\nu}{c} (L_2 - L_1) = \frac{2\pi}{\lambda_0} \Delta L. \quad (23.13)$$

Berilgan muhitda yorug'lik to'liqlinini geometrik yo'lini muhitning sindirish ko'satkichiga ko'paytmasi $Sn = L$ yorug'likning **optik yo'l uzunligi** deb ataladi,

$$\Delta L = L_2 - L_1 = (s_2 n_2 - s_1 n_1) \quad (23.14) \quad \text{esa } \textit{optik yo'l farqi} \text{ deb ataladi.}$$

Agar ΔL ning qiymati yorug'lik to'liqning yarim uzunligi ($\lambda_0/2$) ga juft karrali bo'lsa, P nuqtaga kogerent manbalardan etib kelayotgan to'liqin tizmalari bir xil fazalarda bo'ladi. Bir xil fazalardagi tebranishlarning qo'shilishi natijasida vujudga kelgan natijaviy tebranish amplitudasi qo'shiluvchi tebranishlar amplitudalarining yig'indisiga teng bo'ladi.

Agar ΔL ning qiymati ($\lambda_0/2$) ga toq karrali bo'lsa, manbalardan P nuqtaga etib kelayotgan to'liqin tizimlari qarama-qarshi fazalarda bo'ladi. Bu holda natijaviy tebranish amplitudasi qo'shiluvchi tebranish amplitudalarining ayirmasiga teng bo'ladi. Yorug'lik intensivligi esa to'liqin amplitudasining kvadratiga proporsional. Shuning uchun ekrandagi **interferensiya manzaraning maksimum va minimum shartlari** quyidagi ko'rinishga keladi:

$$\Delta L_{maks} = \pm 2k \frac{\lambda}{2}; k = 0, 1, 2, \dots \quad (23.15)$$

$$\Delta L_{min} = \pm (2k + 1) \frac{\lambda}{2}; k = 0, 1, 2, \dots$$

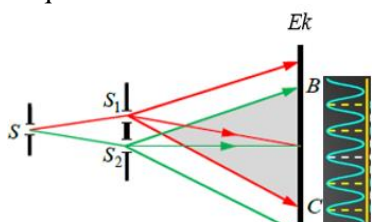
Shunday qilib, ikki tabiiy yorug'lik manbai tufayli interferension manzara ko'zatilmasligining sababi - yorug'lik manbalaridan tarqalayotgan nurlarning kogerent emasligidir.

23.3 Yorug'lik interferensiyasini kuzatish usullari. Interferension manzarani hisoblash

Yorug'lik interferensiyasini kuzatish uchun bir qancha sun'iy usullardan foydalaniladi. Ularning barchasining ham prinsipi shundan iboratki, bir manbadan chiqayotgan yorug'lik nurlanishi biror usul bilan ikki qismga ajratiladi, so'ng ular turli yo'llarni bosib o'tib, fazoning biror nuqtasida ustma-ust tushish natijasida interferensiya hodisasi kuzatiladi.

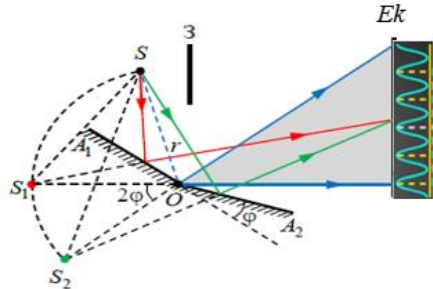
Yung usuli. Manbadan chiqqan monoxromatik yorug'lik to'liqini tor S tir-qishli 1 to'siqga tushadi (23.7 - rasm) va undan o'tib 2 to'siqdagi S_1 va S_2 tirqishlar orqali o'tadi. Bu ikki tirqish ikkita kogerent to'liqlar manbai hisoblanadi.

S_1 va S_2 tirqishdan chiqqan kogerent to'liqlar ekranning BC sohasida interferension manzarani yuzaga keltiradi.



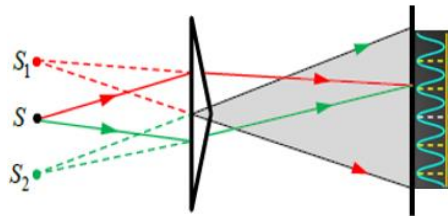
23.7 - rasm

Frenel ko‘zgilari usuli. Kogerent manbalarni hosil qilishda eng ko‘p qo‘llaniladigan usul Frenel ko‘zgularidan foydalanishdir (23.8-rasm). Ikkita yassi ko‘zgu bir-biriga 180° ga yaqin burchak ostida yondostiriladi. S manbadan chiqayotgan yorug‘lik nurlari ko‘zgulardan qaytib shunday yo‘naladiki, bu yo‘nalishlarni teskari tomonga davom ettirsak (rasmdagi punktir chiziqlar), ular ko‘zgulardan orqasidagi S_1 va S_2 nuqtalarda uchrashadi. Bu nuqtalar S manbaning ko‘zgulardagi tasvirlaridir. Demak, ko‘zgulardan qaytib ekranga tushayotgan yorug‘lik nurlari xuddi S_1 va S_2 mavxum kogerent manbalardan chiqayotgandek bo‘ladi. Ular ekranda turg‘un interferensiya manzarani hosil qiladi.



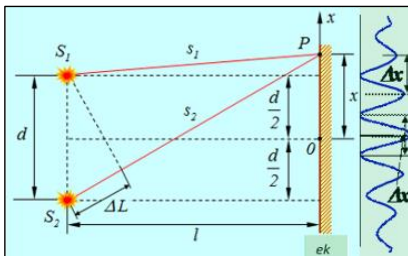
23.8 - rasm

Frenel biprizmasidan foydalanish ham kogerent yorug‘lik nurlarini hosil qilish imkonini beradi (23.9-rasm). Bu holda mavxum kogerent manbalar (S_1 va S_2 lar) tabiiy yorug‘lik manbai S dan chiqayotgan nurlarning biprizmada sinishi tufayli vujudga keladi.



23.9 - rasm

Interferensiya manzarani



23.10 - rasm

hisoblash. Ikki real yoxud mav-hum kogerent yorug‘lik manbalari chizma tekisligida bir-biridan d masofa uzoqlikda joylashgan bo‘lsin (23.10-rasm). Manbalarga parallel qilib ularan l masofa uzoqlikda ($l \gg d$) ekran joylashtiraylik. Ekranda ixtiyoriy P nuqtani tanlab olaylik. Bu nuqtalarning manbalardan uzoqligini mos ravishda s_1 va s_2 deb, ekraning markaziy chizigidan uzoqligini x deb belgilaylik. Bu nuqtaga kogerent S_1 va S_2 manbalardan etib kelayotgan yorug‘lik to‘lqinlar uchun optik yo‘l farqini hisoblaylik. 23.10-rasmdan ko‘rinishicha s_1 va s_2 lar to‘g‘ri

burchakli uchburchaklarning gipotenuzalari. Shuning uchun

$$S_2^2 = l^2 + \left(x + \frac{d}{2}\right)^2$$

quyidagilarni yozish mumkin:

$$S_1^2 = l^2 + \left(x - \frac{d}{2}\right)^2$$

Bu ifodalarni bir-biridan ayirsak,

$$S_2^2 - S_1^2 = 2xd \text{ yoki } (S_2 - S_1)(S_2 + S_1) = 2xd \text{ bo'ladi.}$$

Agar $S_2 - S_1 = \Delta L$ optik yo'llar farqini ifodalaydi, yuqoridagi ifodadan

$$\Delta L = \frac{2xd}{S_2 + S_1}, \text{ (23.16) kelib chiqadi. Lekin } l \gg d \text{ deb shartlashgan}$$

edik. Shuning uchun $S_2 + S_1 \approx 2l$ deb hisoblash mumkin. Natijada (23.15) ifoda

$$\Delta L \approx \frac{2xd}{2l} = x \frac{d}{l}, \text{ (23.17)}$$

ko'rinishga keladi.

Bulardan ko'rinib turibdiki, ekranning markaziy chizig'i bo'ylab intensivlikning maksimumi, bu maksimumdan ikki tomonga qarab (x o'qi bo'yicha) navbatma-navbat qorong'u va yorug' sohalar kuzatiladi. Shuni ham qayd qilaylikki, yuqorida bayon etilgan interferension manzaralar chiziqli manbalar (masalan, ensizgina o'zaro parallel tirqishlar) uchun o'rinli. Shuning uchun ekrandagi yorug' va qorong'u sohalar (maksimum va minimumlar) yo'l-yo'l polosa tarzida (23.11-rasm) kuzatiladi. (23.15) va (23.17) ifodalardan foydalanib, ikki ketma-ket maksimumlarning (masalan, k va $k+1$ maksimumlar) ekranning markaziy chizig'idan uzoqliklari

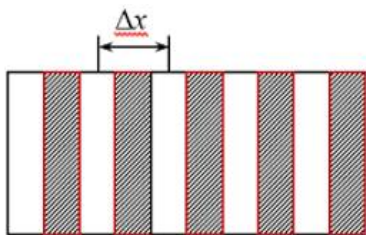
$$x_k = k\lambda_o \frac{l}{d},$$

$$x_{k+1} = (k+1)\lambda_o \frac{l}{d}, \text{ (23.18)}$$

ekanligini topamiz. Ularning birini ikkinchisidan ayirsak, interferensiya manzaradagi ikki qo'shni maksimumlar orasidagi masofa

$$\Delta x = x_{k+1} - x_k = \lambda_o \frac{l}{d}, \text{ (23.19)}$$

bo'ladi. Bundan Δx kattalik yorug'likning to'lqin (23.11 - rasm) uzunligiga va tajriba parametrlarini ifodalovchi l/d nisbatga bog'liq, degan xulosaga kelamiz. Shuning uchun tajribada monoxromatik yorug'lik emas, balki oq yorug'likdan foydalanilsa, oq yorug'lik

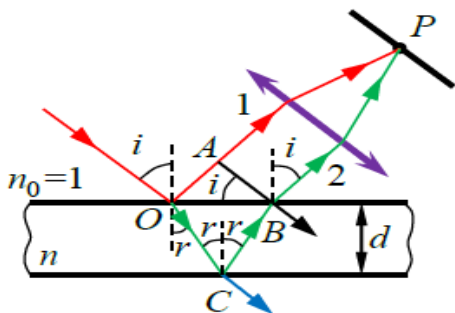


23.11 - rasm

tarkibidagi turli rangli yorug'liklar uchun interferensiya manzaralar bir-biriga ustma-ust tushmaydi. Natijada rang-barang tovlanadigan interferensiya manzarani ko'z atmamiz. Haqiqatdan, (23.19) ifodaga asosan, binafsha nurlar ($\lambda_0=0,40$ mkm) ning ikki qo'shni maksimumlari orasidagi masofa qizil nurlar ($\lambda_0=0,75$ mkm) ning ikki qo'shni maksimumlari orasidagi masofadan kichik.

23.4 Yupqa plastinkalardagi interferensiya. Nyuton halqalari. Interferensiyaning qo'llanishi

Plastinkaning ustki va ostki tekisliklari o'zaro parallel. Qalinligi d ga teng. Plastinkaga biror i burchak ostida parallel nurlar, ya'ni yassi yorug'lik to'lqin tushayotgan bo'lsin. Bu nurlardan xayolan bittasini ajratib, ular haqida mulohaza yuritamiz (23.12-rasm). O nuqtaga tushayotgan nur qisman qaytadi (23.12-rasmda 1 deb belgilangan), qisman sinib OC yo'nalishda davom etadi. Singan nur plastinkaning ostki tekisligigacha etib borgach, qisman sinib plastinkadan havoga chiqadi. Boshqa qismi esa CB yo'nalishda plastinka ichiga qaytadi. Qaytgan bu nur plastinkaning ustki tekisligidan qisman qaytadi, qisman sinib havoga



23.12 - rasm

chiqadi (nurning bu qismi 2 deb belgilangan). 1 va 2 nurlar interferensiyalashadi, chunki plastinkaning ustki va ostki tekisliklaridan qaytgan bu nurlar o'zaro kogerentdir. Agar plastinka λ_0 to'lqin uzunligi monoxromatik nurlar bilan yoritilayotgan bo'lsa,

P nuqtadagi yorug'lik intensivligi 1 va 2 nurlar uchrashguncha bosib o'tgan

yo'llarining farqiga bog'liq bo'ladi. 1 nur OA yo'lini, 2 nur esa OCB yo'lini bosib o'tadi. Lekin yo'llar farqi bu ikki yo'lining geometrik ayirmasiga teng deb bo'lmaydi. Buning sababi shundaki, 2 nur sindirish

ko'rsatkichi n bo'lgan plastinka ichidagi, 1 nur esa vakuumdagi ($n_0 = 1$) yo'llarni bosib o'tadi. Shuning uchun 1 va 2 nurlarning geometrik yo'llar farqini emas, balki (23.14) formulaga asosan optik yo'llar farqini hisoblaymiz.

Bundan tashkari, yorug'lik to'lqin optik zichligi kichikroq muhit bilan optik zichligi kattaroq muhit chegarasidan qaytganda uning fazasi π ga o'zgaradi. Bunday holat muhokama qilinayotgan misolda 1 nurning O nuqtadan qaytishida sodir bo'ladi. Buni hisobga olish uchun yo'llar farqini hisoblayotganda Δ ga yorug'likning vakuumdagi yarim to'lqin uzunligi qo'shish yoxud ayirish kerak.

Natijada 1 va 2 nurlarning P nuqtadagi optik yo'llar farqi

$$\Delta = (OC + CB) \cdot n - OA + \frac{\lambda_0}{2}, \quad (23.20)$$

bo'ladi. Trigonometrik formulalar yordamida OC , CB , OA larni plastinka qalinligi d va yorug'likning tushish burchagi i orqali ifodalash mumkin. U holda (23.20) ifoda quyidagi ko'rinishga keladi:

$$\Delta = 2d\sqrt{n^2 - \sin^2 i} + \frac{\lambda_0}{2}. \quad (23.21)$$

Bu ifodaga asosan, Δ ning qiymati nurlarning tushish burchagi i , plastinka moddasining sindirish ko'rsatkichi n va qalinligi d ga bog'liq. Yassi-parallel plastinkaga tushayotgan barcha nurlar uchun $v = \text{const}$ bo'lsin, ya'ni plastinkaga λ_0 to'lqin uzunlikli monoxromatik parallel nurlar tushayotgan bo'lsin. U holda plastinkaning ustki va ostki tekisliklaridan qaytgan nurlarning interferensiyalashishi natijasida yorug'lik intensivligining **maksimumi**

$$2d\sqrt{n^2 - \sin^2 i} + \frac{\lambda_0}{2} = 2k \frac{\lambda_0}{2} \quad (k=0, 1, 2, \dots) \quad (23.22)$$

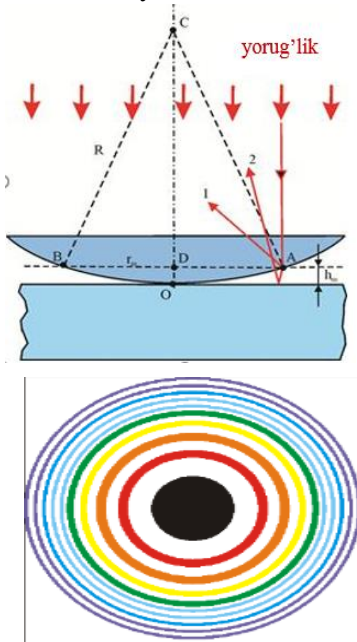
shart bajarilganda, **minimumi** esa

$$2d\sqrt{n^2 - \sin^2 i} + \frac{\lambda_0}{2} = (2k+1) \frac{\lambda_0}{2} \quad (k=0, 1, 2, \dots) \quad (23.23)$$

shart bajarilganda kuzatiladi. Plastinka yassi-parallel, ya'ni plastinkaning barcha qismlarining qalinligi bir xil bo'lganligi uchun plastinkaning barcha sohalarida Δ ning qiymati bir xil bo'ladi. Shuning uchun (23.22) shart bajarilgan taqdirda plastinka yuzining barcha qismi λ_0 to'lqin uzunlikli nurning rangiga bo'yalgandek ko'rinadi. (23.23) shart bajarilganda esa plastinkaning yuzi qorong'u bo'ladi.

Nyuton halqalari. Yassi shisha plastinka sirtiga, radiusi R bo'lgan yassi qavariq linza qo'yilgan bo'lsin. 23.13-rasmda bu sistemaning

kesimi tasvirlangan. Linza bilan shisha plastinka oralig'ida havo qatlami hosil bo'ladi. Linza bilan plastinkaning tutash nuqtasi O dan uzoqlashgan sari havo qatlamining qalinligi ortib boradi. Linzaning yassi tomoniga tik ravishda parallel monoxromatik nurlar tushayotgan bo'lsin. Shu nurlar ichidan birini xayolan ajratib ko'raylik. Bu nur A nuqtaga etib borgach, qisman qaytadi, qisman havo qatlami ichiga kirib boradi. Nurning bu ikkinchi qismi plastinka sirtidan qaytgach, (tushish burchagi nolga teng bo'lgani uchun havo qatlamining ustki va ostki qismlaridan qaytish burchaklari hamda sinish burchagi nolga teng), 1 va 2 kogerent to'lqinlar interferensiyalashadi.



23.13 - rasm

Interferensiyalashuvchi nurlarning yo'llar farqi havo qatlamining qalinligi h ga bog'liq. Tajribada qo'llanilayotgan yassi qavariq linza R radiusli sferaning bir bo'lakidan iborat bo'lgani uchun linza bilan plastinkaning tutash nuqtasi O dan bir xil uzoqlikdagi nuqtalar uchun (bu nuqtalar markazi O da joylashgan r radiusli aylanalardan iboratdir) havo qatlamini chegaralovchi sirtlardan qaytuvchi nurlarning yo'llar farqi bir xil bo'ladi. Shuning uchun O nuqta atrofida qorong'u va yorug' konsentrik halqalar kuzaatiladi. Bu tajribani birinchi marta Nyuton amalga oshirganligi uchun interferensiya manzarasi Nyuton halqalari deyiladi. k -halqaning radiusi r_k va unga mos bo'lgan havo qatlamining qalinligi h orasidagi bog'lanishni aniqlaylik. To'g'ri burchakli ACD uchburchakdan quyidagi tenglikni yoza olamiz:

$$R^2 = r_k^2 + (R-h)^2.$$

Bu tenglikni soddalashtirib va h^2 hadni kichikligi tufayli hisobga olmasdan

$$h \approx \frac{r_k^2}{2R},$$

ifodani hosil qilamiz. Natijada havo qatlamini chegaralovchi sirtlardagi 1 va 2 nurlarning optik yo'llar farqi

$$\Delta = 2h + \frac{\lambda_0}{2} = \frac{r_k^2}{R} + \frac{\lambda_0}{2}, \quad (23.24)$$

ifoda bilan aniqlanadi.

Interferensiya maksimum va minimum (23.13 va 23.14 ifodalarga qarang) shartlaridan foydalansak,

$$\Delta = \frac{r_k^2}{R} + \frac{\lambda_0}{2} = 2k \frac{\lambda_0}{2}, \quad (23.25)$$

tenglik bajarilganda **yorug' halqalar**,

$$\Delta = \frac{r_k^2}{R} + \frac{\lambda_0}{2} = (2k+1) \frac{\lambda_0}{2}, \quad (23.26)$$

tenglik bajarilganda esa **qorong'u halqalar** vujudga keladi. Bu ikki tenglikdan yorug' halqalarning radiuslari

$$(r_k)_{\text{mak}} = \sqrt{(k-1/2)\lambda_0 R}, \quad (23.27)$$

ifoda orqali, qorong'u halqalarning radiuslari esa

$$(r_k)_{\text{min}} = \sqrt{k\lambda_0 R} \quad (23.28)$$

ifoda orqali aniqlanishini topamiz. Qorong'u halqalar interferensiya manzaraning boshidan markazidan boshlanadi. Shuning uchun qorong'u halqalarning hisobi $k = 0$ dan, yorug' halqalarning hisobi esa $k = 1$ dan boshlanadi.

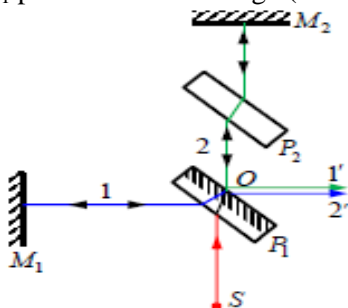
Shuni ham qayd qilaylikki, agar tajribalarda monoxromatik nur emas, balki oq yorug'likdan foydalanilsa, interferensiya manzaralar rang-barang bo'yalgan bo'ladi.

Yuqorida ko'rilgan ikkala misolada ham ayrim sohalardagi interferensiyalashuvchi nurlar uchun yo'llar farqi doimiy bo'lishining sababi muhit (biz ko'rgan misollarda havo qatlami) qalinligining doimiyligidir. Boshqacha aytganda, shu misollardagi yorug' va qorong'u sohalarning har biri muhitning birday qalinlikdagi joylaridan qaytgan yorug'lik nurlarining interferensiyalashishi sababli vujudga keladi. Shuni ham qayd qilish lozimki, yupka plastinkalardagi interferensiya (Nyuton halqalari ham) faqat qaytgan yorug'likdagina emas, balki o'tgan yorug'likda ham kuzatiladi. Ikki interferensiyalashuvchi nurlar yo'llar farqini bir tekis yarim to'lqin uzunligiga o'zgartirilganda, interferensiyalashuvchi manzara o'zgaradi, manzaradagi maksimum o'rnini minimum egallaydi.

Interferometrlarda interferensiya hodisasidan foydalanib yorug'lik to'lqinlarini to'lqin uzunligini, temperatura o'zgarishi bilan jismlar

uzunliklarini (to‘lqin uzunligi o‘lchamidagi) o‘zgarishini o‘lchash mumkin.

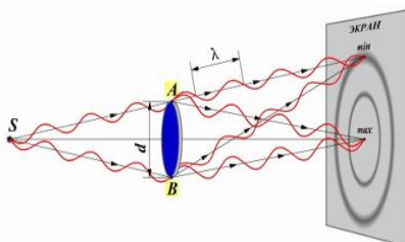
Maykelson interferometri ishlash prinsipi bilan (23.14-rasm) tanishaylik. S manbadan chiqayotgan monoxromatik nur yarim shaffof P_1 plastinkada ikki nurga (1 va 2) ajraladi.



23.14-rasm

Bu nurlar M_1 va M_2 ko‘zgulardan qaytib va P_1 plastinka yordamida bir to‘plamga keltirilib 1' va 2' nurlar interferensiya manzarasini hosil qiladi. Muvozonatlovchi P_2 plastinka 2-nurni yo‘liga qo‘yilib, 1-nur kabi 2-nur ham plastinkani iikki marta kesib o‘tadi. Hosil bo‘lgan interferensiyon manzara nurlar yo‘llar farqiga o‘ta sezgir bo‘ladi.

23.5 Yorug‘lik difraksiyasi. Gyuygens- Frenel prinsipi



23.15-rasm

Yorug‘lik difraksiyasi deb ataladigan hodisada yorug‘lik nurlari shaffofmas to‘siqlardan egilib o‘tib, geometrik soya sohasiga kirib boradi. Masalan, nuqtaviy monoxromatik yorug‘lik manbai S dan tarqalayotgan yorug‘lik nurlarining yo‘liga shaffofmas jismdan yasalgan disk

shaklidagi AB to‘siq joylashtirilgan bo‘lsin. (23.15-rasm).

Geometrik optika qonunlariga asosan, ekranda AB to‘siqning soyasi – doira shaklidagi qorong‘u soha kuzatilishi lozim. Tajribada, haqiqatdan, shunday manzara kuzatiladi. Lekin to‘siqdan ekrangacha bo‘lgan masofa to‘siq o‘lchamlaridan bir necha ming marta katta bo‘lgan holda ekranning to‘siq qarshisidagi sohasida qorong‘ulik emas, balki ketma-ket joylashgan yorug‘ va qorong‘u konsentrik halqachalar kuzatiladi. Xuddi shunday manzara yorug‘lik juda kichik tirqishdan o‘tganda ham kuzatiladi.

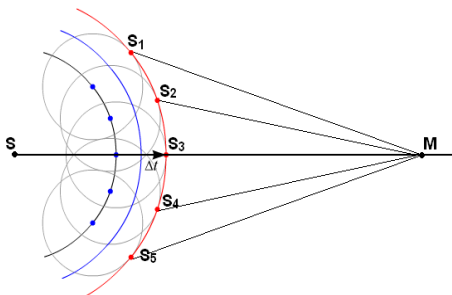
Geometrik optika qonunlariga zid bo'lgan yorug'lik difraksiyasining mohiyati quyidagi tarzda tushuntiriladi: **Gyuygens prinsipiga asosan, to'lqin frontining har bir nuqtasini ikkilamchi to'lqinlarning manbalari deb hisoblash mumkin.** Frenel esa Gyuygens prinsipini takomillashtirib:

- To'lqin frontining har bir nuqtasi ikkilamchi to'lqin manbai bo'lib, ulardan tarqalayotgan to'lqinlar o'zaro **kogerendir**.

- To'lqin sirtining teng yuzali bo'laklaridan **teng intensivlikni** to'lqinlar chiqariladi.

- Har bir ikkilamchi manba yorug'likni asosan to'lqin sirtiga **tashqi normal yo'nalishda** chiqaradi. Normal bilan α burchak hosil qilgan ikkilamchi to'lqinlarning amplitudasi burchak ortgan sari kamayib boradi va $\alpha > \frac{\pi}{2}$ holatda nolga teng.

- Ikkilamchi manbalar uchun superpozitsiya printsipi amal qiladi: **to'lqin sirtining ba'zi qismlarining nurlanishi** boshqalarning nurlanishiga ta'sir qilmaydi.



23.16-rasm

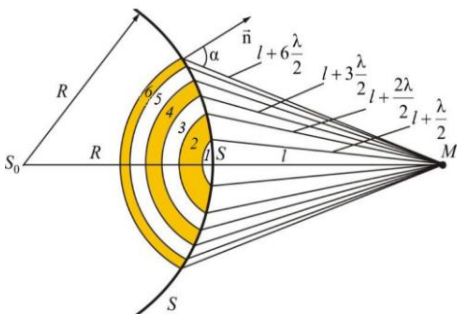
Frenel o'zi takomillashtirgan prinsipi (bu prinsipi **Gyuygens-Frenel prinsipi** deb atash odat bo'lgan) yordamida yorug'lik difraksiyasiga oid bir qator hodisalarni tushuntirdi. To'lqin frontidagi nuqtalar, ya'ni ikkilamchi kogerent manbalar soni nihoyatda ko'p bo'lgani S_1, S_2, S_3, S_4 va hokazo (23.16-rasm) uchun

ikkilamchi to'lqinlarning fazoning ixtiyoriy M nuqtasidagi interferensiyasini hisoblash umumiy holda ancha qiyin masala. Ammo Frenel tomonidan taklif etilgan to'lqin frontini zonalarga ajratish usulidan foydalanish natijasida bu hisoblashni oddiygina amalga oshirish mumkin.

23.6 Frenelning zonalar usuli. Doiraviy tirqish va doiraviy diskdagi difraksiya

Nuqtaviy monoxromatik yorug'lik manbai S dan yorug'lik nurlari (ularning muhitdagi to'lqin uzunligi λ , tezligini v deb belgilaymiz) bir jinsli muhitda tarqalayotgan bo'lsin. Chekli t vaqtdan so'ng yorug'lik-

ning to'liq fronti radiusi R bo'lgan S sferik sirtidan iborat bo'ladi. 23.17-rasmda shu sferik sirtning bir qismi tasvirlangan. Bu sirtidagi barcha nuqtalar – ikkilamchi kogerent to'liqlar manbaidir.



23.17-rasm

Fazoning ixtiyoriy M nuqtasida yorug'lik to'liqlari uyg'otayotgan tebranishlar amplitudasini topaylik.

Buning uchun S sirtning barcha nuqtalaridan M nuqtaga etib kelayotgan ikkilamchi kogerent to'liqlar uyg'otayotgan tebranishlar amplitudasini yig'indisini topish kerak. Bu masalani Frenelning

zonalar usulidan foydalanib hal qilamiz. S_1 va M nuqtalarni to'g'ri chiziq bilan birlashtiraylik. S_1M ni l orqali belgilaylik. Markazlari M nuqtada joylashgan, radiuslari esa mos ravishda

$$l_1 = l_0 + \frac{\lambda}{2}, l_2 = l_1 + \frac{\lambda}{2} = l_0 + 2 \frac{\lambda}{2}, l_3 = l_2 + \frac{\lambda}{2} = l_0 + 3 \frac{\lambda}{2}, \quad (23.29)$$

bo'lgan sferalarga o'tkazaylik. Bu sferalar to'liqin frontining kesishi natijasida S sirt bilan bir qator halqasimon zonalarga ajratiladi. Ularni **Frenel zonalar** deb ataladi. Hisoblarning ko'rsatishicha, zonalarning tartib soni ko'payishi bilan α burchak orta boradi va natijada zonalarning M nuqtasi tomon yo'nalishli to'liqlarning tarqalish intensivligi kamayadi, ya'ni A amplitudasi pasayadi. Ikkinchi tomondan zonalardan M nuqtagacha bo'lgan masofaning ortishi hisobiga ham kamayadi:

$$A_{1m} > A_{2m} > A_{3m} > A_{4m} > A_{5m} > \dots \quad (23.30)$$

Qo'shni Frenel zonalarining chetki nuqtalaridan M nuqtagacha bo'lgan masofalar $\lambda/2$ ga farq qiladi. Shuning uchun *qo'shni zonalar M nuqtada uyg'otadigan tebranishlarning fazalari π ga farq qiladi, ya'ni qarama-qarshi fazada bo'ladi.*

Barcha zonalar tufayli M nuqtada vujudga kelayotgan natijaviy yorug'lik to'liqinning amplitudasi A_m ni topish uchun ayrim zonalar M nuqtada vujudga keltirayotgan to'liqlarning amplitudalarini qo'shish kerak. Bunda toq zonalar tufayli vujudga keluvchi tebranishlar amplitudalarini musbat ishora bilan olsak, juft zonalar uyg'otadigan tebranishlar amplitudalarini manfiy ishora bilan olish kerak. Shunday qilib,

$$A_m = A_{1m} - A_{2m} + A_{3m} - A_{4m} + \dots \quad (23.31)$$

ko‘rinishda yozilishi kerak. Bu ifodani quyidagi shaklda ham yozish mumkin:

$$A = \frac{A_1}{2} + \left(\frac{A_1}{2} - A_2 + \frac{A_3}{2} \right) + \dots + \left(\frac{A_{(k-1)}}{2} - A_k + \frac{A_{(k+1)}}{2} \right) + \dots \quad (23.32)$$

Monoton ravishda kamayib boruvchi sonlar ketma-ketligida (23.30) ifodaga ixtiyoriy had shu hadning chetidagi hadlarning o‘rtacha arifmetik qiymatiga tengligini, ya’ni

$$A_k = \frac{A_{(k-1)} + A_{(k+1)}}{2}$$

ekanligini hisobga olsak, (23.32) da qavslar ichidagi ifodalar nolga teng bo‘ladi. Natijada (23.32) ifoda quyidagi ko‘rinishga keladi:

$$A \approx \frac{A_1}{2} \quad (23.33)$$

Demak, barcha Frenel zonalarini tufayli P nuqtada uyg‘otiladigan natijaviy tebranish xuddi birinchi Frenel zonasi ta’sirining yarmidek bo‘lar ekan. Shuning uchun M nuqtaga etib kelayotgan yorug‘likni kesimi xuddi birinchi Frenel zonasining yarmidek bo‘lgan naycha bo‘ylab tarqalayotgandek tasavvur qilsa bo‘ladi. Frenel zonalarini yuzalari o‘zaro teng bo‘lib:

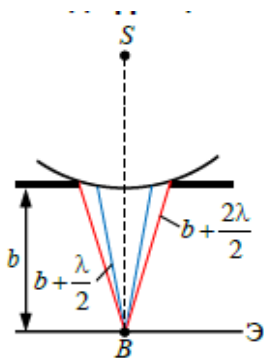
$$\Delta S = \frac{\pi R l \lambda}{R + l} \quad (23.34)$$

m – Frenel zonasining tashqi radiusi:

$$r_m = \sqrt{\frac{Rl}{R+l} m \lambda}$$

Hisoblarning ko‘rsatishicha, $\lambda = 0,5$ mkm, $R = l = 0,1$ m hol uchun birinchi Frenel zonasining radiusi taxminan $0,00016$ m bo‘ladi. Shunday qilib, bu holda etarlicha katta aniqlik bilan yorug‘lik to‘g‘ri chiziq bo‘ylab tarqaladi, deb hisoblash mumkin.

Difraksion hodisalar ikki sinfga bo‘linadi. To‘siqqa tushayotgan yorug‘lik to‘lqinning fronti sferadan iborat bo‘lgan va kuzatish nuqtasi chekli masofada joylashgan holdagi difraksion hodisalarni birinchi marta Frenel o‘rgangan. Shuning uchun bu sinfga oid hodisalar **Frenel difraksiyasi** deb ataladi. To‘siqqa tushayotgan nurlar parallel dastani hosil qilgan va difraksion manzara cheksizlikda mujassamlashgan holdagi hodisalarni Fraunhofer tekshirgan. Shuning uchun bu hodisalar **Fraunhofer difraksiyasi** deb ataladi.



23.18rasm

Frenel difraksiyasi. Doiraviy teshikdan hosil bo'ladigan difraksiya.

Nuqtaviy monoxromatik yorug'lik manbai S dan tarqalayotgan yorug'lik nurlarining yo'lga doira shaklidagi tirgishi bo'lgan to'siq joylashtiraylik. E ekranni to'siqqa parallel qilib joylashtirsak, S manbadan va doiraviy teshikning markazidan o'tuvchi to'g'ri chiziq ekranni B nuqtada (23.18-rasm) kesadi. B ni kuzatish nuqtasi sifatida tanlab, to'siqqa etib kelgan to'lqin fron-

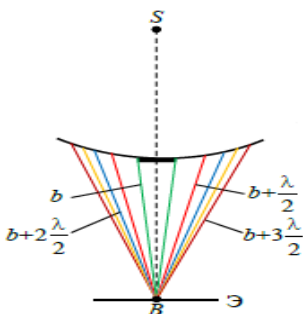
tidan Frenel zonalarini ajrataylik. To'siqdagi teshik zonalardan k tasini ochiq qoldiraylik. Bu zonalardan B nuqtaga etib kelayotgan yorug'lik to'lqinlar amplitudalarining yig'indisi shu nuqtadagi natijaviy tebranish amplitudasini ifodalaydi.

To'siqdagi doiraviy teshik toq sonli Frenel zonalarini ochiq qoldirgan hol uchun (23.32) ifodani quyidagi ko'rinishda yozish mumkin:

$$A = \frac{A_1}{2} + \left(\frac{A_1}{2} - A_2 + \frac{A_3}{2} \right) + \dots + \left(\frac{A_{(k-1)}}{2} - A_{(k-1)} + \frac{A_k}{2} \right) + \frac{A_k}{2} = \frac{A_1}{2} + \frac{A_k}{2} \quad (23.35)$$

Aksincha, to'siqdagi teshik juft sonli Frenel zonalarini ochiq qoldiradigan hol uchun (23.32) ifoda quyidagi ko'rinishga keladi:

$$A = \frac{A_1}{2} + \left(\frac{A_1}{2} - A_2 + \frac{A_3}{3} \right) + \dots + \left(\frac{A_{(k-3)}}{2} - A_{(k-2)} + \frac{A_{(k-1)}}{2} \right) + \frac{A_{(k-1)}}{2} - A_k = \frac{A_1}{2} + \frac{A_{(k-1)}}{2} - A_k$$

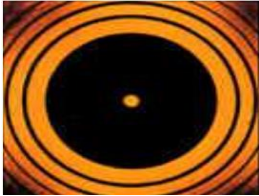


Lekin ikki qo'shni zonalar (masalan, $k-1$ va k - Frenel zonalar) tufayli B nuqtada uyg'otiladigan tebranish amplitudalari bir-biridan kam farq qilgani uchun $\frac{A_{(k-1)}}{2} - A_k \approx -\frac{A_k}{2}$ deb olish mumkin. Natijada k juft bo'lgan hol uchun

$$A = \frac{A_1}{2} - \frac{A_k}{2} \quad (23.36)$$

Shuning uchun k toq bo'lganda B

nuqtada yorug‘lik intesivligining **maksimumi** ($A = \frac{A_1}{2} + \frac{A_k}{2} \approx A_1$), **k juft** bo‘lganda esa B nuqtada yorug‘lik intesivligining **minimumi** ($A = \frac{A_1}{2} - \frac{A_k}{2} \approx 0$) kuzatiladi.



23.19-rasm

Doiraviy diskdan hosil bo‘ladigan difraksiya. Nuqtaviy monoxromatik yorug‘lik manbai S dan tarqalayotgan nurlar yo‘liga doiraviy disk shaklidagi shaffofmas to‘siqni joylashtiraylik (23.19-rasm). E ekranni esa to‘siqqa parallel qilib joylashtiramiz. S manba va doiraviy diskning markazidan o‘tuvchi to‘g‘ri chiziq ekranni B nuqtada kesadi. B ni kuzatish nuqtasi sifatida

tanlasak, to‘siq to‘lqin frontidagi Frenel zonalarining k tasini berkitadi.

Shuning uchun B nuqtadagi yorug‘lik to‘lqinning amplitudasi $k+1$ va undan katta nomerli Frenel zonalaridan kelayotgan to‘lqinlar amplitudalarining yig‘indisiga teng bo‘ladi, ya’ni :

$$A = A_{(k+1)} - A_{(k+2)} + A_{(k+3)} - \dots = \frac{A_{(k+1)}}{2} + \left(\frac{A_{(k+1)}}{2} - A_{(k+2)} + \frac{A_{(k+3)}}{2} \right) + \dots = \frac{A_{(k+1)}}{2} \quad (23.37)$$

k unchalik katta bo‘lmagan hollar uchun A_k va $A_{(k+1)}$ bir-biridan kam farq qiladi. Shu sababli B nuqtadagi yorug‘lik intensivligi xuddi manba va ekran oralig‘ida hech qanday to‘siq bo‘lmagan holdagidek bo‘ladi. Ekraning B nuqtadan turlicha uzoqlikdagi nuqtalarida yorug‘lik intensivliklari turlicha bo‘ladi. Difraksion manzara esa nisbatlashuvi yorug‘ va qorong‘u halqalar ko‘rinishida bo‘lib, k ning toq qiymatlarida ham, juft qiymatlarida ham manzaraning markazi (ya’ni B nuqta) yorug‘ bo‘ladi. Ekranida B nuqtadan uzoqlashib geometrik soya sohasidan chiqilganda difraksion manzara sezilmaydigan darajada xiralashgan bo‘ladi. Buning sababi bu sohada difraksion manzaraning ustiga kuchli yorug‘likning tushishidir.

23.7 Fraunhofer difraksiyasi. Bir tirqishdagi parallel nurlar difraksiyasi

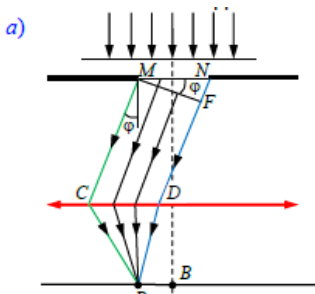
Parallel nurlar tushayotgan to‘siqda kengligi $a=MN$ teng bo‘lgan tirqish mavjud. Tirqishning orqasiga yiguvchi linzani, linzaning fokal tekisligiga esa ekranni joylashtiraylik. Tekshirilayotgan holda to‘siqqa

tushayotgan monoxromatik yassi yorug'lik to'liqining fronti, tirqish tekisligi va ekran tekisligi o'zaro paralleldir. Tirqishga etib kelgan to'liqin sirtining barcha nuqtalarida tebranishlar bir xil fazada sodir bo'ladi. Biroq boshlangich yo'nalish bilan biror φ burchak hosil qilib tarqalayotgan ikkilamchi to'liqinlar ekranning B bir xil fazada etib kelmaydi, chunki bu nurlar optik yo'llarining uzunliklari bir xil emas.

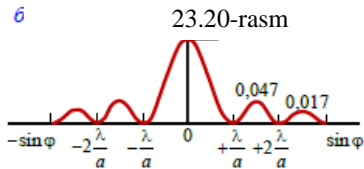
Tirqishning chap M va o'ng N chekkalaridan B nuqtaga etib kelayotgan yorug'lik nurlarining optik yo'llar farqini (23.20a - rasm) topaylik. Buning uchun M

nuqtadan nurlar yo'nalishiga perpendikulyar MF ni tushiramiz. U holda $\Delta = NF = a \sin \varphi$ kesma izlanayotgan yo'llar farqi bo'ladi. NF ni xayolan $\lambda/2$ uzunlikdagi kesmachalarga ajratib NF uzunlikdagi kesmachalarga ajratib NF to'liqin frontini

bir xil kenglikdagi tasmachalarga Frenel zonalariga bo'lamiz.



23.20-rasm



Yonma-yon joylashgan ikki tasmachaning mos nuqtalaridan tanlangan yo'nalish bo'yicha (ya'ni φ burchak ostida) B nuqtaga etib kelayotgan nurlarning yo'llar farqi $\lambda/2$ ga teng bo'ladi. Tirqishga to'g'ri kelgan Frenel zonalarini topish uchun

$$\frac{a \sin \varphi}{\frac{\lambda}{2}} = Z \quad (23.38)$$

nisbatni aniqlash kerak, albatta. Bundan a va λ o'zgarmas bo'lganda Frenel zonalarining soni kuzatish burchagi φ ga bog'liq, ya'ni

kuzatish burchagi qanchalik katta bo'lsa, tirqishda shunchalik ko'proq Frenel zonalarini joylashadi, degan xulosaga kelamiz.

Kuzatish burchagi φ ning ba'zi qiymatlarida tirqishga mos keluvchi Frenel zonalarining soni butun juft sonlarga teng bo'ladi, ya'ni

$$a \sin \varphi = \pm 2k \frac{\lambda}{2} \quad (k = 1, 2, 3, \dots), \quad (23.39)$$

φ ning bu shartni qanoatlantiruvchi qiymatlariga mos keluvchi ekran nuqtalarida **yorug'lik intensivligining minimumlari** kuzatiladi.

Aksincha, φ ning ba'zi qiymatlarida tirqishga mos keluvchi *Frenel zonalarining soni butun toq sonlarga* teng bo'lishi mumkin, ya'ni

$$a \sin \varphi = (2k + 1) \frac{\lambda}{2} \quad (k = 1, 2, 3, \dots) . \quad (23.40)$$

Bu shartni qanoatlantiruvchi φ ning qiymatlariga mos keluvchi ekran nuqtalarida ikkilamchi to'liqlarning ta'siri faqat bitta Frenel zonasining ta'siridek bo'ladi. Shuning uchun bu nuqtalarda **yorug'lik intensivligining maksimumlari** kuzatiladi.

Yorug'lik $\varphi = 0$ yo'nalishda tushayotganda tirqish bitta Frenel zonasidek ta'sir qiladi va nurlar bu yo'nalishda katta intensivlik bilan tarqaladi. Bu yorug'lik intensivligi tirqishning to'g'risida **markaziy maksimum**, yuzaga keltiradi. Unga simmetrik ravishda ikki tomonda boshqa maksimumlar joylashadi. Odatda maksimumlarga nomer beriladi. Bu nomerlar (rasm 23.20b) ifodadagi k ning qiymatlariga mos keladi. Markaziy maksimum uchun $k=0$. So'ngra birinchi, ikkinchi va hokazo tartibli maksimumlar (ularga $k=1, 2, 3, \dots$ lar mos keladi).

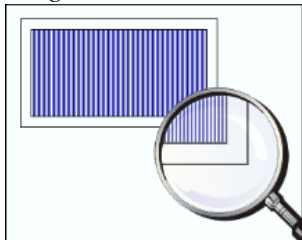
$$\sin \varphi_{max} = \pm \frac{(2k+1)\lambda}{2a} \quad \sin \varphi_{mim} = \pm \frac{k\lambda}{a}$$

Agar tajribada monoxromatik emas, balki oq yorug'lik qo'llanilsa, turli rangdagi yorug'liklarning difraksion maksimumlari tarqalib ketishi tufayli difraksion manzara rang-barang bo'yalgan bo'ladi.

23.8 Difraksion panjara. Difraksion panjaraning ajrata olish qobiliyati

Difraksion panjara. *Difraksion panjara deganda bir-biridan b uzoqlikda joylashgan a kenglikdagi tirqishlar to'plamidan iborat optik asbob tushuniladi.*

Odatda difraksion panjara quyidagi usulda yasaladi: shaffof shisha plastinkani maxsus mashina yordamida tirnab bir-biriga parallel bo'lgan ensiz ariqchalar hosil qilinadi. Shisha plastinkaning tirnalgan qismlari (eni b bo'lgan ariqchalar) yorug'lik nurlari uchun shaffofmas bo'ladi. Ariqchalar oralig'idagi qismlar (kengligi a ga teng bo'lgan shaffof tasmachalar) yorug'lik nurlari uchun tirqishlar vazifasini bajaradi.



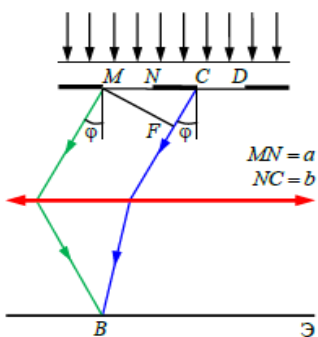
Qo'shni tirqishlarning mos nuqtalari orasidagi masofa:

$$d = a + b \quad (23.41)$$

difraksion panjaraning doimiysi yoki **davri** deb ataladi.

Difraksion panjaraga (DP) yassi monoxromatik to‘lqin normal tushayotgan bo‘lsin (23.21 -rasm). Ikki qo‘shni tirqish chetidan φ burchak ostida tarqala yotgan

nurlar optik yo‘llar farqini aniqlaylik:



23.21-rasm

$$\Delta = CF = (a + b) \sin \varphi = d \sin \varphi$$

Difraksion panjaradagi har bir alohida tirqish tufayli vujudga keladigan manzara oldingi mavzuda bayon etilgandek bo‘ladi. Pan-jara tarkibidagi ikki yoki undan ortiq tirqishlar tufayli vujudga keladigan difraksion manzarani topish uchun esa faqat alohida tirqishdan chiqayotgan nurlarning ekranning muayyan nuqtasida o‘zaro interferensiyasinigina emas, balki ayni nuqtaga turli tirqishlardan kelayotgan nurlarning interferensiyasini ham hisobga olish kerak.

a) kuzatish burchagining qiymati shartni, ya’ni

$$a \sin \varphi = 2k \frac{\lambda}{2} \quad (k = 1, 2, 3, \dots)$$

qanoatlantirsin. Bu holda har bir alohida tirqishdan φ burchak ostida chiqayotgan nurlar ekranning B nuqtasida interferensiyalashishi natijasida qorong‘ulik (yorug‘lik intensivligining minimumi) kuzatiladi. Panjara tufayli vujudga keladigan difraksion manzaradagi bu minimumlar **asosiy minimumlar** deb ataladi.

b) kuzatish burchagining φ shunday qiymatlari mavjudki, natijada ikkala tirqishning mos nuqtalaridan kelayotgan nurlar bir xil fazada, ya’ni bu nurlarning

yo‘llar farqi yarim to‘lqin uzunlikka juft karrali

$$d \sin \varphi = 2k \frac{\lambda}{2} \quad (k = 1, 2, 3, \dots)$$

bo‘ladi. Bu holda ikkala tirqishning mos nuqtalaridan kelayotgan nurlar B nuqtada interferensiyalashishi natijasida yorug‘lik intensivligining maksimumi kuzatiladi. Bu maksimumlar **asosiy maksimumlar** deyiladi. k ning qiymati esa asosiy maksimumlar tartibini ifodalaydi;

v) kuzatish burchagi φ ning ba'zi qiymatlarida ikkala tirqishning mos nuqtalaridan kelayotgan nurlar qarama-qarshi fazalarda, ya'ni bu nurlarning yo'llar farqi yarim to'lqin uzunlikka toq karrali –

$$a \sin \varphi = (2k + 1) \frac{\lambda}{2} \quad (k = 1, 2, 3, \dots)$$

bo'ladi. Natijada ikkala tirqishning mos nuqtalaridan chiqayotgan nurlar ekranning biror B nuqtasida interferensiyalashib bir-birini so'ndiradi, ya'ni yorug'lik intensivligining minimumi kuzatiladi. Bu minimumlar **qo'shimcha minimumlar** deyiladi;

Endi tirqishlar soni ikki emas, balki ko'proq, masalan, to'rtta yoki sakkizta bo'lgan hollarni ko'raylik. Asosiy minimumlar va asosiy maksimumlar ekrandagi o'z o'rinlarini o'zgartirmaydi. Agar tirqishlar soni N ga teng bo'lsa, difraksion manazaradagi ikki qo'shni asosiy maksimum oralig'ida $N - 1$ qo'shimcha minimum vujudga keladi. Qo'shimcha minimumlar oralig'ida esa qo'shimcha maksimumlar mavjud bo'lib, ular ekranda *fon* deb ataladigan kuchsizgina yorug'likni vujudga keltiradi.

Difraksion panjaradagi alohida i – tirqish asosiy maksimum yo'nalishida junatayotgan yorug'lik to'lqinning amplitudasi A_i bo'lsin. Ekranning asosiy maksimum vujudga keladigan nuqtasiga barcha tirqishlardan tebranishlar bir xil fazada etib keladi. Shuning uchun natijaviy tebranish amplitudasi

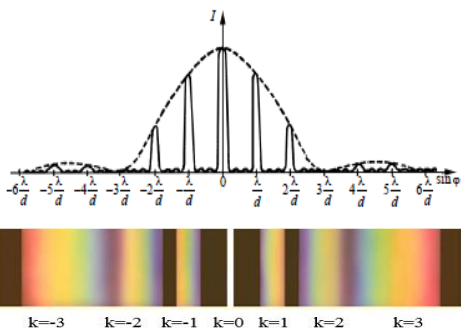
$$A = \sum_{i=1}^N A_i = NA_i,$$

bo'ladi, chunki alohida tirqishlardan kelayotgan tebranishlar amplitudalari o'zaro teng. Bundan asosiy maksimumning intensivligi

$$I \sim A^2 = N^2 A_i^2 = N^2 I_i,$$

ga teng bo'ladi. Demak, *difraksion panjara tufayli vujudga keladigan manzaradagi asosiy maksimumlarning intensivliklari panjaradagi tirqishlar soni N ning kvadratiga proporsional bo'ladi.*

23.22- rasmda $N=4$ tirqishlar soni 4ga teng bo'lgan difraksion panjaraning difraksion manzarasi keltirilgan. Punktir bilan chizilgan chiziq bir tirqishdagi intensivlikni N^2 ko'paytmasini ifodalaydi. Manzarada asosiy maksimumlarning joylashuvi to'lqin uzunligiga bog'lik bo'ladi. Agar panjaradan oq yorug'lik o'tayotgan bo'lsa, ekranda spektr deb ataladigan rangli o'zaro parallel ensiz chiziqlar kuzatiladi. Bu chiziqlarning har biri ayrim yorug'likka tegishli bo'lib, bu chiziqlar, odatda, *spektral chiziqlar* deb ataladi. Spekrning tartibi (ya'ni k ning



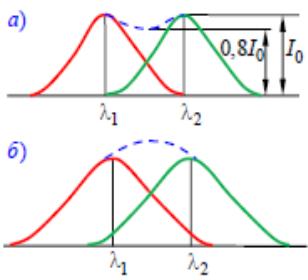
23.22-rasm

shuniladi. Masalan, panjaraga tushayotgan yorug'lik ikki monoxromatik nurning yig'indisidan iborat bo'lsin. Bu nurlarning to'liq uzunliklari bir-biridan $\delta\lambda$ ga farq kilsin, ya'ni birinchi nurning to'liq uzunligini λ_1 deb bedgilasak, ikkinchisidiki $\lambda_2 = \lambda_1 + \delta\lambda$ bo'ladi. Difraksion panjaraning k - tartibli spektrida ikkinchi nurning asosiy maksimumi birinchi nurnikiga nisbatan kattaroq burchak ostida kuzatiladi. Ekranda esa bu nurlarning asosiy maksimumlari yonma-yon joylashgan ikki spektral chiziq tarzida namoyon bo'ladi. Lekin spektral chiziqning kengligi kichik bo'lsa ham, bari-bir chekli qiymatga ega. Shuning uchun ikkala nur to'liq uzunliklarining farqi $\delta\lambda$ juda kichik bo'lsa, ikkala chiziq bir-biriga nihoyat yaqin joylashadiki, natijada ular yagona chiziq tarzida qabul qilinadi. Boshqacha aytganda, ikkala chiziqni ajrim qilib bo'lmaydi. 23.23a-rasmda $\delta\lambda$ ning turlicha qiymatlari uchun k -tartibli spektrdagi ikki qo'shni chiziqlar (ya'ni asosiy maksimumlar) tasvirlangan. Rasmdan ko'rinishicha, $\delta\lambda$ kichiklashib, maksimumlar yaqinlashgan sari uzluksiz egri chiziqning chuqurlik sohasi borgan sari kamayib, nihoyat, butunlay yuqolib ketadi (23.23-b rasmga k.). Bu ikki maksimumni bir-biridan ajrim bo'lish chegarasi sifatida Reley quyidagi fikrni taklif qilgan: *agar yig'indi egri chiziq minimumining ordinatasi maksimumlar ordinatoralarining 0,8 qismiga teng bo'lsa, manzara ajrim bo'lishi mumkin.*

Demak, 23.23-a rasmdagi maksimumlar ajrim bo'ladi. 23.23-b rasmda tasvirlangan maksimumlar ajrim bo'lmaydi. Bu darajada bir-biriga yaqin to'liq uzunlikli nurlar yagona nur sifatida qabul qilinadi. Lekin ajrata olish qobiliyati yanada yaxshi bo'lgan panjara bu ikki nurni ajrata olishi mumkin.

qiymati) yuqorilashgan sari spektr tarkibidagi chiziqlar bir-biridan yaxshiroq ajralgan bo'ladi.

Har qanday optik asbob singari difraksion panjaraning ham asosiy xarakteristikasi – uning *ajrata olish qobiliyatidir*. Ajrata olish qobiliyati deganda difraksion panjaraning to'liq uzunliklari bir-biriga yaqin bo'lgan nurlarni ajratish xususiyati tu-



23.23-rasm

Umuman, optik asbob ajrata oladigan ikki spektral chiziq to‘lqin uzunliklarining farqi $\delta\lambda$ ni ajratish mumkin bo‘lgan spektral masofa deb, $\lambda/\delta\lambda$ esa asbobning *ajrata olish qobiliyati* deb ataladi.

Difraksion panjaraning ajrata olish qobiliyati panjaradagi tirqishlarning umumiy soni N va spektrning tartib nomeri k ning

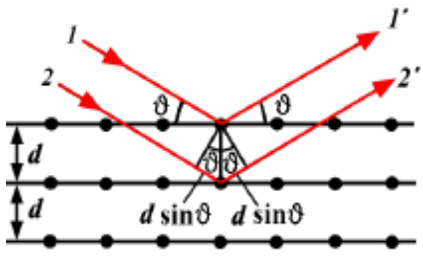
ko‘paytmasiga teng, ya’ni:

$$\frac{\lambda}{\delta\lambda} = \kappa N$$

23.9 Fazoviy panjaradagi difraksiya. Bregg-Vulf formulasi. Gologramma

Difraksiyaviy panjara sifatida fazoviy davrlikka ega bo‘lgan istalgan tuzilmani tushunish mumkin. To‘lqin uzunligi $0,1 \cdot 10^{-9}$ m gateng bo‘lgan rentgen nurlari difraksiyasini olish uchun atom va ionlardan tashkil topgan, d fazoviy davrlikka ega bo‘lgan kristall panjaradan foydalanish mumkin.

Parallel monoxromatik nurlar to‘plami (1,2) *sirpanish burchagi* ϑ (tushayotgan nurlar yo‘nalishi bilan kristallografik tekislik orasidagi burchak 23.24-rasm) ostida kristall panjaraga tushayotgan bo‘lsin. Bu nurlar kristall panjara atomlarini g‘alayonga keltiradi va ular ikkilamchi kogerent to‘lqinlar manbaiga (1' va 2') aylanadi. 1' va 2' nurlar optik yo‘llar farqi



23.24-rasm

$$\Delta = d \sin \vartheta + d \sin \vartheta = 2d \sin \vartheta.$$

maksimumi kuzatiladi:

$$2d \sin \vartheta = k\lambda \quad (k=1,2,3,\dots). \quad (23.41)$$

Bunga *Vulf-Bregg formulasi* deyiladi.

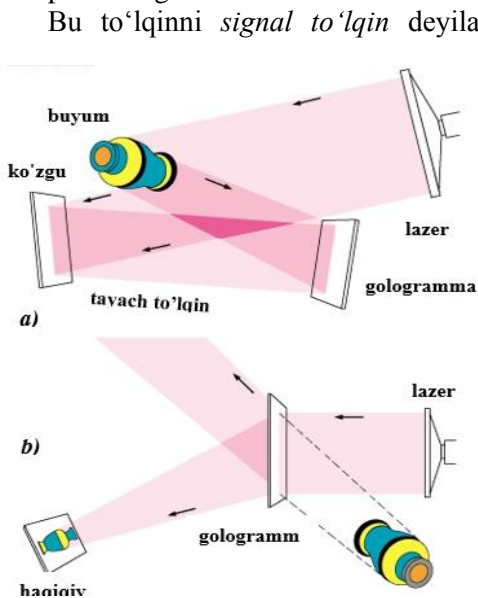
Ushbu formula quyidagi hollarda ishlatiladi:

To‘lqin uzunligiga butun karali bo‘lganda intensivlikning

1. Rentgen strukturaviy analizi usulida rentgen nurlarini to‘lqin uzunligini bilgan holda, kristall tuzilishi noma‘lum kristall pajarada difraksiya tufayli sirpanish burchagi ϑ va k gi aniqlagan holda, kristall panjara doimiysi d aniqlanadi.

2. Rentgen spektroskopiyasi usulida kristall panjara doimiysi d ni bilgan holda, sirpanish burchagi ϑ va k o‘lchash yo‘li bilan aniqlab, rentgen nurlarining to‘lqin uzunligi aniqlanadi.

Buyumdan qaytgan nurlarning faqat amplitudalarinigina emas, balki fazalarini ham fotoplastinkada qayd qilish usulini – gologramma deyiladi. Gologramma to‘lqin optikaning asosiy qonunlari— interferensiya va difraksiya qonunlaridan foydalanish asosida vujudga keladi. Golografiyaning mohiyatini 23.25a-rasmdan foydalanib muhokama qilaylik. Lazerning muhokama qilaylik. Lazerning kogerent yorug‘lik dastasi ikkiga ajratilib, uning bir qismi buyumdan qaytib fotoplastinkaga tushadi.



23.25-rasm

Bu to‘lqinni *signal to‘lqin* deyiladi. Ikkinchi qismi esa ko‘zgu plastinkadan qaytib fotoplastinkaga tushadi. Uni *tayanch to‘lqin* deyiladi. Bu ikki guruh kogerent to‘lqinlar fotoplastinkada qo‘shilib interferensiyon manzara hosil qiladi. Fotoplastinkada hosil bo‘lgan bu interferensiyon manzarani *gologramma* deb ataladi.

Buyumning gologrammasidan foydalanib uning tasvirini hosil qilish uchun gologrammaga uni hosil qilishda qo‘llanilgan tayanch to‘lqinni tushiraylik. Buning uchun gologrammani hosil qilish qurilmasining

o‘zidan foydalanish mumkin (rasm 23.25b). Yorug‘likni

bir qismini to‘lqin fronti gologrammani yozish paytidagi buyumdan o‘tgan yorug‘lik to‘lqin fronti kabi bo‘ladi. Bu yo‘nalishda kuzatuvchi buyumning uch o‘lchovli mavxum tasvirini ko‘radi. Yorug‘likni qolgan

qismi buyumning uch o'lchovli haqiqiy tasvirini yuzaga keltiradi, agarda uni suratga olinsa, buyumning ikki o'lchovli tasviri hosil bo'ladi.

Nazorat savollari

1. Yorug'lik uchun korpuskulyar-to'lqin dualizmini tushuntiring.
2. Yorug'lik interferensiyasiga ta'rif bering.
3. Gyuygens-Frenel prinsipini tariflang.
4. Interferension manzaradagi intensivlikning maksimal va minimal shartlarini asoslang.
5. Yupqa plastinadagi interferensiyani hisoblang.
6. Difraksiya hodisasini tushuntiring.
7. Frenelning zonalar metodini ma'nosini tushuntiring.
8. Difraksion panjaradagi difraksiyani maksimal va minimal shartlarini ko'rsating.
9. Difraksion pajarani ajrata olish qobilyatini tushuntiring.

24. ELEKTROMAGNIT TO‘LQINLARNING MODDA BILAN O‘ZARO TA’SIRI

Elektromagnit to‘lqinlarining modda bilan o‘zaro ta’siri bobini o‘zlashtirgan talaba:

bilishi kerak:

- yorug‘lik dispersiyasi ta’rifi va fizik ma’nosini;
- dispersiyani elektron nazariyasini;
- tabiiy va qutblangan yorug‘liklar ta’riflarini, qutblanish darajasini;
- Bryuster qonunini;
- qutblagan yorug‘lik olish usullarini;
- Malyus qonunini keltirib chiqarishni;
- yorug‘likni ikkiga ajralib sinishidagi qutblanishni;
- Nikol prizmasini

bajara olishi kerak:

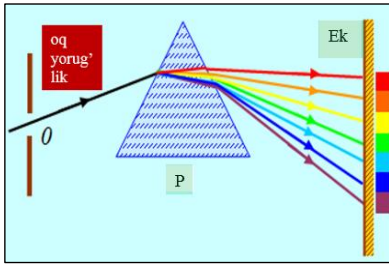
- yorug‘lik dispersiyasi va qutblanishga doir tipik amaliy fizika masalalarni yechishni;
- dispersiya nazariyasining formulasini analiz qilishni va moddani sindirish ko‘rsatkichini chastotaga bog‘lanish grafigini yasashni;

ko‘nikmalarga ega bo‘lishi kerak:

- matematik analizni standart usullarini yorug‘lik dispersiyasi va qutblanishga doir amaliy fizika masalalarini yechishda foydalanish ko‘nikmasi;
- analitik geometriya va vektorlar algebrasi usullarini yorug‘lik dispersiyasi va qutblanishga qo‘llash ko‘nikmasi;
- yorug‘lik dispersiyasi va qutblanishga doir fizikaviy tajribalarni o‘tkazish va natijalarini hisoblash ko‘nikmasi.

24.1 Yorug‘lik dispersiyasi . Normal va anomal dispersiya

Nyuton tajribalar asosida yorug‘lik dispersiyani kashf etdi. Dispersiya lotincha «disperegere» («sochmoq») so‘zidan olingan. Umuman, yorug‘lik dispersiyasi deganda moddaning sindirish ko‘rsatkichi n ni yorug‘lik to‘lqinning siklik chastotasi ω ga bog‘liqligi tufayli sodir bo‘luvchi hodisalar tushuniladi. Xususan, Nyuton tajribasida (24.1-rasm) prizмага tushayotgan “oq yorug‘lik” qizildan binafshagacha rangdagi yorug‘liklar spektrlariga ajratilgan.



24.1-rasm

Tajribalar asosida turli moddalardan yasalgan prizmalar tufayli olingan spektrlar bir-biri bilan solishtirish natijasida quyidagi xulosalarga kelingan:

1) bir xil chastotali ($\omega = \text{const}$) nurlar turli prizmalarda turlicha burchaklarga og'adi;

2) bir xil chastotalar intervali $\Delta\omega = \omega_2 - \omega_1$ ga mos bo'lgan spektr

qismining kengliklari turli prizmalarda turlicha bo'ladi. Bundan, moddalar bir-biridan faqat sindirish ko'rsatkichining qiymatlari bilangina emas, balki sindirish ko'rsatkichining yorug'lik chastotasiga bog'liq funksiyasi

$$n = f(\omega) \quad (24.1)$$

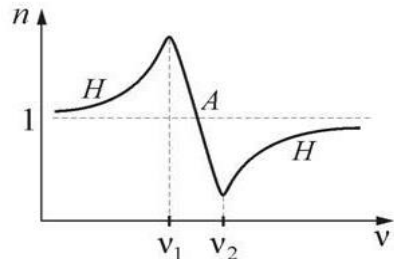
bilan ham farqlanadi, degan xulosaga kelinadi.

Binafsha nurlar qizil nurlarga nisbatan shishada ko'proq sinishi haqidagi ma'lum fakt rasmda o'z aksini topgan. Biror chastotalar intervali $\Delta\omega$ da sindirish

ko'rsatkichining o'zgarishi Δn ni xarakterlovchi $\Delta n / \Delta\omega$ kattalik **dispersiya o'lchovi** vazifasini bajaradi. Chastota ortishi bilan binafsha nurlar qizil nurlarga nisbatan shishada ko'proq sinishi haqidagi ma'lum fakt rasmda o'z aksini topgan. Biror chastotalar intervali $\Delta\omega$ da sindirish ko'rsatkichining o'zgarishi Δn ni xarakterlovchi $\Delta n / \Delta\omega$ kattalik **dispersiya o'lchovi** vazifasini bajaradi. Chastota ortishi bilan moddaning sindirish ko'rsatkichi ham ortib borsa, ya'ni $\Delta n / \Delta\omega > 0$ bo'lsa, bu moddadagi yorug'likning dispersiyasi **normal dispersiya** deyiladi. Agar chastota ortishi bilan moddaning sindirish ko'rsatkichi kamaysa (24.2-rasmdagi ω_1 dan ω_2 gacha chastotalar intervaliga k.), ya'ni $\Delta n / \Delta\omega < 0$ bo'lsa, bunday moddadagi

yorug'lik dispersiyasi **anomal dispersiya** deyiladi.

Shisha uchun oq yorug'lik sohasining barcha qismlarida normal dispersiya, ultrabinafsha va ultraqizil sohalarning ba'zi qismlarida anomal dispersiya kuzatiladi.



24.2-rasm

24.2 Dispersiyaning elektron nazariyasi

Yorug'likning modda bilan o'zaro ta'sirini to'la izohlash uchun moddadagi elektronlarning to'liqin xususiyatlarini va yorug'likning kvant xususiyatlarini hisobga olish kerak. Lekin dispersiya hodisasini tushuntirish uchun yorug'likni elektromagnit to'liqin deb, modda tuzilishini esa elektron nazariya asosida tasavvur qilish etarli. Modda tuzilishining elektron nazariyasiga asosan, jism elektronlar va ionlardan tashkil topgan. Ular elektromagnit to'liqin ta'sirida to'liqin tebranishlariga monand ravishda tebranma harakatga keladi. Yorug'lik to'liqinlarning tebranishlari ($10^{14} \div 10^{15}$) Gs intervalda sodir bo'ladi. Elektromagnit maydonning bunchalik tez o'zgarishini massalari etarlicha kichik bo'lgan elektronlarga sezishga ulguradi.

Shuning uchun yorug'lik to'liqinlarning jismga ta'sirini hisoblashda yorug'likning elektronga ta'sirini hisoblash bilan chegaralanilsa bo'ladi.

Jismdan elektromagnit to'liqin o'tayotganda $-e$ zaryadli har bir elektronga elektr kuch ($F_{el} = -eE$) va Lorens kuchi ($F_l = -e[vB]$) ta'sir qiladi:

$$F = F_{el} + F_l = -eE - e[vB]. \quad (24.2)$$

Hisoblarning ko'rsatishicha, Lorens kuchi elektr kuchdan ming martacha kichik. Shuning uchun (24.2) dagi ikkinchi hadni hisobga olmasa ham bo'ladi. Natijada elektromagnit to'liqinning elektronga ta'sir etuvchi kuchini shaklida ifodalash mumkin. Bunda E_0 – elektromagnit maydon kuchlanganligi E ning amplituda qiymati, ω - to'liqinning siklik chastotasi. Birinchi yaqinlashishda (24.3) kuch atom bilan nihoyat zaif bog'langan eng chetki elektronlarni siljitadi, deb hisoblash mumkin. Lekin bu elektron bilan atomning qolgan qismi orasidagi o'zaro ta'sirlashuvchi kvazielastik kuch ham mavjudki, u elektronni oldingi vaziyatga qaytarishga harakat qiladi. Bu kuch x siljishga proporsional:

$$F = -eE = -eE_0 \cos \omega t, \quad (24.3)$$

$$F_{qayt} = -kx.$$

Natijada massasi m , zaryadi $-e$ bo'lgan elektronning tebranishini

$$m \frac{d^2 x}{dt^2} = -kx - eE_0 \cos \omega t, \quad (24.4)$$

tenglama bilan ifodalash mumkin. Bu tenglamani m ga bo'lib va tebranishning xususiy chastotasi uchun $\omega_0^2 = \frac{k}{m}$ belgilashdan foydalanib (24.4) ni quyidagi shaklga keltiramiz:

$$m \frac{d^2 x}{dt^2} = -\omega_0^2 x - \frac{e}{m} E_0 \cos \omega t. \quad (24.5)$$

Bu tenglamaning yechimi

$$x = x_0 \cos \omega t, \quad (24.6)$$

ko'rinishda bo'ladi. Bunda x_0 – maksimal siljish. (24.6) ni (24.5) ga qo'yib x_0 ning qiymati uchun

$$x_0 = \frac{-\frac{e}{m} E_0}{\omega_0^2 - \omega^2}, \quad (24.7)$$

ifodani hosil qilamiz. Ikkinchi tomondan, elektromagnit to'liq ta'siridagi elektronning siljishi tufayli vujudga kelgan atom sistemasini elektr dipol deb tasavvur qilish mumkin. Bu dipolning elkasi x siljishga teng. U holda maksimal siljish sodir bo'lgan ondagi dipolning elektr momenti $P_e = -ex_0$ ga teng.

Moddaning birlik hajmidagi atomlar sonini N deb belgilasak, qutblanish vektori P ning qiymati

$$P = N \times p_e = \frac{-Ne^2 E_0}{\omega_0^2 - \omega^2}. \quad (24.8)$$

Kuchlanganligi E_0 bo'lgan elektr maydondagi modda uchun P ning qiymati mazkur moddaning dielektrik qabul qiluvchanligi χ yoki dielektrik singdiruvchanligi ε (ular orasidagi $\varepsilon = 1 + \chi$ bog'lanish mavjud) orqali quyidagicha ifodalanadi:

$$P = \chi \varepsilon_0 E_0 = (\varepsilon - 1) \varepsilon_0 E_0, \quad (24.9)$$

(24.8) va (24.9) ifodalarni solishtirsak,

$$\varepsilon = 1 + \frac{N}{\varepsilon_0} \cdot \frac{\frac{e^2}{m} E_0}{\omega_0^2 - \omega^2}, \quad (24.10)$$

munosabatni hosil qilamiz.

Maksvell nazariyasiga asosan, dielektrik singdiruvchanligi ε , magnit singdiruvchanligi μ bo'lgan muhitda elektromagnit to'liqning tarqalish

tezligi $u = \frac{c}{\sqrt{\varepsilon\mu}}$,

ga teng edi. Muhitning sindirish ko'rsatkichi n esa elektromagnit to'liqning vakuumdagi tezligi c ni muhitdagi tezligi u ga nisbati bilan aniqlanadi:

$$n = \frac{c}{u} = \sqrt{\epsilon \mu}.$$

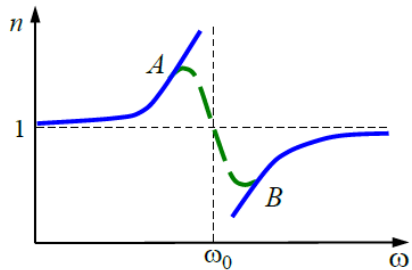
Ko'pchilik hollarda $\mu=1$ bo'lgani uchun

$$n = \sqrt{\epsilon} \quad (24.11)$$

ifoda hosil bo'ladi. (24.10) dan foydalanib (24.11) ni quyidagi ko'rinishda yoza olamiz:

$$n = \sqrt{1 + \frac{N}{\epsilon_0} \frac{\frac{e^2}{m}}{\omega_0^2 - \omega^2}}. \quad (24.12)$$

Bu formula asosida hisoblangan n ning qiymatlarini ω ga bog'liqlik grafigi 24.3-rasmda tasvirlangan. Umuman, muhitning sindirish ko'rsatkichi to'liqin chastotasiga monand ravishda ortib boradi. Lekin to'liqin chastotasi ω muhitdagi elektr zaryadlar xususiy tebranishlarining chastotalaridan ω_0 ga yaqinlashganda n ning qiymati keskin ortib ketadi. ω ning qiymati ω_0 ga yuqori chastotalar tomonidan yaqinlashganda esa n ning qiymati keskin kamayib ketadi. Boshqacha aytganda, ω ning qiymati ω_0 ga yaqin bo'lgan sohada $n = f(\omega)$ funksiya uzilishga ega bo'ladi (24.3-rasmdagi A va B ni tutashtiruvchi punktir chiziq). Buning sababi nazariy mulohazalarda tebranma harakatning so'nishini hisobga olinmaganligidir.



24.3-rasm

24.3 Yorug'likning yutilishi. Buger qonuni

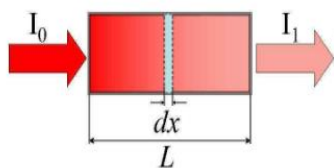
Umuman, tebranuvchi jismning muhitdagi ishqalanishi tufayli so'nish sodir bo'ladi. Ko'rilayotgan holda esa "ishqalanish" elektromagnit to'liqinning bir qismni muhitda yutilishi tufayli vujudga keladi.

Yorug'lik to'liqinning elektr maydoni ta'sirida muhit atomlarining elektronlari tebranma harakatga kelib, ikkilamchi to'liqlar manbaiga aylanib qoladi. Ikkilamchi to'liqlar birlamchi to'liqin bilan kogerent bo'ladi. Bu to'liqlarning o'zaro interferensiyalashishi natijasida vujudga kelgan to'liqin amplitudasi tushayotgan (ya'ni elektronlarni tebranishga

majbur etayotgan) to‘lqin amplitudasidan farq qiladi. Boshqacha aytganda, elektronni tebratishga sarflangan energiyaning barchasi ikkilamchi to‘lqinlar sifatida nurlantirilmaydi. Energiyaning bir qismi atomlarning xaotik harakat energiyasiga (ya’ni issiqlikka) aylanadi. Shuning uchun yorug‘lik biror moddadan o‘tayotganda, uning intensivligining kamayishi, ya’ni yorug‘likning yutilishi sodir bo‘ladi. Yorug‘likning yutilishi, ayniqsa, rezonans chastotalar sohasida intensiv bo‘ladi. Bu yutilish elektronlar tebranishining amplitudasini cheklaydi. Natijada $n = f(\omega)$ funksiyaning tajribada kuzatiladigan grafigi (24.3-rasmdagi uzluksiz chiziq) ω_0 atrofida ham uzilib qolmaydi. Ba’zi jismlarda rezonans chastotalar bir nechta bo‘ladi. Shuning uchun tushayotgan yorug‘likning chastotasi bu rezonans chastotalarga yaqin bo‘lganda yutilish keskin ortib ketadi.

Umuman, tajribalarning ko‘rsatishicha, moddadan o‘tuvchi yorug‘lik intensivligi (24.4-rasm) eksponensial qonun bo‘yicha o‘zgaradi:

$$I = I_0 \exp(-\alpha L) \quad (24.13)$$



24.4- rasm

Bu ifodada I_0 – jisimga tushayotgan yorug‘likning intensivligi, I – qalinligi L bo‘lgan jismdan o‘tgan yorug‘likning intensivligi, α – yutilish koeffitsiyenti deb ataladigan va jismining xususiyatlariga bog‘liq bo‘lgan kattalik. (24.13) formula 1729 yilda Buger tomonidan aniqlangan.

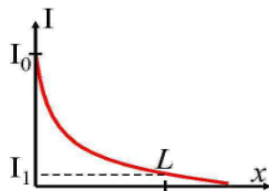
Shuning uchun uning nomi bilan **Buger**

qonuni deb ataladi.

Buger qonunidan α ning fizik ma’nosi kelib chiqadi. Haqiqatdan, $L = I/\alpha$ bo‘lsa, $I = I_0/e$ ga aylanadi. Bundan, jismdan o‘tayotgan yorug‘lik intensivligini e marta kamaytiradigan qatlamning qalinligiga teskari bo‘lgan kattalik yutilish koeffitsiyentidir, degan xulosaga kelamiz.

Jismda yorug‘likning yutilish koeffitsiyenti xuddi sindirish ko‘rsatkichi kabi tushayotgan yorug‘likning chastotasiga bog‘liq.

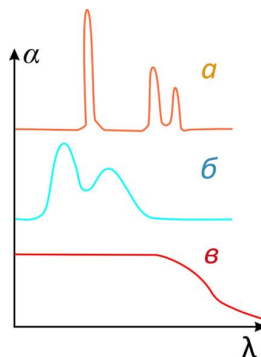
Yutilish koeffitsiyentining to‘lqin uzunligiga bog‘likligiga $\alpha = f(\lambda)$ **yutilish spektri** deyiladi. Yutilish spektrlari quyidagi turlarga bo‘linadi:



-chiziqli yutilish spektr bir atomli gazlarga (yoki bug'lari) tegishli bo'lib, (24.5a-rasm) spektrdagi keskin va tor chiziqlar atomdagi elektronlarning xususiy tebranish chastotalariga mos keladi.

- polosali yutilish spektri molekulanı yutilishiga tegishli bo'lib, (24.5b-rasm) molekuladagi atomlarning tebranishlari natijasida yuzaga keladi.

-tutash yutilish spektri suyuqlik va qattiq jismlarga tegishli bo'ladi (24.5b-rasm).



24.5- rasm

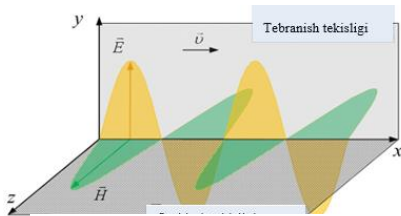
Tiniq moddalarda, spektrning ko'zga ko'rinadigan qismida, yutilish sohalari bo'lmaydi, ultrabinafsha va infraqizil sohalorida yutilish kuzatiladi. Yorug'lik spektrining ko'zga ko'rinadigan qismida yutilish sohalari jismning rangini bildiradi. Masalan, qizil shisha qizil nurlarni deyarli yutmaydi va qolgan 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.

24.4 Yorug'likning qutblanishi. Qutblanish darajasi. Malyus qonuni

Quyosh yoki shamdan tarqa-layotgan yorug'lik nurlari deganda shu manbaning atomlari (elementar «nurlangich» lar) dan chiqayotgan yorug'lik to'liqinlarning aralashmasi tushuniladi. Yorug'lik manbaining o'lchamlari qanchalik kichik bo'l-masin, baribir, undagi «nurlangich-lar» soni nihoyat ko'p bo'ladi. Boshqacha aytganda, har onda manbadagi

milliardlab atomlar to‘lqin nurlantirishni tugallasa, milliardlab atomlar esa to‘lqin chiqarishni boshlaydi. Agar bu elementar elektromagnit



24.6- rasm

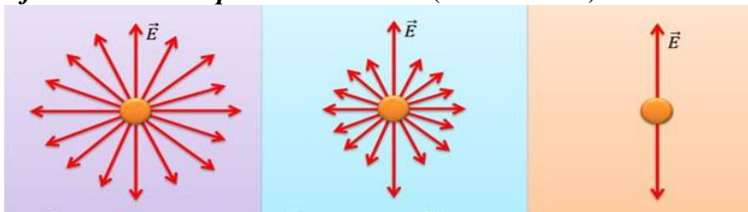
to‘lqinlar ichidan ixtiyoriy bittasini ajratsak, uni nur yo‘nalishiga (ya‘ni nurning tarqalish tezligi v vektor yo‘nalishiga) perpendikulyar hamda o‘zaro perpendikulyar bo‘lgan E va H vektorlarning tebranishlari (24.6-rasm) sifatida tasavvur qilishimiz kerak.

Bundan E vektor tebranadigan tekislik **tebranish tekisligi** va H vektor tebranadigan tekislik **qutblanish tekisligi** deb ataladi. Lekin tasvirni yaqqollashtirish maqsadida elektromagnit to‘lqinni faqat E vektorning tebranishlari sifatida aks ettirish odat tusiga kirgan.

Yorug‘lik to‘lqinlar, ya‘ni **E vektorlarning tebranishlari faqat bitta tekislikda sodir bo‘ladigan yorug‘lik to‘lqinlar yassi qutblangan yorug‘lik deb ataladi**

(24.7d-rasm). Demak, tabiiy yorug‘lik manbaining alohida atomidan bir nurlanish jarayonida chiqarilgan yorug‘lik to‘lqin yassi qutblangan yorug‘likka yorqin misol bo‘la oladi.

Tabiiy yorug‘lik manbaidagi turli atomlar nurlantirayotgan to‘lqinlarning E vektorlari esa turlicha yo‘nalishlarga ega bo‘lib, barcha yo‘nalishlari teng ehtimollidir. Bunday yorug‘likni tabiiy yorug‘lik yoki qutblanmagan yorug‘lik deb ataladi. Umuman, **tabiiy yorug‘likni barcha yo‘nalishlardagi yassi qutblangan yorug‘liklarning aralashmasi sifatida tasavvur qilsa ham bo‘ladi** (24.7a -rasm).

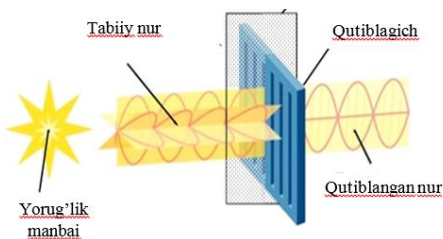


24.7-rasm a

b

d

Agar yorug‘lik tarkibida biror yo‘nalishdagi tebranishlar boshqa yo‘nalishlardagi tebranishlarga qaraganda ko‘proq bo‘lsa, qisman qutblangan yorug‘lik bilan ish tutayotgan bo‘lamiz (24.7b-rasm). **Qisman qutblangan yorug‘likni tabiiy va yassi qutblangan yorug‘liklarning aralashmasi sifatida tasavvur qilish mumkin.**



24.8- rasm

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 (24.8-rasm) tebranishlarni erkin o'tkazadi va qutblanish tekisligiga perpendi-

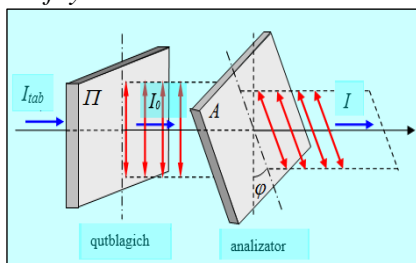
kulyar bo'lgan tebranishlarni to'la yoki qisman ushlab qoladi.

Qutblagich nur bilan mos keladigan o'q atrofida aylanganda qisman qutblangan yorug'lik intensivligi I_{max} dan I_{min} gacha o'zgaradi. Qutblangan nurni xarakterlash uchun **qutblanish darajasi** degan kattalik kiritiladi. Uni P bilan ifodalanadi va quyidagiga teng:

$$P = \frac{I_{max} - I_{min}}{I_{max} + I_{min}} \quad (24.14)$$

Yassi qutblangan yorug'lik uchun $I_{min} = 0$ bo'lgan holda, $P = 1$ ga teng bo'ladi, tabiiy yorug'lik uchun esa $I_{min} = I_{max}$ bo'lgani uchun, $P = 0$ ga teng bo'ladi.

Qutblagichlardan faqat qutblangan yorug'lik olish maqsadidagina emas, balki *nurni qutblangan yoki qutblanmagan ekanligini va qutblangan nurning tebranish tekisligini aniqlash (taxlil qilish) uchun ham foydalaniladi.*



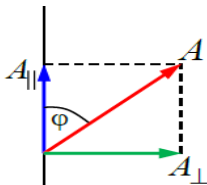
24.9- rasm

*Bunday maqsadda ishlatiladigan qutblagichni **analizator** deb ataladi.*

Qutblagich vazifasini o'tayotgan turmalin plastinkaga (24.9-rasm) perpendikulyar ravishda tabiiy nur tushayotgan bo'lsin. Qutblagichdan o'tgan nur yassi qutblangan, uning tebranishlari qutblagichlarning optik o'qiga parallel yo'nalishda sodir bo'ladi. Bu yassi qutblangan nur yo'lga ikkinchi turmalin plastinkasini joylashtiraylik. U analizator (A) vazifasini bajaradi. Tajribalarning ko'rsatishicha, qutblagich va analizator optik o'qlarning yo'nalishlari o'zaro parallel bo'lsa, qutblagichdan o'tgan yorug'likni analizator to'liq o'tkazadi, ya'ni $I = I_0$ ikkala plastinka (P va

A) ning optik o'qlari o'zaro perpendikulyar bo'lsa, analizatoridan yorug'lik umuman o'tmaydi, ya'ni $I=0$. Oraliq vaziyatlarda esa, ya'ni plastinkalar optik o'qlari orasidagi burchak $0 < \alpha < \pi/2$ bo'lganda (24.9-rasm) analizatoridan o'tgan yorug'lik intensivligi $0 < I < I_0$ intervalda o'zgaradi. Oxirgi holni batafsilroq muhokama qilaylik.

Qutblagichdan o'tgan yorug'lik to'lqin vektorining amplituda qiymati A deb belgilaylik. A vektorni ikki tashkil etuvchiga shunday ajrataylikki, birinchi tashkil etuvchi – A_{\parallel} analizator optik o'qiga parallel, ikkinchi tashkil etuvchi - A_{\perp} esa unga perpendikulyar bo'lsin (24.10-rasm).



24.10- rasm

Bu amal bitta to'lqinni ikkita o'zaro **perpendikulyar tekisliklarda tebranuvchi yassi** qutblangan to'lqinlarning yig'indisi deb hisoblashga ekvivalentdir. Albatta, analizator orqali A vektorning amplituda qiymati

$$A_{\parallel} = A \cos \varphi, \quad (24.15)$$

bo'lgan to'lqin o'tadi. Yorug'lik intensivligi

amplituda kvadratiga proporsional ($I \sim A^2$) bo'lganligi uchun, (24.15) ifoda uchun quyidag

$$I = I_0 \cos^2 \varphi, \quad (24.16)$$

munosabatni yoza olamiz. Bu ifoda **Malyus qonunini** ifodalaydi: **analizatoridan o'tgan yorug'lik intensivligi analizator va qutblagichning optik o'qlari orasidagi burchak kosinusining kvadratiga proporsionaldir.**

Shuni qayd qilaylikki, Malyus o'zining qonunini yorug'likni to'lqin emas, balki korpuskulyar deb tasavvur qilish asosida chiqargan. Keyinchalik Arago tomonidan o'tkazilgan aniq fotometrik o'lchashlar Malyus qonunining to'g'riligini tasdiqlaydi.

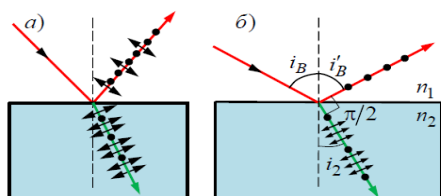
24.5 Yorug'likning qaytishda va sinishda qutblanishi.

Bryuster qonuni

Tabiiy manбайдan tarqalayotgan yorug'lik qutblanmagan bo'ladi, ya'ni nurga perpendikulyar barcha yo'nalishlardagi tebranishlar mavjud bo'ladi. Lekin tabiiy yorug'likdagi ba'zi yo'nalishlar bo'yicha sodir bo'luvchi tebranishlarni susaytirish, hattoki mutlaqo yo'qotish usullari ham bor. Tabiiy yorug'lik nuri ikki dielektrikni ajratib turuvchi

chegaraga tushayotgan bo'lsin (24.11a-rasm). U qisman qaytadi va qisman sinadi. Tajribalar ko'rsatishicha nurlar o'zaro perpendikulyar bo'lgan holda qaytuvchi nur va singan nurlar qisman qutblangan bo'lib, ularning tebranishlari tushish tekisligiga perpendikulyar bo'lgan tekislikda (rasmda bu tebranishlar nuqtalar yordamida tasvirlangan) hamda tushish tekisligida sodir bo'ladi, 24.11a-rasmda bu tebranishlar shartli ravishda kesmachalar yordamida tasvirlangan.

Kesmachalarning nuqtalarga nisbatan ko'pligi esa singan nurning tarkibida tushish tekisligidagi tebranishlar boshqa yo'nalishlardagi tebranishlarga nisbatan ko'proq ekanligini bildiradi.



24.11- rasm

Tushish burchagini ortirib burchak i_B teng bo'lganda (24.11b-rasm) (qaytgan va singan nurlar orasidagi burchak $\pi/2$ bo'lganda) qaytgan nur tushish tekisligiga perpendikulyar yo'nalishda to'la qutblangan bo'ladi. Geometrik optika qonuniga asosan, ikkinchi muhitning birinchi muhitga nisbatan sindirish ko'rsatkichi n_{21} ning qiymati tushish burchagi sinusining sinish burchagi sinusiga nisbati bilan aniqlanadi:

$$n_{21} = \frac{\sin i}{\sin i_2} . \quad (24.17)$$

Ikkinchi tomondan, 24.11b-rasm dan foydalanib, $i + i_2 = \pi/2$, degan xulosaga kelamiz. Shuning uchun (24.17) ni quyidagicha o'zgartirib yoza olamiz:

$$n_{21} = \frac{\sin i}{\sin i_2} = \frac{\sin i}{\sin(\frac{\pi}{2} - i)} = \frac{\sin i_b}{\cos i_b} = \operatorname{tgi}_b . \quad (24.18)$$

Bu munosabat **Bryuster qonuni** deb, i_b burchakni esa **Bryuster burchagi** (yoki to'la qutblanish burchagi) deb yuritiladi. Masalan, shisha uchun ($n=1,53$) Bryuster burchagi 56° ga yaqin. Boshqacha aytganda, tabiiy yorug'lik nuri shisha plastinkaga 56° burchak hosil qilib tushirilsa, qaytgan nur tushish tekisligiga perpendikulyar yo'nalishda to'la qutblangan bo'ladi.

24.6 Yorug'likning ikkiga ajralib sinishidagi qutblanish. Nikol prizmasi

Fizik xususiyatlari yo'nalishlariga bog'liq bo'lmagan muhit *izotrop muhit* deb, aksincha, yo'nalishlariga bog'liq bo'lgan muhit *anizotrop muhit* deb ataladi.

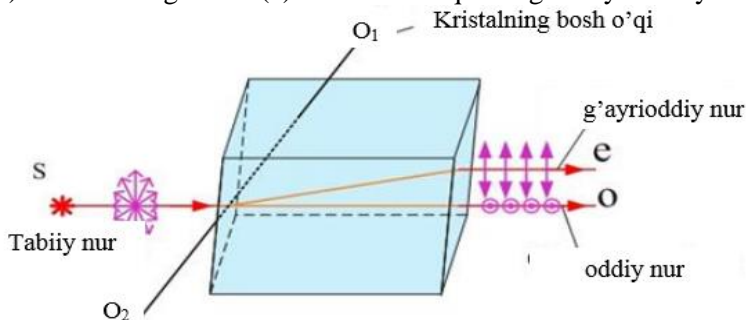
Izotrop muhitda (masalan, shisha plastinkada) yorug'likning sinishi Snellius qonun deb ataluvchi sinish qonuniga buysunadi:

- 1) singan nur, tushuvchi nur va tushish nuqtasiga o'tkazilgan normal bir tekislikda yotadi;
- 2) tushish burchagi sinusining sinish burchagi sinusiga nisbati ayni muhit uchun o'zgarmas kattalik. Bu nisbat shu muhitning sindirish ko'rsatkichiga teng.

Anizotrop kristallarda (masalan, island shpatida) yorug'lik singanda manzara o'zgacha bo'ladi (24.12-rasm).

Tabiiy nur kristalning A nuqtasiga tushgach, ikki nur (O va e lar) ga ajraladi. Bu nurlar kristalldan chiqqach, tabiiy nurga parallel yo'nalishda davom etadilar. Kristallda nurlarning sinishi tekshirilganda quyidagilar aniqlanadi:

- 1) singan nurlardan biri (O) Snellius qonuniga to'la bo'ysunadi;
- 2) ikkinchi singan nur (e) esa Snellius qonuniga bo'ysunmaydi



24.12- rasm

Shuning uchun (O) nur *oddiy nur* deb, (e) nur esa *gayrioddiy nur* deb nom oldi. Tekshirishlarning ko'rsatishicha, oddiy va gayrioddiy nurlar yassi qutblangan ekan.

Lekin ularning tebranishlari o'zaro perpendikulyar tekisliklarda sodir bo'ladi. Bundan tashkari, island shpatining oddiy nur uchun sindirish ko'rsatkichi 1,658 ga,

g'ayrioddiy nur uchun esa sindirish ko'rsatkichining qiymati nurning yo'nalishiga bog'liq bo'lib, kristallning optik o'qi yo'nalishida 1,658 ga, kristallning optik o'qiga perpendikulyar yo'nalishda 1,486 ga tengligi aniqlandi. E'tibor bersangiz, nurning yo'nalishi kristallning optik o'qiga nisbatan aniqlanypadi.

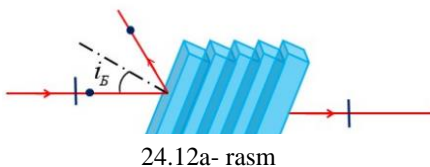
Island shpatining kristall panjarasi romboedr shakliga ega. Romboedr qiyshaygan kubga o'xshaydi. Uning O_1 va O_2 burchaklarini birlashtiruvchi to'g'ri chiziq, ya'ni kichik diagonal kristallning optik o'qi deyiladi. Kristall parchasida esa shunday yacheykalar har tomondan yonma-yon joylashgan bo'ladi. Barcha yacheykalarining qisqa diagonallari o'zaro parallel. Shuning uchun rasmdagi O_1 va O_2 to'g'ri chiziq yoki kristall ichidagi unga parallel bo'lgan ixtiyoriy yo'nalish island shpati kristallining optik o'qi deb qabul qilinadi.

Island shpati bilan o'tkazilgan tajribalarning ko'rsatishicha, faqat kristallning optik o'qiga parallel ravishda yorug'lik tushgan taqdirda nurning ikkiga ajralib sinishi kuzatilmaz ekan, holos. Boshqa barcha yo'nalishlarda nur ikkiga ajralib sinadi. Bu holda kristallning optik o'qi O_1O_2 va tushuvchi nur o'zaro parallel bo'lmaganligi uchun nur kristallda ikkiga ajraladi. Snellius qonuniga buysunuvchi oddiy nur o'z yo'nalishini o'zgartirmaydi. G'ayrioddiy nur esa o'zining «g'ayrioddiy» xususiyatini namoyish qilib, normal yo'nalishdan og'adi. Shuni alohida qayd qilmoq lozimki, bu nurning «g'ayrioddiy»ligi kristallga kirish va chiqishda, hamda kristall ichida namoyon bo'ladi. Kristalddan chiqqandan so'ng bu nur «g'ayrioddiy» ligini yo'qotib, xuddi oddiy nur kabi yassi qutblangan nur bo'lib qoladi. Ammo bu nurning tebranish tekisligi oddiy nurning tebranish tekisligiga perpendikulyar. Tekshirishlarning ko'rsatishicha, oddiy nur E vektorining tebranishlari kristall bosh tekisligiga perpendikulyar yo'nalishda, g'ayrioddiy nurniki esa kristall bosh tekisligida sodir bo'ladi.

Shunday qilib, oddiy va g'ayrioddiy nurlarning sindirish ko'rsatkichlari bir-biridan farqlanganligi uchun bu nurlarning kristalldagi sinish burchaklari ham farqlanadi. Natijada oddiy va g'ayrioddiy nurlar bir-biridan ajralib davom etadilar.

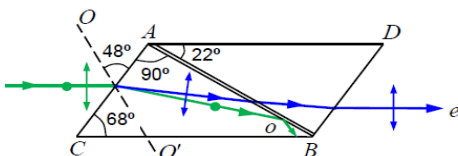
Tabiij yorug'likdan qutblangan yorug'lik olish uchun shunday sharoitlar yaratish kerakki, bu sharoitlarda yorug'lik to'liqning E vektori muayyan aniq bir yo'nalish bo'ylab tebranadigan bo'lsin. Bunday sharoitlarni o'zida mujassamlashtirgan qurilmalar *qutblagichlar* (*polyarizatorlar*) deb ataladi.

1. Tushayotgan yorug'lik nuri bilan Bryuster burchagi hosil qiladigan tarzda joylashtirilgan dielektrikning yassi sirtidan qutblagich sifatida foydalanish mumkin. Shisha plastinka uchun Bryuster burchagining qiymati 56° ga teng. Bunday sharoitda qaytgan nur to'liq qutblangan bo'ladi. Singan nur esa qisman qutblangan. Agar o'zaro parallel plastinkalar dastasidan foydalansak (24.12a-rasm), yorug'lik bu plastinkalarda ko'p marta singandan sung amalda to'liq qutblangan bo'ladi;



3. Anizotrop jismga tushayotgan yorug'lik ikki yassi qutblangan nurga ajraladi. Biror usul yordamida bu nurlardan birini yo'qotsak, jismdan faqat bitta qutblangan (oddiy yoki gayrioddiy) nur chiqadi, holos. Masalan, fransuz olimi Nikol tomonidan taklif etilgan qutblagichy island shpatidan tayyorlangan ikkita (24.13-rasm) prizmadan iborat.

Prizmaning optik o'qi AC kirra bilan 48° li burchak tashkil qiladi.



24.13- rasm

Bu prizmalar Kanada balzami bilan yelimlangan. Yelim qatlamining (rasmdagi AB qatlam) sindirish ko'rsatkichi ($n_\delta=1,550$) Island shpatining oddiy nur uchun sindirish ko'rsatkichidan ($n_o=1,65$) kichik, g'ayrioddiy nur uchun sindirish

ko'rsatkichidan ($n_e=1,515$) katta. Shuning uchun tabiiy yorug'lik Nikol prizmasining ABC qismida ikki yassi qutblangan nur (o va e nurlar) ga ajralib, Kanada balzamidani iborat AB qatlamga tushganda, ularning taqdiri turlicha bo'ladi: oddiy nur optik zichligi kattaroq muhitdan optik zichligi kichikroq muhitga ($n_o > n_\delta$) tushganligi tufayli to'la ichki qaytish hodisasi ro'y beradi. Natijada oddiy nur prizmaning ABD qismiga umuman o'tmaydi va tashqariga chiqib ketadi. G'ayrioddiy nur esa Kanada balzaminning yupka qatlamidan bemalol o'tadi, chunki $n_e < n_\delta$. Shu tariqa Nikol prizmasidan faqat g'ayrioddiy nur o'tadi, uning tebranishlari prizmaning bosh tekisligiga mos bo'lgan tekislikda sodir bo'ladi.

Qutblangan nurlar texnikada keng qo'llanmoqda:

1. Defektoskopiyada, dizaynerlar va me'morlar, yangi mashina va inshootlar loyihalarini ishlab chiqishda va alohida qismlarni hisoblashda, ushbu qismlaridagi yuklanishning qanday taqsimlanishini bilishlari kerak. Shu maqsadda, selluloiddan detalining aniq modeli ishlab chiqariladi va qutblangan nurlar ostida ko'riladi. Modeliga turli yuklanishlar berib, biz selluloidning barcha qismlaridagi kuchlanishlarni aniq ko'rib chiqiladi va strukturani mustahkamlash yoki aksincha, yengillashtiradigan joyni osongina aniqlash mumkin bo'ladi.

2. Geologlar, qutblangan nurda turli xil minerallar va mahsulotlarni o'rganib, tabiiyni sun'iydan, soxtani esa haqiqiyalaridan ajratib olishlari mumkin.

3. Fotosuratchilar, sirli ramkalardagi rasmlardan reproduksiyalarni amalga oshirib, polarizatsiya filtrini optikasi ustiga qo'yib, ularga shisha ta'sirini osongina yo'q qilishlari mumkin.

4. Ushbu ta'sirga ega bo'lgan ko'zoynaklar ko'pincha haydovchilar tomonidan qo'llaniladi, chunki ular qarama-qarshi tomondan yaqinlashib kelayotgan transport faralaridan kelayotgan yorug'likni yutib qoladi. Natijada, hatto uzoqdagi yorug'lik ham haydovchining ko'ziga ta'sir qila olmaydi, bu esa xavfsizlikni oshiradi.



Nazorat savollari

1. Yorug'lik dispersiyasiga ta'rif bering va fizik ma'nosini tushuntiring.

2. Dispersiyani elektron nazariyasini tushuntiring.

3. Tabiiy va qutblangan yorug'liklarga ta'rif bering.

4. Qutblanish darajasini yozing va tushuntiring.

5. Bryuster qonunini ta'riflang.

6. Qutblangan yorug'lik olish usullarini ko'rsating.

7. Malyus qonunini keltirib chiqaring.

8. Yorug'likni ikkiga ajralib sinishidagi qutblanishni tushuntiring.

9. Nikol prizmasini tuzilishi va vazifasini tushuntiring.

KVANT FIZIKASI

25. NURLANISHNING KVANT TABIATI

Nurlanishning kvant tabiati bobini o‘zlashtirgan talaba:

bilishi kerak:

- energiyaviy yorituvchanlikni, absolyut qora jism nur chiqarish qobiliyatini;
- nurlanish uchun Kirxgof qonunni va Kirxgofni universal funksiyasi tushunchasini;
- Stefan-Bolsman qonunini;
- Vinning siljish qonunini;
- Reley - Jins formulasini;
- Plankning kvant gipotezasi va qonunini;
- fotonning massasi va impulsini;
- yorug‘lik bosimi ifodasini keltirib chiqarishni;
- fotoeffekt qonunlarini;
- fotoeffekt uchun Eynshteyn tenglamasini;
- Kompton effektini;

bajara olishi kerak:

- issiqlik nurlanish qonunlari, fotoeffekt va Kompton effektlariga doir tipik amaliy fizika masalalarni yechishni;

ko‘nikmalarga ega bo‘lishi kerak:

- matematik analizni standart usullarini issiqlik nurlanish qonunlari, fotoeffekt va Kompton effektlariga doir amaliy fizika masalalarini yechishda foydalanish ko‘nikmasi;
- issiqlik nurlanish qonunlari, fotoeffekt va Kompton effektlariga doir fizikaviy tajribalarni o‘tkazish va natijalarini hisoblash ko‘nikmasi.

25.1 Issiqlik nurlanishi. Jismlarning nur chiqarish va nur yutish qobilyatlari

Nurlanishlar bir-biridan o‘zlarining vujudga kelishining tabiati bilan ajralib turadi. Lekin har qanday nurlanish jarayonida ham energiyaning biror turi nurlanish energiyasiga aylanadi. Xususan, *issiqlik nurlanishda jism zarralarining xaotik issiqlik harakat energiyasining bir qismi elektromagnit to‘lqin tarzida nurlanadi.* Bu nurlanish mutloq noldan farqli barcha haroratdagi jismlarda kuzatiladi va haroratga kuchli bog‘liq

bo'lad. Shuning uchun, ba'zan, issiqlik nurlanishni haroratli nurlanish deb ham ataladi.

Issiqlik nurlanishga oid qonunlarni bayon qilishdan oldin nurlanish va uning jism bilan ta'sirlashishini tavsivlash uchun qo'llaniladigan ba'zi kattaliklarning mohiyati bilan tanishaylik. Har qanday nurlanishning asosiy tavsifi sifatida uning oqimi qabul qilinishi kerak. Biror yuza orqali, **nurlanishning oqimi** deganda birlik vaqtida shu yuza orqali o'tayotgan nurlanish energiyasi tushuniladi:

$$\Phi = \frac{dW}{dt}, \quad (25.1)$$

bunda dW – berilgan yuza orqali dt vaqt ichida o'tgan nurlanish energiyasi.

Nurlanish oqimi (Φ_0) biror yassi parallel plastinka shaklidagi jism sirtiga tushayotgan bo'lsin. Bu oqim qisman qaytadi (Φ_q), qisman jismda yutiladi (Φ_{yu}), qolgan qismi esa jismdan o'tadi (Φ_o), ya'ni

$$\Phi_q + \Phi_{yu} + \Phi_o = \Phi_0 \quad (25.2)$$

tenglik bajariladi. Bu tenglikning ikkala tomonini Φ_0 ga taqsimlasak va quyidagi:

$\Phi_q/\Phi_0 - r$ jismning nur qaytarish qobiliyati;

$\Phi_{yu}/\Phi_0 - a$ jismning nur yutish qobiliyati;

$\Phi_o/\Phi_0 - D$ jismning nur o'tkazish qobiliyati –belgilashlardan foydalansak, (25.2) ifoda

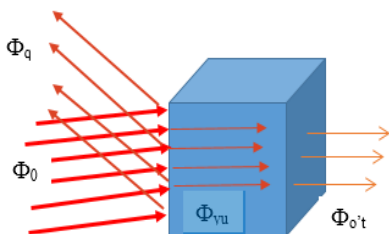
$$r + a + D = 1 \quad (25.3)$$

ko'rinishga keladi. Nisbatan qalinroq bo'lgan ko'pgina qattiq jismlar uchun $D=0$ deb hisoblash mumkin. U holda (25.3) ifoda

$$r + a = 1 \quad (25.4)$$

ko'rinishga keladi. Bu ifoda to'liq uzunliklari turlicha bo'lgan (umumiy holda $0 < \lambda < \infty$) nurlanishlar uchun o'rinli. Tajribalarning ko'rsatishicha, r va a ning qiymatlari jismning haroratiga va jismga tushayotgan nurlanishning λ to'liq uzunligiga bog'liq. Shuning uchun **T haroratli jismning λ -to'liq uzunlikli nur qaytarish qobiliyatini $r_{\lambda,T}$, nur yutish qobiliyatini esa $a_{\lambda,T}$** bilan belgilasak, (25.4) ifodani quyidagi ko'rinishda yozishimiz mumkin;

$$r_{\lambda,T} + a_{\lambda,T} = 1 \quad (25.5)$$

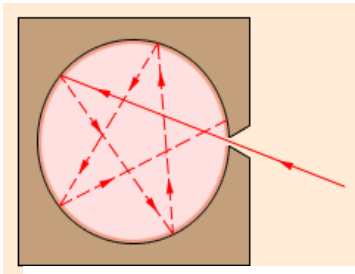


25.1- rasm

Ikki chegaraviy holni ko'raylik:

$$1) \quad r_{\lambda,T} = 1 \text{ va } a_{\lambda,T} = 0,$$

ya'ni jismga tushayotgan nur to'la qaytariladi. Bunday jism **mutloq oq jism** deb ataladi.



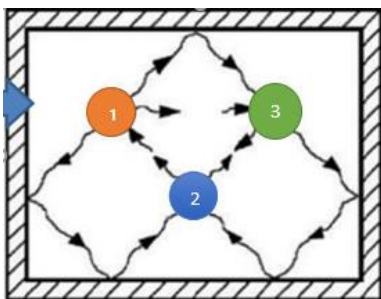
25.1a- rasm

$$2) \quad r_{\lambda,T} = 0 \text{ va } a_{\lambda,T} = 1,$$

ya'ni jismga tushayotgan nurlanish qaytarilmaydi, u butunlay yutiladi. Bunday jism **mutloq qora jism** deb ataladi. 25.1a-rasmda mutloq qora jism modeli tasvirlangan. Juda kichik teshikka ega bo'lgan berk kovak idish. Teshik orqali kovakga kirgan yorug'lik to'liqini uning ichki sirtidan ko'p marta qaytib

tashqariga chiqa olmaydi.

25.2 Kirxgof qonuni



25.2- rasm

Jismlarning nur chiqarish va nur yutish qobiliyatlari orasida ma'lum bog'lanish mavjud. Termodinamik muvozanat qobiq ichida uchta jismlar joylashgan bo'lsin (25.2-rasm). Qobiq ichida vacuum hosil qilingan bo'lib, jismlar o'zaro va qobiq bilan elektromagnit nurlanish chiqarish va yutish orqali energiya almashadilar. Agar shu jismlardan biri ko'proq energiya nurlantirib kamroq energiya yutayotgan bo'lsa, bu jismning harorati pasayib ketishi lozim. Buning evaziga ikkinchi jismning harorati ortishi kerak. Binobarin, birdan-bir natijasi sovuqroq jismdan issiqroq jismga energiya uzatish bo'lgan jarayon amalga oshirilgan bo'ladi. Bunday jarayonni amalga oshirish mumkin emas, chunki u termodinamikaning ikkinchi bosh qonuniga ziddir. Demak, termodinamik muvozanat holatidagi jismlar sistemasiga oid har bir jism qancha energiya nurlantirsa, shuncha nurlanish energiyasini yutadi. Agar yuqorida bayon etilgan misoldagi (25.2-rasmga q.) jismlar turlicha energiya yutsa, ular nurlantirayotgan energiya ham turlicha bo'ladi. Ular uchun quyidagi munosabat o'rinli:

$$\left(\frac{r_{\lambda,T}}{a_{\lambda,T}}\right)_1 = \left(\frac{r_{\lambda,T}}{a_{\lambda,T}}\right)_2 = \left(\frac{r_{\lambda,T}}{a_{\lambda,T}}\right)_3 = const$$

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 (to'lqin uzunligi) va haroratning universal funksiyasidir***

$$\frac{r_{\lambda,T}}{a_{\lambda,T}} = f(\lambda, T). \quad (25.6)$$

Absolyut qora jismda uchun $a_{\lambda,T} = 1$, bo'lgani uchun

$$r_{\lambda,T} = f(\lambda, T).$$

Demak, Kirxgofning universal funksiyasi absolyut qora jismning nur chiqarish qobiliyatining o'zidir.

25.3 Absolyut qora jism uchun issiqlik nurlanish qonunlari

Issiqlik nurlanish nazariyasining eng asosiy vazifasi absolyut qora jism nur chiqarish qobiliyatining haroratga va to'lqin uzunlikka bog'liqligini aniqlashdan iborat. Bu sohada olib borilgan izlanishlar tufayli kashf etilgan asosiy qonunlar bilan tanishamiz.

1. Birinchi qonun ***Stefan–Bolsman qonuni (ba'zan esa «to'rtinchi daraja» qonuni) deb nom olgan. Bu qonunga asosan, absolyut qora jismning to'la nur chiqarish qobiliyati haroratning to'rtinchi darajasiga proporsional ravishda ortadi:***

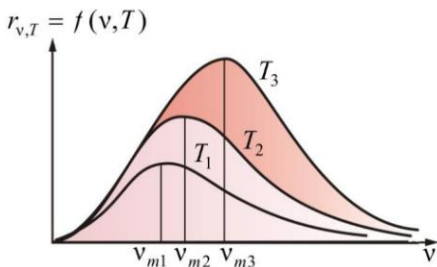
$$R_T = \int_0^{\infty} f(\lambda, T) d\lambda = \sigma T^4, \quad (25.7)$$

bunda σ - Stefan–Bolsman doimiysi bo'lib, uning tajribalar asosida

aniqlangan qiymati quyidagiga teng: $\sigma = 5,67 \cdot 10^{-8} \frac{\text{m}^2 \cdot \text{K}^4}{\text{m}^2 \cdot \text{K}^4}$.

$r_{\lambda,T} = f(\lambda, T)$ egri chiziqning yuzasi (25.3-rasm) absolyut qora jismning to'la nur chiqarishni ifodalaydi.

Absolyut qora jism nur chiqarish qobiliyatining to'lqin uzunlikka bog'liqligi, ya'ni spektral tavsifi turli haroratlar ($T_1 < T_2 < T_3$)



25.3- rasm

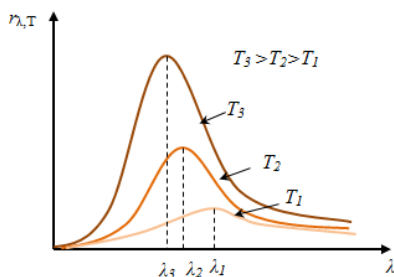
uchun 25.4- rasmda tasvirlangan. Tajribalarda aniqlangan bu egri chiziqlar asosida quyidagi xulosalar kelib chiqadi:

- Absolyut qora jismning nurlanish spektri uzluksizdir.

- Har bir haroratga oid bo'lgan nurlanishning energetik taqsimotini ifodalovchi egri chiziqda aniq maksimum mavjud bo'lib, u harorat oshgan sari qisqa to'liq uzunliklar sohasiga siljiydi.

2. **Vinning siljish qonuni** deb atalgan ikkinchi qonun ana shu maksimumlarga taaluqli: *absolyut qora jism nur chiqarish qobiliyatining maksimumga mos keluvchi λ_m to'liq uzunligining absolyut haroratga ko'paytmasi o'zgarmas kattalikdir, ya'ni*

$$\lambda_m T = b, \quad (25.8)$$



25.4- rasm

bunda b – Vin doimiysi, tajribalar asosida $b = 2,898 \cdot 10^{-3} \text{ m} \cdot \text{K}$ ekanligi aniqlangan. (25.8) dan ko'rinishicha, mutloq qora jismning harorati T qancha yuqori bo'lsa, λ_m shuncha kichikroq qiymatga ega bo'ladi. Boshqacha aytganda, harorat oshgan sari absolyut qora jism nur chiqarish qobiliyatining maksimumi qisqa to'liq uzunliklari sohasiga siljiydi.

3. **Reley va Jins** issiqlik nurlanishga statistik fizika usullarini tatbiq etib, absolyut qora jismning nur chiqarish qobiliyati uchun:

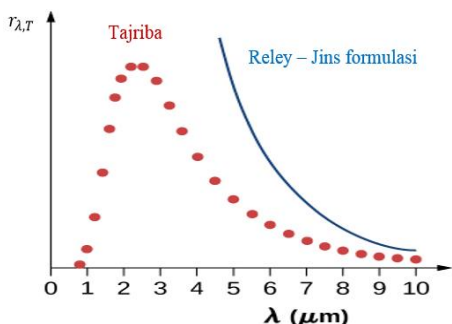
$$r_{\lambda,T} = \frac{2\pi ckT}{\lambda^4}, \quad (25.9)$$

ifodani hosil qildilar. k – Bolsman doimiysi. Bu formula shu olimlarning nomi bilan **Reley–Jins formulasi** deb yuritiladi. Bu formula bo'yicha hisoblab topilgan $r_{\lambda,T}$ ning qiymatlari (25.5-rasm) uzun to'liq uzunliklar sohasida tajriba qiymatlariga mos keladi. Kichik to'liq uzunliklar sohasida $r_{\lambda,T}$ ga asosan, cheksiz katta qiymatga ega bo'lish kerak. Vaholanki, tajribada $r_{\lambda,T}$ qisqa to'liq uzunliklar sohasida (**ultrabinafsha sohada**) nolgacha kamayib boradi. Bu holatga P. Erenfest obrazli ibora bilan «**ultrabinafsha halokat**» deb nom berdi.

Bundan tashqari, Reley–Jins formulasidan Stefan–Bolsman qonunini keltirib chiqarishga urinish ham to'la muvaffaqiyatsizlikka uchradi:

$$R_T = \int_0^{\infty} R_{\lambda,T} d\lambda = 2\pi c k T \int_0^{\infty} \frac{d\lambda}{\lambda^4} = \infty. \quad (25.10)$$

To'la nur chiqarish qobiliyatining cheksiz katta qiymatga ega bo'lishi jism va uning nurlanishi orasidagi muvozanatga faqat mutloq nol haroratda erishilishi mumkin, degan xulosaga olib keladi. Bu esa tajribalarga ziddir, chunki aslida har qanday ixtiyoriy temperaturada jism-nurlanish sistemasi muvozanatda bo'lishi mumkin. Tajribaga mos kelishlik nuqtai nazardan Reley-Jins formulasi Vin formulasiga nisbatan zaifroq tuyuladi. Lekin nazariy



25.5- rasm

jihtadan bunday emas.

Reley-Jins formulasi klassik fizikaga qat'iy ravishda tayanib hisoblangan. Unga ixtiyoriy tanlab olinadigan konstantlar aralashtirilmagan. Shuning uchun «ultrabinafsha halokat» **klassik nazariya muhim tajribalar natijalarini tushuntirishga qodir emasligidan dalolat beradi.**

25.4 Plank gipotezasi va formulasi

Absolyut qora jismning nur chiqarish qobiliyatining, $r_{\lambda,T}$ ning tajriba bilan mos keluvchi ifodasini topishdagi muvaffaqiyatsizliklarning sababi—klassik nazariya zaminida kamchilik mavjudligidir. Maks Plank ana shunday xulosaga keldi va 1900 yilda «ultrabinafsha halokatni» bartaraf qilish uchun klassik nazariyaga zid bo'lgan o'zining gipotezasini ilgari surdi. Plak gipotezasining mohiyati quyidagidan iborat: ***jismlarning nurlanishi uzluksiz emas, balki alohida ulushlar (kvantlar) sifatida chiqariladi. Nurlanish har bir ulushining, ya'ni nurlanish kvantining energiyasi***

$$\varepsilon = h\nu = h\frac{c}{\lambda} = \hbar\omega, \quad (25.11)$$

ga teng. Bunda $\nu = \frac{c}{\lambda}$ -nurlanishning chastotasi, $h = 2\pi\hbar = 6,626 \cdot 10^{-34}$

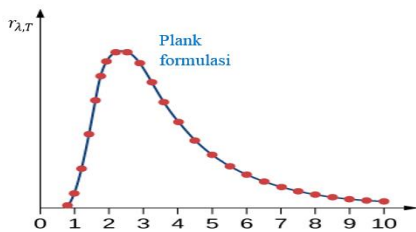
j·s Plank doimiysi nomi bilan mashhur bo‘lgan universal konstanta. Hozirgi vaqtda *kvant* so‘zi faqat nurlanishdagina emas, balki boshqa fizik kattaliklar bilan ham qo‘shib ishlatiladi. Masalan, elektr zaryadining kvanti deganda zaryad miqdorining eng kichik ulushi, ya‘ni elektronning zaryad miqdori tushuniladi. Shuning uchun nurlanish kvanti, ba‘zan, *foton* deb alohida nom bilan ham ataladi.

Qisqa to‘lqin uzunliklar sohasida nurlanish kvantining energiyasi ortib boradi.

$\lambda \rightarrow 0$ da esa kvant energiyasi shu darajda katta bo‘lishi lozimki, natijada jism issiqlik harakatining energiyasi hatto bittagina kvant chiqarishga ham etmaydi. Qisqa to‘lqin uzunliklar sohasida $r_{\lambda,T}$ ning qiymati keskin kamayib borishini shu tarzda tushuntirish mumkin.

Plank yuqorida bayon etilgan o‘zining gepotezasiga asoslanib va statistik fizika qonunlaridan foydalanib

$$r_{\lambda,T} = \frac{2\pi hc^2}{\lambda^5} \frac{1}{e^{\frac{hc}{\lambda kT}} - 1}, \quad (25.12)$$



25.5a-rasm

ifodani hosil qiladi. Bu ifoda **Plank formulasi** deb ataladi. Plank formulasi asosida hisoblangan $r_{\lambda,T}$ ning qiymatlari (25.5a-rasm) tajriba qiymatlari bilan to‘lqin uzunliklarining barcha sohalarida mos keladi. Plank formulasidan foydalanib absolyut qora jism nurlanishning empirik ravishda aniqlangan barcha qonunlarini hosil qilish

mumkin.

1. Stefan–Bolsman qonunini hosil qilish uchun (25.7) ni to‘lqin uzunliklarning 0 dan ∞ gacha oralig‘ida integrallaymiz:

$$R_T = \int_0^{\infty} R_{\lambda,T} d\lambda = 2\pi hc^2 \int_0^{\infty} \frac{d\lambda}{\lambda^5 (e^{\frac{hc}{\lambda kT}} - 1)}, \quad (25.13)$$

ifodani hosil qilamiz.

$$R_T = \frac{2\pi^5 k^4}{15 c^2 h^3} T^4 = \sigma T^4. \quad (25.14)$$

Bu ifoda

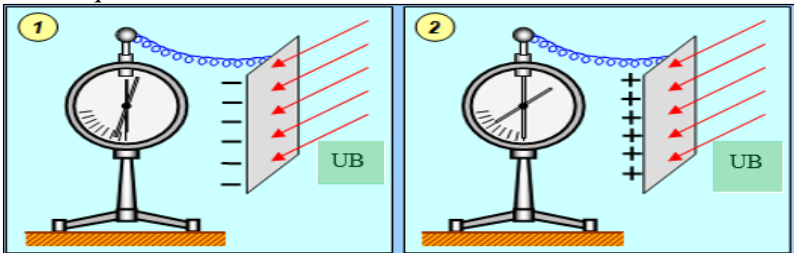
$$\sigma = \frac{2\pi^5 k^4}{15 c^2 h^3}, \quad (25.15)$$

belgilash kiritdik. h , c , k , larning qiymatlaridan foydalanib hisoblangan Stefan – Bolsman doimiysi σ ning qiymati tajribalardan topilgan qiymat bilan mos keladi. (25.15) dan foydalanib, σ ning tajriba qiymatiga asoslanib, Plank h doimiysining qiymati aniqlangan. Hozirgi ma'lumotlarga asosan $h = 6,626 \cdot 10^{-34}$ J · s ga tengdir.

Shunday qilib, klassik nazariyaga zid bo'lgan gipotezaga tayanib chiqarilgan Plank formulasi absolyut qora jismning nur chiqarish qobiliyatini ifodalovchi universal funksiya $r_{\lambda,T}$ ni, hamda absolyut qora jism nurlanishining empirik qonunlarini muvaffaqiyatli tarzda tushuntira oldi.

25.5 Fotoeffekt. Fotoeffekt qonunlari. Fotoeffekt nazariyasi

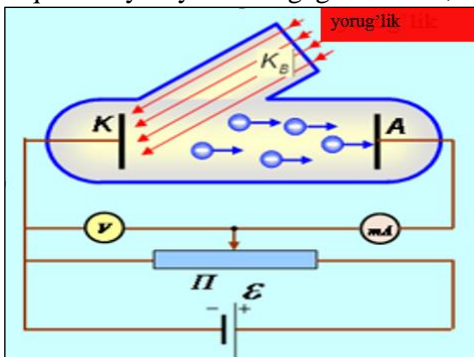
Fotoeffekt–yorug'lik ta'sirida jismdan elektronning ajralib chiqishidir. Bu hodisani birinchi bo'lib 1887 yilda G. Gers kuzatgan. Tajribasining sxemasi 25.6. 1-rasmda tasvirlangan. Elektrometrga ulangan sink plastinkalari elektr uchquni yordamida ultrabinafsha nurlar bilan yoritilgan. Agar sink plastinkalari manfiy zaryadlagan bo'lsa nurlanish natijasida (elektronlarning sinkdan ajralib chiqishi hisobiga) elektrometr tezda zaryadsizlanadi (rasm 25.6(1)). Agar sink plastinkasi musbat zaryadlansa, nurlanish ta'sirida uning zaryadi o'zgarmaydi (rasm 25.6(2)). Demak, yorug'lik ta'sirida sink sirtidan manfiy zaryadli zarralar ajralib chiqadi.



25.6-rasm

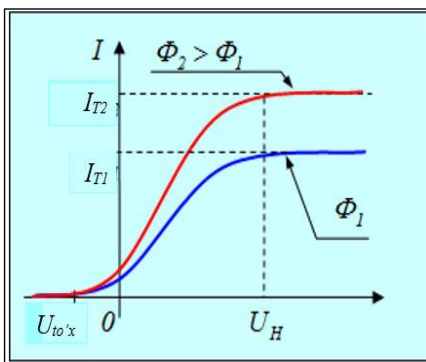
1898 yilda Lenard va Tomson katoddan ajralib chiqayotgan zarralarning magnit maydonda og‘ishiga asoslanib, ularning solishtirma zaryadini aniqladilar. Bu esa katoddan ajralayotgan zarralar elektronlardir, degan xulosaga olib keldi.

Fotoeffekt bo‘yicha miqdoriy tekshirishlarni (1888-1889 yillar) rus fizigi A.G.Stoletov bajardi . Fotoeffekt hodisasi plastinka (katod) ning faqat kimyoviy tarkibigagina emas, balki plastinka sirtining tozalik



25.7-rasm

darajasiga ham bog‘liq ekanligi tajribalarda aniqlandi. Fotoeffekt hodisasini o‘rganish uchun 25.7-rasmda tasvirlangan qurilmadan foydalanildi. Havosi so‘rib olingan shisha idish ichidagi katod tekshirilishi lozim bo‘lgan metall bilan qoplangan. Uni, odatda, fotokatod deb ataladi. Monoxromatic nurlar dastasi shisha idishdagi moslamadan o‘tib katod sirtiga tushadi. Sxemadagi potensio-



25.8-rasm

metr elektrodlar orasidagi kuchlanishning qiymatlarini, hamda ishorasini o‘zgartirishga imkon beradi. Kuchlanish voltmetr yordamida, fototok esa galvonometr yordamida o‘lchanadi. 25.8- rasmda yorug‘lik oqimi Φ_1 va Φ_2 bo‘lgan hollar uchun fototokning anod va katod orasidagi kuchlanishga bog‘liqligini ifodalovchi egri chiziqlar, ya’ni volt - amper tavsiflari tasvirlangan. Rasmda ko‘rinishicha, elektr maydon tezlatuvchi xusu-

siyatga (K da $-$, A da $+$) ega bo‘lganda fototokning qiymati kuchlanishga monand ravishda ortib boradi. Kuchlanishning biror qiymatidan boshlab fototok o‘zgarmay qoladi, ya’ni to‘yinadi. Bosh-qacha aytganda, fotoelektronlarning barchasi anodga etib boradi. Fototokning bu qiyma-

tini *to'yinish toki* deb ataladi. Lekin fotokatodga tushayotgan yorug'lik oqimi o'zgartirilsa, to'yinish tokining qiymati ham o'zgaradi. Masalan, 25.8-rasmda tasvirlangan grafiklarda $I_{T1} < I_{T2}$, chunki $\Phi_1 < \Phi_2$. ***Bu tajribalar fotoeffektning birinchi qonunini keltirib chiqaradi: muayyan fotokatodga tushayotgan yorug'likning spektral tarkibi o'zgarmas bo'lsa, fototokning to'yinish qiymati yorug'lik oqimiga to'g'ri proporsionaldir.***

Anod va katod orasidagi kuchlanish nolga teng bo'lgan holda ham fototok mavjud bo'ladi. Hattoki, $U < 0$ bo'lgan (ya'ni K da +, A da -) hollarda ham fototok kuzatiladi. Bunday hollarda K dan A ga tomon harakatlanayotgan fotoelektronlar maydon kuchlariga qarshi ish bajaradi. Bu ish fotoelektronlarning kinetik energiyasi evaziga bajariladi. Agar elektr maydon etarlicha kuchli bo'lsa, fotoelektronlar anodga etib bormasidan o'z energiyalarini sarflab qo'yadi. Natijada zanjirdagi fototok to'xtab qoladi. Bu holga mos keluvchi tormozlovchi kuchlanishning qiymati $U_{to'xt}$ ni ***to'xtatuvchi kuchlanish*** (ba'zan *to'xtovchi potensial*) deb ataladi. Tajribalarning ko'rsatishicha, tormozlovchi maydon kuchaytirilgan sari (25.8- rasmdagi grafigining $U < 0$ qismga qarang) fototok ohista kamayib boradi va $U = U_{to'xt}$ da $I = 0$ bo'lib qoladi. Demak, fotokatoddan ajralib chiqayotgan fotoelektronlarning tezliklari turlicha. $U = U_{to'xt}$ bo'lganda, hatto, eng katta tezlikka ega bo'lgan fotoelektronlarning kinetik energiyasi ham tormozlovchi maydon qarshiligini eng olmaydi. Bu chegaraviy holdan foydalanib quyidagi munosabatni yoza olamiz:

$$e U_{to'xt} = \frac{1}{2} m_e v_{maks}^2, \quad (25.16)$$

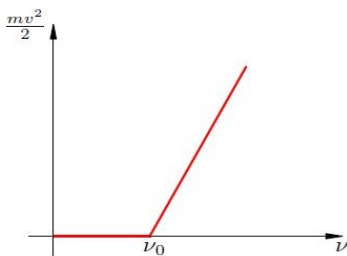
tezligini maksimal qiymati. (25.16) ifodadan $U_{to'xt}$ ning tajribada olingan qiymatlariga mos keluvchi v_{maks} larni topish mumkin. To'lqin uzunliklari turlicha

bo'lgan monoxramatik yorug'liklar bilan o'tkazilgan tajriba natijalarini muhokama qilish tufayli ***fotoeffektning ikkinchi qonuni*** deb ataladigan quyidagi xulosaga kelingan: ***muayyan fotokatoddan ajralib chiqayotgan fotoelektronlarning boshlang'ich tezliklarini maksimal qiymati yorug'lik intensivligiga bog'liq emas.***

Yorug'likning to'lqin uzunligi o'zgarsa, fotoelektronlarni maksimal tezliklari ham o'zgaradi.

Muayyan fotokatodga tushayotgan yorug'lik chastotalari va fotoelektronlarning maksimal tezliklari orasidagi bog'lanish grafigi 25.9-rasmda tasvirlangan.

Rasmdan ko'rinishicha, fotoelektronlarning maksimal tezligi va yorug'lik chastotasi orasida chiziqli bog'lanish mavjud. Shunisi e'tiborga loyiqki, chastotaning biror ν_q qiymatida fotoelektronlarning tezligi nolga teng bo'ladi. Chastotaning bu qiymati chegara hisoblanadi. $\nu < \nu_q$



25.9-rasm

chastotali yorug'lik fotoeffekt hodisasini vujudga keltirmaydi.

Fotoeffekt kuzatilishi uchun $\nu > \nu_q$ chastotali yorug'lik ta'sir etish lozim. Chegaraviy chastotaga mos bo'lgan

$$\lambda_q = \frac{c}{\nu_q}, \quad (25.17)$$

to'liq uzunlikni **fotoeffektning «qizil chegarasi»** deb atash odat bo'lgan. **Fotoeffektning uchunchi**

qonuni ana shu qizil chegara haqidagi xulosadir: **har bir fotokatod uchun biror «qizil chegara» mavjud bo'lib, undan kattaroq to'liq uzunlikli yorug'lik ta'sirida fotoeffekt vujudga kelmaydi. λ_q ning qiymati yorug'lik intensivligiga mutlaqo bog'liq emas, u faqat fotokatod materialning kimyoviy tabiatiga va sirtining holatiga bog'liq.**

Nihoyat tajribalarda namoyon bo'ladigan yana bir qonun mavjud: **yorug'likning fotokatodga tushishi bilan fotoelektronlarning hosil bo'lishi orasida sezilarli vaqt o'tmaydi. Bu fotoeffektning to'rinchi qonunidir.**

Fotoeffektning faqat birinchi qonunini to'liq nazariyasi asosida tushuntirish mumkin. Lekin to'liq nazariyasi ikkinchi va uchunchi qonunlarni tushuntirishga ojizlik qiladi.

Haqiqatdan, to'liq nazariyaga asosan fotokatodga tushayotgan ixtiyoriy to'liq uzunlikka ega bo'lgan yorug'likning intensivligi ortgan sari ajralib chiqayotgan fotoelektronlarning energiyalari ham ortishi lozim edi. Vaholanki tajribalarning ko'rsatishicha, fotoelektronlarning energiyasi yorug'lik intensivligiga mutlaqo bog'liq emas.

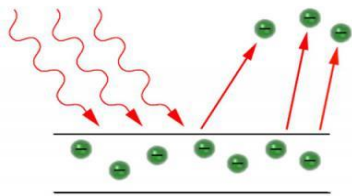
Ikkinchidan, to'liq nazariyaga asosan, elektron metallardan ajralib chiqishi uchun kerakli energiyani har qanday yorug'likdan olishi mumkin, ya'ni yorug'lik to'liq uzunligining ahamiyati yo'q. Faqat

yorug'lik intensivligi yetarlicha katta bo'lishi lozim. Vaholanki, to'liq uzunligi «qizil chegaradan» katta bo'lgan yorug'likning intensivligi har qancha katta bo'lsa ham, fotoeffekt hodisasi ro'y bermaydi. Aksincha, to'liq uzunligi «qizil chegaradan» kichik bo'lgan yorug'lik (masalan, ultrabinafsha nurlar) intensivligi nihoyat zaif bo'lsa ham fotoeffekt kuzatiladi. Nihoyat zaif intensivlikdagi yorug'lik tushayotgan taqdirda, to'liq nazariyaga asosan, yorug'lik to'liqlari tashib kelgan energiyalar evaziga metalldagi elektron ma'lum miqdorda energiyani jamg'arib olish kerak. Bu energiya elektronning metaldan chiqishi (ya'ni chiqish ishi A_{ch}) uchun etarli bo'lgan holda fotoeffekt sodir bo'lishi kerak. Hisoblarning ko'rsatishicha, intensivligi juda kam bo'lgan yorug'likdan A_{ch} ga etarli energiyani elektron jamg'arib olish uchun soatlab, hattoki sutkalab vaqt o'tishi lozim ekan. Tajribalarda esa metallga yorug'likning tushishi va fotoelektronlarning vujudga kelishi orasida 10^9 s lar chamasi laha o'tadi, holos. Demak, yorug'likning to'liq nazariyasi va fotoeffekt hodisasi orasida yuqorida bayon etilgan mos kelmasliklar mavjud. Shuning uchun yorug'likni uzluksiz elektromagnit to'liq jarayoni deb tasavvur qilish yorug'lik tabiatini to'liq aks ettira olmaydi, degan fikr vujudga keladi. Bu fikr asosida 1905 yilda A. Eynshteynni yorug'likning kvant nazariyasini yaratishiga sabab bo'ldi.

Eynshteyn bu sohada Plank gipotezasini rivojlantirib quyidagi g'oyani ilgari surdi: ***yorug'lik kvantlar tariqasida nurlanibgina qolmay, balki yorug'lik energiyaning tarqalishi ham, yutilishi ham kvantlangan bo'ladi.*** Bu g'oyaga asosan, metall sirtiga tushayotgan yorug'lik oqimini yorug'lik kvantlari (ya'ni fotonlar) oqimi deb tasavvur qilish lozim. Fotoeffekt hodisasida esa, (25.10-rasm) bu fotonlardan ayrimlarining metall sirtiga yaqin joylashgan elektronlar bilan ta'sirlashuvi natijasida ro'y beradi (odatda, metall sirtiga tushayotgan fotonlarning taxminan mingdan biri fotoeffektni hosil qiladi, qolgan fotonlar esa o'z energiyalarini elektronga emas, balki kristall panjaraga beradi). Eynshteyn fotoeffektga energiyaning saqlanish qonunini qo'lladi. Foton bilan elektronning ta'sirlashuv jarayonida fotonning $h\nu$ energiyasi elektronga o'tadi. Boshqacha aytganda, ***ta'sirlashuvga qadar yorug'lik kvanti tarzida namoyon bo'layotgan energiya ta'sirlashuvdan so'ng elektronning energiyasiga aylanadi. Agar bu energiya yetarlicha katta (ya'ni $h\nu > A_{ch}$) bo'lsa, metalldan elektron ajralib chiqadi. Energiyaning qolgan qismi esa metalldan tashqariga chiqib olgan***

elektron (ya'ni fotoelektron) ning maksimal kinetik energiyasi sifatida namoyon bo'ladi. Shuning uchun

$$h\nu = A_{ch} + \frac{m_e v_{maks}^2}{2}, \quad (25.18)$$



25.10-rasm

tenglama bajariladi. Maksimal kinetik energiya deyishimizning sababi shundaki, elektron o'z yo'lidagi qashliklarni engish (masalan atomlar bilan to'qnashish) da energiyaning bir qismini yo'qotish mumkin.

(25.18) **ifoda tashqi fotoeffekt uchun Eynshteyn tenglamasi** deb

ataladi. «Tashqi fotoeffekt» iborasining ishlatilishiga sabab shundaki, yuqorida bayon etilgan hollarda fotoelektronlarning moddadan tashqariga ajralib chiqadi. Ba'zi moddalarda esa, masalan, yarim o'tkazgichlarda fotonlar ta'sirida valent sohadagi elektronlar o'tkazuvchanlik sohasiga yoki bo'sh energetik sathlarga ko'chadi. Bu jarayon tufayli elektron modda tashqarisiga chiqmasdan, uning ichida qoladi. Shuning uchun fotoeffektning bu turini *ichki fotoeffekt* deb ataldi.

25.6 Foton va uning xarakteristikasi. Yorug'lik bosimi

Foton energiyasi va tebranish chastotasi orasidagi bog'lanish $\varepsilon = h\nu$ munosabat bilan aniqlanadi. Energiya va massaning ekvivalentlik qonuni $W = mc^2$ dan foydalansak, fotoning massasi:

$$m_f = \frac{\varepsilon}{c^2} = \frac{h\nu}{c^2}, \quad (25.19)$$

yorug'lik fotonining boshqa zarralar, (masalan, elektron, atom, molekula va hokazo) dan farqlanuvchi maxsus xususiyati shundan iboratki, foton tinchlikdagi massasiga ega bo'lmaydi. Foton faqat harakatlanish jarayonidagina mavjud bo'lib, uning tezligi yorug'lik tezligiga teng.

Har qanday harakatlanuvchi zarra kabi foton ham impulsiga ega bo'ladi:

$$p_f = m_f c = \frac{h\nu}{c^2} \cdot c = \frac{h\nu}{c}. \quad (25.20)$$

Fotonning massasi, impulsi va energiyasi uning korpuskulyar xususiyatini belgilaydi, ν – chastotasi esa, yorug‘likning to‘lqin xususiyatini belgilaydi. Foton, agarda impulsiga 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 ν chastotali monoxromatik yorug‘lik nuri sirtga normal ravishda tushayotgan dastasining birlik hajmida N ta foton mavjud bo‘lsin. Sirt asosining yuzi bir birlikka, birlik vaqtda N ta foton tushayotgan bo‘lsa, jism sirtidan ρN ta foton qaytadi (bu yerda ρ – sirtning qaytarish koeffitsiyenti), $(1 - \rho) N$ ta foton yutiladi.

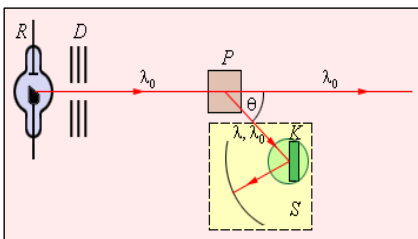
Yutilgan fotonlarning har biri sirtga $m_f c$ impuls beradi. Qaytgan har bir foton tufayli sirt $2m_f c$ ga teng impuls oladi. U holda birlik vaqtda sirtning birlik yuziga ta‘sir etuvchi impulslarning yig‘indisi yorug‘lik bosimini ifodalaydi, ya‘ni

$$P = 2 m_f c \rho N + m_f c (1 - \rho) N c = (1 + \rho) N m_f c. \quad (25.21)$$

Bu ifodadagi $N m_f$ – birlik hajmdagi fotonlar massasi. Shuning uchun, Eynshteynning massa va energiya orasidagi ekvivalentlik qonuniga asosan $N m_f c$ birlik hajmdagi ω yorug‘lik energiyani karakterlaydi.

Natijada bosim uchun ifoda $P = (1 + \rho) \omega$ ko‘rinishga keladi.

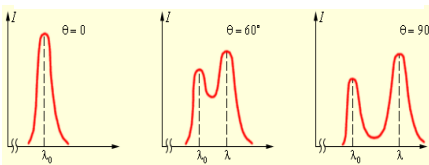
25.7 Kompton effekti



25.11-rasm

Kompton effekti deb nom olgan hodisani 1923 yilda A.Kompton rentgen nurlarining sochilishiga oid tajribada aniqladi. Tajribaning sxemasi 25.11-rasmda tasvirlangan. D_1 va D_2 diafragma yordamida ingichka dasta shakliga keltirilgan rentgen nurlari sochuvchi kristall P ga tushadi. Sochilgan nurlarni rentgen spektrograf S da to‘lqin uzunliklari bo‘yicha analiz qilinadi.

Tajribalarning ko‘rsatishicha, monoxromatik (rasm 25.12) rentgen nurlarining tulqin uzunliklari tushish yo‘nalishida o‘zgarmaydi, ya‘ni



25.12-rasm

$\theta=0^\circ$ bo'lganda $\lambda_0=\text{const}$ bo'ladi. Lekin boshlang'ich yo'nalishi bilan noldan farqli ixtiyoriy θ burchak hosil qilib sochilgan rentgen nurlarining to'lqin uzunligi (λ) ning qiymati kristallga tushayotgan rentgen nurlarining to'lqin uzunligi λ_0 dan katta. Tushayotgan va sochilgan nurlar to'lqin uzunliklarining farqi ($\Delta\lambda=\lambda-\lambda_0$) ning sochilishi burchagiga bog'liqligi

$$\Delta\lambda = 2K \sin^2 \frac{\theta}{2}, \quad (25.22)$$

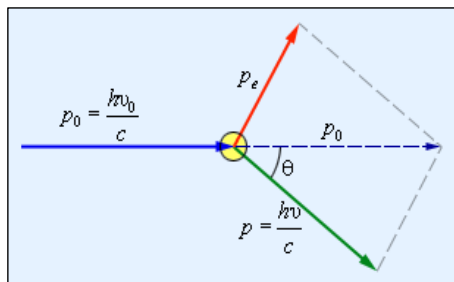
munosabat bilan ifodalanadi. Bunda K – kompton doimiysi bo'lib, uning tajribalarda topilgan qiymati $2,41 \cdot 10^{-12}$ m ga teng.

To'lqin nazariyaga asosan, rentgen nurlarining o'zgaruvchan elektr maydoni ta'sirida kristalldagi atomlarning elektronlari majburan tebranadi va ular ikkilamchi to'lqinlar tarqatadi. Bu ikkilamchi to'lqinlar (sochilgan rentgen nuralari) ning chastotasi bilan bir xil bo'ladi. Tajribalarda ko'zatilayotgan sochilgan nurlar chastotasining o'zgaruvini to'lqin nazariya mutlaqo tushuntira olmaydi.

Kompton effektini yorug'likning kvant nazariyasi asosida tushuntirildi. Bunda rentgen nurlarining kristalldan sochilish hodisasini rentgen fotonlarining kristalldagi erkin elektronlar bilan to'qnashuvi

mahsulidir, deb hisoblanadi. Energiyasi $W_f = hv$ va impulsi $P_{\phi\phi} = \frac{hv}{c}$

bo'lgan foton elektron bilan to'qnashayotgan bo'lsin (25.13-rasm). To'qnashish sodir bo'lguncha nishon elektronning energiyasi $W_e = m_0c^2$ (bunda m_0 – elektronning tinchlik vaziyatidagi massasi) va impulsi $P_e = 0$ qiymatlar bilan xarakterlanadi.



25.13-pacm

To'qnashuv tufayli elektron foton energiyasining bir qismini qabul qiladi va v tezlik bilan harakatga keladi. Natijada sochilgan elektron $W_e = mc^2$ energiyaga va $P_e = m v$ impulsga. Fotonning o'zi boshlang'ich

yo'nalish bilan θ burchak hosil qilib sochiladi. Sochilgan

fotonning energiyasi ($W_f = h v'$) va impulsi ($P_{\phi\phi} = \frac{h\nu'}{c}$) tushayotgan

fotonnikidan kichikroq bo'lishi tabiiy, albatta. Foton va erkin elektronning tia'sirlashuvi tufayli vujudga kelgan to'liq uzunlikni o'zgarushi - $\Delta\lambda$ to'g'risida miqdoriy axborot olish uchun energiya va impulsning saqlanish qonunlaridan foydalanamiz:

$$m_0c^2 + hv = mc^2 + hv', \quad (25.23)$$

$$(mv)^2 = \left(\frac{hv}{c}\right)^2 + \left(\frac{hv'}{c}\right)^2 - 2 \frac{h^2}{c^2} \nu\nu' \cos \theta. \quad (25.24)$$

Bu ikki tenglikni birgalikda echish natijasida

$$\Delta\lambda = 2 \frac{h}{m_0c} \sin^2 \frac{\theta}{2}, \quad (25.25)$$

munoasbatni hosil qilamiz. Bu ifodani (25.22) bilan solishtirsak, kompton doimiysi $k = \frac{h}{m_0c}$ bo'lishi kerak, degan xulosaga kelamiz.

Haqiqatan, h, m_0 va c larning qiymatlaridan foydalansak, $K=2,426 \cdot 10^{-12}$ m hosil bo'ladi. Demak, nazariy (25.25) ifoda va (25.22) munosabat juda mos kelib, fotonlarning mavjudligini isbotlovchi dalil bo'lib xizmat qiladi.

Nazorat savollari

1. Energiyaviy yorituvchanlikni nima.
2. Absolyut qora jism nur chiqarish qobiliyatini tushuntiring.
3. Nurlanish uchun Kirxgof qonunni ta'riflang.
4. Kirxgofni universal funksiyasi nimani ifodalaydi.
5. Stefan-Bolsman qonunini ta'rifi va formulasini yozing.
6. Vinning siljish qonunini ta'rifini va formulasini yozib tushuntiring.
7. Reley Jins formulasini tushuntiring.
8. Plankning kvant gipotezasi va qonunini ta'riflang.
9. Fotonning massasi va impulsini formulasini yozing.
10. Yorug'lik bosimi ifodasini keltirib chiqaring.
11. Fotoeffekt qonunlarini tushuntiring.
12. Fotoeffekt uchun Eynshteyn tenglamasini yozing va mohiyatini tushuntiring.
13. Kompton effektini tushuntiring.

26. ATOM VA KVANT FIZIKASI ELEMENTLARI

Atom va kvant fizikasi elementlari bobini o'zlashtirgan talaba:

bilishi kerak:

- Rezerford tajribasi mohiyatini;
- atomning klassik modeli mohiyati;
- Bor postulatlarini ;
- Frank-Gers tajribasini;
- de-Broyl gipotezasini va uni tajribada tasdiqlanganligini;
- de-Broyl to'liqini xossalarini;
- to'liqin funksiyasi fizik ma'nosini;
- koordinata va impuls uchun noaniqlik munosobati fizik ma'nosini ;
- vaqt va energiya uchun noaniqlik munosobati fizik ma'nosini ;
- statsionar holat uchun Shredinger tenglamasini;
- bir o'lchovli potensial o'radagi mikrozarra uchun Shredinger tenglamasini va uni yechimini;
- tunnel effektini;
- kvant mexanikasidagi garmonik ossilyator uchun Shredinger tenglamasini va uni yechimini;
- vodorodsimon atomdagi elektron uchun uch o'lchovli Shredinger tenglamasini;
- kant sonlar fizik ma'nolarini;
- elektron spini va uni kvantlanishini;
- zarralarni ajratib bo'lmaslik prinsipi
- Pauli prinsipini

bajara olishi kerak:

- atomning planetar modeliga, de-Broyl to'liqiniga, Shredinger tenglamasiga doir tipik amaliy fizika masalalarni yechishn;

ko'nikmalarga ega bo'lishi kerak:

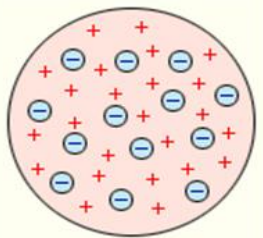
- matematik analizni standart usullarini atomning planetar modeliga, de-Broyl to'liqiniga, Shredinger tenglamasiga doir amaliy fizika

- masalalarini yechishda foydalanish ko'nikmasi;
- atomning planetar modeliga, de-Broyl to'liqiniga, Shredinger tengla-masiga doir fizikaviy tajribalarni o'tkazish va natijalarini hisoblash ko'nikmasi.

26.1 Rezerford tajribasi. Atomning klassik modeli

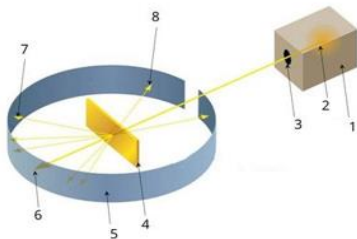
XIX asr oxirlariga kelganda bir qator mashhur olimlarning tajribalari tufayli atomning murakkab tuzilishi to'g'risidagi fikr anchagina oydinlashib qoldi.

1904 yilda **D.Tomson** birinchi bo'lib atom modelini tavsiya qildi. U atomni o'lchami kichik bo'lgan (10^{-10} m) musbat zaryadlangan shar shaklida deb, uning ichida o'lchami juda kichik elektronlar erkin suzib yuradi (26.1-rasm). Elektronlar soni atom zaryad soniga teng. Shu sababdan normal



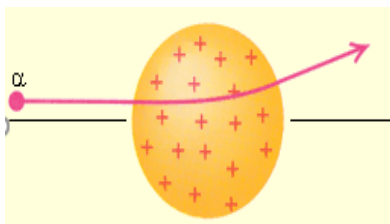
26.1-rasm

sharoitda atom elektr neytral. Har xil moddalarning atom zaryadlaridagi elektronlar soni bir-birlaridan farq qiladi. **Atomning Tomson modeli** asosida moddaning nurlanish chastotasini aniqlash mumkin. 1911 yilda Rezerford atomning Tomson modelini tekshirish maqsadida musbat zaryadlangan alfa-zarralar bilan atomni bombardimon qildi.



26.2-rasm

zarralar yutiladi. Tirqishdan chiqqan (3) alfa-zarralar dastasi oltin folgaga (4) perpendikulyar ravishda tushadi. Folgadan o'tgan zarralar fluoressensiyalanuvchi qatlam bilan qoplangan (E) ekranga (5) tushgan nuqtalarida chaqmoqchalar vujudga keladi. Bu chaqmoqchalarni kuzatish asosida alfa-zarralarning folgadan o'tish jarayonidagi sochilish to'g'risida axborot olinadi. Kuzatuvlarning ko'rsatishicha, alfa-zarralarining aksariyati o'z yo'nalishlarini o'zgartirmaydi (6) yoki juda kichik burchaklarga (7) og'adi. Lekin zarralarning bir qismi yetarlicha katta burchaklarga og'adi. Hatto orqasiga qaytgan alfa-zarralar (8) ham

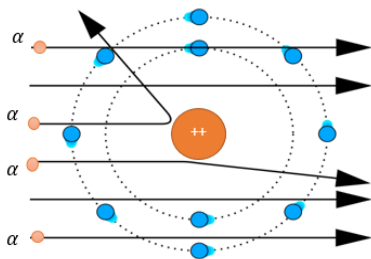


26.3-rasm

kuzatiladi. Tomson modeligiga ko'ra yetarlicha katta burchaklarga og'adigan va orqasiga qaytgan alfa-zarralar uchramasligi kerak (rasm 26.3). Rezerford tajriba natijalarni tushuntirish uchun atom tuzilishini quyidagicha

faraz qildi: **atomning nihoyat kichik sohasida musbat zaryad joylashgan, uning atrofidagi atomning barcha sohasi esa manfiy zaryadli elektronlar bulutidan iborat bo'lib, bu elektronlarning to'liq zaryadi musbat zaryadga miqdoran teng.**

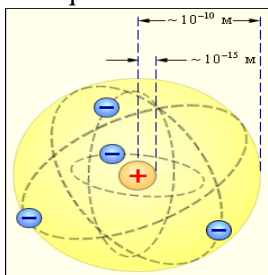
Shuning uchun folgadan o'tish jarayonida asosiy ta'sirlashuv zaryadi $+2e$ ga teng bo'lgan alfa-zarra va atom massasining asosiy qismini o'zida mujassamlashtirgan musbat zaryadli $(+Ze)$ soha (**bu sohani yadro deb atash odat bo'lgan, yadro – «mag'iz» degan ma'noni anglatadi**)



26.4-rasm

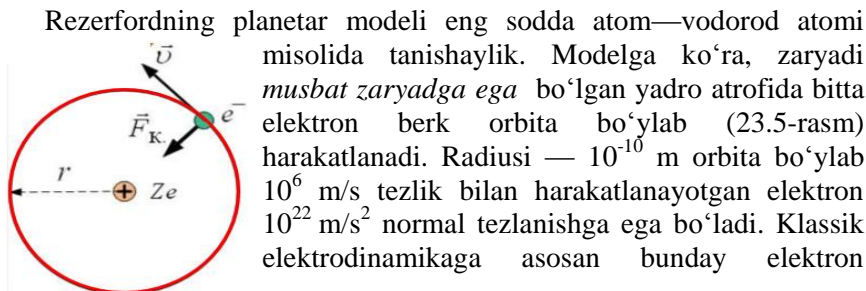
orasida amalga oshadi. Natijada yadroga yaqinroq masofadan o'tayotgan alfa-zarra (26.4-rasmda) yadrodan uzoqroq masofadan o'tayotgan alfa-zarraga nisbatan kattaroq burchakka og'adi, chunki alfa-zarra va yadro orasidagi o'zaro itarishuvchi Kulon kuchi, ular orasidagi masofaga teskari proporsionaldir. To'ppa-to'g'ri yadro tomon kelayotgan alfa-zarra esa Kulon

kuchi ta'sirida sekinlashib to'xtaydi, so'ng orqasiga qaytadi. Klassik fizika qonunlari asosida o'tkazilgan miqdoriy hisoblar Rezerford farazini tasdiqladi.



Shu tariqa atomning yadro modeli yaratildi. Uni ba'zan, *atomning planetar modeli* deb ham ataladi, chunki yadro Quyoshga, elektronlar esa sayyoralariga o'xshatiladi. Bu model atom tuzilishini o'rganishda muhim qadam bo'ldi. Atom o'chami tashqi electron qobig'ining radiusi bilan aniqlanadi $\sim 10^{-10} m$, yadro o'lchami $10^{-15} m$.

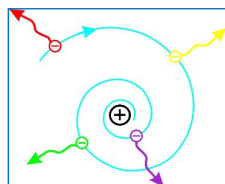
26.2 Atom spektridagi qonuniyatlar. Atom planetar modelining kamchiliklari



26.5-rasm

elektromagnit nurlanish chiqarishi va energiyasi

kamayganligi tufayli uning orbitasi borgan sari torayib borishi lozim. Hisoblarning ko'rsatishicha, taxminan 10^{-8} s chamasi vaqt o'tgach, vodorod atomining elektroni yadroga yiqilib tushishi kerak. Vaholanki, vodorod atomi barqarordir. Bu

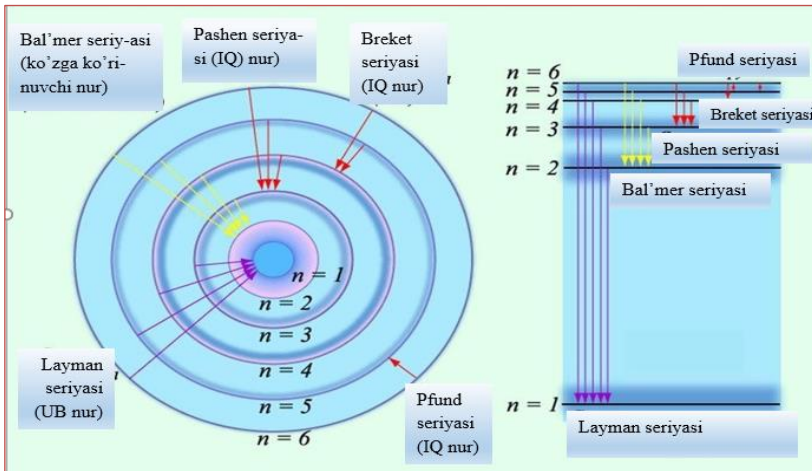


Rezerfordning planetar modelining birinchi kamchiligi edi.

Vodorod atomi nurlanishning spektrini o'rganish natijasida spektrdagi chiziqlar tartibsiz emas, balki gruppalar tarzida (bu gruppalarni chiziqlar seriyalari deb atash odat bo'lgan) ma'lum qonuniyat bilan joylashganligi aniqlandi. 26.6-rasmda vodorod atomi spektrining ko'rinuvchan, infraqizil va ultrabinafsha qismlari tasvirlangan. Vodorod atomi spektridagi barcha chiziqlar chastotalarini quyidagi tajribada aniqlangan umumlashgan Balmer formulasi bilan ifodalasa bo'ladi:

$$\omega = R \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{m^2} \right) \quad (26.1)$$

Bu formuladagi R -Ridberg doimiysi deb ataladi, uning qiymati $2,07 \cdot 10^{16}$ rad/s ga teng. n ning qiymati esa Layman seriyasi uchun 1, Balmer seriyasi (ko'zga ko'rinuvchi nurlar) uchun 2, Breket seriyasi uchun 3, Pashen seriyasi uchun 4, , Ayrim seriyalardagi chiziqlarning chastotalari (26.1) ifodaga $m = n + 1; n + 2; n + 3; \dots$ qiymatlarni qo'yish natijasida vujudga keltiriladi. Tajribalar vodorod



26.6-rasm

atomining spektri chiziqli (uzlukli) ekanligini ko'rsatadi. 26.7-rasmda ko'zga ko'rinuvchi nurlar (Balmer seriyasi) spektri tasvirlangan. Rezerfordning planetar modeli bo'yicha vodorod atomining yadrosi atrofida r radiusli orbita bo'ylab v tezlik bilan aylanayotgan elektronga Kulon kuchi va markazdan qochma kuchlar ta'sir etadi va ularning qiymatlari o'zaro teng bo'ladi, ya'ni:



26.7-rasm

$$\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r^2} = \frac{m_e v^2}{r}. \quad (26.2)$$

Bu tenglama r ning nihoyat ko'p qiymatlari uchun bajariladi. r ning har bir ixtiyoriy qiymatiga esa elektron tezligi v ning va energiyasi E ning aniq qiymatlari mos keladi. Shuning uchun r ning o'zgarishlarida (aniqrog'i elektronni yadroga yaqinroq orbitalarga o'tishi natijasida) chiqariladigan elektromagnit nurlanishlarning energiyalari turlicha (ya'ni uzluksiz) qiymatlarga ega bo'lishi mumkin. Boshqacha aytganda, vodorod atomining nurlanish spektri uzluksiz bo'lishi lozim. Vaholanki, tajribalar vodorod atomining spektri chiziqli (uzlukli) ekanligini

ko'rsatadi. Bu Rezerfordning planetar modelining ikkinchi kamchiligi edi.

26.3 Bor postulatlari va vodorod atomi uchun Bor nazariyasi

Daniyalik olim N.Bor Rezerford modeli uchragan kamchiliklarni bartaraf etish uchun modelga muhim o'zgarishlar kiritdi. U atomlarning nur chiqishi va nur yutish qobiliyatini tekshirishda olingan natijalar hamda yorug'likning kvant – korpuskulyar tabiati haqidagi xulosalardan foydalandi.

Elektronlarning yadro atrofidagi harakatini asoslash uchun Bor quyidagi postulatni taklif etdi.

Birinchi postulati: *Atomning yetarlicha uzoq vaqt barqaror bo'la oladigan turg'un holatlari mavjud bo'ladi, bu holatlarda ularda nurlanish yuz bermaydi. Turg'un holatlarga turg'un orbitalar mos keladi. Turg'un orbitalar bo'yicha harakatlanayotgan elektronlar elektromagnit to'lqin nurlantirmaydi.* Demak, yadro atrofida aylanayotgan elektronlar o'z energiyasini o'zgartirmaydi. O'z o'zidan ravshanki, bu postulat klassik mexanika qonuniga zid, shuningdek, Maksvell elektrodinamikasiga ham to'g'ri kelmaydi.

Ikkinchi postulatda shunday deyiladi: *atom katta E_k energiyaga ega bo'lgan statsionar holatdan kichik E_p energiyali statsionar holatga o'tganda elektromagnit nurlanish sodir bo'ladi. Nurlangan kvant-foton energiyasi statsionar holatlar energiyalarining farqiga teng.*

$$h\nu_{k,p} = E_k - E_p \quad (26.3)$$

Energiyasi kichik E_p holatdan katta E_k holatga o'tishda xuddi shunday energiya yutiladi.

Uchunchi postulat (orbitalarni kvantlash qoidasi) ga asosan, *turg'un holatdagi atomda aylanma orbita bo'ylab harakatlanayotgan elektronning impuls momenti*

$$m_e v r_n = n\hbar \quad (26.4)$$

shartni qanoatlantiruvchi kvantlangan qiymatlarga ega bo'lishi lozim. Bunda m_e - elektronning massasi, v - elektronning orbita bo'ylab harakatidagi chiziqli tezlik, $n = 1, 2 \dots$ - butun sonlar qatori, r_n - orbita radiusi, $\hbar = h/2\pi = 1.055 \cdot 10^{-34}$ J·s

Bor nazariyasini vodorod atomi uchun qo'llash muhim natijalar berdi. Jumladan, vodorod atomidagi musbat yadro (proton) va elektron

o‘rtasidagi o‘zaro ta‘sir kuchi bilan bog‘liq bo‘lgan potensial energiya va elektronning aylanma harakati bilan bog‘liq bo‘lgan kinetik energiyadan tashkil topgan to‘la energiya r atom radiusi bilan quyidagicha bog‘langan:

$$E = \frac{mv^2}{2} - \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r}, \quad (26.2) \text{ ga asosan} \quad \frac{mv^2}{2} = \frac{e^2}{8\pi\epsilon_0 r}$$

$$E = -\frac{e^2}{8\pi\epsilon_0 r}$$

Bunda e - elektron zaryadi, r – elektron dan yadrogacha bo‘lgan masofa, « - » ishora ta‘sirlashayotgan zaryadlar ishorasi qarama-qarshiligi sababli yuzaga keladi. Borning birinchi postulatiga ko‘ra energiya ixtiyoriy qiymatga ega bo‘lmay, balki bir necha statsionar holatga tegishli bo‘lgan qiymatlargagina ega. Demak, atom radiusi ham ma‘lum diskret qiymatlarga ega bo‘ladi. (26.4) shartdan tezlikni aniqlab, (26.2) formulaga qo‘yib radius uchun diskret qiymatlarini aniqlaymiz:

$$r_n = \frac{4\pi\epsilon_0 \cdot \hbar^2 n^2}{me^2}. \quad (26.5)$$

Bu yerda $n = 1, 2, \dots$ – butun sonlar qatori, $\hbar = \frac{h}{2\pi}$ - Plank doimisi, m – elektron

massasi. Formulaga shu kattaliklarning son qiymatlarini qo‘ysak va $n = 1$ deb hisoblasak, radius uchun $r_1 = 5,29 \cdot 10^{-11}$ m ga teng ekan. $r_1 = a_0 = 0,0529$ nm birinchi Bor radiusi deyiladi. Statsionar holat energiyasi:

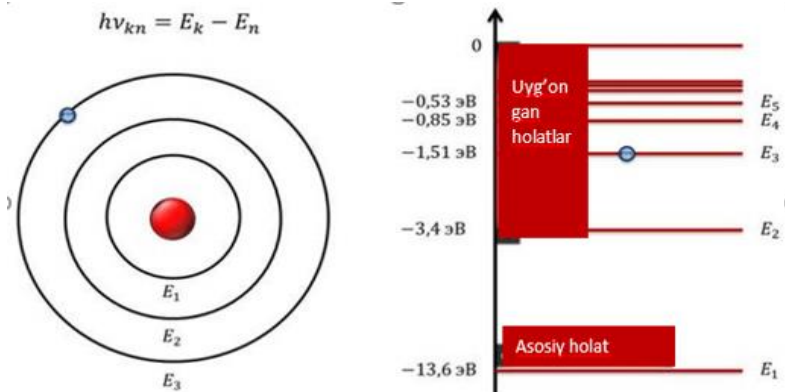
$$E_n = \frac{1}{(4\pi\epsilon_0)^2} \frac{me^4}{2\hbar^2 n^2}. \quad (26.6)$$

Bu ifodadan energiyaning qiymati diskret ekanligi va **kvant soni** deb ataladigan n songa bog‘liqligini ko‘rish mumki. $n = 1$ bo‘lgan holat E_1 asosiy energetik holat deyiladi. Energetik sathlarda $n > 1$ bo‘lgandagi atom holatlari uyg‘ongan (26.8-rasm) energetik holatlar deyiladi.

Bor nazariyasi yaratilgunga qadar vodorod atomi chiqargan nurlar spektrini tekshirishda bu spektrlar chiziqli bo‘lib, bir necha turlarga bo‘linishi aniqlangan edi. Ko‘zga ko‘rinadigan nurlarning chiziqli spektri Balmer seriyasi deb atalar edi. Ultrabinafsha nurlar spektri Layman seriyasi, infraqizil nurlar spektri esa Pashen seriyasi deb nomlangan edi.

Atomlarning energiya nurlanishi yoki energiya yutishini Bor nazariyasiga ko‘ra osongina tushuntirish mumkin. Agar elektron asosiy energetik sathda bo‘lsa, atom ma‘lum miqdordagi energiya yutgandagina

elektron ikkinchi sathga ko‘chadi. Bu energetik sath endi uyg‘ongan holat hisoblanadi. (26.3) formulaga ko‘ra atomning uyg‘ongan sathga o‘tishda faqat ma’lum chastotaga ega bo‘lgan foton yutiladi. Teskari yo‘nalisha, ya’ni atom uyg‘ongan energetik sathdan asosiy sathga o‘tishda xuddi shu chastotaga ega bo‘lgan foton chiqadi.



26.8-rasm

Bunda energiyani uning (26.6) ifodasi (26.3) formulasiga qo‘ysak, nurlanish chastotasi formulasi kelaymiz:

$$\nu_{k,n} = \frac{me^4}{(4\pi\epsilon_0)^2} \frac{1}{2\hbar^2 h} \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{m^2} \right). \quad (26.7)$$

Bu ifodani umumlashgan Balmer formulasi bilan solishtirsak, Ridberg doimiysini

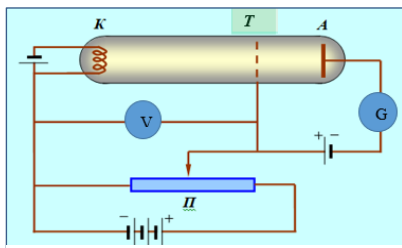
aniqlaymiz
$$\frac{me^4}{(4\pi\epsilon_0)^2} \frac{1}{2\hbar^2 h} = R. \quad (26.8)$$

Agar (26.8) ga kiruvchi barcha konstantalarning qiymatlarini qo‘ysak, vujudga keladigan kattalik Ridberg doimiysining tajribada topilgan qiymatiga mos keladi.

26.4 Frank va Gers tajribasi

1914 yilda Frank va Gers tomonidan moxirona amalga oshirilgan tajriba atomdagi turg‘un holatlarni, ya’ni diskret energetik sathlarning mavjudligini tasdiqlandi. Bu tajribaning sxemasi 26.9-rasmda tasvir-

langan. Havosi soʻrib olingan idish ichiga simobning bugʻlari qamalgan. Katod (K) qizdirilishi natijasida termoelektronlar ajralib chiqadi va ular katod hamda toʻr (T) oraligʻidagi elektr maydon taʼsirida tezlatiladi. Katod va toʻr orasidagi potentsiallar farqi boʻlsa, toʻrdan oʻtayotgan elektronning energiyasi mavjud boʻladi.

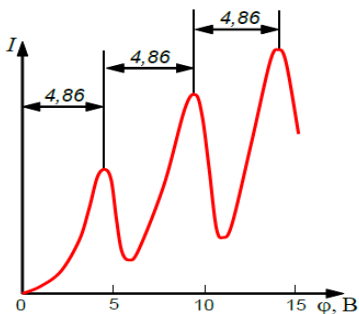


26.9-rasm

Toʻr va anod (A) oraligʻida toʻxtatuvchi kuchsizgina maydon hosil qilingan. Agar elektron katod va toʻr oraligʻida simob atomi bilan noelastik toʻqnashmasa, u bemaol bu kuchsiz maydonni engib anodga etib keladi.

Aksincha, simob atomi bilan noelastik toʻqnashuv tufayli energiyasini yoʻqotgan elektron toʻxtatuvchi maydonni engib anodga toʻrga tushadi.

Toʻrga tushayotgan elektronlar qanchalik koʻp boʻlsa anod zanjiriga ulangan galvanometr kayd qilayotgan tok shunchalik kamayib ketadi. Tezlatuvchi potentsialning qiymati reostat yordamida oʻzgartirilishi mumkin. Potentsialning qiymatiga bogʻliq ravishda anod tokning oʻzgarishini ifodalovchi egri chiziq 26.10-rasmda tavrirlangan. Tezlatuvchi potentsialni ortishi, yaʼni elektronlarning kinetik energiyasini ortishi bilan, avval, tok ham orta boshlaydi (xuddi elektron lampalardagidek). Lekin bu oʻsish elektronlar energiyasining 4,86 eV qiymatigacha davom etadi. Shundan soʻng tok keskin kamayadi. Keyinchalik, tok yana oʻsa boshlaydi, lekin elektronlar energiyasi 9,8 eV ga etganda, yana tok keskin kamayib ketadi. Tokning keyingi keskin kamayishi elektronlar energiyasining 14,7 eV qiymatida sodir boʻladi. Tajribaning koʻrsatishicha, tok qiymatlarining keskin kamayishi elektronning energiyasi 4,86 eV ga karrali boʻlgan hollarda amalga oshyapti. Bundan simob atomini quyi energetik sathdan yuqori energetik sathga koʻtarish uchun 4,86 eV energiya lozim, degan xulosaga



26.10-rasm

kelamiz. Boshqacha aytganda, simob atomiga elektron faqat ma'lum ulush energiyani (ayni misolda 4,86 eV ni) beradi 9,8 va 14,7 eV li elektronlar esa mos ravishda simobning ikki va uch atomi bilan to'qnashsa, har bir to'qnashuvda 4,86 eV dan energiya berib, ularni yuqori energetik sathaga ko'taradi. Shu tariqa Frank va Gers tajribasi atomning turg'un holatlari haqidagi Bor g'oyasini isbotladi.

26.5 Moddalarning korpuskulyar-to'lqin dualizmi. de-Broyl gipotezasi va uni eksperimental tasdiqlanishi

Yorug'likning dualistik xususiyatlari, ya'ni uning to'lqin va korpuskulyar xususiyatlari to'g'risidagi fikrni rivojlantirib 1924 yilda de-Broyl yangi gipotezani ilgari surdi. *Tabiat simmetriyaga moyil bo'lganligi tufayli modda zarralarining faqat korpuskulyar xususiyatlari emas, balki to'lqin xususiyatlari ham sodir bo'lishi kerak.*

Boshqacha qilib aytganda, de-Broyl gipotezasiga asosan, korpuskulyar-to'lqin dualizm elektromagnit nurlanish uchun ham, modda zarralari uchun ham tegishlidir. U holda elektromagnit nurlanish fotoni uchun o'rinli bo'lgan quyidagi

$$p = \frac{h\nu}{c} = \frac{h}{\lambda}$$

munosabatni modda zarralari uchun ham qo'llash mumkin. Shuning uchun massasi m , tezligi v bo'lgan zarraning harakatlanish jarayonida uzunligi

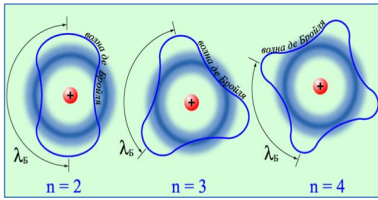
$$\lambda = \frac{h}{p} = \frac{h}{mv} \quad (26.9)$$

bo'lgan to'lqinning xususiyatlari na moyon bo'lishi kerak, degan xulosaga kelinadi. (26.9) ifodani *de-Broyl to'lqin uzunligi formulasi* deb, λ ni esa *de-Broyl to'lqin uzunligi* deb atash odat bo'lgan. de-Broyl to'lqinini electron to'lqin ham deyiladi, u elektromagnit to'lqin emas. de-Broyl to'lqini vodorod atomidagi elektron impulsi momentlarining Bor kvantlanish qoidasini fizikaviy talqin qilishga imkon beradi, bu qoidalar turg'un to'lqinlar uchun o'rinlidir: atomdagi elektron orbitasi aylanasining uzunligiga butun soni to'lqin uzunliklari mos bo'lishi kerak:

$$2\pi r = \frac{nh}{mv} = \frac{nh}{p} = n\lambda$$

$$n=1 \text{ hol uchun } \lambda_1 = 2\pi r_1 = 6,28a_0$$

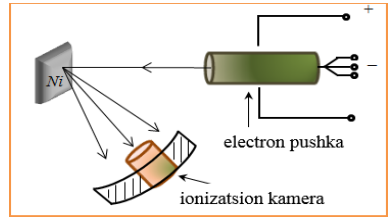
$$n=2 \text{ hol uchun } \lambda_2 = 2\pi r_2 = 12,57a_0$$



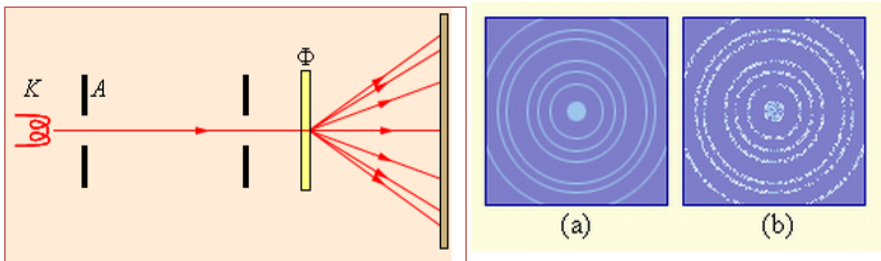
ikkinchi stasionar orbitaga 2ta de-Broyl to'liqini mos keladi, (rasm) $n=3$ hol uchun $\lambda_3 = 2\pi r_3 = 18,85a_0$ uchunchi stasionar orbitaga 3ta de-Broyl to'liqini mos keladi. $a_0 = 0,0529\text{nm}$ birinchi Bor radiusi.

de-Broyl gipotezasi bilan tanishgach, Eynshteyn quyidagi fikrni aytgan: agar bu gipoteza to'g'ri bo'lsa, elektronlar uchun diffraksiya hodisasi kuzatilishi lozim.

Haqiqatan, 1927 yilda *Devisson va Jermer tajribasida* bu fikr tasdiqlandi. Elektron pushka yordamida hosil qilingan elektronlar dastasi, diaframlar yordamida ingichka dasta shaklida nikel kristaliga, undan sochilgan elektronlar esa ionizatsion kameraga tushadi.



Tajribalar natijasi shuni ko'rsatdiki, sochilish burchagining o'zgarishi bilan ionizatsion kameradagi tok kuchi monoton ravishda o'zgarmaydi, balki bir qaror maksimumlar kuzatiladi. 1928 yilda ingliz fizigi Jorj Tomson elektronlar oqimining oltindan tayyorlangan yupqa polikristall folgadan o'tganda diffraksiyon manzarani kuzatadi. Tajriba sxemasi 26.11-rasmda tasvirlangan folgada sochilgan elektronlar fotoplastinkaga tushib yorug' va qorong'i halqalar hosil qiladi va ularning radiuslarining o'zgarishi elektronlarning tezliklariga bog'lik



26.11-rasm

bo'ladi. Elektronlar diffraksiyasi manzarasi 26.11 –rasmda tasvirlagan: *a*- elektronlarning uzoq vaqt ta'siridagi diffraksiya, *b*- elektronlarning qisqa vaqt ta'siridagi diffraksiya.

Jisimlarning impulsi (massasi, tezligi) qanchalik katta bo'lsa, u bilan bog'liq bo'lgan to'lqin uzunligi shunchalik qisqa bo'ladi. Makroskopik jismlar o'z tabiatining to'lqin xususiyatlarini ko'rsatmasligining sababi shu. Misol sifatida, turli masshtabdagi ob'ektlar uchun de Broyl to'lqin uzunligini aniqlash kifoya.

1. Sayyoramizning massasi taxminan 6×10^{24} kg, Quyoshga nisbatan orbital tezligi 3×10^4 m / s. Ushbu qiymatlarni formulaga almashtirib, biz (taxminan): $6,6 \times 10^{-34} / (6 \times 10^{24} \times 3 \times 10^4) = 3,6 \times 10^{-64}$ m. Ko'rinib turibdiki, "Yer to'lqinining uzunligi" - bu juda kichik qiymat. Uni qayt qilishning imkoniyati ham yo'q.

2. Taxminan 10^{-11} kg massali bakteriya, taxminan 10^{-4} m / s tezlikda harakat qiladi. Shunga o'xshash hisob-kitobni amalga oshirgandan so'ng, eng kichik tirik mavjudotlardan birining de Broyl to'lqini uzunligi 10^{-19} m ni tashkil etishini aniqlash mumkin - buni ham qayt qilish uchun juda kichik.

3. Massasi $9,1 \times 10^{-31}$ kg bo'lgan elektron. Elektron 1 V potentsiallar farqi bo'lgan maydonda 10^6 m/s tezlikka erishadi. Bu elektron uchun de-Broyl to'lqin uzunligi taxminan 7×10^{-10} m yoki 0,7 nanometrni tashkil qiladi, bu rentgen to'lqinlarining uzunligi bilan taqqoslanadigan va qayt qilish uchun juda mos keladi.

26.6 De-Broyl to'lqinining xossasi va Bornning kvantlanish sharti

Yorug'lik (umumiy holda elektromagnit nurlanish) va harakatlanuvchi zarra(ko'pincha "mikrozarra" termini ishlatiladi)lar dualistik hislatlarga egaligi haqida tajribalarga asoslanib ishonch hosil qilindi. Endi harakatlanayotgan mikrozararlarda namayon bo'ladigan de-Broyl to'lqinlarining tabiati haqida mulohaza yuritaylik. Ma'lumki, elektromagnit nurlanish, xususan yorug'lik ham, to'lqin nuqtai nazaridan fazoda o'zgaruvchi elektromagnit maydon tarqalishidir. De-Broyl to'lqinining tarqalishi esa hech qanday elektromagnit maydonning tarqalishi bilan bog'liq emas. Hatto zaryadlangan mikrozararlarning fazodagi harakati biror elektromagnit jarayon bilan bog'liq bo'lishi mumkin-ku, deb faraz qilaylik. Haqiqatdan, tezlanishga ega bo'lgan elektronning elektromagnit to'lqin nurlantirishi kuzatiladi. Lekin elektron to'g'ri chiziqli traektoriya bo'yicha to'g'ri harakatlanayotganda hech qanday elektromagnit nurlanish vujudga kelmasligi yuqoridagi farazni inkor etadi. Xuddi

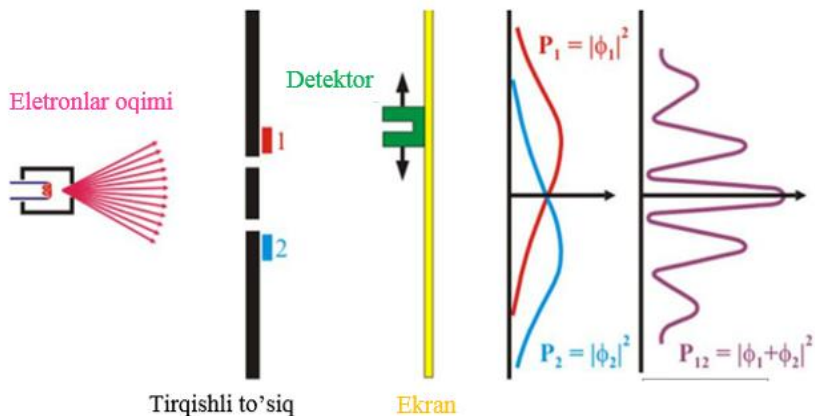
shuningdek, de-Broyl to'liqining klassik fizikada ma'lum bo'lgan boshqa biror to'liqiga o'xshatish asossiz ekanligini isbotlash mumkin.

Umuman, *harakatlanayotgan mikrozaralar bilan bog'liq bo'lgan de-Broyl to'liqlarini klassik tushunchalar asosida tasavvur qilib bo'lmaydi*. Haqiqatdan, biz idrok qiladigan dunyoda mikrozaralarga o'xshash ob'ekt mavjud emas. Mikrozaralar bizning sezgi organlarimizga bevosita ta'sir qilmaydi. Biz mikrozaralarni na ko'ra olamiz, na seza olamiz. Mikrozaralar biz shu vaqtgacha ko'rgan biror ob'ektga o'xshamaydi. U bir vaqtning o'zida ham zarra, ham to'liq xususiyatlarini mujassamlashtirgan maxsus tabiatli materiyadir. Uning tabiatining g'alatiligi shundaki, mikrozarra dualistik hislatga ega, lekin u bizning klassik tasavvurimizdagi zarraga ham, to'liqiga ham o'xshamaydi.

Masalan, yorug'lik to'liq yarim shaffof jismga tushayotgan bo'lsa, ikki muhit chegarasidan yorug'lik qisman qaytadi, qisman sinib ikkinchi muhitga o'tadi. Boshqacha aytganda, yorug'lik to'liq qismlarga bo'linayapti. Agar bir muhitdan ikkinchi muhitga elektron tushayotgan bo'lsa, u ikkinchi jismni tashkil etuvchi zaralar bilan ta'sirlashuvi tufayli yo biror burchakga og'ib harakatini davom ettiradi, yo jism tomonidan yutiladi. Lekin elektronning bir qismi yutilib, bir qismi harakatni davom ettirgani, ya'ni uni bo'linmaganligi hech qanday tajribada kuzatilmagan. Demak, mikrozaraning harakati bilan bog'liq bo'lgan to'liq klassik tushunchadagi to'liqiga o'xshamaydi. Endi quyidagi xayoliy tajriba bilan tanishaylik. Ikki tasmasimon tirqishli to'siqqa (26.12-rasm) monoenergetik (ya'ni energiyalari bir xil bo'lgan) elektronlar oqimi tushayotgan bo'lsin.

Ekran o'rniga fotoplastinka joylashtirilgan. Tirqishlardan birini berkitsak, elektronlar faqat ikkinchi tirqish orqali o'tadi. Fotoplastinkada elektronlar ko'proq tushgan sohalar boshqa sohalarga nisbatan qoraroq bo'ladi. Shuning uchun elektronlar faqat ikkinchi tirqish orqali o'tgan holda fotoplastinkaning qorayishi ko'k rangli egri chiziq, faqat birinchi tirqish orqali o'tgan holdagisi esa 26.12- rasmdagidek qizil rangli egri chiziq bo'ladi. Endi ikkala tirqishni ham ochiq qoldirgan holda fotoplastinkaga elektronlar tushiraylik. Bu holdagi manzara oldingi holdagidek bo'lishi lozim edi. Vaholanki, hosil bo'ladigan manzara xuddi kogerent yorug'lik to'liqlarining interferensiyasi tufayli vujudga keladigan manzaraga o'xshaydi, binafsha rangdagi spektrlar (26.12-rasm). Bu tajribadan quyidagi xulosaga kelamiz: har bir elektronning harakatiga ikkala tirqish ham ta'sir ko'rsatadi. Ajablanarli darajadagi bu

g'alati xulosa bizni «Axir elektron bo'linmas-ku! Shuning uchun u yo birinchi, yo ikkinchi tirqish orqali o'tishi lozim» degan fikrga olib keladi. Bunday fikr biz o'rganib qolgan klassik tasavvurlarning oqibatida vujudga keladi. Aniqroq qilib aytganda, biz mikrozarrani o'lchamlari nihoyatda kichik bo'lgan mexanik sharcha deb tasavvur qilganligimiz



26.12-rasm

uchun shunday fikrga keldik. Ammo o'lchamlari kichiklashgan sari mikrozarralarda yangi g'alati xususiyatlar paydo bo'lishini hisobga olgan holda, ya'ni mikrozarraning dualistik hislatlarini hisobga olgan holda fikr yuritsak, yuqoridagi tajribalar asosida chiqarilgan xulosa ajablanarli emas, balki mantiqan to'g'ri ekanligiga ishonch hosil qilamiz.

Shunday qilib, yuqorida yuritilgan mulohazalar mikrozarralarning harakati bilan bog'liq bo'lgan de-Broyl to'lqinlarini klassik fizikadagi biror to'lqinga o'xshatishdan voz kechish lozimligini ko'rsatdi. Shuning uchun o'xshatish qidirmasdan de-Broyl to'lqinlarining fizik ma'nosini anglashga harakat qilaylik.

1926 yilda M.Born elektromagnit nurlanish hamda harakatlanayotgan mikrozarralar dualistik hislatlarining umumiylikiga asoslanib de-Broyl to'lqinining fizik ma'nosini statistik tarzda izohlab berdi. Haqiqatdan, fazoning biror nuqtasida yorug'lik to'lqini amplitudasining kvadrati ayni nuqtaga tushayotgan yorug'lik fotonlarining soniga, ya'ni yorug'lik intensivligiga proporsional edi. Boshqacha aytganda, fazoning biror nuqtasiga fotonlarning tushish ehtimolligi ayni nuqtadagi yorug'lik to'lqin amplitudasining kvadrati $|E_m|^2$ bilan aniqlanar edi. Bunga qiyos

qilib M.Born *harakatlanayotgan mikrozarra bilan bog‘liq bo‘lgan de-Broyl to‘lqini amplitudasining kvadrati, fazoning ayni nuqtasida mikrozarrani qayd qilish ehtimolligini xarakterlaydi*, deb tushuntirdi. Demak, elektronlar difraksiyasi sodir bo‘lgan tajribalarda ekranning difraksion maksimum kuzatilgan sohalardagi nuqtalarda de-Broyl to‘lqini amplitudasining kvadrati maksimal qiymatga erishadi. Aksincha, de-Broyl to‘lqini amplitudasining kvadrati minimal qiymatlarga ega bo‘lgan ekranning nuqtalarida esa difraksion minimum kuzatiladi.

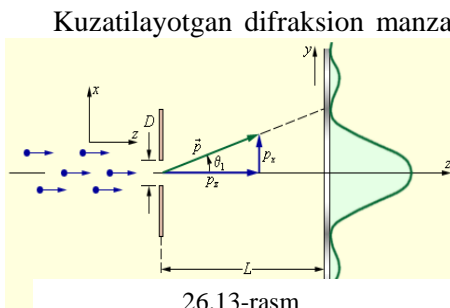
26.7 Geyzenbergning noaniqliklar munosabati

To‘siq (T) dagi kengligi $\Delta x = D$ bo‘lgan tirqishdan monoenergetik elektronlar dastasi OZ o‘qiga parallel ravishda o‘tayotgan bo‘lsin (26.13-rasm).

Ekranda elektronlar faqatgina tirqish to‘g‘risidagi sohangagina emas, balki difraksiya hodisasini xarakterlovchi qonuniyatlarga xos ravishda ekranning barcha sohalariga tushadi. Ekraniga tushayotgan elektronlar zichligining OY o‘qi bo‘ylab taqsimoti rasmda tasvirlangan. Rasmdan ko‘rinishicha, bu egri chiziq bitta tirqish tufayli vujudga keladigan parallel nurlardagi difraksion manzarani eslatadi. Haqiqatdan, tirqish to‘g‘risida birinchi tartibli maksimum, θ_1 burchak ostida esa

(26.13-rasm) birinchi tartibli minimum kuzatiladi. θ_1 burchak, tirqish kengligi Δx va elektron uchun de-Broyl to‘lqinining uzunligi $\lambda = \frac{h}{p} = \frac{h}{mv}$ lar orasidagi bog‘lanish difraksion minimum shartini qanoatlaniruvchi quyidagi ifoda bilan bog‘langan:

$$\sin \theta_1 = \frac{\lambda}{\Delta x} = \frac{h}{p \Delta x} \quad (26.10)$$



26.13-rasm

Kuzatilayotgan difraksion manzaraga elektronni mexanik zarra deb tasavvur qilish asosida yondashaylik. Mexanik zarraning har ondagi holati uning o‘rni (ya’ni koordinatasi) va impulsi orqali ifodalanishi lozim. Tirqishdan o‘tayotgan paytdagi elektronning koordinatasi sifatida tirqishning koordinatasini olish mumkin. Koordinatani bunday usul bilan

aniqlash tufayli vujudga kelgan noaniqlik tirqish kengligi Δx ga teng. Tirqishdan o'tish chog'idagi elektron impulsi p bo'lsin. Tirqishdan o'tgach, elektronlarning bir qismi boshlang'ich yo'nalishdan farqli yo'nalishda tarqaladi (shuning uchun ham bizga tanish bo'lgan difraksiya hodisasi kuzatiladi). Boshlanich yo'nalishdan farq qilib (ya'ni yon tomonlarga og'ib) tarqalayotgan elektronlar impulslarining OX o'qi yo'nalishidagi tashkil etuvchilari (ya'ni ΔP_x lar) og'ish burchagiga proporsional bo'ladi. Agar faqat birinchi tartibli maksimumni vujudga keltiruvchi elektronlar bilan qiziqsak, Δp_x ning eng katta qiymati quyidagi

$$\Delta P_x = P \sin \theta_1 \quad (26.11)$$

ifoda orqali aniqlash mumkin. Boshqacha aytganda, birinchi tartibli difraksion maksimumni vujudga keltirishda qatnashayotgan elektronlar impulslari aniq emas, balki (26.11) ifoda bilan xarakterlanuvchi noaniqlik bilan topish mumkin. Agar ikkinchi difraksion maksimumning mavjudligini hisobga olsak, Δp_x ning maksimal qiymati (26.11) ifoda asosida topiladigan qiymatdan katta bo'ladi, ya'ni

$$\Delta P_x \geq P \sin \theta_1$$

bo'lishi kerak. (26.10) dan foydalanib, bu ifodani quyidagicha o'zgartiramiz:

$$\Delta P_x \geq \frac{h}{p\Delta x} = \frac{h}{\Delta x}, \quad (26.12)$$

yoki

$$\Delta P_x \cdot \Delta x \geq h. \quad (26.13)$$

Bu munosabat noaniqliklar munosabatining matematik ifodasi bo'lib, uni quyidagicha o'qish mumkin: ***mikrozarraning impulsi va koordinatasini bir vaqtning o'zida ixtiyoriy aniqlik bilan o'lchash mumkin emas.*** Mikrozaraning koordinatasi aniqroq (ya'ni tirqish kengligi Δx kichikroq) o'lchash mumkin bo'lsa, uning impulsini kamroq aniqlik bilan o'lchash mumkin bo'ladiki, bunda Plank doimiysi barcha fizik o'lchamlarda chegaraviy faktor bo'lib xizmat qiladi.

Bir necha xususiy hollarni qarab chiqaylik. Vodorod atomida elektronlarning koordinatasini atomning o'lchami, ya'ni 10^{-10} m aniqlik bilan ko'rsatilishi mumkin. Shuning uchun $\Delta x = 10^{-10}$ m deb, (26.13) ifoda asosida elektronning tezligini o'chashdagi noaniqlikni hisoblaylik:

$$\Delta v_x = \frac{\Delta p_x}{m_e} \geq \frac{h}{m_e \Delta x} = \frac{6,6 \cdot 10^{-34} \text{ Ж} \cdot c}{9,1 \cdot 10^{-34} \text{ кг} \cdot 10^{-10} \text{ м}} \approx 7 \cdot 10^6 \frac{\text{м}}{\text{с}}.$$

Ikkinchi tomondan, klassik tasavvurlar asosidagi hisoblardan vodorod atomidagi elektron $2 \cdot 10^6$ m/s tezlik bilan harakatlanishi ayon bo‘lan edi. Demak, elektron tezligini aniqlashdagi noaniqlik tezlik qiymatidan kattaroq ekan. Bundan vodorod atomidagi elektronni mexanik zarra deb tasavvur qilib bo‘lmaydi va albatta, elektron ma‘lum tezlik bilan harakat qiluvchi orbita tushunchasi ham o‘z ma‘nosini yo‘qotadi, degan xulosalarga kelamiz. Boshqacha aytganda, bu xususiy holda klassik tasavvurlardan foydalanish mumkin emas.

Biz yuqorida noaniqliklar munosabati bilan faqat OX o‘qi yo‘nalishidagi tirqish misolida tanishdik. Bu xulosani OY va OZ o‘qlari uchun ham umumlashtirsa bo‘ladi, natijada

$$\begin{aligned} \Delta P_x \cdot \Delta x &\geq h, \\ \Delta P_y \cdot \Delta y &\geq h, \\ \Delta P_z \cdot \Delta z &\geq h \end{aligned} \quad (26.14)$$

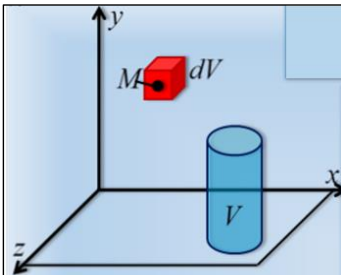
munosabatlarni yozish imkoniyatiga ega bo‘lamiz. Bundan tashqari mikrozarra energiyasi va vaqtni o‘lchashdagi noaniqliklar uchun quyidagi munosabat ham mavjud:

$$\Delta W \cdot \Delta t \geq h, \quad (26.15)$$

(26.14) va (26.15) munosabatlari 1927 yilda V.Geyzinberg tomonidan e‘lon qilingan va uning nomi bilan **Geyzenbergning noaniqliklar munosabatlari** deb yuritiladi.

Noaniqliklar munosabatlarining ilmiy mohiyati mikroduyoni idrok qilish imkoniyatining chegarasini aniqlamaydi, balki mikrozarralar uchun mexanik zarra modelini qo‘llash chegaralarrini xarakterlaydi. Noaniqliklar munosabatlari inson irodasiga bog‘liq bo‘lmagan o‘zaro bog‘lanishlarni ifodalaydi. Shuning uchun ham bu munosabatlarni tabiatning ob‘ektiv qonuni deb qaramoq lozim.

26.8 To‘lqin funksiyasi. Shredinger tenglamasi



Kvant mexanikasida mikrozarra holati to‘lqin funksiya bilan aniqlanadi. To‘lqin funksiya ψ harfi bilan belgilanadi va «psi – funksiya» deb o‘qiladi. Kvant mexanikasida mikrozarra holati klassik mexanikadagidek oldindan aniq aytib berilmaydi, balki mikrozarra u yoki bu holatini ehtimolligi aniqlanadi. Shuning

uchun to‘lqin funksiya deganda koordinata va vaqtga bog‘liq bo‘lgan shunday matematik ifoda $\psi(x, y, z, t)$ tushunilishi kerakki, uning yordamida mikrozararlarning fazodagi taqsimotini xarakterlash mumkin bo‘lsin. U holda to‘lqin funksiyaning ko‘rinishi shunday bo‘lishi lozimki, uning modulining kvadrati $|\psi|^2$ mikrozararlarni fazoning birlik hajmida qayd qilish ehtimolligiga teng bo‘lsin. Demak, fazoning $M=M(x,y,z,t)$ koordinatali nuqtasida, berilgan vaqtda $t \geq 0$, zarrachani topish ehtimolligi zichligini $dw = |\Psi|^2 dV$ ga teng. t vaqtda V hajmli sohada zarrani topish ehtimolligi ehtimolligi $w = \int |\psi|^2 dV$ ga teng bo‘ladi. Xuddi shuningdek, mikrozararlarni fazoda (ya‘ni fazoning qayeridadir) qayd qilish – muqarrar voqea bo‘lganligi uchun uning ehtimolligi birga teng, ya‘ni

$$\int |\psi|^2 dV = 1 \quad (26.16)$$

bo‘ladi. Bu ifoda **to‘lqin funksiyalarni normalash sharti** deyiladi.

Bundan tashqari to‘lqin funksiyaning fizik ma‘nosidan kelib chiquvchi quyidagi shartlar ham bajarilishi lozim:

a) ψ - funksiya chekli bo‘lishi kerak, chunki mikrozararlarni qayd qilish ehtimolligi birdan katta bo‘la olmaydi;

b) ψ - funksiya bir qiymatli bo‘lishi kerak, chunki mikrozararlarni fazoning biror nuqtasida qayd qilish ehtimolligining qiymati bir nechta bo‘lishi mumkin emas;

v) ψ - funksiya uzluksiz bo‘lishi kerak, chunki mikrozararlarni qayd qilish ehtimolligi sakrashsimon xarakterda o‘zgarmaydi;

ψ - funksiyani 1926 yilda Shredinger tomonidan taklif etilgan va uning nomi bilan ataladigan quyidagi tenglamani echib topiladi:

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \left(\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} \right) + U\psi = i\hbar \frac{\partial \psi}{\partial t} \quad (26.17)$$

Bu tenglamada m – mikrozararining massasi, U – mikrozararining potensial energiyasi, \hbar – Plank doimiysi, $i = \sqrt{-1}$ – mavhum birlik.

(26.17) tenglamada ψ –funksiyadan vaqt bo‘yicha olingan hosilali had qatnashayotganligi uchun **vaqt ishtirok etgan Shredinger tenglamasi** deyiladi. Mikrodunyoda sodir bo‘layotgan aksariyat hodisalarda mikrozararining potensial energiyasi vaqtga oshkor bog‘liq bo‘lmaydi (statsionar holatlar uchun). Bu holda Ψ -funksiya ikkita ko‘paytuvchiga ajralib, biri faqat koordinatalarga, ikkinchisi faqat vaqtga bog‘liq bo‘ladi:

$$\Psi(x, y, z, t) = \varphi(x, y, z) \cdot \varphi(t). \quad (26.18)$$

Natijada bir qator matematik amallardan so'ng tenglamani quyidagi ko'rinishga keltirish mumkin:

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} + \frac{2m}{\hbar^2}(E-U)\psi = 0. \quad (26.19)$$

Bu tenglamada E – mikrozarra uchun to'liq energiyasi. (26.19) ifoda vaqt *ishtirok etmagan (yoki statsionar holat uchun) Shredinger tenglamasidir*. Bundan keyin muhokama qilinadigan hollar statsionar holatlar bo'lgani uchun (26.19) ni, oddiygina, Shredinger tenglamasi deb ataylik.

Shuni alohida qayd qilaylikki, Shredinger tenglamasi xuddi Nyuton tenglamasi kabi ilgari ma'lum bo'lgan munosabatlardan foydalanib chiqarilmaydi. U asosiy faraz sifatida qabul qilinadi. Lekin bu tenglamani mikroduyo ob'ektlariga qo'llash tufayli vujudga kelgan xulosalar tajriba natijalari bilan juda mos keladi. Buni esa tenglamaning isboti deb qabul qilish mumkin.

26.9 Cheksiz chuqur bir o'lchovli potensial o'radagi mikrozarra

26.14–rasmda tasvirlangan potensial o'raning tubida x o'qi bo'ylab harakatlanayotgan m massali mikrozarra uchun Shredinger tenglamasi quyidagi ko'rinishga keladi:

$$\frac{d^2 \psi}{dx^2} + \frac{2m}{\hbar^2}(E-U)\psi = 0, \quad (26.20)$$

$x = 0$ va $x = l$ koordinatalar bilan xarakterlanuvchi devorlar mikrozarra faqat $0 \leq x \leq l$ intervalda harakatlanishiga imkon beradi. Bu sohada mikrozarra uchun potensial energiyasi nolga teng bo'lganligi uchun (26.20) ni

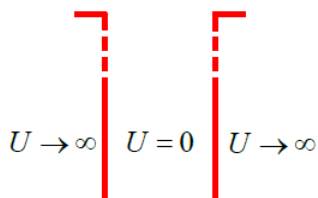
$$\frac{d^2 \psi}{dx^2} + \frac{2m}{\hbar^2}E\psi = 0, \quad (26.21)$$

ko'rinishda yozishimiz mumkin. Agar

$$\frac{2m}{\hbar^2}E = \omega^2 \quad (26.22)$$

belgilashdan foydalansak, (26.21) tenglamani quyidagicha yoza olamiz:

$$\frac{d^2 \psi}{dx^2} + \omega^2 \psi = 0 \quad (26.23)$$



26.14-rasm

Bu tenglamaning yechimi quyidagi
 $\Psi(x) = A \sin(\omega x + \alpha)$ (26.24)
 trigonometrik funksiya bilan
 aniqlanadi.

Mikrozarra potensial o'radan
 tashqarida bo'la olmaydi. Shuning
 uchun potensial o'radan tashqari so-
 halarda $|\Psi|^2$ (demak, Ψ ham) nolga

teng. Demak potensial o'raning devorlarini xarakterlovchi koordina-
 talarda, ya'ni x ning 0 va l qiymatlarida ham Ψ -funksiyaning qiymati
 nolga teng bo'lishi kerak. Shuning uchun $\Psi(0) = A \sin \alpha = 0$ yoki bundan
 $\alpha = 0$, degan xulosaga kelamiz. Xuddi shuningdek, $x = l$ hol uchun $\Psi(l)$
 $= A \sin \omega l = 0$ tenglikni yoza olamiz. Bu tenglik ω ning quyidagi

$$\omega = (\pi/l) \cdot n, \quad (n = 1, 2, 3, \dots) \quad (26.25)$$

qiymatlardagina bajariladi.

Bu ufodani (26.22) bilan taqqoslasak

$$\frac{2m}{\hbar^2} E = \omega^2 = (\pi/l)^2 \cdot n^2 \quad (26.26)$$

Munosabatni hosil qilamiz.

$$E_n = \pi^2 \hbar^2 n^2 / 2ml^2 \quad (n = 1, 2, 3, \dots) \quad (26.27)$$

Bu ifodadan quyidagi xulosa kelib chiqadi: potensial o'radagi
 mikrozarraning energiyasi ixtiyoriy qiymatlarga emas, balki bir qator E_n
 faqat (26.15a-rasm) **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.
 Quyidagi 26.15 - rasmda xususiy funksiyalar va ularga mos
 energiyalarning $n = 1, 2, 3$ sonlarga mos chizmalari keltirilgan. Endi,
 (26.27) dan foydalanib, qo'shni E_n va E_{n+1} energetik sathlarning bir-
 biridan energetik kengligini aniqlaylik.

$$\Delta E = E_{n+1} - E_n = \frac{\pi^2 \hbar^2}{2ml^2} (2n + 1)$$

Natijada n ning yetarlicha katta qiymatlari uchun:

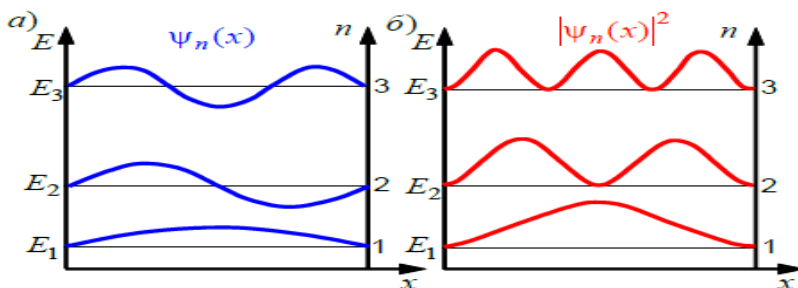
$$\frac{\Delta E}{E_n} \sim \frac{2}{n} \quad \text{bog'lanish o'rinli bo'ladi.}$$

Masalan, $l=10^{-1}$ m o'lchamli potensial o'radagi (metaldagi erkin
 electron) electron uchun $\Delta E = 10^{-35} n J = 10^{-16} n$ eVga teng bo'lib, energetik
 sathlar luda zich joylashgani uchun, electron energiyasini uzluksiz

qiymatlarni qabul qiladi deyish mumkin. Agar electron atom o'lichamidagi potensial o'rada bo'lsa ($l=10^{-10}$ m), $\Delta E = 10^{-17} n J = 10^2 n$ eV ga teng bo'lib, electron energiyasi diskret qiymatlarni qabul qiladi.

Demak, n kattalashgan sari ΔE ning qiymati E_n ga nisbatan kichiklashib boradi. Natijada energetik sathlar bir-biri bilan tutashadigan darajada yaqinlashib ketadi. Boshqacha aytganda, kvant sonning katta qiymatlarida kvant mexanikasining xulosalari klassik fizikada olinadigan natijalarga mos keladi. Bu qoida Bor tomonidan aniqlangan bo'lib, uni **Borning moslik prinsip** deb ataladi. 26.15b-rasmda $|\Psi_n(x)|^2$ ning x ga bog'liqlik grafigi n ning turli qiymatlari uchun tasvirlangan.

$n = 1$ holatda zarrani qayd qilish ehtimolligi o'ra devorlaridan uning o'rtasi tomon uzoqlashilganda ortib boradi. O'raning qoq o'rtasida ehtimollik maksimumga erishadi. $n = 2$ holatda esa zarrani o'ra devorlariga yaqin nuqtalar, va o'raning o'rtasida topib bo'lmaydi, chunki bu nuqtalarda $|\Psi_n(x)|^2 = 0$ teng.



26.15-rasm

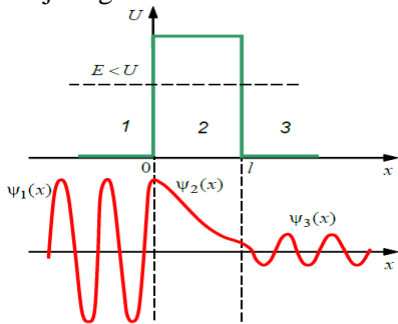
26.10 Mikrozarraning potensial to'siq orqali o'tishi. Tunnel effekti.

X o'qi yo'nalishida harakatlanayotgan m massali mikrozarra balandligi U , kengligi l bo'lgan potensial to'siqqa duch kelsin (26.16-rasm). Klassik fizika tushunchalariga asosan, mikrozarra energiyasi to'siq balandligidan katta bo'lsa (ya'ni $E > U$), u to'siqdan o'tib ketadi. Aksincha, $E < U$ bo'lsa, mikrozarra to'siqdan qaytib orqa tomonga uchishi kerak.

Kvant mexanikasida **tunnel effekt** deb ataladigan hodisa tufayli $E < U$ bo'lganda ham mikrozarra potensial to'siqdan o'tish ehtimolligi noldan farqlidir. Bu effektning tushuntirish uchun kvant mexanikasida to'siqning

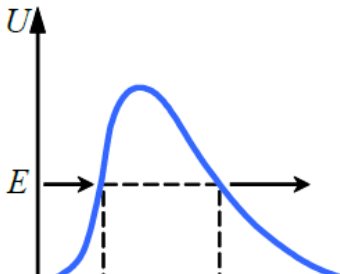
shaffofligi D tushunchasidan foydalaniladi. U, optikaga qiyos qilingan holda, to'siqqa tushayotgan De-Broyl to'qlinlari intensivligining to'siqdan o'tadigan qismini xarakterlaydi. Mikrozaraning klassik fizikaga mutlakko zid bo'lgan bunday tabiati Shredinger tenglamasidan kelib chiqadi.

Shredinger tenglamasini echish shuni ko'rsatadiki, $0 < x < l$ sohada ham ψ -funksiya noldan farqli qiymatlarga ega ekan. Bu esa mikrozaraning ta'sirini to'siq ichida ham qayd qilish ehtimolligi mavjudligidan dalolat beradi.



26.16-rasm

Potensial to'siq ixtiyoriy shaklda (26.17-rasm) bo'lgan holda shaffoflik



26.17-rasm

Shuning uchun ham mikrozarani potensial to'siqdan o'tish ehtimolligi noldan farqlidir. Shredinger tenglamasini bu hol uchun echish tufayli vujudga kelgan natijani bayon qilamiz. Ko'rilayotgan to'g'ri burchakli potensial to'siq uchun shaffoflik koeffitsiyenti

$$D \approx e^{-\frac{2}{h} \int \sqrt{2m(U-E)} dx} \quad (26.28)$$

ifoda bilan aniqlanadi.

koeffitsiyentini quyidagi ifoda yordamida aniqlanadi:

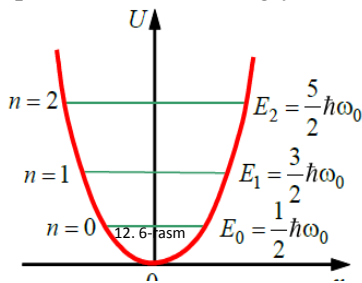
$$D \approx e^{-\frac{2}{h} \int_{x_1}^{x_2} \sqrt{2m(U-E)} dx} \quad (26.29)$$

bunda x_1 va x_2 lar E energiyaga mos keluvchi $U = U(x)$ funksiya bilan xarakterlanuvchi potensial to'siqning koordinatalaridir.

26.11 Kvant mexanikasida garmonik ossilyator

Garmonik ossilyatorning potensial energiyasi $U = \frac{m\omega_0^2 x^2}{2}$ bu yerda ω_0 -ossilyatorning xususiy tebranish chastotasi, m - zarracha massasi.

Klassik fizikada bunday ossilyator ω_0 chastota bilan tebranib, uning amplitudasi A va energiyasi ($E \sim A^2$) ning qiymatlari 0 dan ∞ gacha intervalda bo'lishi mumkin. Klassik nazariyaga asosan, amplitudasi A bo'lgan ossilyatorning $-A \leq x \leq A$ intervaldagi koordinatalarga ega bo'lish mumkin.

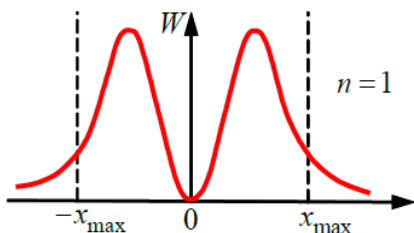


26.18-rasm

Garmonik ossilyatorning tebranishini kvant mexanikasida ko'rib chiqaylik. Bu masala uchun Shredinger tenglamasi

$$E_n = \left(n + \frac{1}{2}\right) \hbar \omega_0, \quad (n = 0, 1, 2, \dots), \quad (26.30)$$

ifoda bilan aniqlanuvchi energiyalardagina yechimga ega bo'lishini ko'rsatish mumkin. Demak, garmonik ossilyatorning energiyasi kvantlangan bo'lib, uing qiymatlari kvant son n bilan aniqlanadi. 26.18-rasmda ossilyator ega bo'lishi mumkin bo'lgan diskret energetik sathlar tasvirlangan.



26.19-rasm

Nazariy mulohazalarning ko'rsatishicha, elektr ossilyator (ya'ni dipol) elektromagnit maydon bilan ta'sirlashganda qo'shni energetik sathlarga o'tadi: agar fotonni yutsa, yuqori sathga, agar foton chiqarsa, quyi sathga o'tadi. Bu jarayonlarda foton chastotasi ossilyatorning xususiy chastotasi ω_0 ga, energiyasi esa ossilyatorning

qo'shni energetik sathlarning ayirmasiga, ya'ni $\hbar \omega_0$ ga teng bo'ladi. Garmonik ossilyatorning minimal energiyasi noldan farqli bo'lib, uning qiymati $\frac{1}{2} \hbar \omega_0$ ga teng. Garmonik ossilyatorni, hatto, absolyut nolgacha

sovitilganda ham undan bu energiyani olib bo'lmaydi. Minimal energiyaga ega bo'lgan ossilyator tebranadi, lekin nurlanish chiqara olmaydi.

26.19-rasmda sinussoidasimon chiziq bilan tasvirlangan grafik, kvant nazariyaga asosan, koordinatasi x bo'lgan nuqtada zarraning bo'lish ehtimolligi ifodalaydi. Bu grafikni tuzish uchun Shredinger tenglamasining $n=1$ uchun yechimini, ya'ni to'liq funksiyani topib, so'ng x ning turli qiymatlari uchun $|\Psi|^2$ aniqlangan. Mazkur grafikdan ko'rinib turibdiki, klassik nuqtai nazardan ruxsat etilgan soha (ya'ni x ning qiymatlari $-A$ dan $+A$ gacha bo'lgan soha nazarda tutilyapdi) dan tashqari nuqталarda ham zarraning bo'lish ehtimolligi noldan farqli. Buning sababi zarraning to'liq xususiyatga egaligidir.

26.12 Vodorodsimon atomlar kvant nazariyasi. Kvant sonlar

Vodorod atomi uchun Shredinger tenglamasini:

$$\frac{d^2\Psi}{dx^2} + \frac{d^2\Psi}{dy^2} + \frac{d^2\Psi}{dz^2} + \frac{2m_e}{\hbar^2} \left(E + \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r} \right) \Psi = 0, \quad (26.31)$$

ko'rishda yoza olamiz. Birinchi ko'rishda oddiygina ko'ringan bu masalani (ya'ni yadro atrofida «aylanuvchi» bitta elektron holni) echish anchagina murakkab matematik amallarni talab qiladi. Shuning uchun matematik operatsiyalar bilan qiziqmay vodorod atomi uchun Shredinger tenglamasining yechimini batafsilroq muhokama qilish maqsadga muvofiqroqdir.

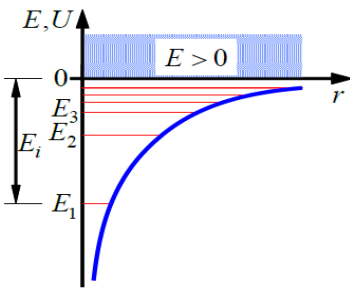
Avvalo shuni qayd qilish lozimki, (26.31) tenglama quyidagi ikki holda yechimga ega bo'lar ekan:

- 1) $E > 0$ qiymatlarida,
- 2) $E < 0$ ning faqat

$$E_n = -\frac{m_e e^4}{8\epsilon_0^2 \hbar^2 n^2}, \quad (n=1, 2, 3, \dots), \quad (26.32)$$

shartini qanoatlantiruvchi diskret qiymatlarida.

Birinchi holda elektron yadro yaqinidan uchib o'tadi va fazoning barcha qismlarida harakatlana oladi. Umuman, yadro va elektrondan iborat sistemani har doim ham atom deb hisoblash mumkin emas. Elektronning harakati doimo yadroga yaqin sohada sodir bo'lganidagina, ular atom deb ataluvchi sistemani tashkil qiladi. Demak, Shredinger



26.20-rasm

tenglamasining $E > 0$ qiymatlaridagi yechimlari vodorod atomini emas, (26.20-rasm) balki atom bo'lib birikmagan yadro va fazodagi elektronni aks ettiradi.

Ikkinchi hol, ya'ni $E < 0$ ning diskret qiymatlaridagi yechimlari vodorod atomidagi elektronni aks ettiradi. Elektron ega bo'la oladigan energiyaning qiymatlarini aniqlovchi ifoda Borning vodorod atomi nazariyasidan kelib chiqqan ifodaning o'zginasidir. Kvant mexanikasida esa

mikrozarralarning harakatini ifodalovchi Shredinger tenglamasidan keltirib chiqariladi. (26.32) ifoda bilan aniqlanuvchi qiymatlar E ning xususiy qiymatlaridir. Bu xususiy qiymatlarga mos keluvchi xususiy funksiyalar, ya'ni (26.31) tenglamaning yechimlari kvant sonlar deb ataladigan uchta parametrga ega. Bu kvant sonlarning fizik ma'nosi ustida qisqacha to'xtab o'taylik. Birinchi **asosiy kvant son n** harfi bilan belgilanadi. U elektron ega bo'la oladigan energiya qiymatlarini ifodalaydi. (26.32) ifodada qatnashayotgan n ana shu kvant sonidir. Asosiy kvant son birdan boshlanadigan butun musbat qiymatlarga ega bo'la oladi, ya'ni:

$$n = 1, 2, 3, \dots \quad (26.33)$$

Ikkinchisi— **orbital kvant son, l** harfi bilan belgilanadi, uning yordamida elektron ega bo'la oladigan impuls momentining diskret qiymatlarini, quyidagi

$$L = \sqrt{l(l+1)}h, \quad (26.34)$$

formula asosida aniqlash mumkin. Orbital kvant son 0 dan $n - 1$ gacha butun musbat qiymatlariga ega bo'la oladi, ya'ni:

$$l = 0, 1, 2, \dots, n - 1. \quad (26.35)$$

Nihoyat, uchinchisi— **magnit kvant son m** bo'lib, u $-l$ dan 0 orqali + l gacha bo'lgan butun sonli qiymatlarga ega bo'la oladi, ya'ni

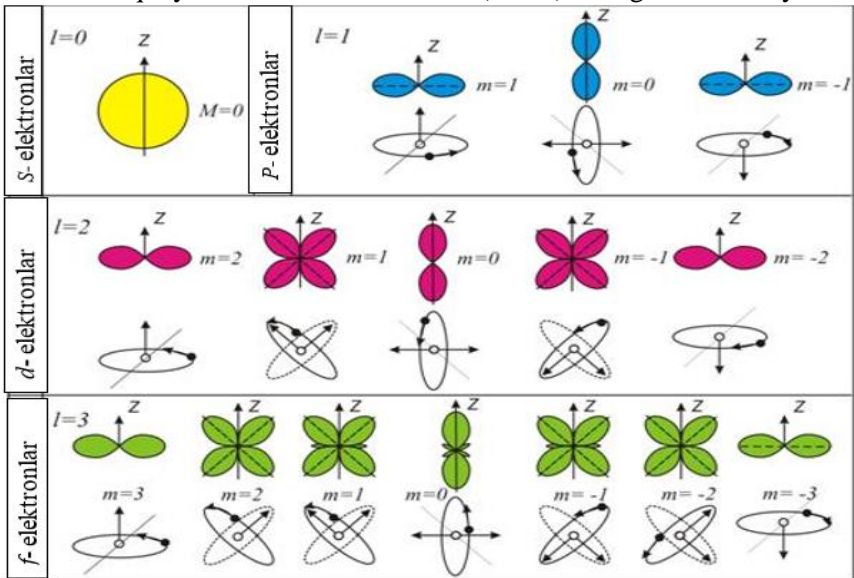
$$m = -l, -(l-1), \dots, -1, 0, +1, \dots, +(l-1), +l. \quad (26.36)$$

Magnit kvant son yordamida elektronning impuls momenti vektori L ning fazodagi ruxsat etilgan yo'nalishlari aniqlanadi: ixtiyoriy z yo'nalishni, masalan, tashqi magnit maydon yo'nalishini tanlab olaylik. U holda L vektorning fazodagi yo'nalishini uning z yo'nalishiga proyeksiyasi L_z yordamida ifodalash mumkin. Elektron impuls momenti faqat

$$L_z = \pm m\hbar, \quad (26.37)$$

sharti bajariladigan yoʻnalishlardagina amalga oshishi mumkin.

(26.31) tenglamaning yechimlarini tavsiflovchi toʻlqin funksiyalari ifodasining tarkibida yuqorida bayon etilgan uchala kvant son mavjud. Shuning uchun ham toʻlqin funksiyalari $\psi_{n,l,m}$ koʻrinishda belgilanadi, yaʼni ularning indeksida kvant sonlarining uchalovi ham qatnashadi. Vodород atomidagi elektron energiyaning (26.32) ifoda bilan aniqlanuvchi har bir E_n qiymatiga bir necha toʻlqin funksiya mos keladi, ular l va m kvant sonlar bilan farqlanadi. Misol tariqasida $n = 2$ holni muhokama qilaylik. Orbital kvant son l , (26.35) shartga asosan, 0 yoki 1



26.21-rasm

qiymatga ega boʻla oladi. $l = 0$ boʻlganda magnit kvant son m (26.36) shartga asosan faqat 0 qiymatga ega boʻla oladi, holos. Lekin $l = 1$ boʻlgan hol uchun $m = 1, 0, +1$ qiymatlarini egallash imkoniyati bor. Shuning uchun $n = 2$ boʻlganda l va m lar bilan

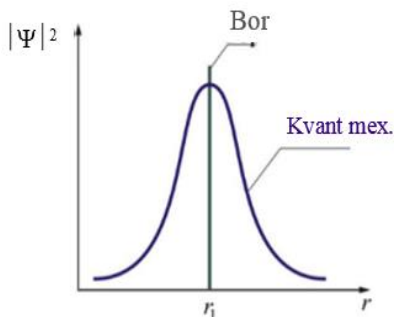
farqlanuvchi $\psi_{2,0,0}$, $\psi_{2,1,1}$, $\psi_{2,1,0}$, $\psi_{2,1,-1}$, toʻlqin funksiyalarini yoza olamiz. Bu toʻlqin funksiyalar bilan xarakterlanuvchi holatlardagi elektron energiyalari aynan

bir xil qiymatga ega [koʻrilayotgan misolda bu qiymatni (26.32) ifodaga $n = 2$ ni qoʻyib topish mumkin]. Energiyasi bir xil boʻlgan bu

holatlarni **aynigan holatlar deb, holatlar soni esa E_n energetik sathning aynish karraligi deb ataladi.** Yuqorida muhokama qilingan misoldagi energetik sathning aynish karraligi 4 ga teng .

Elektron holatlarni belgilashda asosiy kvant sonni raqam bilan, orbital kvant sonni harf bilan ifodalash qabo‘l qilingan. $l = 0$ holatni **S** harfi bilan, $l = 1$ holatni **P** harfi bilan, $l = 2$ holat esa **d** harfi bilan belgilanadi. Masalan, $n = 1, l = 0$ holatdagi elektronni **1S** deb, $n = 2, l = 1$ holatdagi elektron esa **2P** deb belgilandi. 26.21-rasmda *s*-, *p*-, *d*- va *f*-holatdagi elektronlarning ehtimollik zichliklari va har qaysi holatga mos ravishda fazoviy kvanlanish ko‘rsatilgan.

Vodorod atomining asosiy holati **1s** holatdir. Bu holatda elektronni yadrodan qanday masofada qayd qilish ehtimolligi eng katta qiymatga ega bo‘lishini hisoblasak, Borning birinchi orbitasi radiusi $\sim 0.53 \cdot 10^{-10}$ m qiymati kelib chiqadi. Kvant mexanikasida „orbita“ tushunchasi o‘z ma‘nosini yo‘qotadi. Kvant mexanikasi elektronning fazoni u yoki bu sohasida qayd qilish ehtimolligi to‘g‘risida axborot bera oladi. Eng katta ehtimollik bilan elektronni qayd qilish mumkin bo‘lgan nuqtalarning geometrik o‘rinlari Bor orbitalari radiuslariga mos keladi.



26.22-rasm

Bor nazariyasi bo‘yicha *orbita radiusining $r = r_1$ qiymatidan boshqa qiymatlarida elektronni qayd qilish ehtimolligi nolga teng bo‘ladi* (rasm 26.22).

Kvant mexanikasida esa, *r ning ixtiyoriy qiymatlarida ham elektronni qayt etish ehtimolligi mavjud bo‘lib, $r = r_1$ nuqtada eng katta qiymatga erishadi.*

26.13 Shtern va Gerlax tajribasi. Elektron spini

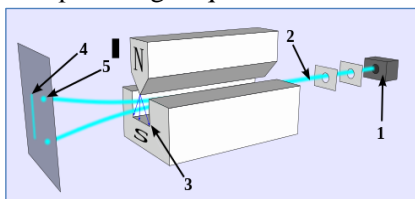
Atomning impuls momenti L_{at} (yoki magnit momenti P_{at}) ni atom tarkibidagi ayrim elektronlarning impuls momentlari (magnit momentlari) ning vektor yig‘indisi sifatida aniqlanadi, ya‘ni:

$$\vec{L}_{at} = \sum \vec{L}_i \quad \text{va} \quad \vec{P}_{at} = \sum \vec{P}_i$$

Shtern va Gerlax tomonidan ajoyib tarzda amalga oshirilgan tajribada magnit

moment vektorining fazodagi ixtiyoriy yoʻnalishlarida emas, balki baʼzi (boshqacha aytganda ruxsat etilgan) yoʻnalishlardagina amalga oshishi isbotlanadi. Bu tajribada

qoʻllanilgan qurilma sxematik tarzda 26.23-rasmda tasvirlangan.



26.23-rasm

Qizdiriladigan 1 kamerada bugʻlanib chiqqan kumush atomlar tirqishli toʻsiqlardan oʻtgach, dasta 2 shakliga keladi. Soʻngra atomlar dastasi nihoyat darajada bir jinsli boʻlmagan 3 magnit maydondan oʻtib E ekranga tushadi. Magnit maydon taʼsir qilmagan (yaʼni

elektromagnit gʻaltaklari tok manbaiga ulanmagan) holda atomlar dastasi ekranga tushib, unda 4 – shakldagi dogʻni hosil qiladi (26.23- rasm). Magnit ulanib atomlar dastasi bir jinsli boʻlmagan magnit maydondan oʻtganda atomlar dastasi ikkita 5 komponentlariga ajraladi. Shunday qilib, **Shtern va Gerlax tajribasi fazoviy kvantlanish mavjudligini hamda elektronlar va atomlar magnit momentlarining qiymatlari diskret ekanligini isbotladi.**

Asosiy holatdagi vodorod atomining elektroni uchun $l = 0$ da, uning impuls momenti $L = \hbar\sqrt{l(l+1)} = 0$ nolga teng. Shtern va Gerlax tajribasida vodorod atomlarining dastasi ikki simmetrik komponentga ajraladi. Bu nomuvofiqlikni tushuntirish uchun elektron impulsning xususiy momenti L_{sp} va unga mos boʻlgan xususiy magnit momenti μ_e (zarralarning xususiy magnit momentlarini μ harfi bilan belgilaymiz) mavjud, deb faraz qilishga toʻgʻri keladi. Impulsning xususiy momentini *spin* deb, xususiy magnit momentini esa *spin magnit momenti* deb ataladi. «Spin» inglizcha soʻz boʻlib «aylanmoq» degan maʼnoni anglatadi. Bu atamaning ishlatilishiga sabab shundaki, dastlab, elektronni oʻz oʻqi atrofida aylanuvchi zaryadlangan sharcha deb tasavvur qilingan. Impulsning xususiy momenti va xususiy magnit momenti ana shu harakat tufayli mavjud, deb hisoblangan. Lekin bu tasavvur notoʻgʻriligi keyinchalik aniqlandi. Zamonaviy tushunchalarga asosan, *spin va spin magnit momenti xuddi zaryad va massa kabi elektronni tavsiflovchi asosiy kattaliklardir.*

Spinning tanlab olingan yoʻnalish z ga (masalan tashqi magnit maydon yoʻnalishiga) proeksiyasi faqat kvantlangan qiymatlarga ega boʻla oladi, bu qiymatlar quyidagi formula bilan aniqlanadi:

$$L_{spz} = s \hbar, \quad (26.38)$$

Bunda s -spin kvant soni bo'lib, n, l, m kvant sonlardan farqlanib, kasr qiymatlariga, ya'ni

$$s = -\frac{1}{2}, +\frac{1}{2} \quad (26.39)$$

ga ega bo'lishi mumkin.

26.14. Zarralarni ajratib bo'lmazlik prinsipi. Fermionlar va bozonlar. Pauli prinsipi

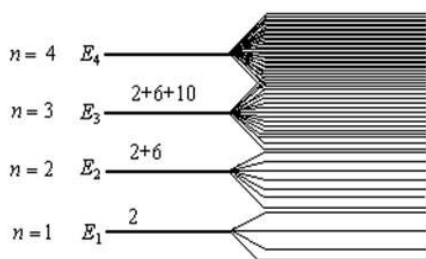
Kvant mexanikasida atomdagi energetik sathlar to'rtta kvant sonlar bilan tavsiflanadi:

$$\begin{aligned} \text{-asosiy kvant son} & \quad n = 1, 2, 3, \dots \\ \text{-orbital kvant son} & \quad l = 0, 1, \dots, (n-1); \\ \text{-magnit kvant son} & \quad m = -l, -(l-1), \dots, (l-1), l; \\ \text{-spin kvant son} & \quad s = -\frac{1}{2}, +\frac{1}{2} \end{aligned} \quad (26.40)$$

n, l va m kvant sonlarning to'plami bir xil, lekin spin kvant soni bilan farqlanuvchi sathlar ikkitadan bo'ladi, chunki ularda n, l, m larning qiymatlari saqlanib, s esa $-\frac{1}{2}$ ekan $+\frac{1}{2}$ qiymatni qabul qiladi. Agar n va l larning qiymatlari o'zgarmasdan m va s lari bilan faqlanadigan sathlar sonini topish kerak bo'lsa, har bir l uchun m ning

$2l + 1$ ruxsat etilgan qiymati mavjudligini hisobga olish kerak. Demak, n va l larning qiymatlari 0 dan $n-1$ gacha bo'lgan butun musbat sonlarni egallashi mumkin.

Shuning uchun asosiy kvant son n ning ayni qiymati bilan ifodalanuvchi sathlar soni

$$\sum_{l=0}^{n-1} 2(2l+1) = 2n^2, \quad (26.41)$$


26.24-rasm

bo'ladi. Haqiqatan, 26.24-rasmda $n = 1$ bo'lgan sathlar soni 2 ta, $n=2$ bilan ifodalanuvchi sathlar soni 8 ta, $n = 3$ bo'lgan sathlar soni esa 18 ga teng. Vodorod atomida energetik sathlar aynigan bo'ladi. Masalan, $n = 1$ bo'lgan ikkala sath bir xil energiyaga ega yoki $n= 2$ bo'lgan sakkizta sathning hammasi aynan

bir xil energiya bilan tavsiflanadi. Lekin ko'p elektronli atomlarda o'zaro ta'sir tufayli aynish yo'qoladi va atomdagi energetik sathlar barcha kvant sonlarga bog'liq bo'ladi.

Endi, ko'p elektronli atomda elektronlarning energetik sathlar bo'yicha taqsimoti qanday?—degan savolga javob qidiraylik. Bu savolga javob berishda quyidagi ikki prinsipga amal qilish kerak.

Birinchi prinsipning mohiyati shundaki, normal (uyg'onmagan) holatdagi atomda elektronlar o'zlari uchun mumkin bo'lgan eng quyi energetik sath (ya'ni energiyasi minimal bo'lgan sath) larda joylashishi kerak.

Ikkinchi prinsip, uni kashf qilgan olim sharafiga Pauli prinsipi deb yuritiladi. Pauli prinsipi kvant mexanikasi asosiy prinsiplaridan biri bo'lib, uning to'liq kvantmexanik ta'rifini berish uchun zarralarning bir xillik (bir-biriga aynan o'xshashlik) prinsipi bilin tanishish lozim.

Ma'lumki, klassik mexanikada xususiyatlari aynan bir xil bo'lgan zarralar ham o'zlarining alohidaligini yo'qotmaydi. Boshqacha aytganda, biror sistema tarkibidagi zarralarning boshlang'ich momentini «xuddi raqamlangandek» belgilab olaylik. U holda zarralarning trayektoriyasini kuzatish natijasida vaqtning turli onlarida u yoki bu zarra vaziyati to'g'risida ma'lumotga ega bo'lamiz.

Kvantmexanik tavsifda esa zarrani u yoki bu sohada qayd qilish ehtimolliги aniqlanadi. Demak, bu holda bir xil zarralarni «raqamlari bo'yicha» ajratib olish imkoniyati bo'lmaydi. Zarralarni bir-biridan farq qilib bo'lmaganligi uchun ham ularning o'rni almashib qolgani bilan ehtimollik o'zgarmaydi. Umuman, kvant mexanikasida ko'p sonli zarralarni tavsif qilishda Fermi-Dirak hamda Boze-Eynshteyn statistikalardan foydalaniladi. Spinlarning tashqi magnit maydon yo'nalishiga proyeksiyasi L_{spz} ning qiymati 0 yoki \hbar ga butun karrali bo'lgan zarralar Boze-Eynshteyn statistikasiga bo'ysunadi, zarralarning o'zlari esa **bozonlar** deb ataladi. L_{spz} ning qiymati \hbar ga yarimli butun karrali bo'lgan zarralar Fermi-Dirak statistikasiga bo'ysunadi, bunday zarralar **fermionlar** deb ataladi. Faqat elektronlarga emas, balki pozitron, proton, neytronlar ham fermionlar hisoblanadi. Barcha fermionlar uchun Pauli prinsipi o'rinli bo'lib, u quyidagicha ta'riflanadi: ***bir xil fermionlardan tashkil topgan sistemada aynan bir holatda bir vaqtning o'zida bittadan ortiq fermion bo'lishi mumkin emas.*** Pauli prinsipini atomdagi elektronlarga tatbiq qilgan holda quyidagicha ta'riflasa ham

bo'lad. Atomdagi n, l, m, s kvant sonlar to'plami bilan tavsiflanuvchi ixtiyoriy energetik sathda bittadan ortiq elektron bo'lishi mumkin emas.

$$\psi(n, l, m, s) = 1 \text{ yoki } 0$$

Nazorat savollari

1. Rezerford tajribasi mohiyatini tushuntiring.
2. Atomning klassik modeli tasvirlang.
3. Bor postulatlarini ta'riflang.
4. Frank-Gers tajribasini nimani isbotlaydi.
5. de-Broyl gipotezasini va uni tajribada tasdiqlanganligini ko'rsating.
6. de-Broyl to'lqini xossalarini ayting.
7. To'lqin funksiyasi fizik ma'nosini tushuntiring.
8. Koordinata va impuls uchun noaniqlik munosobati fizik ma'nosini tushuntiring.
9. Vaqt va energiya uchun noaniqlik munosobati fizik ma'nosini tushuntiring.
10. Statsionar holat uchun Shredinger tenglamasini yozing;
11. Bir o'lchovli potensial o'radagi mikrozarra uchun Shredinger tenglamasini va uni yechimini ko'rsating.
12. Tunnel effektini nima degani.
13. Kvant mexanikasidagi garmonik ossilyator uchun Shredinger tenglamasini va uni yechimini ko'rsating.
14. Vodorodsimon atomdagi elektron uchun uch o'lchovli Shredinger tenglamasini yechimini ko'rsating.
15. Kant sonlar fizik ma'nolarini tushuntiring.
16. Elektron spini va uni kvantlanishini ko'rsating.
17. Pauli prinsipini ta'riflang.

27. QATTIQ JISM FIZIKASI ELEMENTLARI

Qattiq jism fizikasi elementlari bobini o'zlashtirgan talaba:

bilishi kerak:

- zonalar nazariyasiga asosan metallar, yarimo'tkazgichlar va dielektriklar ta'riflarini;

- xususiy va aralashmali yarimo'tkazgichlar tushunchalarini;

- p-n- o'tishni fizik ma'nosini;

- yarimo'tkazgichli diod va triodning ishlash prinsipini;

- fotoo'tkazuvchanlik va ichki fotoeffektni;

bajara olishi kerak:

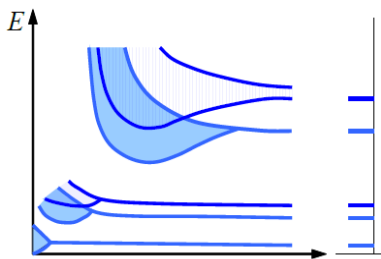
- qattiq jism fizikasiga doir tipik amaliy fizika masalalarni yechishni;

ko'nikmalarga ega bo'lishi kerak:

- matematik analizni standart usullarini qattiq jism fizikasiga doir amaliy fizika masalalarini yechishda foydalanish ko'nikmasi;

- qattiq jism fizikasiga doir fizikaviy tajribalarni o'tkazish va natijalarini hisoblash ko'nikmasi.

27.1 Qattiq jismlar energetik zonalar nazariyasi



27.1-rasm

N dona izolyasiyalangan atomning o'zaro joylashish simmetriyasini buzma-gan holda asta sekin bir biriga yaqin-lashtiraylik. Atomlar yaqinlashgan sari ularning o'zaro tortishishi kuchayib boradi. Atomlar orasidagi masofa kris-tall panjara parametriga teng ($r=d$) bo'l-ganda atomlarning o'zaro ta'sirlashuvi normal (xuddi kristalldagidek) qiymat-ga erishadi. Atomlar bir biriga yaqin-lashgan sari energetik sathlarning bir

biriga nisbatan siljishi va ularning (27.1-rasm) ajralishi sodir bo'ladi. Natijada kristalldagi N dona atomning birdek energetik sathlarini bir biriga nisbatan siljigan sathlar gruppasiga —energetik zonaga aylanish sodir bo'ladiki, u elektronlar to'liqin xususiyati bilan bog'liq.

Atomlar birikib kristall holati vujudga kelganda atomlar valent elektronlarining to'liqin funksiyalari ustma ust tushadi. Bu esa valent

elektronlarni kristall panjaraning ixtiyoriy sohasida qayd qilish ehtimolligi $|\psi|^2$ ekanligini bildiradi. Zero, kristalldagi valent elektronlar «umumlashgan» ekan. Bu xulosani quyidagi mulohazalar ham tasdiklaydi. Kristalldagi barcha elektronlarning bir atomdan ikkinchi atomga o'tish ehtimolligi noldan farqli. Miqdoriy hisoblarni ko'rsatishicha, valent elektron atom tarkibida $\tau \approx 10^{-15}$ s vaqt davomida bo'la oladi, holos. Boshqacha aytganda, valent elektron 1 sekund davomida kristalldagi 10^{15} atom tarkibida qatnashib chiqadi. Bunday sharoitlarda valent elektronni u yoki bu atomga taalluqligi ekanligi haqida fikr yuritish ma'noga ega emas. Zero, kristalldagi valent elektronlar «umumlashadi» va ular «elektron gaz» ni tashkil etadi. Geyzenbergning noaniqliklar munosabatiga asosan elektronlar energiyasidagi noaniqlik bo'ladi:

$$\Delta E \approx \frac{h}{\tau} \approx 1eV$$

Izolyasiyalangan atomdagi elektronlarning uyg'ongan holatda yashash o'rtacha muddati $\tau \approx 10^{-8}$ s bo'lgani uchun mazkur holatga mos keluvchi energetik sath kengligi $\Delta E \approx \frac{h}{\tau} \approx 10^{-7} eV$ bo'ladi. Demak, izolyasiyalangan atomdagi valent elektronning ~ 10 eV kenglikdagi energetik zonaga aylanadi.

Ichki elektronlar uchun manzara o'zgacha. Xususan natriy kristalidagi biror atomning $1s$ elektroni tunnel effekt tufayli qo'shni atomga 20 yilda bir marta o'ta oladi, xalos. Tabiiyki, bunday elektronlarning kristalldagi energetik sathi xuddi izolyasiyalangan atomnikidek bo'ladi. $r = d$ da $1s$ va $2s$ sathlarning ajralishi sezilmaydi, $3s$ sath esa anchagina ajraladi, yanada yuqoriroq uyg'ongan sath, ($3p$) esa $3s$ sathdan ko'proq ajralgan. Binobaran, $3p$ sathlar ajralishi tufayli vujudga kelgan energetik zona kengligi $3s$ sathlar ajralishi tufayli vujudga kelgan zona kengligidan kattaroq bo'ladi.

Zonada energetik sathlar zichligi qanday? Avval shuni qayd qilaylikki, izolyasiyalangan atomdagi energetik sathning aynish karraligi $2l + 1$ bo'lsa, bu sathga mos keluvchi kristall energetik zona $(2l + 1) N$ sathdan iborat bo'ladi. Masalan, izolyasiyalangan atomdagi p sathning (p sath uchun $l = 1$) aynish karraligi $2l + 1 = 2 \cdot 1 + 1 = 3$ bo'lganligi uchun mazkur sathlarga mos keluvchi energetik zona $3N$ sathdan iborat. Demak, 1 sm^3 hajmli kristallda $\sim 10^{22}$ atom mavjud ekanligi va energetik zona kengligi 1 eV ekanligini e'tiborga olsak, zonadagi qo'shni energetik

sathlar orasidagi energetik kenglik $\sim 10^{-22}$ eV bo'ladi. Bu masofa shunchalik kichikki, zonadagi sathlar uzluksiz energetik qiymatlarga egadek tuyiladi. Lekin, zonadagi energetik sathlar soni chekli ekanligini unutmaylik. Shunday qilib, izolyasiyalangan atomdagi ruxsat etilgan energetik sath o'rniga kristallda ruxsat etilgan energetik zona vujudga keladi. Ruxsat etilgan zonalar energetik taqiqlangan qiymatlar bilan ajralgan bo'ladi.

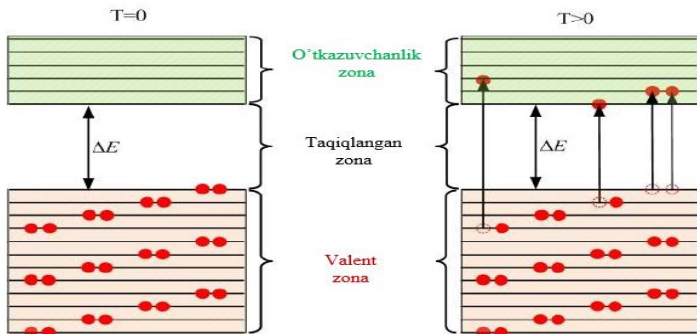
27.2 Energetik zonalarni elektronlar bilan to'ldirilishi

Izolyasiyalangan atomlardagi energetik sathlarni elektronlar to'la ishg'ol etgan, qisman ishg'ol etgan yohud ishg'ol etmagan bo'lishi mumkin edi. Izolyasiyalangan atomdagi energetik sathga mos ravishda kristallda energetik zona vujudga kelayпти. Lekin, ayrim hollarda zonalarning energetik shkala bo'yicha joylashish tartibi izolyasiyalangan atomdagi energetik sathlarning joylashish tartibiga mos kelmasligi ham mumkin. Xususan, izolyasiyalangan atomdagi quyiroyq energetik sathni ajralishi tufayli kristallda vujudga kelgan energetik zona yuqoriroyq energetik sathni ajralishi tufayli kristallda vujudga kelgan energetik zonadan teparoqda joylashishi mumkin. Bunday hollarda zonalarni elektronlar bilan to'ldirilishi izolyasiyalangan atomdagi sathlarni elektronlar tomonidan ishg'ol etilishiga mos kelmasligi mumkin. Buning sababi — elektronlar energiyaning kichikroyq qiymatlariga mos keladigan zonalarni to'ldirishga intilishidir. Kristalldagi zonalarning sathlari Pauli prinsipiga asosan, ikkitidan ortiq elektron joylashishi mumkin emas. Bu elektronlarning spinlari qarama – qarshi yo'nalgan bo'ladi. Zonalardagi energetik sathlar elektronlar tomonidan to'la yoxud qisman ishg'ol etilgan hollarda bu zonalarni mos ravishda to'ldirilgan yoxud qisman to'ldirilgan zonalar deb, energetik sathlarini elektronlar ishg'ol etmagan zonalarni esa *bo'sh zonalar* deb ataladi.

Izolyasiyalangan atomning quyiroyq energetik sathdagi elektron qo'shimcha energiya olgan hollarda yuqoriroyq bo'sh energetik sathga o'tishi kerak edi. Bunday o'tishlar kristallda qisman to'ldirilgan zonalarning quyiroyq sathdan yuqoriroyq sathi tomon amalga oshishi mumkin. Bu o'tishlarda elektron sath oralig'iga mos keluvchi qo'shimcha energiyaning kristall panjaraning issiqlik tebranishlardan yoki kristallda vujudga keltirilgan tashqi elektr maydon ta'sirida olishi mumkin. Shuningdek, kristallda elektron quyiroyq ruxsat etilgan zonadan yuqoriroyq ruxsat

etilgan zonaga ham o'tishi mumkin. Bu holda yuqori ruxsat etilgan zonada bo'sh energetik sath bo'lishi va elektron taqiqlangan zonaning energetik kengligiga teng qo'shimcha energiya olishi kerak.

Qattiq jismdagi ko'pchilik jarayonlar valent elektronlarning holatiga bog'liq bo'lganligi uchun, odatda kristalldagi energetik (27.2-rasm) zonalarni ifodalashda soddalashtirilgan energetik sxemadan foydalaniladi. Soddalashtirilgan energetik sxemada valent elektronlar tomonidan ishg'ol etilgan zona (valent zona) va bu zonaga eng yaqin bo'lgan ruxsat etilgan zona (o'tkazuvchanlik zona) ifodalanadi. Valent zonadagi energetik sathlar elektronlar tomonidan qanchalik ishg'ol etilganligi va taqiqlangan zonaning energetik kengligi ΔE ga bog'liq ravishda quyidagi to'rt hol amalga oshadi.



27.2-rasm

$T=0\text{K}$ holatda **valent zonadagi** energetik sathlarning hamma qismini elektronlar ishg'ol etgan bo'ladi (27.2-rasmdagi valent zona), elektronlarning shu zonadagi quyiroq sathdan yuqoriroq sathga ko'tarilishiga imkoniyat mavjud. Bu o'tish uchun kerak bo'ladigan qo'shimcha energiya elektronlar kuchsizgina elektr maydon tomonidan berilishi mumkin. $T>0$ bo'lganda qisman valent zonadagi elektronlar o'tkazuvchanlik zonasiga o'tib elektr o'tkazuvchanlikda qatnashadi. Shuning uchun bunday **zona o'tkazuvchanlik** zonasi deb ataladi.

Valent zonadagi sathlari elektronlar bilan qisman to'ldirilgan yoki valent va o'tkazuvchanlik zonalari ustma ust tushgan qattiq jismlar **metallar** deb (27.3-rasm) ataladi. Metall bo'lmagan aksariyat qattiq jismlarda valent zonadagi barcha energetik sathlarni elektronlar band etgan bo'ladi. Shuning uchun elektron yuqoriroq energetiksathga ko'tarilishi lozim bo'lsa, faqat o'tkazuvchanlik zonadagi energetik sathga ko'tarilishi kerak. Buning uchun elektr maydon ta'sirida elektron

erishayotgan qo‘shimcha energiya taqiqlangan zonaning energetik kengligi ΔE dan katta bo‘ladi. Demak, u holda qattiq jismning xossalari taqiqlangan zonaning energetik kengligi bilan aniqlanadi.

Agar taqiqlangan zonaning energetik kengligi ΔE yetarlicha katta bo‘lsa, elektr maydon ta‘sirida yoki issiqlik harakati energiyasi tufayli elektronlar valent zonadan bo‘sh zonaga o‘ta olmaydi, ya‘ni elektronlar valent zonada o‘z o‘rinlaridan qo‘zg‘almaydi. Bunday jismlarni izolyatorlar yoki **dielektriklar** deb ataladi.



27.3-rasm

Agar ΔE unchalik katta bo‘lmasa, qattiq jismning temperaturasi yetarlicha yuqori bo‘lganda (masalan, xona temperaturasi) issiqlik harakati energiyasi tufayli valent zonadagi elektronlarning bir qismi bo‘sh zonadagi energetik sathlarga ko‘tarilishga qodir bo‘ladi. Bu elektronlar elektr maydon ta‘sirida ham bo‘sh zonaning yuqoriroq energetik sathlariga ko‘tarilishi mumkin. Shuning uchun, bu holda bo‘sh zonani o‘tkazuvchanlik zonasi deb atash maksadga muvofiqdir. Bunday jismlar **yarimo‘tkazgichlar** deb ataladi.

Shartli ravishda, (27.3-rasm) valent zonasi elektronlar bilan butunlay to‘lgan jismlar taqiqlangan zonasining energetik kengligi $\Delta E < 3 \text{ eV}$ bo‘lganlarini yarimo‘tkazgichlar deb, aksincha $\Delta E > 3 \text{ eV}$ bo‘lganlarini dielektriklar deb ataladi.

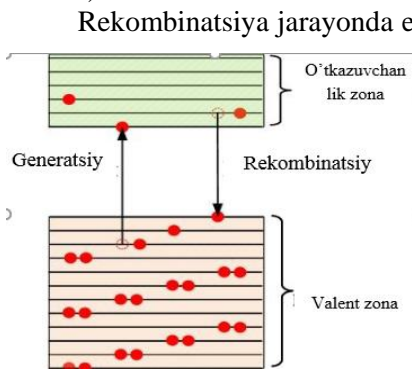
27.3 Yarim o‘tkazgichlarning xususiy elektr o‘tkazuvchanligi

Elektr o‘tkazuvchanligi bo‘yicha metallar bilan dielektriklar oraliqidagi jismlar gurupasi mavjudki, ularni *yarim o‘tkazgichlar* deb ataladi. Yarim o‘tkazgichlarni ikki gruppaga ajratiladi. Tarkibi faqat bir xil atomlardan iborat yarim o‘tkazgichlarni elementar yarimo‘tkazgichlar

deyiladi. Bunga B, C, Si, Ge, Sn, P, As, Sb, S, Se, Ti lar kiradi. Ikkinchi gruppada yarim o'tkazgichlarga ikki yoki undan ko'proq atomlardan tuzilgan birikmalar kiradi. Bu gruppaning tipik vakillari sifatida D. I. Mendeleev jadvalining uchinchi va beshinchi gruppada elementlarining birikmalari InAs, GaP, GaSb, AlSb va boshqalarni ko'rsatish mumkin.

Zamonaviy texnikada eng ko'p qo'llaniladigan yarimo'tkazgichlar germaniy va kremniydir. Bu elementlar davriy jadvalning IV gruppasiga oid, ya'ni bu elementlar atomlarining eng chetki (valent) qobig'ida to'rttadan elektron bor. Bu elementlarning kristallari *kovalent bog'lanishga ega*. Kovalent bog'lanish shunday ximiyaviy bog'lanishki, bunda kristall panjaraning tugunlarida joylashgan har ikki qo'shni atomning bittadan valent elektroni birgalikda bu ikki qo'shni atom uchun umumiy bo'lgan elektron juftini vujudga keltiradi. Barcha valent elektronlar kovalent bog'lanishda qatnashgan sof yarim o'tkazgich kristalli izolyator bo'ladi, ya'ni elektr tokni o'tkazmaydi. Lekin biror ta'sir natijasida kristallning ayrim qismlaridagi kovalent bog'lanish buzilishi mumkin. Masalan, kristallni qizdirganda yoki uni yoritganda yarim o'tkazgich atomining kovalent bog'lanishdagi elektronlarning issiqlik harakat energiyasi ham ortadi. Elektronning issiqlik harakat energiyasi sof yarim o'tkazgichdagi kovalent bog'lanishni buzishga etarli bo'lib qolganda, bu elektron o'z o'rnini tashlab kristall bo'ylab harakat qila boshlaydi. Odatda energiyaning bu qiymatini *aktivlash energiyasi* deb ataladi. Bu jarayonni *generatsiya* deb (27.4-rasm) ataladi. Elektrondan bo'shagan joyini *teshik* deyiladi. Teshik kvazi zarra bo'lib, uning atrofida kristallning elektroneytralligi buziladi. Bu yerda manfiy zaryad etishmaganligi uchun teshikning zaryadini musbat deb qabul qilish kerak, albatta. Shunday qilib, *sof yarim o'tkazgichning biror joyida kovalent bog'lanishning buzilishi natijasida elektron va teshik vujudga keladi*. Buni, odatda, elektron teshik vujudga keldi deyiladi. Agar elektron teshik bilan uchrashsa, u teshik atrofida musbat zaryadni neytrallaydi. Natijada elektron kovalent bog'lanish ishtirokchisiga aylanib qoladi. Bu jarayonda (bu jarayon *rekombinatsiya* deyiladi) elektron va teshik yo'qoladi. Demak, sof yarim o'tkazgichlarda elektron va teshik birgalikda ya'ni juft bo'lib vujudga keladi yoki yo'qoladi. Energetik sathlar sxemasida elektron – teshik juftining vujudga kelishiga taqiqlangan zonaning energetik kengligi (ΔE) dan kattaroq qo'shimcha energiya olgan valent zonadagi

biror elektronning oʻtkazuvchanlik zonasiga oʻtishi mos keladi (27.4-rasm).



27.4-rasm

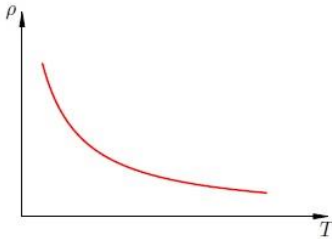
elektron valent zonadagi boʻsh energetik sathni egallaydi.

Elektr maydon taʼsirida butun kristall boʻylab elektronlar maydon kuchlanganligiga teskari, teshiklar esa maydon kuchlanganligi yoʻnalishida (teshikning zaryadi musbad ekanligini unitmang) harakatga keladi. Bu jarayonda sathlar sistemasidagi quyidagi manzara mos keladi. Oʻtkazuvchanlik zonasidagi elektron elektr maydon taʼsirida qoʻshimcha energiya olib

yuqoriroq energetik sathga kuchadi. Teshik esa aksincha, quyiyoq sathga kuchadi.

Elektr maydon taʼsirida valent zonadagi elektron ham yuqoriroq boʻsh energetik sathga koʻtariladi, natijada shu elektronning oʻrni boʻsh qoladi. Bu boʻsh sathga yanada quyiyoq energetik sathdagi elektron koʻtarilishi tufayli «boʻsh urin» – teshik quyiyoq sathlar tomon kuchadi. Yuqorida bayon etilgan elektr oʻtkazuvchanlik mexanizmi faqat *sof yarim oʻtkazgichlar* uchun xos boʻlib, uni *xususiy elektr oʻtkazuvchanlik* deyiladi. Tabiiyki, elektr oʻtkazuvchanlikning qiymati yarim oʻtkazgichlarda tok tashuvchilar vazifasini bajaruvchi elektronlar va teshiklarning konsentratsiyasiga bogʻliq boʻladi. Ularning konsentratsiyasi kristall temperaturasiga nihoyatda darajada bogʻliqdir. Masalan, aktivlash energiyasi 1eV temperaturada elektron – teshik juftlarning konsentratsiyasi $n \approx 10^{10} \text{ sm}^{-3}$ boʻlar ekan. Agar shu yarim oʻtkazgichning temperaturasini 200 K gacha pasaytirilsa $n \sim (10 \div 20) \text{ sm}^{-3}$ boʻladi. Shuning uchun, bunday past temperaturalarda sof yarim oʻtkazgichlarning elektr oʻtkazuvchanligi nihoyatda past boʻlib, dielektriklarga yaqin boʻladi. Aksincha, xuddi shu yarim oʻtkazgichni 1100 K qizdirganimizda elektron – teshik juftining konsentratsiyasi $n \approx 10^{19} \text{ sm}^{-3}$ gacha ortadi. Shunday qilib, yarim oʻtkazgichlarning xususiy elektr oʻtkazuvchanligi temperaturaga proporsional ravishda orta boradi. Qarshilik esa aksincha kamayib boradi. Qarshilikning temperaturaga bogʻliqligi

$$\rho_T = \rho_0 e^{\frac{\Delta E}{2kT}}, \quad (27.1)$$



27.5-rasm

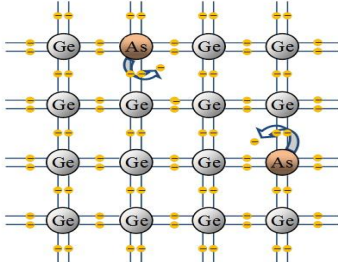
qonun bo'yicha o'zgaradi (27.5-rasm). Bu ifodada ΔE — taqiqlangan zonaning energetik kengligi ρ_0 va ρ_T lar esa mos ravishda 0 va T dagi solishtirma qarshilik.

Odatda, metallarning temperaturasi, 1 gradusga o'zgarganda ularning qarshiligi taxminan 0,3% ga o'zgaradi.

Yarim o'tkazgichlarda esa bu o'zgarish 3÷6 % ni tashkil etadi, ya'ni metallarnikiga qaraganda 10–20 marta katta. Yarim o'tkazgichlarning bu xususiyati, ya'ni ularning qarshiligining temperatura koeffitsiyenti nihoyatda katta qiymatlarga ega bo'lishi *termoqarshiliklar* (yoki oddiygina, *termistorlar*) deb ataladigan qurilmalarda ishlatiladi.

27.4 Yarim o'tkazgichlarning aralashma elektr o'tkazuvchanligi

Oldingi paragraflarda ideal sof yarim o'tkazgich elektr o'tkazuvchanligining mexanizmi bilan tanishdik. Lekin, odatda, ideal sof yarimo'tkazgich bo'lmaydi. Har qanday yarim o'tkazgichga bir qancha miqdorda o'zga element atomlari aralashgan bo'ladi. Umuman, har qanday jismdagi aralashma ham shu jismning elektr xususiyatiga ta'sir qiladi. Masalan, metallarda aralashmalar ularning qarshiligini orttiradi. Dielektrdagi aralashma tufayli tok tashuvchilar vujudga keladi. Bu esa dielektrning nihoyatda zaif elektr o'tkazuvchanligiga sabab bo'ladi.



27.6-rasm

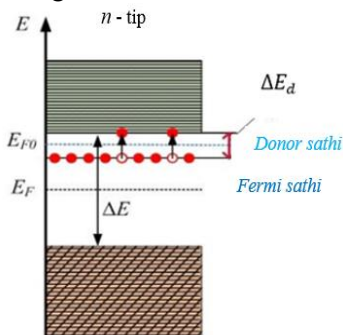
Yarim o'tkazgichlardachi? Bu savolga javob topish uchun quyidagi hollarni ko'raylik:

1. To'rt valentli germaniy atomlardan tuzilgan kristall panjaraning ba'zi tugunlarida besh valentli atomlar, masalan, mishyak joylashgan (27.6-rasm) bo'lsin. Bu holda aralashma atomining to'rt valent elektroni qo'shni germaniy atomlari bilan

kovalent bog‘lanishda bo‘ladi. Beshinchi elektron esa atom bilan shunchalik zaif bog‘langan bo‘ladiki, hatto issiqlik harakati energiyasi bu elektronni atomdan ajralib ozod bo‘lishiga etarli bo‘ladi. Shu tariqa har bir aralashma atomidan bittadan elektron ajralib chiqadi va bu elektronlar yarim o‘tkazgichda tok tashuvchi vazifasini bajaradi. Yarim o‘tkazgichlarning xususiy elektr o‘tkazuvchanligi mexanizmidan farqli ravishda ko‘rilayotgan holda faqat elektronlar vujudga keladi, ya‘ni elektron bilan birgalikda teshik vujudga kelmaydi. Beshinchi valent elektronidan ajralgan aralashma atomi musbat zaryadlanib qoladi, ammo bu musbat zaryad kristall panjara bilan bog‘liq bo‘lib tashqi elektr maydon ta‘sirida kucha olmaydi.

Demak, *to‘rt valentli element atomlaridan tuzilgan kristallga besh valentli elementlar atomlari aralashgan bo‘lsa, bunday yarim o‘tkazgichlarda elektron o‘tkazuvchanlik bo‘ladi.* Ko‘pincha bunday o‘tkazuvchanlikni n -tipli o‘tkazuvchanlik deb ataladi. Aralashma atomi o‘tkazgichga elektron berayotganligi uchun, odatda uni *donor yoki n – tip aralashma* deyiladi. Aralashma atomlari tufayli kristall panjaraning maydoni ideal sof yarim o‘tkazgich panjarasining maydonidan farqli bo‘ladi. Bu esa taqiqlangan zonada donor sathlarning vujudga kelishiga sabab bo‘ladi.

Donor sathlar odatda, o‘tkazuvchanlik zonasining tubiga yaqin joylashgan bo‘ladi (27.7-rasm). Masalan, kremniyga mishyak aralashtirilgan bo‘lsa, $\Delta E_d \sim 0,05$ eV bo‘ladi. Shuning uchun unchalik yuqori bo‘lmagan temperaturalarda issiqlik harakat energiyasi donor sathidagi elektronlarni o‘tkazuvchanlik zonasiga ko‘chirishga etarli bo‘ladi. Elektr maydon ta‘sirida bu elektronlar o‘tkazuvchanlik zonasining yuqori sathiga ko‘tariladi.

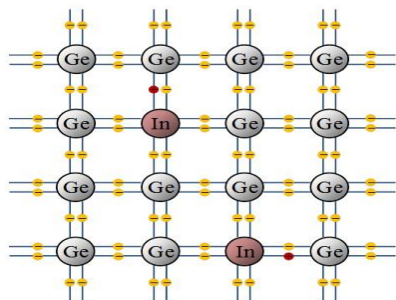


27.7-rasm

2. To‘rt valentli element atomlaridan iborat bo‘lgan kristall panjaraning ba‘zi tugunlariga uch valentli element atomlari joylashgan bo‘lsin. Masalan, germaniyga indiy qo‘shilgan bo‘lsa, indiyning uch valent elektroni uch qo‘shni germaniy atomlari bilan kovalent bog‘lanishda bo‘ladi. To‘rtinchi germaniy atomi bilan kovalent bog‘lanishni to‘ldirmagan bo‘ladi, ya‘ni batta elektron uchun bo‘sh joy mavjud bo‘ladi. Qo‘shni germaniy atom-

larining birorta elektron o'z atomidan ajralib bu bo'sh joyni to'ldiradi (27.8-rasm). Natijada aralashma atomi atrofida

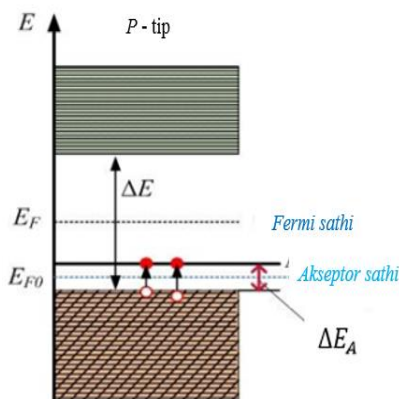
bog'lanish to'ldi, lekin elektronni yo'qotgan germaniy atomi atrofida teshik vujudga keldi. Bu teshik ikkinchi germaniy atomidan



27.8-rasm

ajralib chikgan elektron bilan to'ldirilishi mumkin. Natijada birinchi atomning teshigi to'ldiriladi, lekin ikkinchi atom atrofida teshik vujudga keladi va hakozi. Shu tariqa teshik kristall bo'ylab xaotik tarzda ko'chadi. Agar yarim o'tkazgichda elektr maydon hosil qilinsa, teshik elektr maydon kuchlanganligi yo'nalishida ko'chib, yarim o'tkazgichda teshikli elektr o'tkazuvchanlik

hosil bo'ladi. Bunday, elektr o'tkazuvchanlikni *p*-tipi o'tkazuvchanlik deb ham ataladi. *p*-tip yarim o'tkazgichdagi aralashma atomi kristallni tashkil etuvchi asosiy atomning elektronini qabul qilib olishi natijasida teshik vujudga kelganligi uchun, odatda, uni **akseptor yoki p-tip aralashma** deyiladi. *p*-tip aralashma tufayli taqiqlangan zonada akseptor sathi vujudga keladi (27.9-rasm). To'ldirilgan valent zonaning yuqori energetik sathdan akseptor sathga elektronlarning o'tishi uchun lozim bo'lgan energiya ΔE_A taqiqlangan zonaning energetik kengligidan ancha kichik



27.9-rasm

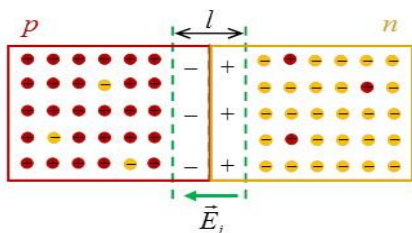
bo'ladi. Bu o'tish natijasida to'ldirilgan valent zonada «bo'sh» energetik sathlar vujudga keladi. Elektr maydon ta'sirida quyiyoq sathlardagi elektronlar yuqoriyoq sathlarga ko'tariladi. Natijada teshiklar elektronlarning ko'chishiga teskari yo'nalishda ko'chadi.

Demak, o'tkazgich aralashma o'tkazuvchanligining mexanizmi aralashma va asosiy atomlarning valentligiga bog'liq. Umuman *past* *temperaturalarda yarimo'tkazgichning elektr o'tkazuvchanligi asosan*

aralashma o'tkazuvchanlikdan iborat bo'ladi. Yuqoriroq temperaturalarda issiqlik harakat energiyasi valent zonadagi elektronlarning o'tkazuvchanlik zonasiga ko'chirishga etarli bo'lib qoladi. Natijada xususiy o'tkazuvchanlikka sabab bo'luvchi elektron – teshik vujudga keladi. Shuning uchun bunday temperaturalarda aralashma va xususiy o'tkazuvchanliklarni hisobga olish kerak. *Juda yuqori temperaturalarda esa xususiy o'tkazuvchanlik, aralashma o'tkazuvchanligidan ancha katta bo'lganligi uchun aralashmali o'tkazuvchanlikni hisobga olmasa ham bo'ladi.*

27.5 Yarim o'tkazgichli $p-n$ – o'tish

Bundan tashqari p –tipli yarim o'tkazgichda asosiy bo'lmagan zaryad tashuvchilar – elektronlar va n –tipli yarim o'tkazgichda esa asosiy bo'lmagan zaryad tashuvchilar teshiklar mavjud bo'ladi. Bu asosiy bo'lmagan zaryad tashuvchilar kristallning xususiy atomlari tufayli vujudga keladi. Odatda, asosiy bo'lmagan zaryad tashuvchilarning konsentratsiyasi ancha kam bo'ladi. Endi bu ikkala kristallni bir biriga shunday jipslab tegizaylikki, natijada ular oarsida nihoyatda yaxshi elektr kontakt vujudga kelsin (27.10-rasm). Bu kontakt orqali birinchi kristalldagi zaryad tashuvchilar ikkinchi kristallga va aksincha, ikkinchi kristalldagi zaryad tashuvchilar birinchi kristallga o'ta boshlaydi. n -tip yarim o'tkazgichdan p -tip yarim o'tkazgichga o'tgan elektronlar, p – tip kristallning yupqa qatlamidagi teshiklar bilan rekombinatsiyalashadi.

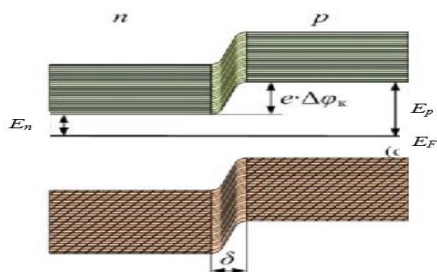


27.10-rasm

Natijada bu qatlamda musbat zaryadli teshiklar soni kamayganligi tufayli yupqa qatlam manfiy zaryadlanib qoladi. Aksincha, p – tip yarim o'tkazgichdan n tip yarim o'tkazgichga teshiklar o'tib, u yerda elektronlar bilan rekombinatsiyalashganligi uchun n tip yarim o'tkazgichgada ham yupqa qatlam musbat zaryadlanib qoladi.

Demak, turli tipdagi yarim o'tkazgichlarning tegib to'rgan chegaraviy sohasida qo'sh elektron qatlam vujudga kelib, uning elektr maydoni E_i elektronlarning n –tipli yarim o'tkazgichdan p –tipli yarim o'tkazgichga va teshiklarning p –tipli yarim

oʻtkazgichdan n –tipli yarim oʻtkazgichga oʻtishgatoʻsquinlik qila boshlaydi. Boshqacha aytganda, bu qoʻsh elektr qatlam berkituvchi qatlam boʻlib xizmat qiladi. Bu qatlamdagi zaryad tashuvchilarning konsentratsiyasi nohoyatda kichik. Shuning uchun bu qatlamning elektr qarshiligi nihoyatda katta boʻladi. Shunday qilib, p va n - tip yarim oʻtkazgichlarning bir biriga tegib toʻrgan sohasida (bu sohaning qalinligi 10^{-3} mm lar chamasi boʻladi) vujudga kelgan qatlamni $p - n$ oʻtish deb ataladi. Oldindan shuni qayd qilib oʻtaylikki, ikki xil tipdagi yarim oʻtkazgichlarni oʻzaro bir biri bilan mexanik ravishda jiplashtirish yoʻli bilan $p - n$ tip oʻtish vujudga keltirish mumkin emas. Lekin oʻtishning mohiyatini oddiyroq tushintirish maqsadida, biz ataylab shunday oʻxshatishdan foydalanamiz. Keyinchalik, $p - n$ oʻtish amalga oshirish texnologiyasining prinsiplari bilan tanishamiz. Endi, $p - n$ oʻtishni zonalar nazariyasi asosida koʻrib chiqaylik. p - va n yarim oʻtkazgichlar orasida elektr kontakt vujudga keltirilsa, bu kristall yagona sistemani tashkil etadi va Fermi sathlari bir xil balandlikda joylashadi. Bu esa kristallning energetik zonalarining bir biriga nisbatan siljishiga va bu ikki yarim oʻtkazgichdan iborat sistemaning zonalarini 27.11-rasmda koʻrinishga kelishiga sababchi boʻladi. Bu rasmda elektron qanchalik yuqori energetik sathga joylashgan boʻlsa, uning energiyasi shunchalik katta ekanligini, teshik esa qanchalik quyi energetik sathga joylashgan boʻlsa, uning energiyasi shunchalik katta ekanini eslaylaylik. Rasmdan koʻrinib turibdiki, n - tip yarim oʻtkazgichdagi elektronlarning oʻng tomoniga va p - tip yarim oʻtkazgichdagi teshiklarning chap tomoniga oʻtish balandligi $e\phi\Delta_k$ boʻlgan potensial toʻsiq qarshilik qiladi. Demak, zonalar nazariyasiga asosan, $p - n$ - oʻtish kristalldagi asosiy zaryad



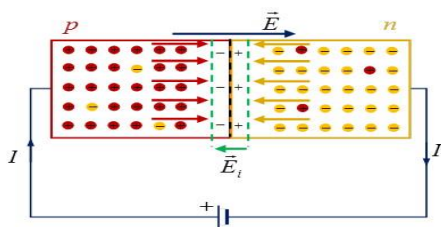
27.11-rasm

tashuvchilar uchun potensial toʻsiq boʻlib xizmat qiladi. Muvozanat vaziyatida $p - n$ - oʻtish orqali faqat energiyalari potensial toʻsiqlarning balandligidan kattaroq boʻlgan asosiy zaryad tashuvchilargina oʻtadi. Bu asosiy zaryad tashuvchilarning oqimi **asosiy tok** (I_o) deb ataladi. Shu vaqtning oʻzida asosiy boʻlmagan zaryad tashuvchilar ham $p - n$ tip oʻtish orqali harakat

qilib, *noasosiy* (I_n) tokni vujudga keltiradi. Shuni qayd etish lozimki, asosiy bo‘lmagan zaryad tashuvchilarga $p - n$ - o‘tish to‘sqinlik qilmaydi. Aksincha $p - n$ o‘tish issiqlik harakati tufayli etib kelgan asosiy bo‘lmagan zaryad tashuvchilarni $p - n$ - o‘tishdagi elektr maydon bir kristalldan ikkinchi kristallga o‘tishga ko‘maklashadi. Shunday qilib, bir vaqtning o‘zida $p - n$ - o‘tish orqali qarama qarshi yo‘nalishlarda asosiy va noasosiy toklar mavjud bo‘ladi. Muvozanat vaziyatida bu toklarning absolyut qiymatlari teng bo‘ladi, shuning uchun $p - n$ - o‘tish orqali natijaviy tokning qiymati nolga teng bo‘ladi:

$$I = I_a + I_n = 0. \quad (27.2)$$

Agar $p - n$ - o‘tishga tashqi kuchlanish berilsa, natijaviy tokning



27.12-rasm

qiymati noldan farqli bo‘ladi, chunki bu kuchlanish muvozanatni buzgan bo‘ladi. $p - n$ - tipdagi yarim o‘tkazgichlardan iborat kristallning « n » sohasiga elektr manbaining manfiy qutbini va « p » sohasiga musbat qutbini ulaylik. Bu ulashni (27.12-rasm) **to‘g‘ri ulash**, kris-

tallga berilayotgan tashqi kuchlanish (U) ni esa **to‘g‘ri kuchlanish** deb ataladi. To‘g‘ri kuchlanish natijasida kristallda vujudga kelayotgan elektr maylon yo‘nalishi $p - n$ - o‘tishdagi kontakt elektr maydoni yo‘nalishiga teskari bo‘ladi. Boshqacha aytganda, to‘g‘ri kuchlanish kontaktdagi elektr maydonini susaytiradi. Bu esa o‘z navbatida energetik sathlar sxemasida potensial to‘siqning balandligi eU miqdorga kamayishiga sabab bo‘ladi. Bu hol rasmda tasvirlangan. Potensial to‘siqning pasayishi $p - n$ - o‘tish orqali asosiy zaryad tashuvchilarning oqimini kuchaytiradi, ya’ni asosiy tokning qiymatini oshiradi. Potensial to‘siq qanchalik ko‘proq pasaysa asosiy tokning qiymati shunchalik katta bo‘ladi. Noasosiy tokning qiymati esa o‘zgarmaydi, chunki asosiy bo‘lmagan zaryad tashuvchilarning harakatiga potensial to‘siq qarshilik qilmas edi. Demak, $p - n$ - o‘tish orqali oqayotgan natijaviy tokning qiymati to‘g‘ri kuchlanishga proporsional ravishda ortib boradi Bu yo‘nalishni odatda to‘g‘ri yo‘nalish deb ataladi.

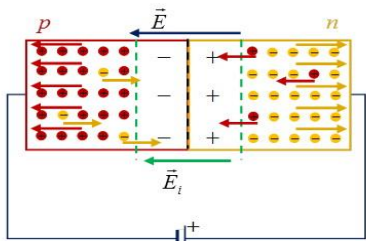
Kristallning « n » sohasiga kuchlanishi U bo‘lgan manbaning musbat qutbini, « p » sohasiga esa manfiy qutbini ulaylik.

Bu holda kuchlanishni **teskari kuchlanish** deb atash odat bo'lgan. Teskari kuchlanish sathlar sxemasida (27.13-rasm) potensial to'siq balandligini eU ga qadar oshiradi. Natijada asosiy tokning qiymati kamayib ketadi. Noasosiy tok bu holda ham o'zgarmaydi. Demak, bu holda asosiy tokning qiymati noasosiy tokning qiymatidan kichik bo'ladi, ya'ni

$$|I_a| < |I_n| \quad (27.3)$$

Shuning uchun natijaviy tokning yo'nalishi noasosiy tokning yo'nalishi bilan bir xil bo'ladi.

Bu ulashni (27.13-rasm) **teskari ulash**, kristallga berilayotgan tashqi kuchlanish (U) ni esa **teskari kuchlanish** deb ataladi.

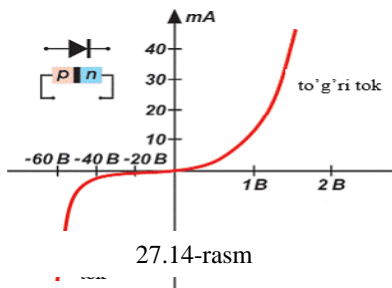


27.13-rasm

Umuman, har ikkala holda ham natijaviy tokning qiymati $p-n$ -o'tishga berilgan kuchlanishga bog'liq ravishda o'zgaradi. Bu bog'lanish $p-n$ -o'tishning **voltamper xarakteristikasi** deyiladi.

27.14- rasmda $p-n$ -o'tishning voltamper xarakteristikasi ko'rsatilgan. $p-n$ -o'tishga to'g'ri kuchlanish berilganda tok kuchi keskin ortadi, aksincha unga teskari kuchlanish berilganda tok kuchi deyarli o'tmaydi:

$$I = I_0 \left(e^{\frac{eU}{kT}} - 1 \right) \quad (27.4)$$



27.14-rasm

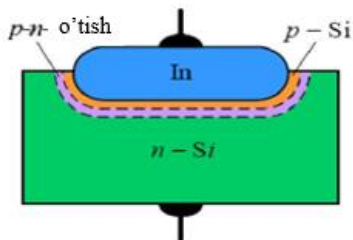
$p-n$ -o'tishning bu xususiyatidan yarim o'tkazgichli to'g'rilagichlarda foydalaniladi.

27.6 Yarim o'tkazgichli diod va tranzistorlar

$p-n$ -tip asosida ishlaydigan qurilmalar haqida fikrlashdan oldin $p-n$ -o'tishni hosil qilishning ba'zi bir usullari bilan tanishaylik. Yuqorida $p-n$ -o'tishni p va n tipdaga yarim o'tkazgichlarni bir biriga tekkizish yo'li bilan hosil qilib bo'lmaydi deb aytgandik. Shuning uchun,

odatda $p-n$ - o'tishni hosil qilish uchun quyidagi usullardan foydalaniladi:

1) Masalan, n tipidagi kremniy kristalining ustiga indiy kristallining parchasini qo'yib, ularni asta sekin qizdiraylik. Indiyning

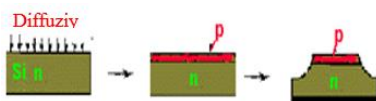


27.15-rasm

erish temperaturasi 428 K, kremniyniki esa 1215 K. Shuning uchun temperatura ortishi natijasida indiy eriydi, so'ng indiy - kremniy aralashmasi kremniy kristallining ichiga bir oz chuqirlik-gacha kirib borgan (27.15-rasm) qatlam tashkil etadi. Asta-sekin sovitish natijasida bu qatlam ham kristallanadi. Lekin u p - tip kristalldir. Demak, yuqoridagi protsess natijasida kremniydan iborat qatlam vujudga keladi. Ular oralig'ida esa $p-n$ - o'tish vujudga keladi.

2) Biror idishga, masalan n -tip yarim o'tkazgich va ushbu yarim o'tkazgichda p - tip o'tkazuvchanlikga sabab bo'ladigin aralashma solaylik. Idishning havosini so'rib olib, uni biror inert gaz bilan to'ldiramiz va idishni germetik ravishda berkitamiz. Qizdirish natijasida aralashma atomlari bug'lanadi va diffuziya hodisasi natijasida yarim o'tkazgich ichiga kirib boradi. Aralashma atomlari kirib borgan qatlam p - tip yarim o'tkazgichga aylanadi. Natijada yarim o'tkazgich sirtidan unchalik chuqur bo'lmagan masofada $p-n$ - o'tish vujudga keladi.

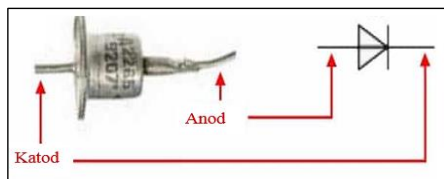
Biz yuqorida bayon etgan $p-n$ - o'tishni hosil qilish usullaridan tashqari ancha murakkab texnologiyali usullar ham mavjud. Endi yarim o'tkazgichli qurilmaning ishlash prinsipi bilan tanishaylik. Oldingi paragrafda tanishib o'tganimizdek, $p-n$ - o'tish orqali tok asosan bir xil yo'nalishda oqar edi. $p-n$ - o'tishning (yarim o'tkazgichli diod deyiladi) bu xususiyatidan o'zgaruvchan tokni to'g'rilash maqsadida foydalanish mumkin.



Biz yuqorida bayon etgan $p-n$ - o'tishni hosil qilish usullaridan tashqari ancha murakkab texnologiyali usullar ham mavjud. Endi yarim o'tkazgichli qurilmaning ishlash prinsipi bilan tanishaylik. Oldingi paragrafda tanishib o'tganimizdek, $p-n$ - o'tish orqali tok asosan bir xil yo'nalishda oqar edi. $p-n$ - o'tishning (yarim o'tkazgichli diod deyiladi) bu xususiyatidan o'zgaruvchan tokni to'g'rilash maqsadida foydalanish mumkin.

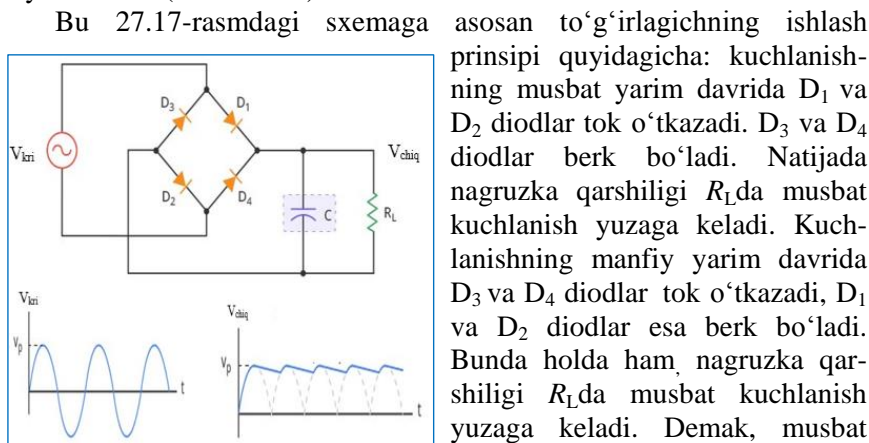
Biz yuqorida bayon etgan $p-n$ - o'tishni hosil qilish usullaridan tashqari ancha murakkab texnologiyali usullar ham mavjud.

Endi yarim o'tkazgichli qurilmaning ishlash prinsipi bilan tanishaylik. Oldingi paragrafda tanishib o'tganimizdek, $p-n$ - o'tish orqali tok asosan bir xil yo'nalishda oqar edi. $p-n$ - o'tishning (yarim o'tkazgichli diod deyiladi) bu xususiyatidan o'zgaruvchan tokni to'g'rilash maqsadida foydalanish mumkin.



27.16-rasm

Yarim o'tkazgichli diodning ko'rinishi va elektr sxemadagi belgisi 27.16-rasmda ko'rsatilgan. Haqiqatdan, $p - n$ - o'tishga sinusoidal qonun bo'yicha o'zgaruvchi kuchlanish qo'yilgan bo'lsin. Toq yarim davridagi kuchlanish ayni $p - n$ - o'tish uchun to'g'ri kuchlanish bo'lsa, juft yarim davridagisi esa teskari kuchlanish bo'ladi. Ko'pincha yarim o'tkazgichli diodlardan iborat to'g'rilagichlarning ko'prik sxemalaridan keng foydalaniladi (27.17-rasm).

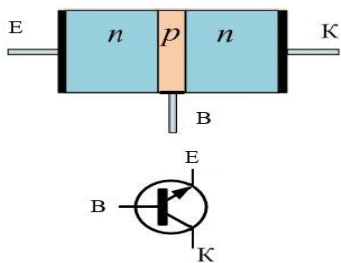


27.17-rasm

qarshiligi orqali o'tuvchi tokning yo'nalishi bir xil bo'ladi. Shuning uchun to'g'rilagichning ko'prik sxemasida tokning ikkala yarim davrlaridan foydalanish imkoniyati tug'iladi. Ozgarmas tok olish uchun biz ikki to'lqinli signalni filtrlashimiz kerak. Buning usullaridan biri tekislashtiruvchi kondensatorni ulashdir.

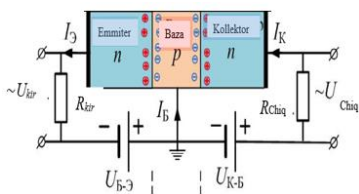
Zaryadlash jarayoni ko'prik nagruzka qarshiligi R_L dagi kuchlanish eng yuqori qiymatga yetgunga qadar davom etadi. Ushbu nuqtada kondensatordagi kuchlanish V_p ga teng bo'ladi. Kuchlanish eng yuqori darajaga yetgandan so'ng, u pasayishni boshlaydi va quymati V_p dan pastga tushishi bilan, (D_1 va D_2) diodlar tok o'tkazilmaydi. Diodlar o'chirilganda, kuchlanish V_p ga yetguncha, kondensator nagruzka qarshiligi orqali zaryadsizlanadi. Kuchlanish V_p ga erishganda, kondensator D_3 va D_4 diodlari orqali V_p qiymatigacha zaryadlanadi.

$p - n$ - o'tish xususiyatlaridan foydalanib elektr signallarini kuchaytiruvchi qurilma- yarim o'tkazgichli triodlar yasash mumkin. Odatda bunlay qurilmani tranzistor deb ataladi. Tranzistorlar uchta yupqa



27.18-rasm

qatlami **baza** deb, chetki qatlamilari esa **emitter** va **kollektor** deb ataladi.



27.19-rasm

qatlamdan tashkil topgan bo‘ladi. Bu 27.18-rasmdan ko‘rib turibdiki, tranzistordagi chetki qatlamlar hamma vaqt bir xil tipdagi o‘tkazuvchanlikga ega bo‘ladi. O‘rtadagi qatlarning o‘tkazuvchanligi chetki qatlamlarnikidan boshqacha bo‘ladi, ya‘ni chetki qatlamlarning o‘tkazuvchanligi p - tip bo‘lsa, o‘rta qatlarning o‘tkazuvchanligi n - tip bo‘lishi kerak. Tranzistorning o‘rta

Endi tranzistorlarning elektr signal-larini kuchaytirish prinsipi bilan (27.19-rasm) tanishaylik. Tranzis-torda ikki $n-p$ - o‘tish mavjud. Birinchi $n-p$ - o‘tish emitter va baza o‘rtasida, ikkinchisi baza va kollektor o‘rtasida shuning uchun tranzis-torni ikki bir – biriga qarama-qarshi ulan-gan $n-p$ - diodlardan tashkil topgan deyish

mumkin. Ulanishda kirish diodiga to‘g‘ri kuchlanish, chiqish diodiga teskari kuchlanish berilgan. Teskari kuchlanishning qiymati to‘g‘ri kuchlanishning qiymatiga qaraganda bir necha marta katta. To‘g‘ri kuchlanish ta‘sirida birinchi $n-p$ - o‘tish orqali emitterdan baza tomon asosiy tok oqadi. Bu tokni, odatda emitter toki deyiladi. Emitterda asosiy zaryad tashuvchilar – elektronlardir. Elektronlar bazaga o‘tgach, qisman bazadagi asosiy zaryad tashuvchilar – teshiklar bilan rekombinat-siyalashadi. Odatda tranzistor yasash vaqtida bazadagi aralashma atomlari emitterdagi aralashma atomlaridan taxminan bir necha yuz marta kam qilib olinadi. Demak, emitterdagi elektronlar soni ham bazadagi teshiklar sonidan bir necha yuz marta ko‘p bo‘ladi. Shuning uchun emitterdan bazaga o‘tgan elektronlar- ning taxminan bir protsenticha qismi bazadagi teshiklar bilan rekombinatsiyalashadi. Elektronlarning qolgan asosiy qismi tranzistordagi ikkinchi $n-p$ - o‘tish orqali hech qanday qarshilikga uchramay, bazadan kollektorga o‘tadi. Haqiqatdan, ikkinchi $n-p$ - o‘tishga teskari kuchlanish berilgan. Bu kuchlanish ta‘sirida $n-p$ - o‘tish orqali asosiy bo‘lmagan zaryad tashuvchilargina o‘tadi. Ko‘ri-layotgan holda baza vazifasini p - tip yarim o‘tkazgich bajarayapti.

Boshqacha aytganda, bazadagi asosiy zaryad tashuvchilar — teshiklar, asosiy bo‘lmagan zaryad tashuvchilar esa — elektronlardir. Shuning uchun bazadagi elektronlar teskari kuchlanish ta’sirida bazadan kollektorga o‘tib, kollektor tokini tashkil etadi. Yuqoridagi mulohozalarga asoslanib, kollektor toki emitter tokiga taxminan teng, deb xulosa qilish mumkin.

Agar tranzistorning emitter zanjiridagi kuchlanish biror qonuniyat asosida o‘zgarib tursa, unga monant ravishda emitter tokining qiymati ham o‘zgaradi. Emitter tokining o‘zgarishi esa kollektor tokining o‘zgarishiga sabab bo‘ladi. Kollektor zanjirdagi nagruzka qarshiligida kuchlanish tushishi (odatda bu kuchlanishning tushishini chiqish kuchlanish deyiladi) ning qiymati quyidagiga teng bo‘ladi:

$$U_{chiq} = I_k R_n. \quad (27.5)$$

Emitter zanjiridagi o‘zgaruvchi kuchlanish esa

$$U_{kir} = I_e R_{kir}, \quad (27.6)$$

shaklida yozish mumkin. Bunda R_{kir} o‘zgaruvchi kuchlanish zanjirdagi (zanjirning kirish qismidagi) qarshilik.

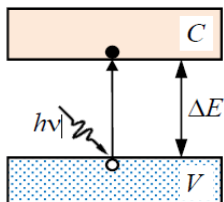
(27.5) ning (27.6) ga nisbatini olsak, kuchlanish bo‘yicha kuchaytirish koeffitsiyenti K_u ni topgan bo‘lamiz:

$$K_u = \frac{U_{chiq}}{U_{kir}} = \frac{I_k R_n}{I_e R_{kir}} \approx \frac{R_n}{R_{kir}}. \quad (27.7)$$

Horzirgi vaqtda $K_u \sim 1000$ bo‘lgan germaniy tranzistorlari mavjud.

Tunnel diodlar deb nomlangin diodlarning ishlash prinsipini $p-n$ - o‘tish sohasidagi potensial to‘siqdan elektronlarning tunnel effekt tufayli o‘tishiga asoslangan. Bu diodlar nihoyatda kam quvvat sarflaydi. Ular hisoblash mashinalarida, uchirish apparatlaridagi elektron qurilmalarida keng qo‘llaniladi.

27.7 Yarim o‘tkazgichlarning fotoo‘tkazuvchanligi. Ichgi va ventilli fotoeffekt



27.20-rasm

Elektromagnit nurlanish ta’sirida yarim o‘tkazgichlar elektr o‘tkazuvchanligining ortishi fotoo‘tkazuvchanlik bilan bog‘liqdir. Yarim o‘tkazgichlar fotoo‘tkazuvchanligining mohiyati bilan tani-shaylik.

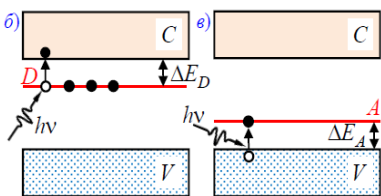
1. Sof yarim o‘tkazgichga elektromagnit nurlanish kvanti tushganda valent zonadagi

elektron oʻtkazuvchanlik zonasiga oʻtishi mumkin (27.20-rasm). Natijada valent zonada teshik vujudga keladi. Bunday oʻtish elektromagnit nurlanish kvantining energiyasi $h\nu$ va yarim oʻtkazgich taqiqlangan zonasining energetik kengligi ΔE orasida quyidagi munosabat bajarilgandagina amalga oshadi:

$$\Delta E \leq h\nu \quad (27.8)$$

Binobarin, elektromagnit nurlanish taʼsirida sof yarim oʻtkazgichda qoʻshimcha elektron - teshik juftlari vujudga kelishi hususiy elektr oʻtkazuvchanlikning ortishiga, yaʼni hususiy fotooʻtkazuvchanlikka sababchi boʻladi.

2. Yarim oʻtkazgich tarkibida aralashmalar mavjud boʻlgan holarda (27.8) shart bajarilmasa ham fotooʻtkazuvchanlik amalga oshishi mumkin. Xususan, yarim oʻtkazgichda donor aralashma mavjud boʻlsa va (27.21b-rasm)



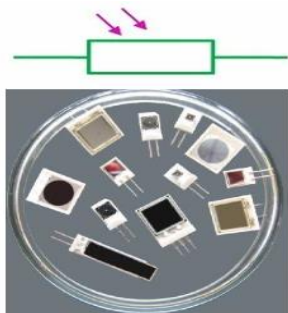
27.21-rasm

$$\Delta E_d \leq h\nu \quad (27.9)$$

shart bajarilsa, donor sathdagi elektron oʻtkazuvchanlik zonasiga oʻta oladi. Agar yarim oʻtkazgichda akseptor aralashma mavjud boʻlsa va (27.21B)

$$\Delta E_A \leq h\nu \quad (27.10)$$

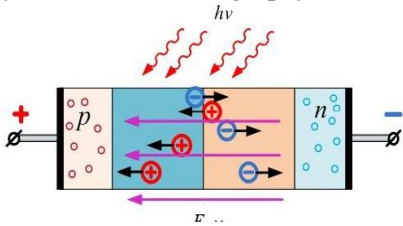
shart bajarilsa, toʻldirilgan valent zonadagi elektron elektromagnit nurlanish kvantining energiyasi evaziga akseptor sathga koʻtarilishi mumkin.



27.22-rasm

Natijada elektromagnit nurlanish taʼsirida aralashmali elektr oʻtkazuvchanlik ortadi, yaʼni yarim oʻtkazgichning aralashmali fotooʻtkazuvchanligi sodir boʻladi. Tashqi nurlanish taʼsirida yarim oʻtkazgichlarning elektr oʻtkazuvchanligini ortishi hodisasiga *ichki fotoeffekt* deyiladi. Fotooʻtkazuvchanlik hodisasidan keng diapozonli elektromagnit nurlanishlarni qabul qiluvchi, sezgir fotorezistorlarni ishlab chiqarishda qoʻllaniladi. 27-22 rasmda fotorezistorlarni elektr sxemalardagi belgisi va kremniy asosida tayyorlangan fotorezistorlar namunalari keltirilgan.

Metall va yarim o'tkazgich yoki ikkita p- va n- tinli yarim o'tkazgichlar kontakti sirti yaqinida ichki fotoelektrik effekt tufayli elektr yurutuvchi kuchning paydo bo'lishidan iborat bo'lgan hodisaga **ventilli fotoeffekt** deyiladi. Ventilli fotoeffekt asosida quyosh batareyalari (fotoelement) yaratiladi. Yorug'lik ta'sirida p-n-o'tishning berkituvchi qatlamida nomuvozanatli zaryad tashuvchilar hosil bo'ladi (rasm-27.23). p-n-o'tishning ichki maydoni tomonidan teshik va elektronlarga ta'sir etuvchi kuchlar, qarama-qarshi yo'nalishda



27.23-rasm

bo'lib, teshiklarni p-tipli yarim o'tkazgich tomon, elektronlarni esa n-tipli yarim o'tkazgich tomon yo'naltiradi. Natijada n-tipli yarim o'tkazgichda ortiqcha erkin elektronlar, p-tipli yarim o'tkazgichda esa ortiqcha teshiklar yuzaga keladi. Bu esa foto elektr yurutuvchi kuchni hosil qiladi. Quyosh batareyalarida yorug'lik energiyasi bevosita elektr energiyasiga aylantiriladi. Quyosh batareyalari Quyosh elektrostansiyalarida, uylarni elektr energiya ta'minlashda, Yerning suniy yo'ldoshlarida ishlatiladi.



Nazorat savollari

1. Erkin atomlarning energetik sathlari va ularda elektronlar taqsimoti to'g'risida tushunchalar bering.
2. Kristallarda energetik sohalarining hosil bo'lishini tushuntiring.
3. Zonalar nazariyasiga ko'ra o'tkazgichlar, dielektriklar va yarim o'tkazgichlar qanday tushuntiriladi?
4. Nima uchun xususiy yarim o'tkazgichda elektronlar konsentratsiyasi teshiklar konsentratsiyasiga teng bo'ladi?
5. Kirishmali yarim o'tkazgichlarda donorlar va akseptorlar sathi

qanday joylashgan?

6. Xususiy va aralashmali yarim o'tkazgichlarda zaryad tashuvchilar konsentratsiyasi ifodalarini yozing? Elektr o'tkazuvchanlik nimalarga bog'liq?

7. Yarim o'tkazgich – yarim o'tkazgich kontaktlarida potentsiallar farqining hosil bo'lishi va uni elektr o'tkazuvchanlikka ta'sirini tushuntiring.

8. Yarim o'tkazgichli diod va triodlarni ishlash prinsipini tushuntiring

28. ATOM YADROSI FIZIKASI

Atom yadrosi fizikasi bobini o‘zlashtirgan talaba:

bilishi kerak:

- yadroning zayadini, massa sonini va spinini;
- massa defektini va yadroning bog‘lanish energiyasini;
- radioaktiv emirilish qonunini;
- α va β emirilish va γ -nurlanish tushunchalarini;
- yadroviy va termoyadro reaksiyalarini;

bajara olishi kerak:

- atom yadrosini tuzilishiga va radioaktivlikga doir tipik amaliy fizika masalalarni echishni;

ko‘nikmalarga ega bo‘lishi kerak:

- matematik analizni standart usullarini atom yadrosini tuzilishiga va radioaktivlikga doir amaliy fizika masalalarini echishda foydalanish ko‘nikmasi;

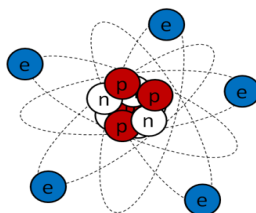
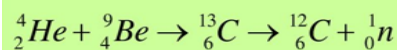
- atom yadrosini tuzilishiga va radioaktivlikga doir fizikaviy tajribalarni o‘tkazish va natijalarini hisoblash ko‘nikmasi.

28.1 Atom yadrosining tarkibi va asosiy xarakteristikalari

Atomning yadro modeli taklif etilgandan so‘ng, taxminan sakkiz yillar chamasida yadroning tarkibi haqida nazariy munozaralar davom etdi, holos. Lekin 1919 yilda Rezerford azot yadrolarini alfa-zarralar bilan bombardimon qilganda ulardan vodorod yadrolari ajralib chiqishini kuzatdi. Rezerford ajralib chiqqan bu zarralarni 1_1P –*proton* deb atadi.

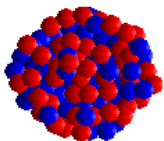
Yana bir elementar zarra 1_0n – *neytronni* 1932 yilda Rezerfordning shogirdi Chedvik aniqladi. Shundan

sung 1932 yilda sovet fizigi D. D. Ivanenko va nemis olimi Verner Geyzenberg bir-biridan mustaqil ravishda *atom yadrosi protonlar va neytronlardan* tashkil topgan, degan fikrni ilgari surishdi. Shu tariqa atom yadrosining **proton-neytron modeli** yaratildi. Proton va neytron yagona nom bilan nuklon deb ataldi. Bu nom lotincha nucleus “yadro” so‘zidan olingan bo‘lib, u proton va neytron yadroviy zarralar ekanligini anglatadi. Bu modelga asosan yadrodagi



nuklonlar ularning o'zlari hosil qilgan maydonda deyarli bir-biridan mustaqil harakatlanadi. Yadroda ham, xuddi atomdagidek, diskret energetik sathlar bo'lib, ular nuklonlar bilan to'ldiriladi.

Yadroning tomchi modelini 1938 yilda YA.I.Frenkel ishlab chiqqan, N. Bor va Vayszekkerlar tomonidan rivojlantirilgan. Bu modelga ko'ra atom yadrosini zaryadlangan suyuqlik tomchisiga o'xshatish mumkin.



Suyuqlik tomchisidagi molekullar o'zaro molekulyar tortish kuchlari bilan bog'langani kabi yadroni tashkil qiluvchi nuklonlar ham o'zaro yadro kuchlari bilan bog'langan. Bu model yadro fizikasidagi bir qator muhim hodisalarni tushuntirishga imkon beradi, xususan butun yadro reaksiyalarini, yadroning bo'linishini yaxshi tushuntirib beradi.

Ana shu nuklonning asosiy xarakteristikalaridan biri bilan tanishaylik.

Proton musbat elementar elektr zaryadga ega bo'lgan zarra, ya'ni $q_p = +e = +1, 60219 \cdot 10^{-19}$ C. Uning tinchlikdagi massasi $m_p = 1, 67265 \cdot 10^{-27}$ kg. Atom va yadro fizikasida massaning atom birligi (qisqartirib "m.a.b." shaklida yoziladi) dan keng foydalaniladi. Bu birlik ST SEV 1052-78 ga asosan ruxsat etilgan. 1 m.a.b. uglerod – 12 atomi massasining 1/12 ulushiga, ya'ni $1, 66057 \cdot 10^{-27}$ kg ga teng. Natijada $m_p = 1, 007276$ m.a.b. bo'ladi. Neytron esa elektroneytral zarra bo'lib, uning tinchlikdagi massasi $m_n = 1, 67495 \cdot 10^{-27}$ kg = 1, 008665 m.a.b. ga teng. Bundan tashqari energiya va massaning ekvivalentlik qonuni ($W=mc^2$) ga asoslanib, massa J larda yoxud eV larda ($1J = 6, 2419 \cdot 10^{18}$ eV) ham ifodalanadi. Demak,

$$\begin{aligned} m_p &= 1, 5033 \cdot 10^{-10} \text{ J} = 938, 28 \text{ MeV} \\ m_n &= 1, 5054 \cdot 10^{-10} \text{ J} = 939, 57 \text{ MeV} \end{aligned} \quad (28.1)$$

Har qanday fermionlar kabi nuklonlarning ham spinlari yarimga teng, ya'ni $s = \frac{1}{2}$. Elementar zarralar spinlarini kvant son yordamida ana shunday yozish qabul qilingan. Proton yoxud neytronning spini $\frac{1}{2}$ ga teng deyilganda, nuklon spinining ixtiyoriy yo'nalishga (masalan tashqi magnit maydon yo'nalishiga) proeksiyasi $\frac{1}{2}h = \frac{1}{2} \cdot 1, 05459 \cdot 10^{-34} \text{ J} \cdot \text{s} = 0, 5273 \cdot 10^{-34} \text{ J} \cdot \text{s}$ ga teng ekanligini tushunishimiz lozim.

Proton va neytronlar xususiy magnit momentlarga ham ega, ularning qiymatlari quyidagicha:

$$\begin{aligned} \mu_p &= +2, 79 \mu_{ya} \\ \mu_n &= -1, 91 \mu_{ya} \end{aligned} \quad (28.2)$$

Bu ifodadagi μ_{ya} yadrolar va zarralarning magnit momentlarini o'lchash uchun qo'llaniladigan va yadroviy magneton deb ataladigan kattalik. Bu tushuncha Bor magnetoniga qiyosan kiritilgan. Agar Bor magnetoni ifodasining maxrajidagi elektron massasi m_e o'rniga proton massasi m_p ni qo'ysak, yadroviy magnetonning ifodasi hosil bo'ladi:

$$\mu_{Я} = \frac{eh}{2m_p} = 5,0508 \cdot 10^{-27} \frac{A}{m^2} \quad (28.3)$$

Endi atom yadrosini xarakterlovchi kattaliklar bilan tanishaylik.

D. I. Mendeleev davriy jadvalidagi elementlarning tartib nomeri Z shu element atomi yadrosining zaryadini aniqlaydi, ya'ni $q_{ya} = +Ze$. Barcha yadrolar ichida vodorod atomining yadrosi eng kichik zaryadga, ya'ni protonning zaryadi $+e$ ga teng. Kislorod atomi yadrosining zaryadi $+8e$. Kumushniki $+47e$, oltinniki $+79e$, uranniki esa $+92e$ ga teng.

Yadrodagi nuklonlar soni, ya'ni yadro tarkibidagi barcha protonlar soni Z va barcha neytronlar soni N ning yig'indisi

$$Z + N = A$$

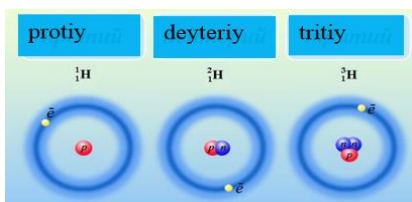
yadroning massa soni deyiladi.

Yadrolarni belgilashda elementning ximiyaviy simvolidan foydalanib, simvolning yuqorigi o'ng tomonida yadroning massa soni yoziladi. Masalan, Li^7 , Au^{197} va hokazo. Ba'zan simvolning pastki chap tomonida elementning tartib nomeri (protonlar soni) ham qayd qilinadi: ${}_8O^{16}$, ${}_{20}Sa^{40}$, ${}_{26}Fe^{54}$, ${}_{75}Re^{182}$, ${}_{92}U^{235}$.

Ba'zi hollarda esa yadrodagi protonlar va neytronlar sonini aks ettirish uchun ximiyaviy simvolning pastki o'ng tomoniga neytronlar soni ham yozib qo'yiladi: ${}_{83}Bi^{209}_{126}$, ${}_{92}U^{238}_{146}$.

Demak, yadroni xarakterlash uchun Z , N va A sonlar qo'llaniladi. Bu uch sondan birortasi o'zgarmas bo'lgan yadrolarni umumlashtiruvchi quyidagi nomlardan foydalaniladi:

1) Z lari bir xil bo'lgan yadrolar izotoplar deyiladi. Masalan, vodorodning uchta izotopi mavjud: ${}_1^1H$ (protiy), ${}_1^2H$ (deyteriy) va ${}_1^3H$ (tritiy). Demak, izotoplar deganda neytronlarining sonlari bilan farqlanuvchi ayni element atomlarining yadrolarini tushunish lozim.



2) N lari bir xil bo'lgan yadrolar izotonlar deyiladi. Masalan, ${}_{7}N^{15}$, ${}_{8}O^{16}$, ${}_{9}F^{17}$.

3) Z va N lari har xil, lekin $A = Z + N$ lari bir xil bo'lgan yadrolar izobarlar deyiladi. Masalan, ${}_{74}\text{W}^{181}_{107}$, ${}_{75}\text{Re}^{181}_{106}$, ${}_{76}\text{Os}^{181}_{105}$, ${}_{77}\text{Ir}^{181}_{104}$.

28.2 Yadroviy kuchlar

Yadro o'lchamlari bilan tanishgandan so'ng quyidagicha mulohaza yuritishimiz mumkin. Yadro tarkibidagi ikki proton orasida, Kulon qonuniga asosan, miqdori

$$F_k = \frac{e \cdot e}{4\pi\epsilon_0 r^2} \approx 34N$$

bo'lgan o'zaro itarish kuchi ta'sir qilishi lozim. Og'ir yadrolarda (bu yadrolarda bir necha unlab protonlar mavjud) esa kulon kuchining miqdori bir necha ming nyutonga yetadi. Bunday kuchlar ta'sirida yadrodagi protonlar tarqab ketishi lozim edi. Vaholanki, barqaror yadrolar mavjud. Balki yadrolar barqarorligining sababini nuklonlar orasidagi o'zaro tortishish gravitatsion kuchlarining ta'siri bilan tushuntirish mumkindir. Biroq ikki proton orasidagi gravitatsion kuchning miqdori

$$F_{gv} = \gamma \frac{m_p \cdot m_p}{r^2} \approx 28 \cdot 10^{-36} N$$

ga teng, ya'ni gravitatsion kuch kulon kuchidan taxminan 10^{36} marta kichik. Shuning uchun barqaror yadrolarning mavjudligini yadro ichidagi tortishish xarakteriga ega bo'lgan qudratli yadroviy kuchlar bilan tushuntiriladi. Yadroviy kuchlarning xususiyatlari tajribalarda yaxshigina o'rganilgan. Bu xususiyatlarning asosiylari quyidagilardan iborat:

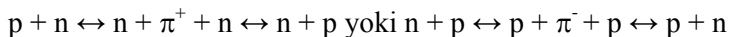
1) nuklonlar orasidagi masofa $r = (1 \div 2) \cdot 10^{-15} \text{ m}$ bo'lganda yadroviy kuchlar tortishish xarakterlga, $r < 1 \cdot 10^{-15} \text{ m}$ masofada esa itarish xarakterlga ega bo'ladi. $r > 2 \cdot 10^{-15} \text{ m}$ masofalarda yadroviy kuchlarning ta'siri deyarli sezilmaydi;

2) yadroviy kuchlarning miqdori o'zaro ta'sirlashayotgan nuklonlarning zaryadli yoxud zaryadsiz bo'lishiga bog'liq emas, ya'ni ikki proton, ikki neytron yoki proton va neytron orasidagi o'zaro ta'sirning kattaligi bir xil bo'ladi;

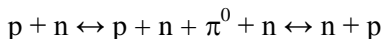
3) yadroviy kuchlar o'zaro ta'sirlashadigan nuklonlar spinlarining yo'nalishiga bog'liq. Bunga ikkita nuklondan tashkil topgan sistema misol bo'la oladi. Neytron va protonning spinlari faqat parallel bo'lgan taqdirdagina sistema bog'liq bo'ladi, ya'ni deyeriy ${}^2_1\text{H}$ hosil bo'ladi. Spinlari antiparallel bo'lgan neytron va proton ${}^2_1\text{H}$ hosil qilmaydi;

4) yadroviy kuchlar to‘yinish xususiyatiga ega, ya’ni har bir nuklon yadrodagi barcha nuklonlar bilan emas, balki o‘zining atrofidagi chekli sondagi nuklonlar bilan bir vaqtning o‘zida ta’sirlasha oladi.

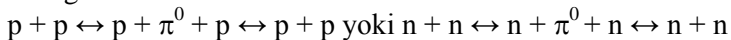
Haqiqatdan, zamonaviy tasavvurlarga asosan, yadrodagi nuklonlar bir-biri bilan pi-mezonlar almashib turadi. Pi-mezonlar uch xil bo‘ladi: musbat (π^+), manfiy (π^-) va neytral (π^0). Proton va neytronning o‘zaro ta’sirlashishi quyidagicha amalga oshadi: proton π^+ chiqarib, o‘zi neytronga aylanadi, π^+ ni neytron yutadi va u protonga aylanadi. Bu jarayonni sxematik tarzda



shaklida yozish mumkin. Barcha proton va neytron orasida zaryad almashinish ro‘y beriyadi. Proton va neytron orasidagi o‘zaro ta’sir π^0 vositasida ham ro‘y berishi mumkin, lekin bu holda nuklonlar zaryad almashmaydi:



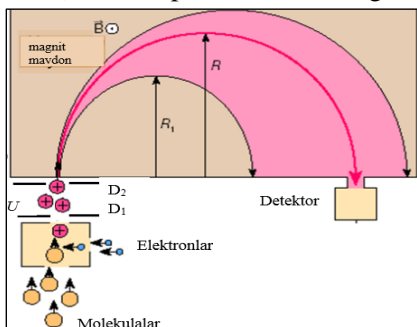
Proton va proton yoki neytron va neytron orasidagi o‘zaro ta’sir ham π^0 vositachiligida o‘tadi:



Shunday qilib, nuklonlar doimo mezon chiqarib va yutib turadi, ya’ni ular mezonlar bo‘luti bilan qoplangan bo‘ladi.

28.3. Yadro massasi va bog‘lanish energiyasi

Turli elementlar izotoplarining massalari mas-spektrometr deb ataluvchi qurilmalar yordamida yetarlicha aniqlik bilan o‘lchanadi (rams 28.1). Mass-spektrometrlarning tuzilishi 28.1-rasmda tasvirlangan.



28.1-rasm

Ion manbaida (IM) jism atomlari musbat zaryadlangan ionlarga aylantiriladi. So‘ngra D_1 va D_2 tirqishli to‘siqlar oralig‘ida q zaryadli ionlar qU energiyagacha tezlatiladi, ya’ni vakuum kameraga (VK) kirayotgan ionlar uchun

$$\frac{mv^2}{2} = qU \quad (28.4)$$

munosabat o‘rinli bo‘ladi. Bunda m – ionning massasi, v – uning tezligi. Vakuum kamerada ionlarga

perpendikulyar yo‘nalishdagi bir jinsli magnit maydon ta’sir qiladi. Bu maydon ta’sirida ion aylanma traektoriya bo‘yicha harakatlanadi. R radiusli aylana bo‘ylab harakatlanayotgan ionga ta’sir etuvchi markazdan qochirma kuch, induksiyasi B bo‘lgan magnit maydon tomonidan ta’sir etuvchi Lorents kuchiga teng, ya’ni

$$\frac{mv^2}{R} = qvB, \quad (28.5)$$

(28.4) va (28.5) tenglamalarni birga yechsak,

$$m = \frac{qR^2 B^2}{2U}, \quad (28.6)$$

ifodani hosil qilamiz. Demak, m massa va q zaryad bilan xarakterlanuvchi ionning induksiyasi B bo‘lgan bir jinsli maydondagi aylanma traektoriyasining radiusi U tezlatuvchi potensial bilan aniqlanadi. (28.6) ifodadan foydalanilib ion massasi aniqlanadi. Yadro massasi haqida axborot olish uchun ion massasidan uning tarkibidagi barcha elektronlar massasini ayirish kerak, albatta. Mas-spektrometrlar yordamida olingan ma’lumotlar shuni ko‘rsatadiki, yadroning massasi uning tarkibidagi nuklonlar massalarining yig‘indisidan kichik. Masalan, He^4 yadrosining massasi 4, 001523 *m.a.b.* ga teng. Bu yadro ikki proton va ikki neytrondan tashkil topgan. Bu nuklonlarning umumiy massasi $2m_p + 2m_n = (2 \cdot 1,007276 + 2 \cdot 1,008665) \text{ m.a.b.} = 4,031882 \text{ m. a. b.}$ ga teng. Demak, He^4 yadrosining massasi uning tarkibidagi nuklonlarning umumiy massasidan $\Delta m = (2m_p + 2m_n) - m_{\text{He}^4} = (4,031882 - 4,001523) \text{ m.a.b.} = 0,030359 \text{ m.a.b.}$ qadar kichik. Bu muammoni qanday tushunmoq kerak? Mazkur savolga javob berish uchun nisbiylik nazariyasining asosiy xulosalaridan biri bo‘lgan energiya va massaning ekvivalentligi haqidagi prinsipga murojaat qilamiz. Bu prinsipning ta’kidlashicha, agar sistema biror ΔW energiya yo‘qotsa yoki qushib olsa, uning massasi

$$\Delta m = \frac{\Delta W}{c^2}, \quad (28.7)$$

qadar kamayadi yoki ortadi. Shu prinsipga asoslanib yuqoridagi misolni muhokama qilaylik. Ikki proton va ikki neytrondan iborat sistema mavjud. Nuklonlar bir-biri bilan ta’sirlashmaydigan darajadagi uzoqlikda joylashgan (ya’ni izolyatsiyalangan) xayoliy holni, sistemaning bir holati desak, to‘rtala nuklon yadro bo‘lib bog‘langan real holni sistemaning ikkinchi holati, deb hisoblash lozim. Sistemaning bu ikki holatdagi massalarining o‘zgarishi Δm ga teng bo‘lyapdi. Demak, (28.7)

munosabatga asosan, nuklonlar bir-biri bilan bog‘langanda (yadro tarzida) ularning energiyasi

$$\Delta W = \Delta m \cdot c^2$$

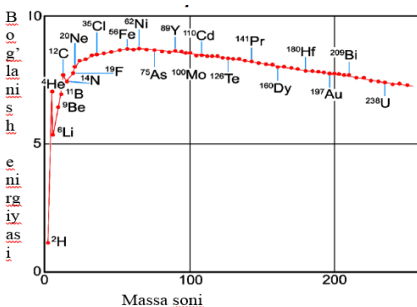
ga o‘zgaradi. Boshqacha aytganda, $\Delta m \cdot c^2$ – nuklonlarning bog‘lanish energiyasini ifodalovchi kattalik.

Umuman, fizikada (ximiyada ham) bog‘lanish energiyasi deganda, shu bog‘lanishni butunlay buzish uchun bajarilishi lozim bo‘lgan ish tushuniladi. Xususan, yadrodagi nuklonlarning bog‘lanish energiyasi – yadroni tashkil kiluvchi nuklonlarga butunlay ajratish uchun sarflanadigan energiyadir. Uning qiymati quyidagicha aniqlanadi:

$$W_b = (Zm_p + Nm_n - m_{yad})c^2. \quad (28.8)$$

Yadro bog‘lanish energiyasining nuklonlar soniga nisbati, ya’ni

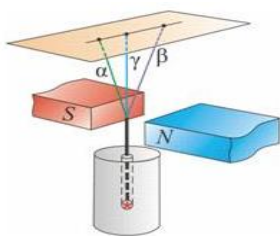
$$\varepsilon = \frac{W_b}{A}, \quad (28.9)$$



28.2-rasm

kattalik yadrodagi nuklon bog‘lanishining o‘rtacha energiyasi deb ataladi. ε ning qiymati qanchalik katta bo‘lsa, nuklonni yadrodan ajratish uchun shunchalik ko‘proq energiya sarflash kerak bo‘ladi. Bu esa o‘z navbatida yadroning mustahkamroq ekanligini bildiradi. ε ning turli yadrolar uchun qiymatlari 28.2 rasmda tasvirlangan.

28.4 Radioaktivlik



Mariya Kyuri–Skladovskaya katta hissa qo‘shdilar. Umuman, radioaktivlik hodisasida ximiyaviy elementning beqaror izotoplari elementar

zarralar yoxud nuklon chiqarib boshqa element izotoplariga aylanadi. Tabiiy sharoitlarda mavjud bo'lgan izotoplarda kuzatiladigan radioaktivlik tabiiy radioaktivlik, sun'iy ravishda hosil qilinadigan izotoplarda kuzatilgani esa sun'iy radioaktivlik deyiladi. Lekin tabiiy va sun'iy radioaktivlikning bir-biridan farqi yo'q, deyish mumkin. Ularning farqi yemirilayotgan izotoplarni tabiiy sharoitlarda uchrashi yoki uchramasligida, holos. Radioaktivlik hodisasi tufayli radioaktiv yadrolar yemirilib, borgan sari kamayib boradi. Radioaktiv yemirilish

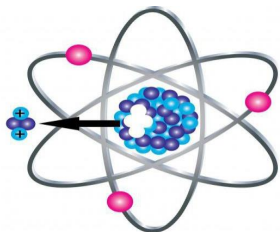
$$N = N_0 e^{-\lambda t}, \quad (28.10)$$

qonun bo'yicha sodir bo'ladi. Bu ifodadagi N_0 – boshlangich (ya'ni $t=0$) vaqtda radioaktiv moddada mavjud bo'lgan yadrolar soni, N – biror t vaqtdan sung yemirilmay qolgan yadrolar soni, λ esa yemirilish doimiysi deb ataluvchi kattalik. Ko'pincha λ o'rniga yarim yemirilish davri (τ) deb ataladigan kattalikdan foydalaniladi: λ va τ lar orasida quyidagi bog'lanish mavjud:

$$\lambda \tau = \ln 2 = 0,693. \quad (28.11)$$

Radioaktiv izotopning yarim yemirilish davri τ shunday vaqt intervaliki, bu vaqt ichida mavjud radioaktiv yadrolarning yarmi yemiriladi. Ayni radioaktiv izotop uchun τ o'zgarmas kattalik. Uning qiymati tashqi sharoitlarga (temperatura, bosim, magnit yoki elektr maydonlarining ta'siriga) va radioaktiv yadrolarning qanday ximiyaviy birikmalar tarkibida ekanligiga bog'liq emas. τ ning qiymatlari turli radioaktiv yadrolar uchun turlicha, masalan, sekundning ulushlaridan million yillargacha bo'lishi mumkin.

Tarkibida radioaktiv yadrolar mavjud bo'lgan moddalar radioaktiv manbalar yoki preparatlar deyiladi. Radioaktiv preparatning xarakteristikasi sifatida *preparat aktivligi* degan fizik kattalikdan foydalaniladi. Radioaktiv preparatning aktivligi birlik vaqtda sodir bo'ladigan yemirilishlar sonini ifodalaydi. Uning XBT dagi birligi Bekkerel (Bk). 1 sekund davomida 1 yemirilish sodir bo'ladigan radioaktiv preparatning aktivligi 1 Bekkerel bo'ladi. Yadro fizikasiga oid adabiyotlarda preparat aktivligining Kyuri (Ki) deb nomlangan birligi uchraydi: $1\text{Ki} = 3,7 \cdot 10^{10} \text{ Bk}$. Lekin ST VES 1052-78 ga asosan, 1980 yil 1 yanvardan boshlab bir qator birliklarda (xususan Kyuridan) foydalanish to'xtatildi.



Alfa-yemirilish. Mazkur yemirilishda radioaktiv yadro α -zarra (He^4 yadrosi) chiqarib,

zaryad ikki birlikka, massa soni esa to‘rt birlikka kichik bo‘lgan yadroga aylanadi. α -yemirilish sxematik tarzda quyidagicha yozilishi mumkin:



bunda X – yemirilayotgan (ona) yadroning ximiyaviy simvoli, Y – yemirilish tufayli vujudga kelgan (bola) yadroning ximiyaviy simvoli.

Betta-yemirilish. Betta-yemirilishning uch turi mavjud: β^- - yemirilish; β^+ -yemirilish; elektron yutish. Ularning sxemasi quyidagicha yoziladi:



Bu sxemalardan ko‘rinishicha, β^- -yemirilishda yadrodan elektron ajralib chiqadi, β^+ -yemirilishda esa pozitron ajralib chiqadi. Axir yadro proton va neytronlardan tashkil topgan bo‘lsa, elektron yoki pozitroni qaydan olinadi? – degan savol tug‘iladi.

Bu savolga javob quyidagicha: β^- -yemirilishlarning uchchala turida ham yadroning massa soni o‘zgarmaydi. Lekin yadro zaryadi bir birlikka o‘zgaradi.

e^- β^- yemirilishda yadrodagi bitta neytron

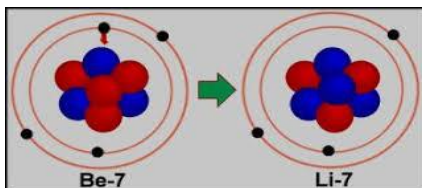
$$n \rightarrow p + e^- + \nu \quad (28.14-a)$$

sxema bo‘yicha protonga aylanadi.

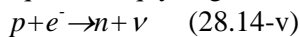
β^+ -yemirilishda esa, aksincha, bitta proton neytronga aylanadi:

$$p \rightarrow n + e^+ + \nu \quad (28.14-b)$$

β^- -yemirilishning uchinchi turida, ya’ni elektron yutish jarayonida yadro elektron qobiqdagi (asosan K-qobiqdagi) elektronni yutadi.



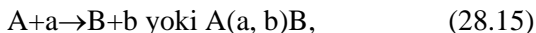
Bu elektron yadrodagi biron proton bilan qo‘shilib quyidagi



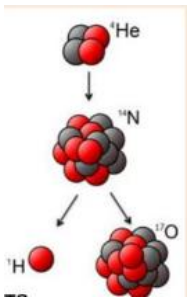
sxema bo‘yicha neytronga aylanadi.

28.5 Yadro reaksiyalari

Ikki zarra (ikki yadro yoki yadro va zarra) bir-biri bilan 10^{-15} m lar chamasiga yaqinlashganda yadroviy kuchlarning ta'siri tufayli o'zaro intensiv ta'sirlashadi, natijada yadroviy o'zgarishlar vujudga keladi. Bu jarayon yadroviy reaksiyalar deb ataladi. Yadroviy reaksiyani quyidagicha yozish odat bo'lgan:

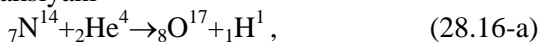


Bunda A – boshlang'ich yadro, a – reaksiyaga kirishuvchi zarra, b – yadroviy reaksiyadan ajralib chiquvchi zarra, B – yadroviy reaksiyada vujudga kelgan yadro, a va b zarralar – neytron, proton, alfa-zarra, gamma-kvant, yengil yadrolar yoki boshqa elementar zarralar bo'lishi mumkin.



Birinchi yadroviy reaksiyani 1919 yilda Rezerford amalga oshirgan. Bunda azotni α -zarralar bilan bombardimon qilish natijasida kislorod va proton hosil bo'lgan.

Yuqorida bayon etilgan yadroviy reaksiyalarni yozish usuliga asoslanib mazkur reaksiyani



yoki ixchamroq



ko'rinishlarda ifodalash mumkin.

Reaksiyalarning turlari ko'p. Lekin reaksiyaga kirishuvchi zarralarning tabiatiga asoslanib uch sinfga: 1) zaryadli zarralar; 2) neytronlar; 3) γ -kvantlar ta'sirida amalga oshadigan reaksiyalarga ajratish mumkin.

Reaksiyalarni amalga oshish mexanizmi bo'yicha ikki sinfga shartli ravishda ajratsa bo'ladi:

1. Yadroviy reaksiyalarni oraliq yadro orqali amalga oshishi. Bunda reaksiya ikki bosqichda o'tadi. Birinchi bosqichda zarra yadro tomonidan yutiladi. Vujudga kelgan sistema oraliq yadro yoki kompaund yadro deb ataladi. Ikkinchi bosqichda oraliq yadro yemiriladi. Demak, $A+a \rightarrow C^* \rightarrow B+b$ sxema bo'yicha amalga oshadi. C^* yadroning (bundagi yulduzcha yadroning uyg'ongan holatini ifodalaydi) yashash davomiyligi ancha katta – taxminan ($10^{-14} \div 10^{-15}$) s bo'ladi. Yadro fizikasida yadroviy vaqt tushunchasidan foydalanish odat bo'lgan. Yadroviy vaqt deganda energiyasi 1MeV bo'lgan nuklon ($v \sim 10^7$ m/s ga mos keladi) yadroning diametriga ($\sim 10^{-14}$ m) teng masofani bosib o'tish uchun ketgan vaqt

$$\tau_{ya} = \frac{10^{-14} m}{10^7 \frac{m}{c}} = 10^{-21} c$$

tushuniladi. Demak, oraliq yadroning yashash davomiyligi yadroviy vaqtdan $10^6 \div 10^7$ marta katta.

2. Zarraning yadro bilan bevosita o‘zaro ta’sirlashuvi tufayli amalga oshadigan reaksiyalar. Misol tariqasida deyteriy (H^2) ni yadro bilan o‘zaro ta’sirlashuvini bayon qilaylik. Yadroga yaqinlashgan deyteriyning protonini yadro itarib yuboradi (ikkalasining ham zaryadi musbat bo‘lganligi uchun). Deyteriyning neytroni esa yadroga kirishi mumkin. Natijada deyteriy bo‘linib ketadi, ya’ni uning neytronini yadro yutadi, protoni esa yadroga kirmasdan o‘tib ketadi. Bu ba’zan «uzib olish» reaksiyasi deb ham ataladi.

Yadroviy reaksiyalarni tajribalarda o‘rganish tufayli reaksiyalarda saqlanish qonunlarining bajarilishi aniqlandi:

1. Yadroviy zarralarga kirishuvchi zarralarning umumiy zaryadi reaksiyada vujudga kelgan zarralarning umumiy zaryadiga teng.

2. Yadroviy reaksiyaga kirishayotgan zarralardagi nuklonlarning to‘liq soni reaksiyadan keyin ham saqlanadi, ya’ni reaksiyada hosil bo‘lgan zarralar nuklonlarining to‘liq soniga teng bo‘ladi. Bu ikki qonunning bajarilishini quyidagi jadvalda keltirilgan yadroviy reaksiyalar misolida tekshirib ko‘rsa bo‘ladi:

| Yadroviy reaksiya | Elektr zaryadi | Nuklonlar soni |
|--|-------------------------|-------------------------|
| $N^{14} + \alpha \rightarrow O^{17} + p$ | $7 + 2 = 8 + 1$ | $14 + 4 = 17 + 1$ |
| $H^2 + H^2 \rightarrow He^3 + n$ | $1 + 1 = 2 + 0$ | $2 + 2 = 3 + 1$ |
| $Li^7 + p \rightarrow Be^7 + n$ | $3 + 1 = 4 + 0$ | $7 + 1 = 7 + 1$ |
| $S^{32} + n \rightarrow P^{32} + p$ | $16 + 0 = 15 + 1$ | $32 + 1 = 32 + 1$ |
| $Be^9 + \gamma \rightarrow 2He^4 + n$ | $4 + 0 = 2 \cdot 2 + 0$ | $9 + 0 = 2 \cdot 4 + 1$ |

3. Yadroviy reaksiyalarda massaning saqlanish qonuni (va energiyaning saqlanish qonuni ham) bajariladi. Bu ikki qonunni birgalikda bayon qilmoqchiligimizning sababi massa va energiya o‘zaro $W = mc^2$ munosabat bilan bog‘langanligidadir. Yadroviy reaksiyani (28.15) belgilanishiga amal qilaylik. U holda yadroviy reaksiyaga kirishayotgan zarralarning tinchlikdagi massalarini m_A va m_a deb, reaksiyada vujudga kelgan zarralarnikini esa m_B va m_b deb belgilaymiz. Ularning kinetik energiyalarini mos ravishda T_A , T_a , T_B , T_b deb belgilaylik. Natijada reaksiyaga kirishayotgan zarralar to‘liq energiyalarining yig‘indisi

reaksiyada vujudga kelgan zarralar to'liq energiyalarining yig'indisiga tengligini quyidagicha ifodalaymiz:

$$m_A c^2 + T_A + m_a c^2 + T_a = m_B c^2 + T_B + m_b c^2 + T_b.$$

Mos hadlarni gruppalasak, bu ifoda quyidagi

$$[(m_A + m_a) - (m_B + m_b)]c^2 = (T_B + T_b) - (T_A + T_a),$$

ko'rinishga keladi. Bu tenglikning o'ng tomoni reaksiya natijasida vujudga keladigan energiya o'zgarishini ifodalaydi. Yadroviy reaksiyada ajralib chiqadigan yoki yutiladigan energiya reaksiya energiyasi deyiladi va odatda, Q harfi bilan belgilanadi. U holda

$$Q = [(m_A + m_a) - (m_B + m_b)]c^2 = (T_B + T_b) - (T_A + T_a). \quad (28.17)$$

Agar $Q > 0$ bo'lsa, zarralar tinchlikdagi massasining kamayuvi hisobiga zarralar kinetik energiyasining ortishi kuzatiladi. Bu holda ekzoenergetik reaksiya amalga oshayotgan bo'ladi. Ekzoenergetik reaksiya $(T_A + T_a)$ ning har qanday qiymatida ham amalga oshadi. Faqat zarra zaryadli bo'lgan holda uning energiyasi yadro elektr maydonining qarshiligini (odatda, u kulon to'sig'i deyiladi) engishga yetarli bo'lishi kerak, albatta.

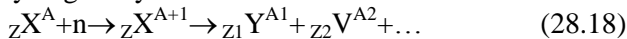
Agar $Q < 0$ bo'lsa, endoenergetik reaksiya sodir bo'ladi. Bunda zarralar kinetik energiyasining kamayuvi hisobiga ularning tinchlikdagi massalari ortadi. Shuning uchun reaksiyaga kirishayotgan zarralar kinetik energiyalari yetarlicha katta bo'lishi, ya'ni $(T_A + T_a) = |Q| + (T_B + T_b)$ shart bajarilishi kerak.

28.6 Atom yadrolarning bo'linish reaksiyasi

E. Fermi (Italiya), I. Jolio-Kyuri va P. Savich (Fransiya), O. Gan va F. Shtrassman (Germaniya), O. Frish va L. Maytner (Avstriya) larning tajribaviy va nazariy izlanishlari tufayli neytronlar bilan bombardimon qilingan og'ir yadrolar (masalan, uran) ni ikki qismga bo'linishi aniqlandi. Bundan tashqari, neytronlar, elektronlar va γ -nurlanishlarning ham vujudga kelishi kuzatildi. Bu hodisa *yadro bo'linishi* deb nom oldi. Bo'linishi jarayonida vujudga kelgan (Mendelev davriy jadvalining o'rtarog'idagi elementlarga taalluqli) yadrolar esa bo'linish parchalari deb ataldi.

Bu hodisani yadro fizikasiga oid bilimlarimiz asosida talqin qilib ko'raylik. Neytron ${}_Z X^A$ yadroga kirgach, uning nuklonlari orasida o'ralashib qoladi. Natijada yangi ${}_Z X^{A+1}$ yadro hosil bo'ladi, u esa ikki yadroga, ya'ni ${}_{Z_1} Y^{A_1}$ va ${}_{Z_2} V^{A_2}$ yadrolarga bo'linadi. Bo'linish natijasida

vujudga kelishi mumkin bo'lgan boshqa zarralar bilan qiziqmasak, mazkur reaksiyani quyidagicha yoza olamiz:

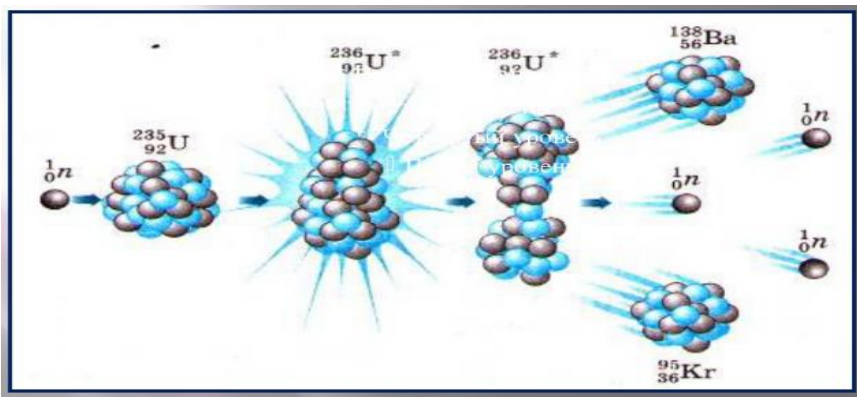


X yadroni Y va V yadrolarga ajralish imkoniyati energetik nuqtai nazardan

$$Q = (\varepsilon_1 A_1 + \varepsilon_2 A_2) - \varepsilon A. \quad (28.19)$$

Ifodaning ishoarsiga bog'liq. (28.19) da ε_1 , ε_2 va ε lar mos ravishda bo'linish parchalari – Y va V hamda X yadrolardagi bitta nuklonga to'g'ri keluvchi bog'lanish energiyalarining qiymatlari. Davriy jadvalning o'rta qismidagi elementlar yadrolari uchun nuklonning yadroga bog'lanish energiyasi (ya'ni ε_1 va ε_2 lar) ning qiymatlari jadval oxiridagi og'ir yadrolarniki (ya'ni ε) ga nisbatan $\sim 0,8$ MeV katta. Shuning uchun Q ning ishorasi musbat bo'ladi. Bundan tashqari X yadroning nuklonlari Y va V yadrolar orasida taqsimlangiligi uchun

$$Z_1 + Z_2 = Z \text{ va } A_1 + A_2 = A + 1 \approx A. \quad (28.20)$$

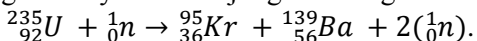


28.3-rasm

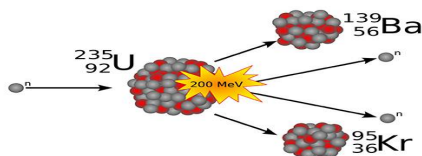
deb hisoblash mumkin. Natijada og'ir yadro (masalan, U^{235}) ikki o'rtacharoq yadroga ajralganda $Q \approx A \cdot 0,8$ MeV energiya ajralishi lozim, degan xulosaga kelamiz (28.3-rasm). Qizig'i shundaki, (28.19) ifoda asosida hisoblashlar massa soni 100 dan katta bo'lgan barcha yadrolar uchun Q ning ishorasi musbat ekanligini ko'rsatdi. Demak, nazariy jixatdan $A > 100$ bo'lgan yadrolar o'z-o'zidan, ya'ni spontan bo'linishi mumkin.

28.7 Zanjir reaksiya. Reaktorlar

Yadro bo‘linganda ajralib chiqqan 2-3 neytronning har biri o‘z navbatida yangi yadrolarning bo‘linishiga sabab bo‘ladi. Natijada 6-9 yangi neytronlar vujudga keladi. Bu neytronlar o‘z navbatida yana boshqa yadrolarni bo‘linishiga imkoniyat yaratadi va hokazo. Bunday reaksiya bo‘linishning *zanjir reaksiyasi* deb yuritiladi. Uran – $^{235}_{92}\text{U}$ bo‘linishining zanjiriy reaksiyasi nazariyasini 1938 yilda Ya.B.Zelpdovich va Yu.B.Xaritonlar ishlab chiqishgan. Uraning har bir yadrosining bo‘linishida 2-3 ta neytron yuzaga kelib, uranning boshqa yadrolarini bo‘linishiga va neytronlar vujudga kelishiga sababchi bo‘ladi.



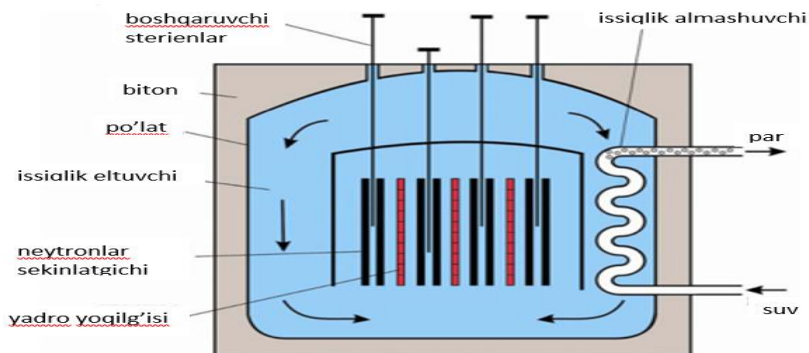
U^{235} yadrosi bo‘linishi tufayli ajraladigan energiyaning taxminan 82÷84% i bo‘linish parchalarining energiyasi tarzida, qolgan qismi esa neytronlar (2÷3%), γ -nurlanish (5÷6%), elektronlar (3÷4%) va neytrinolar (5÷6%) ning energiyasi sifatida namoyon bo‘ladi. Har bir



28.4-rasm

yadro bo‘linganda taxminan 200 MeV energiya ajraladi (rasm 28.4). Solishtirish maqsadida oddiy ximiyaviy reaksiyalarda (masalan, yonish prosessida) ajraladigan energiyaning har bir atomga to‘g‘ri keladigan ulushi atigi bir necha eV ekanligini eslaylik. Demak, yadro bo‘linishida ximiyaviy reaksiyadagidan millionlab marta ko‘p energiya ajraladi. Shuning uchun og‘ir yadrolarning bo‘linish hodisasi kashf qilinishi bilan o‘q, bu reaksiyada ajraladigan energiyadan foydalanish yo‘llari izlana boshlandi. Bo‘linish energiyasidan foydalanish imkoniyati amalga oshishi uchun shunday sharoit yaratish kerakki, bu sharoitda reaksiya bir boshlangandan sung o‘z-o‘zidan davom eta olsin, ya’ni reaksiya zanjir xarakteriga ega bo‘lsin. Bunday reaksiyani amalga oshirishga og‘ir yadroning bo‘linishida vujudga keladigan 2-3 dona neytron yordam beradi. Masalan, birinchi yadro bo‘linganda ajralib chiqqan 2-3 neytronning har biri o‘z navbatida yangi yadrolarning bo‘linishiga sababchi bo‘ladi. Natijada 6-9 yangi neytronlar vujudga keladi. Bu neytronlar yana boshqa yadrolarning bo‘linishiga imkoniyat yaratadi va hokazo. Shu tarika bo‘linayotgan yadrolar va buning natijasida vujudga keladigan neytronlar soni nihoyat tez ortib

boradi. Bayon etilgan tarzda rivojlanadigan protsess – zanjir reaksiyadir. Hisoblarning ko‘rsatishicha, birinchi yadro bo‘lingandan keyin $7,5 \cdot 10^7$ s vaqt o‘tgach $10^{24} \div 10^{25}$ yadro (shuncha yadro taxminan 1 kg uran tarkibida bo‘ladi) reaksiyada qatnashgan bo‘ladi. Reaksiyaning bunday o‘ta shiddatli tusda o‘tishi – portlash demakdir. Lekin bu mulohazalarda barcha neytronlar yangi yadrolarning bo‘linishiga sabab bo‘ladi, degan farazdan foydalaniladi. Aslida neytronlar boshqa yadrolar tomonidan yutilishi, lekin bu yadro bo‘linmasligi mumkin. Yoxud neytronlar bo‘linuvchi yadrolar bilan to‘qnashmasdan reaksiya sodir bo‘ladigan hajm (ya‘ni aktiv zona) dan chiqib ketishi mumkin. Natijada zanjir reaksiya rivojlanmaydi. Demak, zanjir reaksiya rivojlanishi uchun yadroning bo‘linishi tufayli hosil bo‘lgan neytronlarning o‘rta hisobda bittadan ortig‘i yangi bo‘linishni vujudga keltirishi shart. Boshqariladigan bo‘linish zanjir reaksiyalarini amalga oshirish uchun qo‘llaniladigan qurilmani yadroviy reaktor deb (28.5-rasm.) ataladi. Bunday qurilmalarda neytronlar ko‘payish koeffitsienti K ning 1 dan ozgina katta qiymatlarida zanjir reaksiyani boshlash imkoniyati mavjud bo‘lishi kerak. Bo‘linish reaksiyasida vujudga kelgan tez neytronlarni sekinlashtirish yo‘li bilan issiklik neytronlarga aylantiriladi.



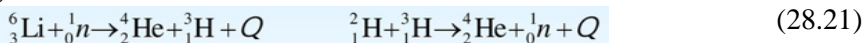
28.5-rasm

Sekinlatkichlar sifatida grafitdan foydalaniladi. Sekinlatkich ichiga sterjen yoki plastinka shaklida bo‘linuvchi modda bo‘laklari joylashtiriladi. Zanjir reaksiya tezligini boshqaruvchi sterjenlar yordamida o‘zgartirish mumkin. Bu sterjenlar neytronlarni intensiv ravishda yutadigan materiallar (masalan, bor yoki kadmiy) dan tayyorlanadi.

Boshqaruvchi sterjenlarning ko‘proq yoki kamroq qismini aktiv zona ichiga kiritish yo‘li bilan K ning qiymatini o‘zgartirishga erishiladi.

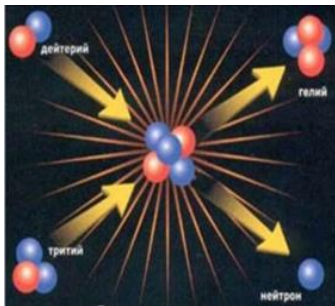
28.8 Termoyadroviy reaksiyalar

Yadro bog‘lanish energiyasining bir nuklonga mos keluvchi qiymati ϵ ning massa son A ga bog‘liqligini xarakterlovchi grafik (28.2-rasm) ga nazar tashlasak, faqat og‘ir yadrolarning bo‘linishi tufayligina emas, balki *juda yengil yadrolarni birlashtirish* (yadrolar sintezi) *usuli bilan ham yadroviy energiyadan foydalanish mumkin*, degan fikrga kelamiz. Masalan, deyteriy va tritiyning sintezida α -zarra va neytron hosil bo‘ladi, ya’ni:



Mazkur reaksiyaning energiyasini hisoblaylik:

$$Q = [(m_{\text{H}2} + m_{\text{H}3}) - (m_{\text{He}4} + m_n)]c^2 \approx 17,6 \text{ MeV} \quad (28.22)$$



Demak, reaksiya ekzotermik va unda qatnashayotgan har bir nuklonga to‘g‘ri keluvchi energiya $\sim 3,5 \text{ MeV}$ ga teng. Taqqoslash maqsadida U^{235} ning bo‘linishida ajraladigan energiyaning bitta nuklonga mos keluvchi ulushi $\sim 0,85 \text{ MeV}$ ligini eslaylik.

Yadrolar sintezi amalga oshishi uchun ular bir-biri bilan yadroviy kuchlarning ta’siri seziladigan masofa ($r \sim 10^{-15} \text{ m}$) gacha yaqinlashishi kerak. Lekin yadrolarning bu darajada yaqinlashishiga kulon itarish kuchlari tufayli ular orasida vujudga keladigan potensial to‘siq qarshilik ko‘rsatadi. Bu to‘siqni engish uchun H^2 va H^3 ning sintez reaksiyasida yadrolar energiyaga ega bo‘lishi kerak.

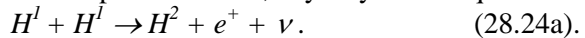
$$\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r} = \frac{(1,6 \cdot 10^{-19})^2}{4 \cdot 3,14 \cdot 8,85 \cdot 10^{-12} \cdot 2 \cdot 10^{-15}} J \approx 0,7 \text{ MeV}, \quad (28.23)$$

Demak, to‘qnashayotgan yadrolarning har birini kinetik energiyasi $\sim 0,35 \text{ MeV}$ bo‘lsa, yadroviy sintez reaksiyasi amalga oshadi. U holda yadrolar sintezi issiqlik harakatining energiyasi (ya’ni $3kT/2$) tufayli sodir bo‘lishi uchun yadrolarni qanday temperaturagacha qizdirish lozim? – degan savolga javob topaylik. Hisoblardan ko‘rinishicha, bu temperatura $2 \cdot 10^9 \text{ K}$ bo‘lishi kerak. Mazkur temperaturani amalda hosil

qilib bo‘lmaydi. Lekin bunchalik yuqori temperaturaga hojat ham bo‘lmasa kerak. Bu fikr quyidagi ikki sababga asoslanadi:

1) ixtiyoriy T temperaturadagi gaz molekulari tezliklarining qiymati Maksvell taqsimotiga bo‘ysunadi. Shu sababli Maksvell taqsimotini xarakterlovchi grafikning “dumi” ga mos keluvchi tezliklar bilan harakatlanadigan yadrolar issiqlik harakat energiyasining qiymati $3kT/2$ dan ancha katta bo‘ladi;

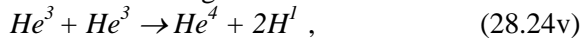
2) tunnel effekt tufayli yadrolar birikishi uchun lozim bo‘ladigan kinetik energiyaning qiymati kulon to‘sig‘i balandligidan kichik ham bo‘lishi mumkin. Shuning uchun H^2 va H^3 yadrolarining $\sim 10^7$ K temperaturada yana ham yetarlicha intensiv birikishi kuzatiladi. *Yadrolar sintezi yuqori temperaturalarda sodir bo‘lganligi uchun u termoyadroviy reaksiya deb ataladi.* Bu qadar yuqori temperatura yulduzlarda, jumladan, Quyoshda mavjud. Quyosh nurlanishining spektrini o‘rganish asosida yulduzlar tarkibi, asosan, vodorod va geliydan hamda ozgina miqdordagi ($\sim 1\%$ cha) uglerod, azot va kisloroddan iborat, degan xulosaga kelingan. Quyosh energiyasi uning tarkibidagi yadrolarning sintezi, ya’ni termoyadroviy reaksiyalar tufayli ajraladi. Bu reaksiyalarning variantlaridan biri proton – proton (pp) siklidir. Mazkur sikldagi birinchi reaksiyada ikki proton birikib, deuteriyini hosil qiladi:



Ikkinchi bosqichda



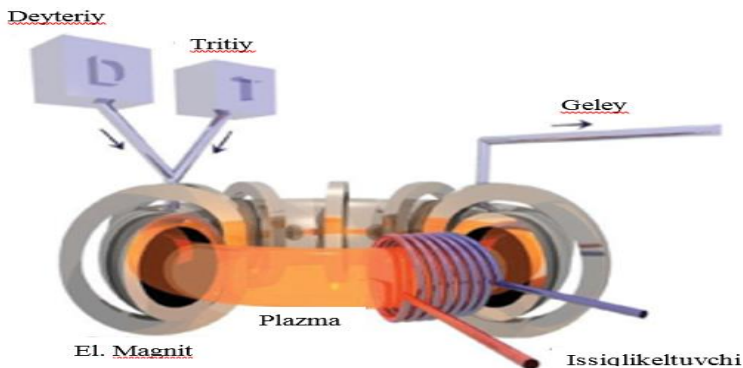
reaksiya amalga oshadi. Shundan sung



reaksiyada geliy yadrosi va ikkinchi proton hosil bo‘ladi. Bundan tashqari siklning birinchi bosqichidagi C^{12} yadrosi ham vujudga keladi. U yana yangi siklni boshlaydi. Boshqacha qilib aytganda, C^{12} yadrosi uglerod siklida “yadroviy katalizator” vazifasini o‘taydi. Shuni ham qayd qilmoq lozimki, uglerod sikli pp – siklga nisbatan yuqoriroq temperaturalarda o‘tadi. Zamonaviy tasavvurlarga asosan, Quyosh energiyasining manbai asosan pp-siklidir.

I. E. Tamm va uning xodimlari 1950 yilda plazmani magnit maydon yordamida izolyatsiyalash mumkin, degan fikrni ilgari surdilar. Bu fikrga asoslanib bir talay qurilmalar yasalgan. Ular ichida “Tokamak” nomi bilan yurgiziladigan qurilmalar e’tiborga loyiq. “Tokamak” lar yordamida xalqaro hamkorlik asosida boshqariladigan termoyadroviy reaksiyani amalga oshirish bo‘yicha izlanishlar ham olib borilmoqda.

Tokamak tipidagi qurilmada (28.6-rasm) plazmani qizitish uchun kuchli elektr razryadidan, uni ushlab turish uchun esa, magnit maydonidan foydalaniladi. «Tokamak»da plazma toroidal kamerada hosil qilinadi. Kamera past bosimli deuteriy (2_1H) bilan to'ldirilgan. Toroidal kamera impuls transformatorning ikkinchi o'rami bo'ladi, uning birlamchi o'rami juda katta sig'imli kondensatorlar batareyasiga ulanadi. Kondensatorlar batareyasi transformatorning birlamchi o'rami orqali zaryadsizlanganda toroidal kamerada uyurmaviy elektr maydon yuzaga



28.6-rasm

keladi, u ishchi gazni ionlashtiradi va unda kuchli tok impulsini hosil qiladi. Elektr toki ishchi gazni qattiq qizdiradi. Bir necha o'n million kelvingacha temperaturali plazma hosil bo'ladi. Bundan tashkari, toroidal kamerada hosil kilingan elektr toki ikkinchi muhim funksiyani bajaradi: uning magnit maydoni elektron va ionlarni plazma ustunida ushlab turadi va bu bilan ularning kamera devorlariga to'g'ridan-to'g'ri tegishiga to'sqinlik qiladi. Plazma shnurining egilishlarga va boshqa mumkin bo'lgan shakl o'zgarishlarga nisbatan turg'un bo'lishi uchun «tokamak»da induksiya chiziqlari plazmadagi tok yo'nalishiga parallel bo'lgan kuchli magnit maydon hosil kilinadi. Bu stabilizatsiyalovchi toroidal magnit maydonni toroidal kameraning tashqarisidan o'ralgan o'ramlar hosil qiladi. Hozirda «Tokamak»da yukori temperaturali plazma 2 s gacha ushlab turiladi, bundan bir oz kam vaqt davomida toroidal kamerada geliy sintezi termoyadro reaksiyasi amalga oshadi.

Yadro fizikasi o'zining navqironligiga qaramay talaygina yutuqlarga erishdiki, ular fan-texnika va sanoatning ko'pgina sohalarida qo'llanilmoqda.

Nazorat savollari

1. Yadro nuklonlari nima va ular orasida qanday farq bor?
2. Massa defekti nima? Bog‘lanish energiyasi ifodasini yozing.
3. Eng katta bog‘lanish energiyasiga qanday yadrolar ega?
4. Bo‘linish va sintez reaksiyalarni tushuntiring.
5. Yadro kuchlarining asosiy mohiyatlari nima?
6. Yadro reaksiyalarida zaryad va massaning saqlash qonunini tushuntirib bering.
7. Radiaktivlik xususiyatini tushuntiring. Siljish qonuni nima?
8. Gravitatsiyaviy, elektromagnit, kuchli va kuchsiz o‘zaro ta’sirlashuvlar haqida ma’lumot bering.

29. OLAMNING ZAMONAVIY FIZIK MANZARASI

Olamning zamonaviy fizik manzarasi bobini o'zlashtirgan talaba:

bilishi kerak:

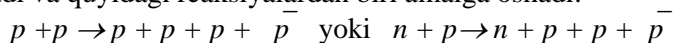
- kuchli, elektromagnit, kuchsiz va gravitatsion o'zaro ta'sirlarni;
- elementar va fundamental zarralar, kvarklar tushunchalarni;
- olamni paydo bo'lishi evolyusiyasini;

bajara olishi kerak:

- olamning zamonaviy fizik manzarasiga doir tipik amaliy fizika masalalarni yechishni.

29.1 Elementar zarralar

Zamonaviy tezlatkichlarda zarralarni yuqori energiyalargacha tezlatish imkoniyatlari elementar zarralarni o'rganishga keng sharoitlar yaratib beradi. Xususan, antiproton va antineytronlarning kashf etilishi sinxrozotonda yuqori energiyali protonlar oqimini hosil qilish bilan bog'liq. 1932 - yilda elektronning antizarrasi pozitron kashf qilingandan so'ng, barcha elementar zarralarning antizarralari ham bo'lishi lozim, degan fikr fizikada mustahkam o'rin oladi. Antiproton 23 yildan so'ng, ya'ni 1955 yilda olimlar Chamberlen, Segre, Uigand va Ipsilantis birgalikda amalga oshirgan tajribalarida qayd qilindi. Ular 6 GeV gacha tezlatilgan protonlar bilan misning nishonini nurladilar. Bunda yuqori energiyali proton mis yadrosining tarkibidagi biror nuklon bilan ta'sirlashadi va quyidagi reaksiyalardan biri amalga oshadi:



Antiprotonning elektr zaryadi manfiy, xususiy magnit momenti mexanik momentga teskari yo'nalgan. Xuddi elektron va pozitron kabi proton va antiproton o'zaro annigilyatsiyalanadi. Antiproton neytron bilan to'qnashganda ham annigilyatsiyalanishi mumkin.

Bir yildan so'ng, ya'ni 1956 - yilda antineytron kashf qilindi. Antineytronning xususiy magnit momentining yo'nalishi mexanik momentining yo'nalishi bilan bir

xil. U nuklon bilan (ya'ni proton yoki neytron bilan) to'qnashganda aniqlandi. Keyinchalik (1965 - 1966 y) eng oddiy yadrolar - deyeriy va tritiylarning antiyadrolari antideyeriy va antitritiylar kashf etildi.

Hozirgi vaqtda deyarli barcha zarralarning (foton, pi-nol-mezon va eta-mezondan tashqari) antizarralari mavjudligi aniqlangan. Antizarrani

belgilash uchun zarraning belgisidan foydalaniladi, faqat belgi tepasiga chiziqcha qo'yiladi.

Jadvaldan ko'rinishicha, barcha zarralar to'rt guruh shaklida joylashtirilgan. Birinchi guruhga o'zining xususiyatlari bilan boshqa zarralardan ajralib turadigan elektromagnit maydon kvanti - foton kiradi, holos. Leptonlar guruhi massalari 207 elektron massasidan kichik bo'lgan yengil zarralardan tashkil topgan. Mezonlar guruhiga kirgan zarralarning massalari esa leptonlardan og'irroq, lekin barionlar guruhidagi zarralardan yengilroq. Shuning uchun ularni o'rta massali zarralar guruhi desa bo'ladi.

| Zarralarning nomi | | zarra | anti-zarra | Massasi, elektron massasi hisobida | Elektr zaryadi, e hisobida | O'rtacha yashash vaqti, sekundlarda | Spini h birligida | |
|-------------------|----------------------|----------------------|------------------|------------------------------------|------------------------------|-------------------------------------|-----------------------|-----|
| Foton | | γ | γ | 0 | 0 | stabil | 1 | |
| Leptonlar | Elektron neytrinosi | ν_e | $\bar{\nu}_e$ | 0 | 0 | stabil | 1/2 | |
| | Myu-mezon neytrinosi | ν_μ | $\bar{\nu}_\mu$ | 0 | 0 | stabil | 1/2 | |
| | Tau-mezon neytrinosi | ν_τ | $\bar{\nu}_\tau$ | 0 | 0 | stabil | 1/2 | |
| | Elektron | e^- | e^+ | 1 | -1 | stabil | 1/2 | |
| | Myu-minus-mezon | μ^- | μ^+ | 206,7 | -1 | $2,2 \cdot 10^{-6}$ | 1/2 | |
| | Tau-minus-mezon | τ^- | τ^+ | 352,8 | -1 | $2,8 \cdot 10^{-13}$ | 1/2 | |
| Mezonlar | Pi-nol-mezon | π^0 | π^0 | 264,1 | 0 | $0,8 \cdot 10^{-16}$ | 0 | |
| | Pi-plus-mezon | π^+ | π^- | 273,1 | +1 | $2,6 \cdot 10^{-8}$ | 0 | |
| | Ka-plus-mezon | K^+ | K^- | 966,4 | +1 | $1,22 \cdot 10^{-8}$ | 0 | |
| | Ka-nol-mezon | K^0 | \bar{K}^0 | 974,2 | 0 | $1 \cdot 10^{-10}$ | 0 | |
| | Eta-nol-mezon | η^0 | $\bar{\eta}^0$ | 1074 | 0 | 10^{-19} | 0 | |
| | Barionlar | Nuklonlar | Proton | p | 1836,1 | +1 | stabil | 1/2 |
| Neytron | | n | \bar{n} | 1838,6 | 0 | $1,01 \cdot 10^3$ | 1/2 | |
| Giperonlar | | Lyambida-nol-giperon | Λ^0 | $\bar{\Lambda}^0$ | 2183 | 0 | $2,5 \cdot 10^{-10}$ | 1/2 |
| | | Sigma-plus-giperon | Σ^+ | $\bar{\Sigma}^+$ | 2327,7 | +1 | $8,1 \cdot 10^{-11}$ | 1/2 |
| | | Sigma-nol-giperon | Σ^0 | $\bar{\Sigma}^0$ | 2331,8 | 0 | 10^{-14} | 1/2 |
| | | Sigma-minus-giperon | Σ^- | $\bar{\Sigma}^-$ | 2340,6 | -1 | $1,65 \cdot 10^{-10}$ | 1/2 |
| | | Ksi-nol-giperon | Ξ^0 | $\bar{\Xi}^0$ | 2572 | 0 | $3 \cdot 10^{-10}$ | 1/2 |
| | | Ksi-minus-giperon | Ξ^- | $\bar{\Xi}^-$ | 2585 | -1 | $1,75 \cdot 10^{-10}$ | 1/2 |
| | | Omega-minus-giperon | Ω^- | $\bar{\Omega}^-$ | 3273 | -1 | $1,5 \cdot 10^{-10}$ | 3/2 |

Zarralarni guruhlarga ajratishda ularning faqat massalari emas, balki boshqa xususiyatlari ham e'tiborga olingan. Masalan, leptonlar va barionlarning spinlari 1/2 ga (omega – giperonning spini 3/2 ga teng), mezonlarda 0 ga, fotonniki esa 1 ga teng. Zarralar yana bir xususiyati

bilan bir-biridan farqlanadi. Bu xususiyat – zarralar orasidagi o‘zaro ta’sirdir. O‘zaro ta’sirning to‘rt turi mavjud:

- 1) kuchli o‘zaro ta’sir, unga yadroviy kuchlar misol bo‘ladi;
- 2) elektromagnit o‘zaro ta’sir;
- 3) kuchsiz o‘zaro ta’sir, uning namoyon bo‘lishini β - yemirilishi jarayonida kuzatiladi;
- 4) gravitatsion o‘zaro ta’sir, eng sust o‘zaro ta’sir;

Barionlar va mezonlar guruhlariga oid zarralarda kuchli o‘zaro ta’sir namoyon bo‘ladi. Ba’zi zarralar bir vaqtning o‘zida bir necha o‘zaro ta’sirda qatnashish qobiliyatiga ega. Masalan, proton boshqa zarralar bilan kuchli, elektromagnit, kuchsiz o‘zaro ta’sirlarda bo‘la oladi. Keyingi yillarda kuchli o‘zaro ta’sirda qatnashadigan zarralarning oilasi rezonanslar deb ataladigan zarralarning katta guruhi bilan to‘ldi. Rezonanslarning yashash davomiyligi ($10^{-22} \div 10^{-23}$) s chamasida. Birinchi marta rezonanslarni 1952 - yil E. Fermi pi-mezonlarning protonlarda sochilishini tekshirish jarayonida kuzatgan. Mazkur tajribada pi-mezonlarning sochilish ehtimolligining ular energiyasiga bog‘liqligini ifodalovchi grafikda keskin maksimum kuzatiladi. Bu xuddi matematik mayatnikning majburiy tebranishida yuz beradigan rezonans hodisasi-dagi maksimumga o‘xshaydi. Kashf etilgan zarraning rezonans deb atalishi ana shundan kelib chiqqan.

Umuman, rezonansni zarra yoki pi-mezonning nuklonga «yopishgan» holati deb talqin qilish hozircha hal bo‘lmagan muammodir. Balki, nihoyat qisqa vaqtlar oralig‘ida (rezonans uchun $\tau \sim 10^{-22} \div 10^{-23}$ s) zarra va pi-mezonning nuklonga «yopishgan» holati tushunchalarining farqi yo‘qdir.

Biroq kashf qilingan rezonanslar soni anchagina bo‘lib qoldi va ularni qo‘shib hisoblaganda elementar zarralar soni yuzdan ortib ketdi. Hozirgi zamon tasavvurlariga asosan, ma’lum bo‘lgan boshqa zarralardan tashkil topmagan zarrani elementar deb atash mumkin. Masalan, vodorod atomi proton va elektrondan iborat. Shuning uchun uni elementar zarra deb bo‘lmaydi. Balki vodorod atomi elementar zarralardan tashkil topgan sistemadir. Neytronchi? Neytron $p \rightarrow r + e^- + \nu$ sxema bo‘yicha yemiriladi, lekin u proton, elektron va neytrinodan iborat sistema emas, bu zarralar neytron yemirilayotgan lahzada vujudga keladi (xuddi yadroning uyg‘ongan holatidan asosiy holatga o‘tishida foton hosil bo‘lganidek). Shuning uchun hozirgi tasavvurlarga asosan neytron elementar zarradir. Biroq shunga qaramay, olimlar ma’lum elementar

zarralardan ham kichik boʻlgan zarralar mavjud emasmikan? - degan savolga javob qidirmoqdalar. Baʼzi nazariyotchi fiziklarning fikricha, tabiatda hali kashf qilinmagan zarralar mavjudki, bu zarralardan hozircha elementar deb atalayotgan zarralar tashkil topgandir. Bu sohada 1964 yilda

Gell - Man tomonidan taklif etilgan gipoteza eʼtiborga loyiq. Bu gipotezaga asosan barcha mezonlar, barionlar va rezonanslarni *kvarklar* deb nomlangan uch zarra va *antikvarklar* deb atalgan uch antizarraning turli kombinatsiyalardagi bogʻlanishlari tarzida vujudga keltirish mumkin. Agar mazkur gipoteza qaboʻl qilinsa, hozirgacha maʼlum boʻlgan elementar zarralar tartibli sistemaga keltiriladi. Lekin taklif etilayotgan kvarklarning xususiyatlari hozirgi tasavvurimizda gʻayrioddiy koʻrinadi. Kvarklardan birining elektr zaryadi $+2e/3$, qolgan ikkitasining elektr zaryadlari esa $-e/3$ ga teng boʻlishi lozim. Buning gʻayrioddiyligi shundaki, hozirgacha elektrondan kichik boʻlgan elektr zaryad tabiatda kuzatilgan emas.

Umuman kvarklar haqidagi gipotezani rad etuvchi birorta ham tajribaviy yoki nazariy dalil yoʻq. Ikkinchi tomondan, kvarklarning mavjudligini tasdiqlovchi biror tajribaviy dalil ham yoʻq, bu sohadagi urinishlar tufayli hozircha biror muvaffaqiyatga erishilgani ham yoʻq.

Bu gʻoyatda qiziq va dolzarb muammoni hal qilish - fiziklarning yaqin kelajakdagi asosiy vazifalaridan biridir.

29.2 Elementar zarralarning xossalari va klassifikatsiyasi

Hozirgi vaqtga kelib antizarralar bilan birgalikda 350 dan ortiq elementar zarralar kashf qilingan. Ulardan foton, electron, glyuon, elektron neytrinosi, proton va ularning antizarralari turgʻun hisoblanadi. Qolgan elementar zarralar eksponensial qonun boʻyicha 1000 s dan 10^{-24} s vaqtlar davomida oʻz-oʻzidan yemiriladilar.

Hamma elementar zarralar aynan bir-xillik va korpuskulyar toʻlqin dualizmi prinsiplariga boʻysunadilar.

Elementar zarralarning asosiy xarakteristikalariga massa, spin, elektr zaryadi, yashash vaqti, barion zaryad, lepton zaryad, magnit momenti, gʻalatilik, izotopik spin, spirallik va juftlik kabi tushuncha va kattaliklar kiradi. Elementar zarralarni quyidagi xossalar boʻyicha klassifikatsiyaga ajratadilar.

1. Yashash vaqti bo'yicha hamma elementar zarralar turg'un (stabil) va noturg'un zarralarga ajratadilar. Massasi bo'yicha hamma zarralar massasiz va massaga ega zarralarga bo'linadi. Foton, glyuon, graviton va ularning antizarralari massaga ega emas deb hisoblanadi.

Spinlari bo'yicha hamma elementar zarralar bozonlar va fermionlarga bo'linadi. Butun sonli spinga ega bo'lgan zarralar, masalan, foton, glyuon, mezonlar, Xiggs bazoni va boshqalar bozonlar deb ataladi. Yarim sonli spinga ega zarralar, masalan, proton, elektron, neytron, neytrino va boshqalar fermionlar deb nomlanadi. O'zaro ta'sir xarakteriga qarab zarralar adronlar va leptonlarga bo'linadi. Adronlar hamma fundamental o'zaro ta'sirlarda qatnashadigan zarralar bo'lib kvarklardan tashkil topgan deb hisoblanadi. Adronlar o'z navbatida mezonlar va barionlarga bo'linadi.

Kuchli o'zaro ta'sirdan boshqa o'zaro ta'sirlarda qatnashadigan va tuzilishga ega bo'lmagan fundamental zarralar leptonlar deb ataladi. Elektronlar, myu va tau-mezonlar leptonlarga misol bo'la oladi. Leptonlarning olti turi ($e, \mu, \tau, \nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau$) mavjud. Mikroolamdagi barcha jarayonlarda barion va lepton zaryadlari saqlanadi.

Gell-Mann – Sveyg modeliga asosan hamma adronlar kvark va antikvarklardan tashkil topgan. Masalan, $\pi^+(u\bar{d})$, $\pi^-(\bar{u}d)$, $p(uud)$, $n(udd)$, $K^+(\bar{s})$. Kvarklarning elektr zaryadlari kasr sonli, ya'ni $\pm 2/3$ yoki $\pm 1/3$ elementar zaryadga teng.

Kvarklar erkin holda tabiatda uchramaydilar. Tabiatda kvark-lepton simmetriyasi mavjud, ya'ni 6 ta leptonga 6 ta kvark mos keladi deb hisoblanadi. Kvarklar leptonlardan farqli ravishda kuchli o'zaro ta'sirda qatnashdilar. Fizikada elementar zarralar ro'yxatiga o'zaro ta'sir bozonlarini ham kiritishadi. Foton elektromagnit o'zaro ta'sir kvanti bo'lib, ushbu o'zaro ta'sir fotonlar almashinuvi natijasida yuz beradi. 8 turdagi glyuonlar kvarklar orasidagi kuchli o'zaro ta'sirni ta'minlaydi. Oraliq vektor W^+ , W^- va Z^0 bozonlar kuchsiz o'zaro ta'sir kvantlari hisoblanadilar. Gravitonlar gravitatsion o'zaro ta'sir kvantlari hisoblanadi.

Tabiatdagi moddalar adron va leptonlar (p, n, e) dan tashkil topgan. Hamma elementar zarralar Xiggs bozoni yordamida massaga ega bo'ladilar. Xiggs bozoni 1964-yilda bashorat qilingan bo'lib, 2012-yil katta adron kollayderida kashf qilindi. Adronlarning o'lchamlari taxminan 10^{-15} m, tuzilishga ega bo'lmagan fundamental zarralar, (fotonlar, glyuonlar, W va Z bozonlar, kvarklar, leptonlar) taxminan 10^{-18} m o'lchamga ega

deb hisoblanadi. Elementar zarralarning standart modeliga asosan 12 ta fermionlar va ularning antizarralari 3 avlodga bo‘linadilar. 1-avlod fermionlarga electron, pozitron (e, e^+) elektron neytrinosi yoki antineytrinosi ($\nu_e, \bar{\nu}_e$) U-“yuqori” kvark yoki anti kvark (\bar{U}), d-“quyi” kvark yoki anti kvark \bar{d} kiradi. 2-avlod fermionlarga glyuon, my mezonlar (μ^- yoki μ^+), myuon neytrinosi va antineytrinosi ($\nu_\mu; \bar{\nu}_\mu$); C (“maftunkor”) – kvark va \bar{C} -antikvark; S (“g‘alati”) kvark va \bar{S} -antikvarklar kiradi. Uchinchi avlod fermionlarini Tay lepton (τ^-) va anti Tay lepton (τ^+); Tay neytrinosi (ν_τ) va antineytrinosi ($\bar{\nu}_\tau$); t (“haqiqiy”) – kvarki va \bar{t} –antikvarkini; b (“go‘zal”) kvark va \bar{b} -antikvarklar tashkil etadi.

Standart modeli elementar zarralarning hozirgi zamon nazariyasi bo‘lib, mikroolamda yuz beradigan juda ko‘p jarayonlar va elementar zarralarning xossalari shu nazariya asosida tushuntiriladi. Standart model tomonidan bashorat qilingan juda ko‘plab fikrlar tajribada o‘z tasdig‘ini topmoqda.

29.3 Fundamental o‘zaro ta’sir turlari

Elementar zarralar qatnashadigan jarayonlar davomiyligi va zarralarning energiyasiga qarab bir-biridan keskin farq qiladi. Hozirgi zamon tasavvurlariga asosan tabiatda 4 ta fundamental, kuchli, elektromagnit, kuchsiz va gravitatsion o‘zaro ta’sirlar mavjud.

Kuchli o‘zaro ta’sirning xarakterli vaqti $\sim 10^{-23}$ s ni tashkil qilib, ta’sir doirasi $\sim 10^{-15}$ m ga teng deb hisoblanadi. Kuchli o‘zaro ta’sir vositasida nuklonlar birlashgan holda bir butun yadroni tashkil etadilar. Elektromagnit o‘zaro ta’sir asosan elektr zaryadiga ega bo‘lgan zarralar va fotonlar orasida yuz beradi. Elektromagnit o‘zaro ta’sir atomlar va molekularning turg‘unligini ta’minlaydi. Tabiatda uchraydigan ishqalanish va elastiklik kuchlarini paydo bo‘lishi sabab bo‘ladi. Bu o‘zaro ta’sir qattiq, suyuq va gazsimon holatda bo‘lgan moddalarning juda ko‘p xossalari belgilab beradi va mikro hamda makroolamda yuz beradigan juda ko‘p jarayonlarga sababchi deb hisoblanadi.

Kuchsiz o‘zaro ta’sir mikroolamda sekin yuz beradigan jarayonlarga sabab bo‘ladi. Kuchsiz o‘zaro ta’sirga fotonlardan tashqari barcha zarralar qatnashishlari mumkin. Kuchsiz o‘zaro ta’sir neytrino yoki antineytrinolar qatnashadigan barcha jarayonlarning kechishni ta’minlaydi. Masalan neytronning protonga yemirilishi $n \rightarrow p^+ + e^- + \bar{\nu}_e$ kuchsiz o‘zaro

ta'sir natijasida yuz beradi. Neytrinolar ishtirokisiz sekin ($t \geq 10^{-10} s$) kechadigan jarayonlar ham shu o'zaro ta'sir natijasida yuz beradi. Gravitatsion o'zaro ta'sirga massaga ega bo'lgan hamma elementar zarralar qatnashishlari mumkin. Ammo elementar zarralarning massasi juda kichik bo'lganligi sababli ular orasidagi gravitatsion o'zaro ta'sir kuchini hisobga olmasa ham bo'ladi. Shu sababli mikroolamdagi jarayonlarga gravitatsion o'zaro ta'sirning ahamiyati etiborga olinmaydi.

Lekin katta massaga ega bo'lgan jismlar orasidagi gravitatsion o'zaro ta'sir kuchi juda katta bo'ladi. Shuning uchun koinot ob'ektlari (yulduzlar va ularning tizimlari, planetalar, galaktikalar, megagalaktikalar)ning paydo bo'lishi, harakati kabi jarayonlarda gravitatsion o'zaro ta'sir asosiy rol ni o'ynaydi.

Hozirgi zamon tasavvurlariga asosan hamma fundamental o'zaro ta'sirlar o'zaro almashinuv ta'siri xarakterlga ega, ya'ni o'zaro ta'sirlar zarralar almashinuvi natijasida sodir bo'ladilar. Masalan, zaryadli zarralar orasidagi elektromagnit o'zaro ta'sir fotonlar almashinuvi natijasida sodir bo'ladi deb qaraladi. Shuning uchun fotonga elektromagnit o'zaro ta'sir kvanti sifatida qaraladi. Shunga o'xshash yadrodagi nuklonlar orasidagi yadroviy o'zaro ta'sir $\pi(\pi)$ -mezonlar almashinuvi, kvarklar orasidagi kuchli o'zaro ta'sir glyuonlar almashinuvi tarzida yuz beradi. Kuchsiz o'zaro ta'sir og'ir W^{\pm} va Z^0 bozonlar vositasida, gravitatsion o'zaro ta'sir esa gravitonlar deb ataladigan zarralar almashinuvi vositasida sodir bo'ladi.

W^{\pm} va Z^0 vektor bozonlar 1983 yilda yuqori energiyali proton va antiprotonlarning qarama-qarshi to'qnashuvi jarayonida amalda kuzatildi va kashf qilindi. Bu bozonlarning kashf qilinishi elektromagnit va kuchsiz o'zaro ta'sirlarni nazariy birlashtirish imkonini berdi. Birlashgan o'zaro ta'sirni elektrozaif o'zaro ta'sir deb atashadi. Kuchli va elektrozaif o'zaro ta'sir turlarini birlashuvi nazariyasini Buyuk birlashuv nazariyasi deb atashadi. Buyuk birlashuv muammosi ustida ilmiy-nazariy ishlar amalga oshirilmoqda.

Hozirgi paytda birlashgan o'zaro ta'sir turi zarralarning energiyasi juda katta bo'lgan sharoitda amalga oshishi mumkinligi isbotlangan. Zarralar shunday sharoitga Katta portlashning boshlang'ich lahzalarida ega bo'lishlari mumkin. O'sha lahzada hozirgi zamon tasavvurlariga asosan Olamning temperaturasi 10^{32} K, zarralarning energiyasi esa 10^{19} GeV tartibida bo'lgan deb hisoblanadi. Shu lahzada olam moddasi kvark va neytrinolardan iborat bo'lib ular birlashgan o'zaro ta'sir maydonida

harakatlanganlar. Vaqt o'tishi bilan Olamning kengayib sovib boorishi tufayli energiya miqdori kamayadi va natijada umumiy birlashgan maydondan avval gravitatsion maydon ajralib mustaqil maydon shaklini oladi.

Energiya 10^{14} GeV gacha kamayganda kuchli o'zaro ta'sir maydoni elektrozaif maydondan ajraladi. Energiya qiymati 10^3 GeV gacha kamayganda hamma 4 xil o'zaro ta'sir maydonlari ajralib, mustaqil maydon shaklini oladi.

29.4 Olamning paydo bo'lishi va evolyutsiyasi

Hozirgi zamon standart modeli tasavvurlariga ko'ra fizik vakuum materiyaning mavjudlik shakllaridan biri bo'lib maydonning eng quyi energiyali holati hisoblanadi. Zamonaviy mavjud infilyatsiya nazariyasiga ko'ra vakuum energiyasi fluktatsiyasi katta qiymatga erishganda fizik vakuumda kuchli qo'zg'alish yuz beradi va u "pufak" simon ravishda juda keskin ($\sim 10^{-33}$ s davomida) kengayadi va "yoriladi", ya'ni katta portlash sodir bo'ladi. Bu hodisa bundan taxminan 13 mlrd yil oldin sodir bo'lganligi aniqlangan. Katta portlashdan so'ng Olam juda qaynoq bo'lganligi va doimiy kengayib borayotganligi amerikalik fizik Xabbl tomonidan "qizil siljish" qonuni ochilgandan keyin isbotlandi. 1965 yilda relektiv (qoldiq) nurlanishning kashf qilinishi ham bu g'oyani to'g'riligini tasdiqlaydi.

Xabbl o'z teleskopi yordamida 1929 yil Koinotdan kelayotgan nurlanish spektrining qizil to'lqin tomonga siljishini kashf qildi. Dopler effektiga asosan bu hodisa nurlanuvchi koinot ob'ektlari (yulduz to'plamlari, galaktikalar) ning bir-biridan uzoqlashayotganligini, ya'ni Olamning kengayotganligini isbotlaydi.

Tadqiqot natijasida Xabbl galaktikalarning bir-biridan uzoqlashish tezligi (v) uchun $v = HL$ ifodani keltirib chiqardi, bu yerda L -galaktikalargacha bo'lgan masofa; $H \approx 2,36 \cdot 10^{-18} \text{ c}^{-1}$ – Xabbl doimiysi.

Xabbl qonuni ifodasidan Olamning yoshini aniqlash mumkin:

$t = L/v = 1/H$. Bu ifodaga Xabbl doimiysining qiymatini qo'yib hisoblasak Olam yoshi $t = 13,5$ mlrd yil ekanligi kelib chiqadi.

Kengayib sovuyotgan Olam temperaturasini taxminan $T \approx 10^{10} / \sqrt{t}$ ifoda, energiyasini $E \approx kT$ ifoda yordamida baholash mumkin. Portlashdan taxminan $t = 10^{-12}$ s vaqt o'tganidan keyin harorat va energiya qiymatlari mos ravishda $\sim 10^{15}$ K va ~ 300 MeV bo'lganda kvarklar

adronlarga “kondensatsiyalanib” bo‘ladi. Olam yoshi $t=13.8$ s, unga mos sharoit $T \approx 3 \cdot 10^9$ K ; $E \approx 0,1$ MeV bo‘lganda engil deytiriy va geliy yadrolari sintezi boshlanib, $t=3$ min bo‘lganda bu jarayon tugaydi. Olam yoshi taxminan 700000 yil, harorat $T \sim 3000$ K, energiya esa $E \sim 0,3eV$ ga teng bo‘lganda modda plazma holatida bo‘lmay elektronlar va yadrolar rekombinatsiyasi yuz berib neytral vodorod va geliy atomlari hosil bo‘ladi. Bu sharoitda nurlanish atomlarda yutilib ularni parchalamaydi, modda va nurlanish bir biridan ajralib Olam fotonlar uchun shaffof bo‘lib qoladi. Rekombinatsiya davrining oxirida Olam yanada kengayib va sovib 1 mln yoshga kiradi.

Olam yoshi 1 mlrd yil bo‘lganda katta ob’ektlar paydo bo‘la boshlaydi. Hozirda kuzatilayotgan yulduzlar, galaktikalar va boshqa ob’ektlarning shakllanib rivojlanayotganiga ~ 10 mlrd yil bo‘ldi deb hisoblanadi. Hozirgi paytga kelib Olam moddasining kimyoviy tarkibi taxminan $\sim 70\%$ - vodorod va $\sim 30\%$ geliydan iborat bo‘lib ular asosan yulduzlarda va yulduzlararo chang to‘plamlarida mujassamlashgan. Qolgan og‘ir elementlarning ulushi – 1% ni ham tashkil qilmaydi.

Har qanday ob’ektlar kabi yulduzlar ham paydo bo‘ladi va ma’lum bir evolyusion davrni o‘tgandan keyin o‘z faoliyatini tugatib boshqa ob’ektlarga aylanadilar.

Agar yulduz massasi 1,4 Quyosh massasidan kichik bo‘lsa bunday yulduzlar oq karliklarga aylanadilar. Aylanish jarayonida yulduzda portlash yuz berib uning nisbatan og‘irroq elementlardan iborat tashqi qobig‘i koinotga sochilib ketadi. Yadrosi esa oq karlik deb nomlangan ob’ektga aylanadi. Oq karliklar zichligi juda katta bo‘lgan plazma holatidagi ob’ekt xisoblanadi. Ularning o‘rtacha zichligi taxminan suv zichligidan 100 mln marta katta bo‘lib, radiusi portlashdan oldingi yulduz radiusidan taxminan 100 marta kichik bo‘ladi. Oq karlikning harorati odatda bir necha o‘n ming kelvinni tashkil qiladi.

Agar umri tugagan yulduzning massasi (1,4÷3,5) Quyosh massasiga teng bo‘lsa, portlash natijasida u neytron yulduzga aylanadi. Neytron yulduzlarning zichligi oq karliklar zichligidan yuz ming, hatto 1 mln martagacha katta bo‘lishi mumkin. Neytron yulduz qa’rida harorat bir necha mlrd (10^9) kelvinga teng bo‘lib, bu sharoitda elektronlarning protonlarga intensiv yutilishi natijasida neytronlar soni protonlar sonidan sezilarli darajada ko‘p bo‘ladi.

Agar yulduz massasi 4 Quyosh massasidan katta bo‘lsa, bunday massiv yulduzlar portlashi natijasida qora tuynuklar hosil bo‘ladi.

Portlashdan keyin qolgan yulduz yadrosida kuchli gravitatsion siqilish (kollaps) sodir bo‘lib juda katta gravitatsion maydonga ega bo‘lgan qora tuynuk hosil bo‘ladi. Gravitatsion kollaps sodir bo‘lishi uchun m-massali jismining radiusi $r_g = 2Gm/s^2$ ifoda orqali aniqlanadigan gravitatsion radiusdan kichik bo‘lishi kerak. Masalan Quyoshning gravitatsion radiusi 3 km ga teng.

Ko‘zga ko‘rinuvchi yorug‘lik fotonlari qora tuynuk gravitatsion tortish kuchini engib uni tark eta olmaydi. Lekin qora tuynuk absolyut (100%) qora emas. Rentgen nurlari qora tuynukni tark etishi mumkin. Shunday rentgen nurlari yordamida uning manbai bo‘lgan qora tuynuklar tadqiq qilinadi. Qora tuynuklarning gravitatsion maydoni juda kuchli bo‘lganligi sababli ularga uchragan moddalar va nurlanishlar to‘la yutiladi. Oxirgi kuzatishlar va tadqiqotlar galaktikalar markazida qora tuynuklar joylashganidan darak bermoqda.

Nazorat savollari

1. Kosmik nurlar xaqida tushuncha bering
2. Kuchli, elektromagnit, kuchsiz va gravitatsion o‘zaro ta’sirlarni tushuntiring;
3. Elementar va fundamental zarralar, kvarklar haqida tushunchalar bering;
4. Olamni paydo bo‘lishi evolyusiyasini tushuntiring;

Foydalanilgan adabiyotlar

1. C. Douglas Giancoli, Physics: Principles with Applications, Prentice Hall; 6th edition January 17, 2014 USA
2. Raymond A. Serway , John W. Jewett . Physics for Scientists and Engineers with Modern Physics, Cengage Learning; 9 edition (January 17, 2013), Brooks/cole 20 Channel Center Street Boston, MA 02210 USA.
3. Abduraxmonov Q.P., Xamidov V.C., Axmedova N.A. Fizika. Darslik, -T: Aloqachi, 2018; 652 b.
4. Савельев И.В., Курс общей физики. Учебник. В 3 томах – М.:Наука, 2018
5. Огурцов А.Н., Физика для студентов. Учебник. Харьков: НТУ "ХПИ", 2016. – 560 с
6. Абдурахмонов К.П., Эгамов Ў. Физика курси. Дарслик – Тошкент; 2010
7. Никеров В.А. Физика. Учебник и сборник задач. М. «Дашков и К», 2018-548с
8. Gaibov A.G., Ximmatqulov O. Fizika. O‘quv qo‘llanma , -T:Fan va texnologiya, 2019, 518b
9. Султонов Н. Физика курси. Дарслик, Т: Фан ва Технология, 2007
10. Детлаф А.А., Яворский Б.М., Курс физики.Учебник -М.: «Академия», 2007
11. Трофимова Т.И. Курс физики.Учебник. -М.: «Академия», 2007
12. Qodirov O., Boydedayev A. Fizika kursi. Darslik, 3-qism: Kvant fizikasi – Т: O‘zbekiston, 2005
13. Исмоилов М., Хабибуллаев П.К., Халиулин М. Физика курси. Дарслик, Т: Ўзбекистон, 2000
14. Ахмаджонов О. Физика курси. Дарслик, 1-3 қ. -Т.: Ўқитувчи, 1989.

MUNDARIJA

| | |
|---|-----------|
| Muqaddima | 3 |
| Kirish | |
| MEXANIKA VA MOLEKULYAR FIZIKA | |
| 1. KINEMATIKA ASOSLARI | 6 |
| 1.1. Mexanika bo‘limi predmeti | 6 |
| 1.2. Fazo va vaqt | 7 |
| 1.3. Moddiy nuqta va qattiq jism. Harakat kinematikasi | 8 |
| 1.4. Tezlik va tezlanish. Tangensial va normal tezlanishlar | 10 |
| 1.5. Aylanma harakat kinematikasi. Burchak tezlik va burchak tezlanishlar | 14 |
| 2. MODDIY NUQTA DINAMIKASI | 18 |
| 2.1. Klassik mexanika va uning qo‘llanish chegarasi | 18 |
| 2.2. Nyutonning birinchi qonuni | 20 |
| 2.3. Massa. Kuch. Impuls | 20 |
| 2.4. Nyutonning ikkinchi qonuni. Jismning harakat tenglamasi | 22 |
| 2.5. Nyutonning uchinchi qonuni | 23 |
| 2.6. Tabiatda kuchlar. Elastiklik kuchi. Guk qonuni | 24 |
| 2.7. Ishqalanish kuchlari | 26 |
| 2.8. Butun Olam tortishish qonuni. Gravitatsion kuchlar. Og‘irlik kuchi va vazn | 28 |
| 3. NOINERSIAL SANOQ SISTEMALARI..... | 34 |
| 3.1. Noinersial sanoq sistemalari. Inersiya kuchlari | 34 |
| 3.2. Ilgarilanma harakat qilayotgan noinersial sanoq tizimida inersiya kuchlari..... | 36 |
| 3.3. Aylanuvchi sanoq tizimida inersiya kuchlari. Koriolis kuchi. | 37 |
| 4. MEXANIKADA SAQLANISH QONUNLARI..... | 41 |
| 4.1. Impulsning saqlanish qonun | 41 |
| 4.2. Inersiya markazi va uning saqlanish qonuni..... | 43 |
| 4.3. Kuchning bajargan ishi. Quvvat | 46 |
| 4.4. Energiya. Kinetik va potensial energiya. Konservativ va nokonservativ kuchlar | 47 |
| 4.5. Kuch va potensial energiya orasidagi bog‘lanish | 51 |
| 4.6 Mexanik energiyaning saqlanish qonuni | 53 |
| 4.7 Mutloq qayishqoq va noqayishqoq to‘qnashuvlar | 55 |

| | |
|--|------------|
| 5. QATTIQ JISM AYLANMA HARAKAT DINAMIKASI | 58 |
| 5.1. Aylanma harakatda kuchning bajargan ishi. Kuch momenti ... | 59 |
| 5.2. Aylanma harakatda kinetik energiya. Moddiy nuqta va qattiq jismning inersiya momenti | 60 |
| 5.3. Shteyner teoremasi | 63 |
| 5.4. Aylanma harakat dinamikasining asosiy tenglamasi | 64 |
| 5.5. Impuls momentining saqlanish qonuni | 65 |
| 5.6. Ilgarilanma va aylanma harakatlar o‘zaro o‘xshashligi | 67 |
| 6. MEXANIK TEBRANISHLAR VA TO‘LQINLAR | 69 |
| 6.1. Erkin tebranuvchi sistemalar. Garmonik tebranishlar | 70 |
| 6.2. Garmonik tebranishlarning differensial tenglamasi va uning yechimi | 71 |
| 6.3. So‘nuvchi tebranishlar. So‘nish koeffitsiyenti, dekrement, logarifmik dekrement, relaksatsiya vaqti | 77 |
| 6.4. Majburiy tenglamalarning differensial tenglamasi va uning yechimi. Majburiy tebranishlar davri va amplitudasi | 80 |
| 6.5. Elastik muxitda mexanik to‘lqinlarning tarqalishi | 82 |
| 6.6. Yassi va sferik to‘lqinlar tenglamasi. To‘lqinni differensial tenglamasi | 83 |
| 6.7. Elastik to‘lqin energiyasi. Yuguruvchi to‘lqinni energiya tashishi. | |
| Umov vektori | 87 |
| 6.8. Turg‘un to‘lqinlar | 88 |
| 7. RELYATIVISTIK MEXANIKA | 91 |
| 7.1. Galiley almashtirishlari va relyativistik mexanika postulatlarini | 91 |
| 7.2. Lorens almashtirishlari. Lorens almashtirishlaridan kelib chiqadigan natijalar | 95 |
| 7.3. Relyativistik impuls va relyativistik dinamikaning asosiy tenglamasi | 100 |
| 7.4. Relyativistik mexanikada kinetik va to‘la energiya | 102 |
| 7.5. Relyativistik energiya, impuls va massa orasidagi bog‘lanish. Relyativistik invariantlik | 104 |
| 8. UZLUKSIZ MUHUTLAR MEXANIKASI ELEMENTLARI | 109 |
| 8.1. Suyuqliklarning harakat muvozonat tenglamasi | 109 |
| 8.2. Siqilmaydigan suyuqlik gidrostatikasi | 111 |

| | |
|---|------------|
| 8.3. Ideal suyuqlikning turg'un harakati. Bernulli tenglamasi..... | 113 |
| 8.4. Suyuqliklarning naylarda oqishi. Puazeyl formulasi | 114 |
| 8.5. Suyuqlik va gazlarda jismlarning harakatiga ko'rsatadigan qarshiligi | 117 |
| 9. MOLEKULAR-KINETIK NAZARIYA VA STATISTIK FIZIKA ASOSLARI..... | 120 |
| 9.1. Molekulyar –kinetik nazariyaning fizik asoslari. Ideal gaz holat tenglamasi | 120 |
| 9.2. Molekulyar-kinetik nazariyaning asosiy tenglamasi | 123 |
| 9.3. Gaz molekularining tezliklari bo'yicha taqsimlanishi | 126 |
| 9.4. Barometrik formula..... | 128 |
| 9.5. Bolsman taqsimoti..... | 130 |
| 10. TERMODINAMIKA ASOSLARI..... | 133 |
| 10.1. Ish va issiqlik . Gaz bajargan ish..... | 133 |
| 10.2. Ideal gazning ichki energiyasi. Molekula erkinlik darajasi . | 135 |
| 10.3. Termodinamikaning birinchi qonuni va energiyaning saqlanish qonuni | 137 |
| 10.4. Ideal gazning issiqlik sig'imi. Mayer tenglamasi | 139 |
| 10.5. Termodinamika birinchi qonunining izojarayonlarga tadbiqu. Adiabatik jarayon. Puasson tenglamasi..... | 142 |
| 11. TERMODINAMIKANING IKKINCHI QONUNI. ENTROPIYA | 146 |
| 11.1. Aylanma jarayon. Termodinamikaning ikkinchi qonuni | 146 |
| 11.2. Karno aylanma jarayoni va uning FIK | 149 |
| 11.3. Keltirilgan issiqlik miqdori. Klauzius tengsizligi | 152 |
| 11.4. Entropiya. Ideal gaz jarayonlarida entropiyaning o'zgarishi. Entropiya va termodinamik extimollik. Bolsman formulasi..... | 153 |
| 12. REAL GAZLAR | 162 |
| 12.1. Gazlarning ideallikdan chetlanishi. Van-der-Vaals tenglamasi | 162 |
| 12.2. Eksperimental izotermalar..... | 167 |
| 12.3 Real gazning ichki energiyasi..... | 168 |
| 13. ELEKTROSTATIK MAYDON VA UNING XARAKTERISTI-KASI..... | 171 |
| 13.1 Elektr zaryad. Zaryadlarning saqlanish qonuni | 172 |
| 13.2 Kulon qonuni | 173 |

| | |
|--|------------|
| 13.3 Elektr maydoni. Elektr maydon kuchlanganligi | 175 |
| 13.4 Elektr maydon kuchlanganligi vektorining oqimi. Gauss teoremasi va uning tat'biqi..... | 178 |
| 13.5 Elektr maydonda zaryadni ko'chirishda bajarilgan ish. Elektr maydon kuchlanganligi vektorining sirkulyasiyasi haqida teorema. Maydon potentsiali..... | 183 |
| 13.6 Elektr maydon potentsiali va maydon kuchlanganligi orasidagi bog'lanish | 187 |
| 14. ELEKTROSTATIK MAYDONDA DIELEKTRIKLAR VA O'TKAZGICHLAR..... | 191 |
| 14.1 Dielektriklarning qutblanishi. Elektr dipoli. Qutblanish vektori | 192 |
| 14.2 Dielektrikdagi elektr maydon uchun Gauss teoremasi. Elektr siljish vektori. Dielektrik singdiruvchanlik..... | 194 |
| 14.3 Segnetoelektriklar | 197 |
| 14.4 O'tkazgichdagi zaryadlarning muvozanati. Elektrostatik induksiya hodisasi..... | 199 |
| 14.5 O'tkazgichning elektr sig'imi. Kondensatorlar | 203 |
| 14.6 Elektrostatik maydon energiyasi va uning zichligi..... | 207 |
| 15. O'ZGARMAS TOK QONUNLARI | 211 |
| 15.1 O'zgarmas elektr toki. Tok kuchi va tok zichligi | 211 |
| 15.2 Tok manbai. Elekt yurituvchi kuch. Kuchlanish | 214 |
| 15.3 Zanjirning bir jinsli bo'lmagan qismi uchun Om qonuni | 216 |
| 15.4 Om qonunining differensial ko'rinishi | 219 |
| 5.5 Elektr tokining ishi va quvvati. Joul-Lens qonunining integral va differensial ko'rinishlari..... | 220 |
| 15.6 Kirxgof qoidalari..... | 221 |
| 16. TURLI MUXITLARDA ELEKTR TOKI..... | 224 |
| 16.1 Metallarda elektr toki. Metallar klassik elektron nazariyasi .. | 224 |
| 16.2 Vakuumda elektr toki. Termoelektron emissiya hodisasi. Lampali diodning volt-amper xarakteristikasi..... | 226 |
| 16.3 Gazlarda elektr toki | 228 |
| 16.4 Nomustaqil gaz razryadi..... | 229 |
| 16.5 Mustaqil gaz razryadlari..... | 232 |
| 16.6 Plazma va uning xossalari..... | 236 |
| 17. ELEKTR TOKINING MAGNIT MAYDONI..... | 240 |

| | |
|---|------------|
| 17.1 Tokning magnit maydoni. Magnit maydon induksiyasi vektori. Magnit momenti..... | 241 |
| 17.2 Bio- Savar – Laplas qonuni. Turli shakldagi tokli o‘tkazgichlar magnit maydoni | 245 |
| 17.3 Magnit maydonning tokli o‘tkazgichga ta’siri. Amper qonuni. Parallel toklarning o‘zaro ta’siri..... | 248 |
| 17.4 Magnit maydonni harakatdagi zaryadga ta’siri. Lorens kuchi. Zaryadlangan zarralarning magnit maydondagi harakati | 250 |
| 17.5 Holl effekti | 254 |
| 18. MAGNIT MAYDON INDUKSIYASI VEKTORINING SIRKULYASIYASI VA OQIMI..... | 256 |
| 18.1 Magnit maydon induksiyasi vektorining sirkulyasiyasi. Solenoid va toroidning magnit maydoni | 256 |
| 18.2 Magnit maydon induksiyasi vektorining oqimi. Magnit maydon uchun Gauss teoremasining integral va differensial ko‘rinishlari. | 259 |
| 18.3 Magnit maydonda tokli o‘tkazgich va tokli konturni ko‘chirishda bajarilgan ish | 261 |
| 19. MUXITLARDA MAGNIT MAYDONI | 264 |
| 19.1 Moddalarning magnitlanishi. Magnitlanish vektori..... | 264 |
| 19.2 Magnit maydon kuchlanganligi vektorining sirkulyasiyasi .. | 265 |
| 19.3 Magnetiklar . Diamagnetizm va paramagnetizm | 267 |
| 19.4 Ferromagnetiklar. Gisterezis va domenlar nazariyasi..... | 270 |
| 20. ELEKTROMAGNIT INDUKSIYA..... | 274 |
| 20.1 Elektromagnit induksiya hodisasi va qonuni. Lens qoidasi .. | 274 |
| 20.2 O‘z induksiya. Induktivlik. Solenoidning induktivligi | 279 |
| 20.3 Elektr zanjirini ulash va uzilishdagi toklar | 281 |
| 20.4 O‘zaro induksiya . Transformatorlar | 282 |
| 20.5 Magnit maydon energiyasi va uning zichligi..... | 284 |
| 21. ELEKTROMAGNIT MAYDON NAZARIYASI | 286 |
| 21.1 Uyurmaviy elektr maydon. Maksvellning birinchi tenglamasi | 286 |
| 21.2 Magnetoelektrik induksiya hodisasi. Siljish toki. Maksvellning ikkinchi tenglamasi | 288 |
| 21.3 Maksvell tenglamalarining integral va differensial ko‘rinishlari..... | 291 |
| 21.4 Elektromagnit maydon | 293 |

| | |
|--|------------|
| 22. ELEKTROMAGNIT TEBRANISHLAR VA TO‘LQINLAR..... | 295 |
| 22.1 Tebranish konturidagi elektromagnit tebranishlar | 295 |
| 22.2 Erkin elektromagnit tebranishlar | 297 |
| 22.3 So‘nuvchi va majburiy elektromagnit tebranishlar | 298 |
| 22.4 Elektromagnit to‘lqinlarning differensial tenglamasi va xossalari | 301 |
| 22.5 Elektromagnit to‘lqinlarning hosil bo‘lishi va tarqalish tezligi | 302 |
| 22.6 Elektromagnit to‘lqin energiyasi . Umov-Poyting vektori.... | 306 |
| 22.7 Elektromagnit to‘lqinlarning qo‘llanishi va shkalasi | 307 |
| 23. YORUG‘LIKNING ELEKTROMAGNIT NAZARIYASI VA TO‘LQIN OPTIKASI..... | 311 |
| 23.1 Yorug‘lik - elektromagnit to‘lqin | 311 |
| 23.2 Gyuygens prinsipi. Yorug‘lik interferensiyasi. Kogerentlik | 315 |
| 23.3 Yorug‘lik interferensiyasini kuzatish usullari. Interferension manzarani hisoblash..... | 318 |
| 23.4 Yupqa plastinkalardagi interferensiya. Nyuton halqalari. Interferensiyani qo‘llanishi | 321 |
| 23.5 Yorug‘lik difraksiyasi. Gyuygens- Frenel prinsipi | 325 |
| 23.6 Frenelning zonalar usuli. Doiraviy tirqish va doiraviy diskdagi difraksiya | 326 |
| 23.7 Fraunhofer difraksiyasi. Bir tirqishdagi parallel nurlar difraksiyasi..... | 330 |
| 23.8 Difraksion panjara. Difraksion panjaraning ajrata olish qobiliyati | 332 |
| 23.9 Fazoviy panjaradagi difraksiya. Bregg-Vulf formulasi | 336 |
| 24. ELEKTROMAGNIT TO‘LQINLARNING MODDA BILAN O‘ZARO TA’SIRI | 339 |
| 24.1 Yorug‘lik dispersiyasi. Normal va anomal dispersiya | 339 |
| 24.2 Dispersiyaning elektron nazariyasi..... | 341 |
| 24.3 Yorug‘likning yutilishi. Buger qonuni | 343 |
| 24.4 Yorug‘likning qutblanishi. Qutblanish darajasi. Malyus qonuni | 345 |
| 24.5 Yorug‘likning qaytishi va sinishida qutblanishi. Bryuster qonuni | 348 |

| | |
|---|------------|
| 24.6 Yorug‘likning ikkiga ajralib sinishidagi qutblanish. Nikol prizmasi..... | 350 |
| KVANT FIZIKASI | |
| 25. NURLANISHNING KVANT TABIATI | 354 |
| 25.1 Issiqlik nurlanishi. Jismlarning nur chiqarish va nur yutish qobiliyatlari..... | 354 |
| 25.2 Kirxgof qonuni..... | 356 |
| 25.3 Absolyut qora jism uchun issiqlik nurlanish qonunlari | 357 |
| 25.4 Plank gipotezasi va formulasi..... | 359 |
| 25.5 Fotoeffekt. Fotoeffekt qonunlari. Fotoeffekt nazariyasi | 361 |
| 25.6 Foton va uning xarakteristikasi. Yorug‘lik bosimi | 366 |
| 25.7 Kompton effekti | 367 |
| 26. ATOM VA KVANT FIZIKASI ELEMENTLARI..... | 370 |
| 26.1 Rezerford tajribasi. Atomning klassik modeli | 371 |
| 26.2 Atom spektridagi qonuniyatlar. Atom planetar modelining kamchiliklari | 373 |
| 26.3 Bor postulatlari va vodorod atomi uchun Bor nazariyasi | 375 |
| 26.4 Frank-Gers tajribasi..... | 377 |
| 26.5 Moddalarning korpuskulyar-to‘lqin dualizmi. De-Broyl gipotezasi va uni eksperimental tasdiqlanishi | 379 |
| 26.6 De-Broyl to‘lqinining xossasi va Borning kvanlanish sharti | 381 |
| 26.7 Geyzenbergning noaniqliklar munosabati | 384 |
| 26.8 To‘lqin funksiyasi. Shredinger tenglamasi | 386 |
| 26.9 Cheksiz chuqur bir o‘lchovli potensial o‘radagi mikrozarra. | 388 |
| 26.10 Mikrozarraaning potensial to‘siq orqali o‘tishi. Tunnel effekti | 390 |
| 26.11 Kvant mexanikasida garmonik ossilyator..... | 392 |
| 26.12 Vodorodsimon atomlar kvant nazariyasi. Kvant sonlar..... | 393 |
| 26.13 Shtern va Gerlax tajribasi. Elektron spini..... | 396 |
| 26.14 Zarralarni ajratib bo‘lmaslik prinsipi. Fermionlar va bozonlar. Pauli prinsipi | 398 |
| 27. QATTIQ JISM FIZIKASI ELEMENTLARI..... | 401 |
| 27.1 Qattiq jismlar energetik zonalar nazariyasi..... | 401 |
| 27.2 Energetik zonalarning elektronlar bilan to‘ldirilishi..... | 403 |
| 27.3 Yarim o‘tkazgichlarning xususiy elektr o‘tkazuvchanligi.... | 405 |

| | |
|--|------------|
| 27.4 Yarim o‘tkazgichlarning aralashmali elektr o‘tkazuvchanligi..... | 408 |
| 27.5 Yarim o‘tkazgichli p - n – o‘tish | 411 |
| 27.6 Yarim o‘tkazgichli diod va tranzistorlar | 414 |
| 27.7 Yarim o‘tkazgichlarning fotoo‘tkazuvchanligi. Ichki va ventilli fotoeffekt..... | 418 |
| 28. ATOM YADRO FIZIKASI..... | 422 |
| 28.1 Atom yadrosining tarkibi va asosiy xarakteristikalarini | 422 |
| 28.2 Yadroviy kuchlar..... | 425 |
| 28.3 Yadro massasi va bog‘lanish energiyasi..... | 426 |
| 28.4 Radioaktivlik..... | 428 |
| 28.5 Yadroviy reaksiyalar | 431 |
| 28.6 Atom yadrolarining bo‘linish reaksiyasi | 433 |
| 28.7 Zanjir reaksiyasi. Reaktorlar | 435 |
| 28.8 Termoyadroviy reaksiyalar | 437 |
| 29. OLAMNING ZAMONAVIY FIZIK MANZARASI | 441 |
| 29.1 Elementar zarralar | 441 |
| 29.2 Elementar zarralar xossalari va klassifikatsiyasi | 444 |
| 29.3 Fundamental o‘zaro ta’sirlar | 446 |
| 29.4 Olamni paydo bo‘lishi va evolyusiyasi | 448 |
| Foydalanilgan adabiyotlar..... | 451 |

A.G. GAIBOV

FIZIKA

Muharrir: X. Tahirov
Texnik muharrir: S. Meliquziyeva
Musahhah: M. Yunusova
Sahifalovchi: A. Muhammad

Nashr. lits № 1961. 07.04.2022.
Bosishga ruxsat etildi 29.08.2022.
Bichimi 60x84 1/16. Ofset qog‘ozi. “Times New Roman”
garniturasini. Hisob-nashr tabog‘i. 17,5.
Adadi 200 dona. Buyurtma № 1.

«BOOK TRADE 2022» MCHJ bosmaxonasida chop etildi.
Manzil: Chirchiq sh., Madaniyat MFY, Saodat ko‘chasi, 17-1.