

**O`ZBEKISTON RESPUBLIKASI
OLIIY VA O`RTA MAXSUS TA'LIM VAZIRLIGI**

ANDIJON MASHINASOZLIK INSTITUTI

**«TEXNOLOGIYA» FAKULTETI
“FIZIKA VA KIMYO”
KAFEDRASI**

**Fizika (Tebranish va to'liqlar, kvant mexanikasi)
MA'RUZALAR KURSI**

Bakalavriyatning

5310500- Avtomobilsozlik va traktorsozlik

5310600- Yer usti transport tizimlari

5320300- Texnologik mashinalar va jixozlar,

5311000- Texnologik jarayonlar va ishlab chiqarishni avtomotlashtirish va boshqarish.

5111000- Kasb ta'limi (Mashinasozlik texnologiyasi, mashinasozlik ishlab chiqarishni jihozlash va avtomatlashtirish)

5320200- Mashinasozlik texnologiyasi, mashinasozlik ishlab chiqarishni jihozlash va avtomatlashtirish.

5310700- Elektr texnikasi, elektr mexanikasi va elektr texnologiyalari.

*5310900- Metrologiya, standartlashtirish va mahsulot sifati menejmenti.
yo`nalishlarining talabalari uchun*

ANDIJON-2014

□TASDIQLAYMAN»
Andijon mashinasozlik
instituti o'quv-uslubiy
kengashida ko'rib chiqilgan va
ma'qullangan
Kengash raisi _____ dots. Q. Ermatov
«__» _____ 2014 y.

«MA'QULLANGAN»
«Texnika» fakulteti
kengashida muhokama qilingan va
ma'qullangan
Kengash raisi _____
«__» _____ 2014 y.

«TAVSIYA ETILGAN»
«Fizika va kimyo» kafedrası
majlisida muhokama qilingan va
tavsiya etilgan
Kafedra mudiri _____ dots M.T Xalilov
(Kafedra majlisining __ - sonli bayonnomasi
«__» _____ 2014 y)

Taqrizchilar:

1. Andijon davlat universiteti dotsenti, fizika-matematika fanlari nomzodi M.Nosirov.
2. Andijon mashinasozlik instituti «Umumtexnika fanlari» kafedrası dotsenti, texnika fanlari nomzodi X. Sobirov

Tuzuvchilar:

«Fizika va kimyo» kafedrası dotsenti texnika fanlari nomzodi M. Xalilov
«Fizika va kimyo» kafedrası assistenti O. Mirkomilov

-“Fizika” fanidan ma’ruzalar kursi–A.: AndMI, 2014 y.

Mundarija

1-Ma'ruza:	Garmonik tebranishlar.....	5
2-Ma'ruza:	Tebrangichlar.....	10
3-Ma'ruza:	Elektromagnit tebranishlar.....	13
4-Ma'ruza:	Elektromagnit tebranishlar(davomi).....	17
5-Ma'ruza:	Sonuvch tebranishlar.....	22
6-Ma'ruza:	Majburiy mexanik tebranishlar.....	28
7-Ma'ruza:	Majburiy elektromagnit tebranishlar.....	31
8-Ma'ruza:	To'lqin hodisalari.....	36
9-Ma'ruza:	To'lqin superpozitsiyasi.....	41
10-Ma'ruza:	Turg'un to'lqinlar.....	45
11-Ma'ruza:	AKUSTIKA.....	48
12-Ma'ruza:	Elektromagnit to'lqinlar.....	51
13-Ma'ruza:	Elektromagnit to'lqinlar shkalasi.....	56
14-Ma'ruza:	Kvant fizikasi.....	58
15-Ma'ruza:	To'lqin funksiyasi va uning statistik ma'nosi.....	61
16-Ma'ruza:	Zarrachaning turli muhitlardagi harakati.....	65
17-Ma'ruza:	Zarrachaning potensial to'siq orqali o'tishi.....	70
18-Ma'ruza:	Atomlarning chiziqli spektrlari.....	73
19-Ma'ruza:	Elementlarning davriy tizimi.....	78
20-Ma'ruza:	Aynigan va aynimagan elektron gazlar.....	80
21-Ma'ruza:	Mikrozarrachalarning xolatlar soni va zichligi.....	83
22-Ma'ruza:	Ideal gazning holat shartlari.....	86
23-Ma'ruza:	Fermi - Dirak taqsimotiga temperaturaning ta'siri.....	90
Adabiyotlar ro'yhati		

KIRISH

Ushbu ma'ruzalar kursi O'zbekiston Respublikasi Oliy va O'rta maxsus ta'lim vazirligi tomonidan tasdiqlangan Davlat ta'lim standartlari va yangi o'quv dasturlari asosida yozilgan bo'lib, 5311000 -texnologik jarayonlar va ishlab chiqarishni avtomatlashtirish. 5310500- Avtomobilsozlik va traktorsozlik 5521100 -yer usti transport tizimlari, . 5520600 – mashinasozlik texnologiyasi mashinasozlik ishlab chiqarishni jihozlash va ularni avtomatlashtirish 5320300 - texnologik mashinalar va jixozlar, 5111000 - kasb ta'limi (mashinasozlik texnologiyasi, mashinasozlik ishlab chiqarishni jihozlash va avtomatlashtirish) 5310700-Elektr texnikasi, elektr mexanikasi va elektr texnologiyalari, 5310900- Metrologiya,standartlashtirish va mahsulot sifati menejmenti, yo'nalishlari bo'yicha bakalavrlar tayyorlash namunaviy va ishchi dasturlar asosida tuzilgan.

Fizika kursining mexanika, elektromagnetizm bo'limiga tegishli materiallar xalqaro birliklar sistemasi (SI) da bayon qilingan.

Kadrlar tayyorlash Milliy dasturida mustaqil ishlarga ko'p e'tibor berish ko'zlangan va auditoriya soatlarining sezilarli qismi shularga ajratilgan. Bu sohada mul'timediali elektron ma'ruzalar matni talabalarning mustaqil shug'ullanishiga to'la imkon beraolmaydi. Uning ustiga hozirgi kundagi o'zbek tilida fizika fani bo'yicha mavjud bo'lgan darsliklar ko'p emas, hajmi va nazariy jihatdan muhandis kadrlar tayyorlash uchun mo'ljallangan.

Kelajak o'tmishda shakllanadi. Vaqtning uzviy bog'liqligini insoniyat rivojlanishda, ayniqsa fan va texnikaning rivojlanishida yaqqol tasavvur qilishi mumkin

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

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

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

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

1-Ma'ruza

Garmonik tebranishlar

Reja:

1. Garmonik tebranma harakat kinematikasi va dinamikasi
2. Garmonik tebranishlarning grafik tasvirlash usullari
3. Garmonik tebranish dinamikasining qonuni

Tayanch iboralar: erkin yoki xususiy tebranishlar, vektor diagrammalar, tebranishlar chastotasi, kinematik qonunlar, qaytaruvchi kuch, kvazielastik kuch, tebranishlarning differensial tenglamasi,

1. Garmonik tebranma harakat kinematikasi va dinamikasi

Vaqt o'tishi bilan takrorlanuvchi harakat yoki fizik jarayonlar **tebranishlar** deb ataladi. Tabiatda va texnikada tebranma harakatlar keng tarqalgandir. Misol uchun soat mayatnigining tebranishi, o'zgaruvchan elektr toki va boshqalar. SHuning uchun tebranma harakatlarning fizik tabiatiga qarab ularni mexanik, elektromagnit tebranishlar va b.ga ajratish mumkin. Ammo tebranma harakat yoki jarayonlar turli bo'lishiga qaramay, ularning barchasi umumiy qonuniyatlar asosida yuzaga keladi.

Jism yoki fizik jarayon muvozanat vaziyatiga ega bo'lishi zarur va uni shu holatidan chiqarish va avvalgi vaziyatiga qaytaruvchi kuchlar mavjud bo'lishi kerak. Agar jism dastlab olgan energiyasi hisobiga muvozanatdan chiqib, tashqi kuch yo'q holatida o'z tebranishlarini ancha vaqt amalga oshirib tursa, bunday tebranishlar **erkin yoki xususiy tebranishlar** deb ataladi. Ular orasida eng sodda ko'rinishi **garmonik tebranishlardir**.

Garmonik tebranishlarda tebranuvchi kattaliklar vaqt o'tishi bilan sinus yoki kosinus qonuniyatlariga bo'ysungan holda o'zgarishi kuzatiladi:

$$y = A \cdot \sin(\omega_0 t + \varphi) \quad (1.1)$$

bu erda u – tebranuvchi kattalik, A - tebranuvchi kattalikning amplitudasi (maksimal siljishi), $\omega_0 = \frac{2\pi}{T} = 2\pi\nu$ - doiraviy yoki siklik chastota, φ $t=0$ vaqtdagi tebranishning boshlang'ich fazasi, $\omega_0 t + \varphi$ - t – vaqtdagi tebranish fazasi.

Garmonik tebranuvchi tizimning ayrim holatlari tebranish davri deb ataluvchi T vaqtdan so'ng takrorlanib turadi. Bu davr ichida tebranish fazasi 2π ga o'zgaradi, ya'ni:

$$\omega_0(t + T) + \varphi = (\omega_0 t + \varphi) + 2\pi$$

Bu erdan tebranish davri quyidagiga teng bo'ladi:

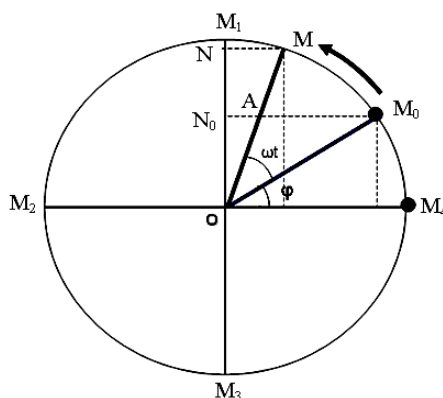
$$T = \frac{2\pi}{\omega_0} \quad (1.2)$$

Tebranish davriga teskari bo'lgan kattalik, birlik vaqt ichidagi to'la tebranishlar sonini belgilaydi va u **tebranishlar chastotasi** deb ataladi.

$$\nu = \frac{1}{T} \quad (1.3)$$

Chastota birligi Gers bilan o'lchanadi va 1 Gers -1 sekund davomida 1 sikl tebranish bo'lishini ko'rsatadi.

Garmonik tebranishlarga bir misol keltiramiz. M nuqta A radiusli aylana bo'ylab $\omega = \frac{2\pi}{T}$ burchak tezlik bilan tekis harakatlanayotgan bo'lsin (81-rasm).



81-rasm. Moddiy nuqtaning aylana bo'ylab harakati

Harakat boshlanishda

$$(t=0)$$

nuqta M_0 holatda deb hisoblaymiz. SHu nuqtaga o'tkazilgan $A=OM_0$ aylananing radiusi M nuqtaning burchak tezligiga teng tezlik bilan ko'rsatgich yo'nalishida aylanadi. Agar $t=0$ da radius gorizontaal o'q bilan φ burchak hosil qilgan bo'lsa, t vaqt o'tgandan so'ng esa $(\omega t + \varphi)$ qiymatga ega bo'ladi. M nuqta aylana bo'ylab ω burchak tezlik bilan harakatlanganda uning tik diametrga proeksiyasi N aylana markazi atrofida garmonik tebranishlar hosil qiladi.

N nuqtaning tik diametr bo'yicha siljishi yoki tebranishi sinus qonuni bilan ifodalanadi:

$$y = A \sin(\omega t + \varphi) \quad (1.4)$$

bu erda u – M nuqtaning tik diametrga proeksiyasi N nuqtaning O aylana markaziga nisbatan holatidir va tebranuvchi kattalik hisoblanadi.

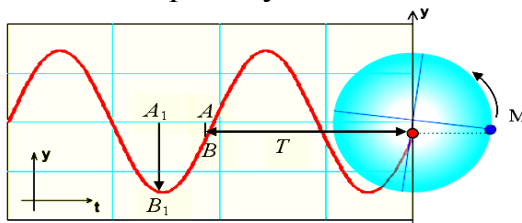
M nuqtaning OX o'qqa proeksiyasi ham shunday qonun asosida tebranadi:

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

(1.4) – ifodada t ni $t+T$ bilan olmashtirib, $\omega = \frac{2\pi}{T}$ ga tengligini hisobga olsak, M nuqtaning tik diametrga proeksiyasi N ni O nuqta atrofida tebranish qiymatini olamiz. x siljish kattaligining davriy ravishda oʻzgarishini kuzatamiz.

2. Garmonik tebranishlarning grafik tasvirlash usullari

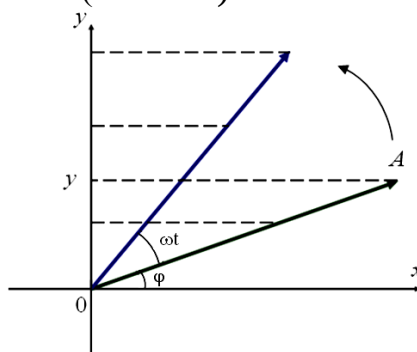
Gorizontal oʻq boʻyicha vatqning oʻzgarishini, vertikal oʻq boʻyicha esa siljishining oʻzgarishini keltirsak, siljishning oʻzgarishini grafik ravishda tassavur qilish mumkin. Natijada sinusoida qonuniyatini kuzatamiz (82-rasm).



82-rasm. Moddiy nuqtaning aylana traektoriyasidagi holatini u – oʻqqa proeksiyasining garmonik tebranishi

Bu erda istalgan vertikal AV kesma shu vaqtdagi siljishni koʻrsatadi, A_1V_1 – amplitudaning maksimal qiymatini, T – tebranish davrini koʻrsatadi.

Garmonik tebranishlarning grafik tasvirlash usullaridan yana biri **vektor diagrammalar** usuli hisoblanadi (83-rasm).



83-rasm. Garmonik tebranishning vektor diagramma orqali grafik tasviri

O nuqta atrofida ω_0 oʻzgarmas burchak tezlik bilan aylanayotgan, miqdor jihatdan oʻzgarmas A amplitudaga teng boʻlgan vektorni tasavvur qilamiz. Istalgan t vaqtdagi A vektorning vertikal oʻqqa proeksiyasi siljishga tengdir, gorizontal oʻq bilan hosil qilgan burchagi esa tebranishning fazasini bildiradi.

N nuqtaning siljishini t vaqt ichidagi bosib oʻtgan yoʻli deb hisoblasak, t vaqtdagi uning tezligi quyidagiga teng boʻladi:

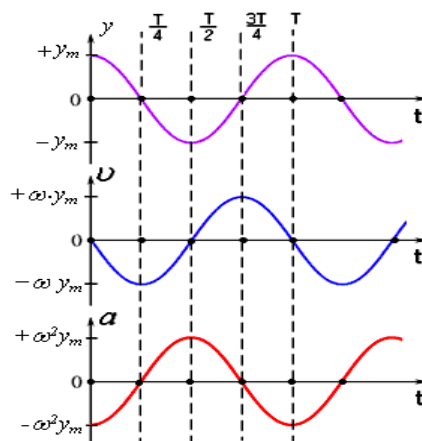
$$v = \frac{dy}{dt} = \omega A \cos(\omega t + \varphi) \quad (1.5)$$

Tezlanishni ham shunday aniqlaymiz:

$$a = \frac{dv}{dt} = -\omega^2 A \sin(\omega t + \varphi) = -\omega^2 y \quad (1.6)$$

Garmonik tebranayotgan nuqtaning tezlanishi siljishga proporsional boʻlib, ishorasi yoʻnalishga teskaridir.

(1.1)-, (1.5)- va (1.6)- ifodalar garmonik tebranishning **kinematik qonunlaridir** (84-rasm).



84-rasm. Garmonik tebranish kinetik parametrlarining vaqtga bog'liq o'zgarishlari

3. Garmonik tebranish dinamikasining qonuni

(1.6)- ifodaning ikki tarafini tebranayotgan nuqtaning massasiga ko'paytirsak, garmonik tebranish dinamikasining qonuniga ega bo'lamiz.

Vektor ko'rinishda quyidagicha ifodalanadi:

$$\vec{F} = m\vec{a} = -m\omega^2 A \sin(\omega t + \varphi) = -m\omega^2 y \quad (1.7)$$

Garmonik tebranayotgan jismga quyilgan kuch siljishga teskari yo'nalgan bo'lib, u jismni muvozanat holatiga qaytarishga intiladi, shu sababli bu kuch - **qaytaruvchi kuch** deb ataladi.

Kuchning siljishga bog'liqligi deformasiya ta'siridagi elastik kuchini eslatgani uchun, uni goh paytda **kvazielastik kuch** deb ham ataladi. O'z navbatida kvazielastik kuchlar tortishish yoki elastik kuchlariga o'xshab konservativ kuchlarga o'xshaydilar. SHu sababli, garmonik tebranayotgan jismlarning to'la mexanik energiyasi o'zgarmasdir, ya'ni energiyaning saqlanish qonuniga amal qiladi

$$E = T + U = \text{const} \quad (1.8)$$

Garmonik qonuniyat bilan tebranayotgan jismning kinetik energiyasi quyidagicha ifodalanadi:

$$T = \frac{mv^2}{2} = \frac{m\omega^2 A^2 \cos^2(\omega t + \varphi)}{2} \quad (1.9)$$

Kinetik energiya maksimal qiymatga ega bo'lganida potensial energiya U nolga teng bo'ladi. U holda to'la energiya

$$E = \frac{m\omega^2 A^2}{2}$$

ga teng bo'ladi. Boshqa vaqtlarda potensial energiya shunday ifodalanadi:

$$U = E - T = \frac{m\omega^2 A^2}{2} - \frac{m\omega^2 A^2 \cos^2(\omega t + \varphi)}{2} = \frac{m\omega^2 A^2 \sin^2(\omega t + \varphi)}{2} \quad (1.10)$$

Dinamikaning ikkinchi qonunidan, tebranayotgan jismlar uchun quyidagi ifodani o`rinli deb hisoblasa bo`ladi:

$$F = ma = m \frac{d^2 y}{dt^2} = -m\omega^2 y$$

$$\frac{d^2 y}{dt^2} + \omega^2 y = 0 \quad (1.11)$$

Bu ifoda garmonik **tebranishlarning differensial tenglamasi** deb ataladi. Uning echimi

$$y = A \cdot \sin(\omega t + \varphi)$$

dan iboratdir.

Takrorlash uchun savollar

1. Tebranishlar deb nimaga aytiladi.
2. Erkin yoki xususiy tebranishlar qanday tebranishlar.
3. Tebranish davri qanday aniqlanadi?
4. Vektor diagrammalar usulini tushuntiring.
5. Garmonik tebranishning kinematik qonunlarini sanang.
6. Qaytaruvchi kuchlar nima?
7. Tebranishlarning differensial tenglamasini yozing.

2-Ma'ruza Tebrangichlar

Reja:

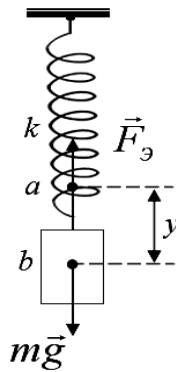
1. Prujinali mayatnik
2. Fizik mayatnik
3. Matematik mayatnik

Tayanch iboralar: prujinali mayatnik, fizik mayatnik, matematik mayatnik, tebranish davri, aylanma harakatning asosiy qonuni, elastiklik kuchi

1. Prujinali mayatnik

Garmonik tebranma harakat qiluvchi tizimlarga turli ko'rinishdagi mayatniklarni misol tariqasida keltirish mumkin.

Prujinali mayatnik – yuqori tarafi qo'zg'almas etib qotirilgan spiralli prujinaning pastiga ilingan m – massali yukchadan iboratdir (85-rasm).



85-rasm. Prujinali mayatnik

Prujinaning massasi yukchanning massasidan juda kichik deb hisoblanadi. Shuning uchun uning massasi hisobga olinmaydi.

Yukcha a holatda bo'lganida, yukning og'irligi bilan cho'zilgan prujinaning elastiklik kuchi muvozanatda ekanligini e'tiborga olamiz.

Agar spiralli prujinani cho'zib, yukchani V nuqtaga siljitib qo'yib yuborsak, u holatda yukcha yuqori va pastga qarab tebrana boshlaydi. Demak, t vaqtda, yukcha V nuqtada bo'lganida yukchaga ta'sir etuvchi kuchni quyidagicha ifodalaymiz:

$$F = -ky \quad (2.1)$$

Bu erda k – prujinaning elastiklik kuchi, u yukning siljishiga (u)ga proporsionaldir.

Agarda prujinali mayatnikning garmonik tebranishini hisobga olsak, (2.1)-ifodani (1.4) – ifoda bilan solishtirib quyidagi tenglikka ega bo'lamiz:

$$\vec{F} = m\vec{a} = -m\omega^2 \cdot A \cdot \sin(\omega t + \varphi) = -m\omega^2 \vec{y} = -k\vec{y}$$

$$k = m\omega^2 = m \frac{4\pi^2}{T^2} \quad (2.2)$$

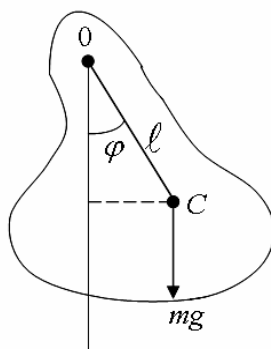
Prujinali mayatnikning tebranish davri

$$T = 2\pi \sqrt{\frac{m}{k}} \quad (2.3)$$

ga teng bo'ladi.

2. Fizik mayatnik

Fizik mayatnik – bu og'irlik markazi S nuqtadan o'tgan O o'q markazi atrofida tebranadigan jismdan iboratdir (86-rasm).



86-rasm. Fizik mayatnik

Bu erda O – tebranish o'qi markazi, S – tebranayotgan m – massali jismning og'irlik markazi, mg – jismning og'irlik kuchi, ℓ – fizik mayatnikning elkasi.

Agar mayatnik kichik φ burchakka og'dirilsa, mayatnikka qo'yilgan kuch momenti

$$M = -mg\ell \cdot \sin \varphi \approx -mg\ell \cdot \varphi \quad (2.4)$$

ga teng bo'ladi. Aylanma harakatning asosiy qonunini

$$M = I \frac{d^2\varphi}{dt^2} \quad (2.5)$$

(2.1) – ifodaga tenglashtirasak, quyidagi ifodaga ega bo'lamiz

$$I \frac{d^2\varphi}{dt^2} = -mg\ell \cdot \varphi$$

$$\frac{d^2\varphi}{dt^2} + \frac{mg\ell}{I} \varphi = 0 \quad (2.6)$$

Bundan fizik mayatnikning siklik chastotasi

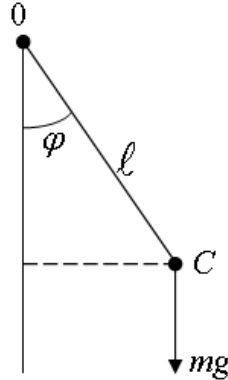
$$\omega = \sqrt{\frac{mg\ell}{I}}$$

ga teng bo'linishi ko'rinib turibdi. Fizik mayatnikning tebranish davrini quyidagicha ifodalash mumkin:

$$T = 2\pi \sqrt{\frac{I}{mg\ell}} \quad (2.7)$$

3. Matematik mayatnik

Matematik mayatnik – ogʻirligi hisobga olinmaydigan ℓ uzunlikdagi ipga osilgan m massali moddiy nuqtadir (87-rasm).



87-rasm. Matematik mayatnik

U fizik mayatnikning xususiy holidir. Ip vertikal oʻqdan kichik φ burchakka siljitsa, m massali moddiy nuqtaning inersiya momenti

$$I = m\ell^2$$

ga teng boʻladi. (2.7)- ifodaga inersiya momenti qiymatini qoʻysak, matematik mayatnikning tebranish davri ifodasiga ega boʻlamiz:

$$T = 2\pi \sqrt{\frac{I}{mg\ell}} = 2\pi \sqrt{\frac{m\ell^2}{mg\ell}} = 2\pi \sqrt{\frac{\ell}{g}} \quad (2.8)$$

Takrorlash uchun savollar

1. Prujinali mayatnik tuzilshini ayting.
2. Prujinali mayatnik uchun asosiy formulalarni yozing.
3. Fizik mayatnikning tebranish davri qanday aniqlanadi.
4. Matematik mayatnik qanday tuzilgan?
5. Matematik mayatnik ning davrini topish formulasini keltirib chiqaring.

3-Ma'ruza

Elektromagnit tebranishlar

Reja:

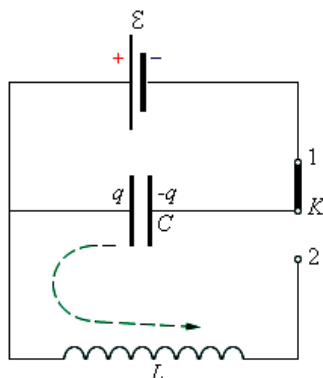
1. Yopiq elektr zanjirida elektromagnit tebranishlar.
2. Tomson formulasi
3. Tebranishlarni qo'shish

Tayanch iboralar: amplituda, fazalari farqi, turli xil bo'lgan ikkita tebranishlarni qo'shish, tebranish konturi, to'la tebranish davri, Tomson formulasi

1. Yopiq elektr zanjirida elektromagnit tebranishlar

S kondensator va L induktivlikdan tashkil topgan yopiq elektr zanjirida yuz beradigan zaryad, kuchlanish va toklarning tebranishlarini kuzatamiz.

Eng sodda tebranish konturi 88-rasmda keltirilgan.

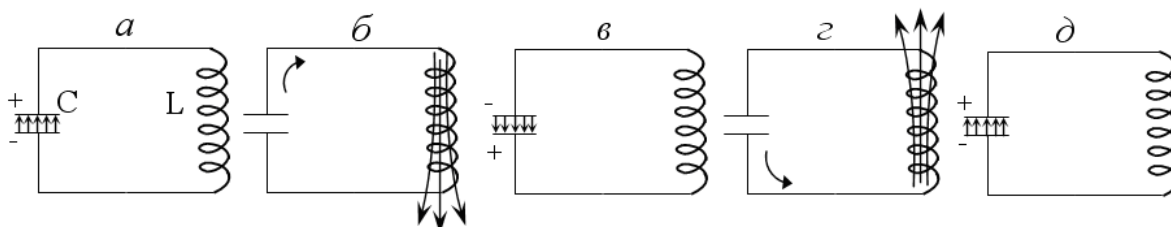


88-rasm. Eng sodda yopiq elektr zanjir

Berk zanjirning qarshiligini hisobga olmaymiz. K kalitni 1- holatga ulab, kondensatorni U_c potensiallar farqigacha zaryadlaymiz. Keyin K kalitni 2- holatga keltirib, yopiq zanjir hosil qilamiz. Boshlanishda energiyaning hammasi

$$W = \frac{CU_c^2}{2}$$

kondensatorning elektr maydonida joylashgan bo'ladi (89 a-rasm).



89-rasm. Yopiq elektr zanjirida elektromagnit tebranishlar

Keyin esa kondensator L induktivlik g'altagi orqali razryadlana boshlaydi va g'altak ichida magnit maydoni hosil bo'ladi. Kondensator to'la razryadlanganda zanjir orqali o'tayotgan tok maksimal qiymatga erishadi va barcha energiya g'altak ichidagi magnit maydoniga joylashgan bo'ladi (89b-rasm).

$$W = \frac{LI^2}{2} = \frac{CU_c^2}{2}$$

L induktivlik g'altagi qarshiligi ortishi bilan tokning qiymati kamaya boshlaydi, natijada g'altakda o'zinduksiya elektr yurituvchi kuchi

$$\mathcal{E}_{y3} = -L \frac{dI}{dt}$$

paydo bo'ladi. Bu EYUK zanjirdan o'tayotgan tokni o'sha yo'nalishda tiklashga intiladi. Natijada S kondensator yana zaryadlana boshlaydi (89v- *rasm*), ammo kondensator qoplamalarida zaryadlarning ishorasi avvalgi holatiga nisbatan teskari bo'ladi.

Zanjir bo'yicha tok yo'qolganda, S – kondensator to'la zaryadlanib bo'ladi va barcha energiya kondensator qoplamalari orasidagi elektr maydoniga joylashadi.

Undan keyin teskari yo'nalishda kondensator razryadlana boshlaydi va barcha energiya g'altak ichidagi teskari yo'nalishdagi magnit maydoniga o'tadi (89g-*rasm*). Shunday qilib, zanjirdagi elektromagnit tebranish bitta to'la tebranish davridan o'tadi.

2. Tomson formulasi

Kondensatordagi potentsiallar farqi

$$U_c = \frac{Q}{C}$$

ga tengdir. Kirxgofning 2-qonunidan tebranish konturidagi elektromagnit tebranishning differensial tenglamasini topamiz

$$-L \frac{dI}{dt} = \frac{Q}{C} \quad \text{yoki} \quad \frac{dI}{dt} + \frac{1}{LC} Q = 0 \quad (3.1)$$

Bu tenglamaning echimi siljish tenglamasi

$$y = A \cdot \sin(\omega t + \varphi)$$

ga o'xshashdir. Faqat “ u ” tebranuvchi kattalikni Q zaryadga, ω burchak tezlikni $\frac{1}{\sqrt{LC}}$ bilan almashtirsak

$$Q = Q_0 \sin\left(\frac{1}{\sqrt{LC}} t + \varphi\right) \quad (3.2)$$

ga ega bo'lamiz. Kondensator qoplamalaridagi potentsiallar farqini quyidagicha ifodalash mumkin.

$$U_c = \frac{Q_0}{C} \sin\left(\frac{1}{\sqrt{LC}} t + \varphi\right) \quad (3.3)$$

(49.2)- ifodadan vaqt bo'yicha hosila olsak, tebranish konturidagi tokning vaqt bo'yicha garmonik tebranish ifodasiga ega bo'lamiz.

$$I = \frac{dQ}{dt} = \frac{Q_0}{\sqrt{LC}} \cos\left(\frac{1}{\sqrt{LC}}t + \varphi\right) = \frac{Q_0}{\sqrt{LC}} \sin\left(\frac{t}{\sqrt{LC}} + \varphi + \frac{\pi}{2}\right) \quad (3.4)$$

(49.2)-, (49.3)-, (49.4)- ifodalardan kondensator qoplamalaridagi potensiallar farqi va kontur bo'yicha toklar o'zgarishini garmonik qonunlarga bo'ysunishi, ularning tebranish chastotalari bir xil qiymatga ega bo'lishi, kuchlanish va zaryadning fazalari bir xil ekanligi va tokning fazasidan $\pi/2$ qiymatga orqada qolishi ko'rinib turibdi.

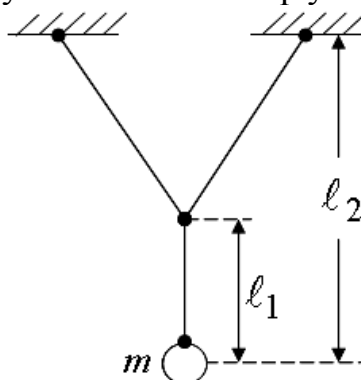
Agar siklik chastota $\omega = \frac{1}{\sqrt{LC}}$ ligini hisobga olsak, ideal konturning tebranish davri quyidagiga teng bo'ladi.

$$T = \frac{2\pi}{\omega} = 2\pi\sqrt{LC} \quad (3.5)$$

Bu ifoda **Tomson formulasi** deb ataladi.

3. Tebranishlarni qo'shish

Ayrim tebranuvchi tizimlarda jism bir vaqtning o'zida bir necha harakatda qatnashishi mumkin. Shunday tizimlardan biri quyidagi 90-rasmda keltirilgan.



90-rasm. *M* massali jismning bir-biriga perpendikulyar tekisliklardagi tebranishi

m massali jism rasm tekisligida ℓ_1 uzunlikdagi oddiy mayatnik singari tebranadi. Shu tekislikka perpendikulyar yo'nalishda esa, ℓ_2 uzunlikdagi mayatnik kabi tebranadi. Shu sababli, jismning natijaviy harakatini aniqlash zarur bo'ladi. Quyida garmonik tebranishlarni qo'shishning ayrim hollarini ko'rib chiqamiz.

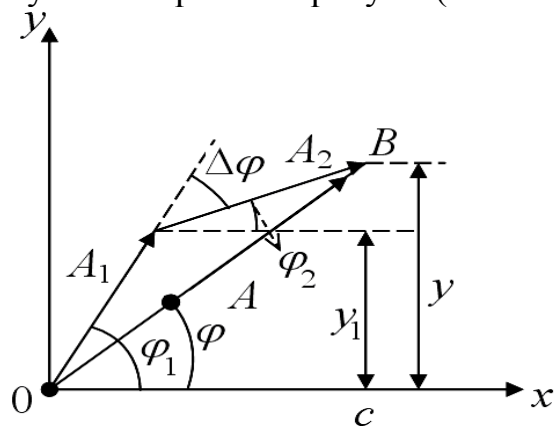
Bir yo'nalishdagi tebranishlarni qo'shish.

Jism chastotalari bir xil, amplituda va fazalari farqi qiladigan ikkita

$$y_1 = A_1 \sin(\omega t + \varphi_1) \quad (3.6)$$

$$y_2 = A_2 \sin(\omega t + \varphi_2)$$

tebranishlarda ishtirok etadi deb hisoblaymiz. Tebranish-larni vektorlar diagrammasi usulidan foydalanib qo`shish qulaydir (91-rasm).



91-rasm. Bir yo`nalishdagi tebranishlarni vektorlar diagrammasi usulida qo`shish

$\vec{A}_1$ va $\vec{A}_2$ vektorlar bir xil ω burchak tezlik bilan aylanishlari sababli, fazalar siljishi doimo o`zgarmasdir. Natijaviy tebranish tenglamasi quyidagichadir:

$$y = y_1 + y_2 = A \sin(\omega t + \varphi) \quad (3.7)$$

$\vec{A}$ vektor $\vec{A}_1$ va $\vec{A}_2$ vektorlarning geometrik yig`indisiga teng, ya`ni $\vec{A} = \vec{A}_1 + \vec{A}_2$, uning ustiga oldingi ω burchak tezlik bilan aylanadi.

Natijaviy tebranishning amplitudasi kvadrati quyidagiga teng:

$$A^2 = A_1^2 + A_2^2 + 2A_1A_2 \cos(\varphi_1 - \varphi_2) \quad (3.8)$$

φ boshlang`ich faza $\text{tg} \varphi = \frac{BC}{OC}$ nisbat bilan aniqlanadi yoki

$$\text{tg} \varphi = \frac{A_1 \sin \varphi_1 + A_2 \sin \varphi_2}{A_1 \cos \varphi_1 + A_2 \cos \varphi_2} \quad (3.9)$$

ga tengdir. Shunday qilib, jism bir xil chastotali, bir yo`nalishda sodir bo`ladigan ikkita garmonik tebranishlarda qatnashib, o`sha chastotali, o`sha yo`nalishda garmonik tebranadi. (3.9)- ifodadan,  $A$  amplituda  $\varphi_1 - \varphi_2 = m\pi$  bo`lganda

maksimal, $\varphi_1 - \varphi_2 = (2m-1)\frac{\pi}{2}$ bo`lganda minimal va  $A_1 = A_2$  bo`lganda nol`

qiymatlarga ega bo`lishi ko`rinib turibdi. Bu erda $m = 0, 1, 2, 3, \dots$, qiymatlarni qabul qiladi. Natijaviy tebranishga o`sha yo`nalishda ω burchak tezlikli uchinchi tebranishni qo`shilishi shu chastotali yangi garmonik tebranishga olib keladi.

Takrorlash uchun savollar

1. Eng sodda yopiq elektromagnit tebranish konturini ko`rsating.
2. Tomson formulasi keltirib chiqaring.
3. Elektromagnit tebranishlar davri qanday topiladi?
4. Bir yo`nalishdagi tebranishlarni qo`shishni tushuntiring.

4-Ma'ruza Elektromagnit tebranishlar(davomi)

Reja:

1. Turli xil bo'lgan ikkita tebranishlarni qo'shish
2. Bir-biriga perpendikulyar bo'lgan tebranishlarni qo'shish

Tayanch iboralar: tepkilar, ellips, Lissaju figuralari, yarim o'qlar, siklik chastota

1. Turli xil bo'lgan ikkita tebranishlarni qo'shish

Tebranish yo'nalishi bir xil, chastota, amplituda va boshlang'ich fazalari har xil bo'lgan ikkita tebranishlarni qo'shish

$$\left. \begin{aligned} y_1 &= A_1 \sin(\omega_1 t + \varphi_1) \\ y_2 &= A_2 \sin(\omega_2 t + \varphi_2) \end{aligned} \right\} \quad (4.1)$$

Agarda $\omega_1 = \omega_2$ va $\varphi_1 = \varphi_2 = \varphi$ bo'lsa, ikkita tebranishlar amplitudasi bir xil bo'ladi.

Faraz qilaylik, $\omega_2 > \omega_1$ bo'lsin. Bu holda, tebranishlarni qo'shishni analitik usul bilan amalga oshirish qulaydir.

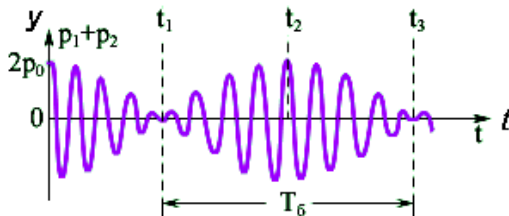
(4.1)- ifodadagi ikkita tenglikni qo'shsak, natijaviy tebranish tenglamasiga ega bo'lamiz:

$$y = y_1 + y_2 = 2A \cos\left(\frac{\omega_1 - \omega_2}{2}t\right) \sin\left(\frac{\omega_1 + \omega_2}{2}t + \varphi\right) \quad (4.2)$$

bu erda $\sin\left(\frac{\omega_1 + \omega_2}{2}t + \varphi\right)$ – davriy ko'paytmadir, $A = \left|2A_0 \cos\frac{\omega_1 + \omega_2}{2}t\right|$ – natijaviy tebranishning amplitudasidir.

Jism siljishi yo'nalishining ishorasi o'zgarib turganligi uchun, A amplitudaning ifodasini moduli bo'yicha olamiz.

Amplituda vaqtga bog'liq bo'lib, ω_1 va ω_2 yarim farqlariga teng bo'lgan chastota bo'yicha o'zgarib turadi. Bunday tebranish 92-rasmda



92-rasm. Yo'nalishlari bir xil bo'lgan tebranishlarni qo'shishda tepkilarning hosil bo'lishi

keltirilgan, uzluksiz chiziqli siljish o'zgarishini, amplituda o'zgarishi esa natijaviy tebranishni tasvirlaydi. Natijaviy tebranish amplitudasi goh oshib, goh pasayib turadi. Shunday davriy o'zgaradigan amplitudali tebranish **tepkilar** deb ataladi.

Tebranishni tashkil etuvchilarning amplitudalari bir-biriga teng bo'lmasa, natijaviy tebranish amplitudasi nolgacha tushmaydi va fazalar farqi π ga teng bo'lganda minimumdan o'tadi. (4.2)- tenglamadan quyidagiga ega bo'lamiz:

$$y = 2A_0 \cos \Omega t \sin \omega t$$

bu erda, $\Omega = 2\pi\nu = \frac{\omega_1 - \omega_2}{2}$, $\nu = \frac{\nu_1 - \nu_2}{2}$, ya'ni $\omega = |\omega_1 - \omega_2|$ siklik chastota $\nu = |\nu_1 - \nu_2|$ chastotaga mos keladi.

Bitta to'la tebranish vaqtida tebranish amplitudasi ikki marta maksimumga erishadi, shu sababli tepkilar chastotasi qo'shiladigan tebranishlar chastotalari farqiga teng bo'ladi. Ko'pincha tepki hodisasi tovushli va elektr tebranishlarida kuzatiladi.

2. Bir-biriga perpendikulyar bo'lgan tebranishlarni qo'shish

Material nuqta x o'qi bo'ylab va unga perpendikulyar bo'lgan u o'qi bo'ylab tebranishi mumkin. Agarda ikki tebranishni qo'zg'atsak, moddiy nuqta tebranishni tashkil etuvchilari traektoriyalaridan farqli bo'lgan qandaydir traektoriya bo'ylab harakatlanadi.

Nuqtaning siljish tenglamasi quyidagicha bo'lsin:
 u o'qi bo'ylab

$$y = A_1 \sin(\omega_0 t + \varphi_1) \quad (4.3)$$

x o'qi bo'ylab

$$x = A_2 \sin(\omega_0 t + \varphi_2)$$

bu erda $\Delta\varphi = \varphi_2 - \varphi_1$ ikkala tebranish fazalari farqidir. (4.3)- tenglamalardan ikkita bir-biriga o'zaro perpendikulyar bo'lgan tebranishlarda qatnashayotgan nuqtaning harakat traektoriyasi tenglamasiga ega bo'lamiz:

$$\frac{y}{A_1} = \sin(\omega_0 t + \varphi_1); \quad \frac{x}{A_2} = \sin(\omega_0 t + \varphi_2)$$

Bu tenglamalardan t vaqtini yo'qotsak, quyidagi ifodaga ega bo'lamiz.

$$\frac{y^2}{A_1^2} + \frac{x^2}{A_2^2} + 2 \frac{xy}{A_1 A_2} \cos(\varphi_2 - \varphi_1) = \sin^2(\varphi_2 - \varphi_1) \quad (4.4)$$

Bu tenglama, o'qlari x va u koordinata o'qlariga nisbatan yo'nalgan ellipsning tenglamasidir.

Bir necha xususiy hollarda traektoriya formulalarini tekshirib ko'ramiz.

a) Fazalar farqi nolga teng bo'lsin, ya'ni $\Delta\varphi = 0$. U holda (4.4)- tenglama quyidagi ko'rinish oladi

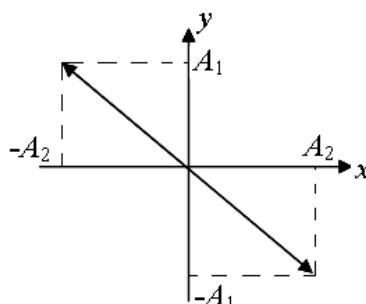
$$\left(\frac{x}{A_1} + \frac{y}{A_2} \right)^2 = 0$$

Bu tenglamaning echimi

$$\frac{y}{A_1} = -\frac{x}{A_2} \quad \text{yoki} \quad y = -\frac{A_1}{A_2} x$$

to'g'ri chiziqdan iboratdir. Nuqta koordinat tizimining ikkinchi va to'rtinchi kvadrantlaridan o'tuvchi chiziq bo'ylab tebranadi (93-rasm).

$$\varphi_2 - \varphi_1 = \pi; 3\pi; \dots$$



93-rasm. Fazalar farqi nolga teng tebranishlar qo'shilishdagi natijaviy tebranish ($\Delta\varphi=0$)

Nuqtaning siljishi $r = \sqrt{A_1^2 + A_2^2} \cdot \sin \omega_0 t$ ga teng bo'ladi. Bu erda $A = \sqrt{A_1^2 + A_2^2}$ - uning amplitudasi, ω_0 - siklik chastotasidir.

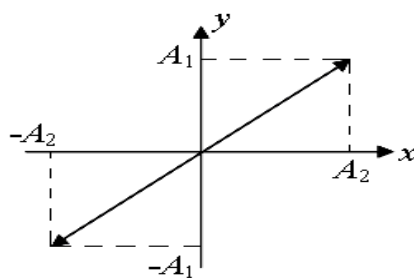
b) fazalar farqi $\Delta\varphi = \pi$ ga teng bo'lsin.

(4.4)- tenglamadan quyidagi to'g'ri chiziq tenglamasini keltirib chiqaramiz.

$$\frac{y^2}{A_1^2} + \frac{x^2}{A_2^2} - \frac{2xy}{A_1 A_2} = 0 \quad \text{yoki} \quad \frac{y}{A_1} = \frac{x}{A_2}$$

Bu to'g'ri chiziq koordinata tizimining birinchi va uchinchi kvadrantlaridan o'tadi (94-rasm).

$$\varphi_2 - \varphi_1 = 0; 2\pi; \dots$$

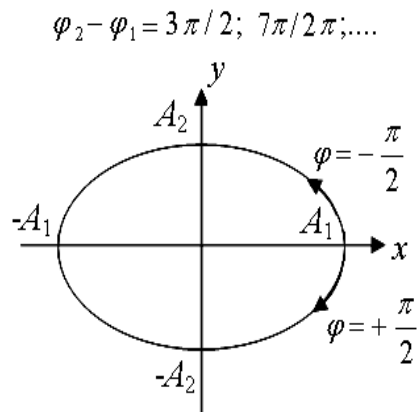


94-rasm. Fazalar farqi π ga teng bo'lgan tebranishlar qo'shilishidagi natijaviy tebranish ($\Delta\varphi=\pi$)

v) fazalar farqi $\Delta\varphi = \pm \frac{\pi}{2}$ ga teng bo'lsin, u holda (4.4)- tenglama ellips tenglamasiga o'tadi:

$$\frac{x^2}{A_1^2} + \frac{y^2}{A_2^2} = 1$$

Bu erda ellipsning yarim o`qlari tebranish amplitudalariga teng bo`ladi. $\Delta\varphi = \frac{\pi}{2}$ va $\Delta\varphi = -\frac{\pi}{2}$ hollar ellips bo`yicha harakat yo`nalishlari bilan farq qiladilar (95-rasm).

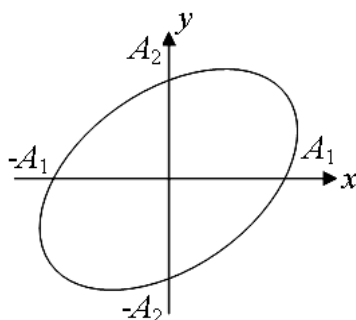


95-rasm. Fazalar farqi $\pm \frac{\pi}{2}$ ga teng bo`lgan tebranishlar qo`shilishidagi natijaviy tebranish

$A_1 = A_2$ bo`lganda ellips aylanaga aylanadi.

g) Ikkala tebranish davrlari bir xil bo`lib, fazalar farqi  $\frac{\pi}{2}$  dan farq qilsa, nuqtaning traektoriyasi og`ishgan ellips ko`rinishga ega bo`ladi (96-rasm).

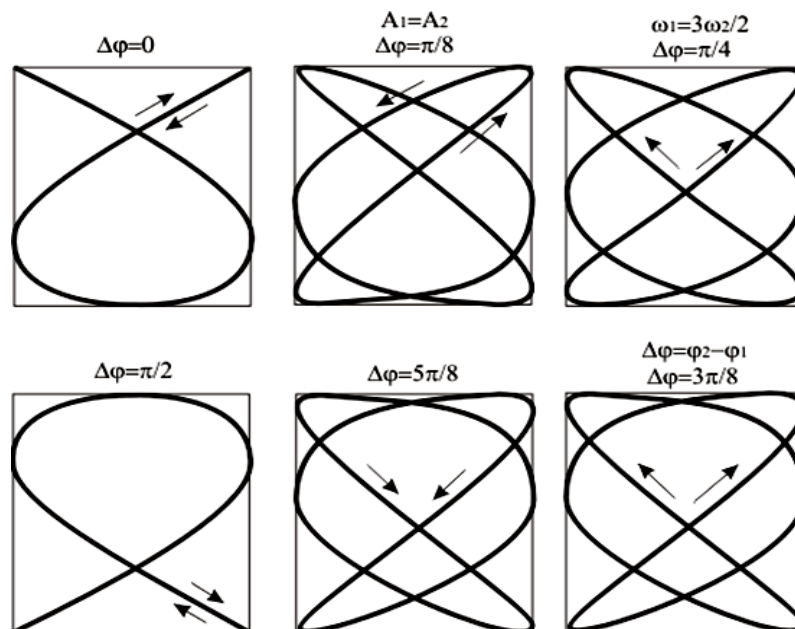
$$\varphi_2 - \varphi_1 = \pi/2; 5\pi/2\pi; \dots$$



96-rasm. Og`ishgan ellips ko`rinishidagi tebranish

$$\Delta\varphi \neq \frac{\pi}{2}$$

d) Tebranishni tashkil etuvchilar davrlari har xil bo`lganda va har xil boshlang`ich fazalarda natijaviy tebranish traektoriyalari murakkab ko`rinishga ega bo`ladi. Ularning ayrim ko`rinishlari 97-rasmda keltirilgan.



97-rasm. Lissaju figuralari

Bunday egri chiziqlar Lissaju figuralari deb

Takrorlash uchun savollar

1. Turli xil bo'lgan ikkita tebranishlarni qo'shish qanday amalgam oshiriladi.
2. Tepkilar deb nimaga aytiladi?
3. Bitta to'la tebranish vaqtida tebranish amplitudasi necha marta maksimumga erishadi?
4. Nuqtaning siljish tenglamasini yozing.
5. Bir necha xususiy hollarda traektoriya formulalarini tekshirib yozing.
6. Lissaju figuralari qanday figuralar.

5-Ma'ruza Sonuvch tebranishlar

Reja:

1. So'nuvchi erkin mexanik tebranishlar
2. Qarshilikli elektromagnit zanjirdagi erkin so'nuvchi tebranishlar

Tayanch iboralar: erkin so'nuvchi tebranma harakatlar, so'nish ko'effisienti, xususiy chastota, so'nish dekrementi, aperiodik

Vaqt o'tishi bilan tebranish tizimining energiyasi asta-sekin yo'qotilishiga bog'liq tebranishlar – so'nuvchi tebranishlar deb ataladi. Boshqacha qilib aytganda, energiya zahirasi muhitning qarshiligi, ishqalanish kuchlarini engishga sarf bo'ladi va tebranish so'na boshlaydi, tebranish amplitudasi asta-sekin kamaya boradi. Bu xollarda **erkin so'nuvchi tebranma harakatlar** kuzatiladi.

Mexanik tebranma harakatlarda ishqalanish hisobiga energiya issiqlik energiyasiga o'tib kamaya boradi.

Elektromagnit energiya elektromagnit tebranish tizimi qarshiliklarida issiqlik ajralishiga sarf bo'lishi hisobiga kamaya boradi.

Oddiy chiziqli tizimlarni, ya'ni prujinali mayatnik yoki induktivlik, sig'im va qarshilikdan iborat bo'lgan tebranish konturini ko'rib chiqamiz.

1. So'nuvchi erkin mexanik tebranishlar

So'nuvchi tebranishlarning differensial tenglamasini keltirib chiqarishga harakat qilamiz. Tebranuvchi jismga qaytaruvchi kuch va jismning harakat tezligiga proporsional bo'lgan qarshilik kuchlarning yig'indisi ta'sir etadi, deb hisoblaylik.

Bu erda $F_q = -r \frac{dy}{dt}$ qarshilik kuchi, r - qarshilik ko'effisienti, $\frac{dy}{dt}$ - harakat tezligi, “–” ishora ishqalanish kuchi doimo harakat tezligi yo'nalishiga teskari ekanligini bildiradi.

OU o'q bo'ylab so'nuvchi to'g'ri chiziqli tebranish uchun N'yutonning II qonuni quyidagi ko'rinishga ega bo'ladi:

$$m \frac{d^2 y}{dt^2} = F + F_q = -m\omega_0^2 y - r \frac{dy}{dt} \quad (5.1)$$

Bu erda (y) – tebranuvchi kattalik, ω_0 - qarshilik kuchi yo'qligidagi tebranishlar chastotasi yoki tebranuvchi tizimning xususiy chatotasidir.

Tenglikning hadlarini m ga bo'lsak quyidagi ifodaga ega bo'lamiz:

$$\frac{d^2 y}{dt^2} + \frac{r}{m} \frac{dy}{dt} + \omega_0^2 y = 0 \quad (5.2)$$

Bu ifoda **erkin so'nuvchi tebranishlarning differensial tenglamasi** deb ataladi.

Bu erda $\frac{r}{m} = 2\beta$, β - soʻnish koʻeffisienti deb ataladi.

(5.2) tenglamani quyidagi koʻrinishda ham yozish mumkin:

$$\frac{d^2 y}{dt^2} + 2\beta \frac{dy}{dt} + \omega_0^2 y = 0 \quad (5.3)$$

Bu tenglamaning echimi

$$y = A_0 e^{-\beta t} \sin(\omega' t + \varphi) \quad (5.4)$$

dan iboratdir. Bu erda, $\omega' = \sqrt{\omega_0^2 - \beta^2}$ soʻnuvchi tebranishning chastotasidir

$$\omega' = \sqrt{\omega_0^2 - \beta^2} = \sqrt{\omega_0^2 - \frac{r^2}{4m^2}} \quad (5.5)$$

Muhitning qarshiligi yoʻq holatda ($r=0$) (5.5) – ifoda tizimning **xususiy chastotasiga** tenglashadi.

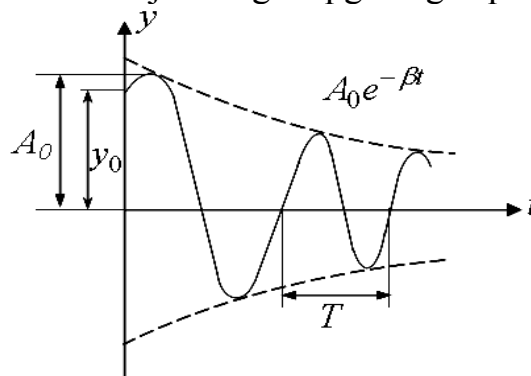
$$\omega' = \omega_0$$

(5.4) - funksiya koʻrinishiga qarab, tizimning harakatini ω' chastotali, amplitudasi vaqt boʻyicha oʻzgaradigan quyidagi

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

soʻnuvchi tebranish deb qarash mumkin. Bu erda A_0 - vaqtning boshlangʻich holatidagi tebranish amplitudasidir.

98-rasmda amplituda va siljishning vaqtga bogʻliq egri chiziqlari keltirilgan.



98-rasm. Erkin soʻnuvchi tebranishning amplitudasining vaqtga bogʻliq oʻzgarishi

Egri chiziqlarning yuqorigisi

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

funksiya grafigini belgilaydi. Bu erda A_0 va y_0 boshlang'ich momentdagi amplituda va siljishning qiymatlaridir.

Boshlang'ich siljish y_0 o'z vaqtida, A_0 dan tashqari, boshlang'ich fazaga ham bog'liqdir:

$$y_0 = A_0 \sin \alpha$$

Tebranishning so'nish tezligi $\beta = \frac{r}{2m}$ bilan aniqlanadi va u **so'nish koeffisienti** deb ataladi.

Amplituda "e" marta kamayishga ketgan vaqt

$$e^{-\beta t} = e^{-1}, \quad \tau = \frac{1}{\beta} = \frac{2m}{r}$$

ga tengdir. So'navchi tebranishlar davri

$$T = \frac{2\pi}{\omega'} \quad (5.6)$$

ifoda bilan aniqlanadi. Muhitning qarshiligi sezilarli ravishda kichik bo'lganda ($\beta^2 < \omega_0^2$), tebranish davri xususiy davrga tengdir

$$T_0 = \frac{2\pi}{\omega_0}$$

So'nish koeffisienti ortishi bilan tebranish davri kattalasha boradi.

Bitta to'la davrning boshlang'ich va oxirgi holatlariga mos keluvchi amplitudalar nisbati quyidagiga tengdir:

$$\frac{A(t)}{A(t+T)} = e^{\beta\tau} \quad (5.7)$$

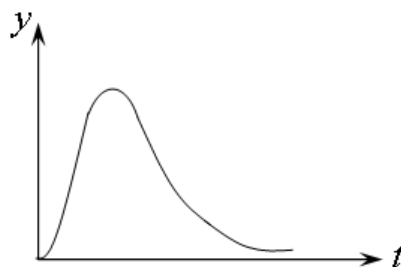
va uni **so'nish dekrementi** deb atashadi. Bu ifodaning logarifmi **so'nishning logarifmik dekrementi** deb ataladi:

$$\delta = \ln \frac{A(t)}{A(t+T)} = \ln e^{\beta\tau} = \beta\tau \quad (5.8)$$

So'nishning logarifmik dekrementi bir davr ichida amplitudaning nisbiy kamayishini xarakterlaydi, so'nish koeffisienti esa amplitudaning birlik vaqt ichidagi nisbiy kamayishini ko'rsatadi.

Yuqorida ta'kidlangandek, so'nish koeffisienti r qarshilik koeffisientiga to'g'ri va tebranuvchi jismning massasiga teskari proporsionaldir.

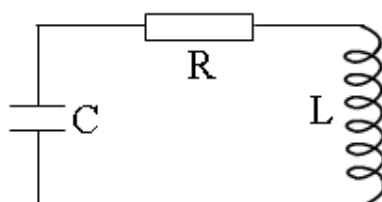
(51.5) - ifodadan siklik chastota ω' xususiy chastota - ω_0 dan kichikligi ko'rinib turibdi. Agarda muhitning qarshiligi juda katta bo'lsa $\beta > \omega_0$ dir, ildiz ostidagi $\omega_0^2 - \beta^2$ ifoda manfiy, siklik chastota esa mavhum bo'ladi. Bu holatda jism davriy bo'lmagan - **aperiodik** harakat qila boshlaydi (99-rasm).



99-rasm. Davriy bo'lmagan aperiodik tebranish
 $\beta > \omega_0$

2. Qarshilikli elektromagnit zanjirdagi erkin so'navchi tebranishlar

Kondesator, g'altak va qarshilikdan iborat bo'lgan har qanday zanjirda elektromagnit so'navchi tebranishlar sodir bo'ladi. Shunday zanjir 100-rasmدا tasvirlangan.



100-rasm. Qarshilikli elektromagnit zanjiri

Agar kondensatorni zaryadlasak va zanjirni o'z holicha qoldirsak, unda elektromagnit so'navchi tebranishlar sodir bo'ladi. Chunki zanjir bo'yicha tok qarshilik qismidan o'tayotganda elektr energiyasi issiqlik energiyasi ajralib chiqishiga sarf bo'ladi. Shu sababli, konturdagi energiya zahirasi va tebranishlar amplitudasi asta-sekin kamaya boradi, natijada tebranishlar so'naboshlaydi.

So'navchi elektromagnit tebranish uchun Kirxgofning II qonunini yozamiz:

$$-L \frac{dI}{dt} = RI + \frac{Q}{C}, \quad (5.9)$$

bu erda RI – qarshilikdagi kuchlanish tushishidir. I ni $\frac{dQ}{dt}$ va $\frac{dI}{dt}$ ni $\frac{d^2Q}{dt^2}$ bilan almashtirsak, quyidagiga ega bo'lamiz:

$$\frac{d^2Q}{dt^2} + \frac{R}{L} \frac{dQ}{dt} + \frac{1}{LC} Q = 0 \quad (5.10)$$

Bu ifoda erkin so'navchi tebranishlarning differensial tenglamasini o'zidir. Bu vaqtda tebranuvchi kattaliklar bir-biriga quyidagicha o'xshashlikka egadirlar.

$$y \rightarrow Q, \quad r \rightarrow R, \quad m \rightarrow L \quad \text{va} \quad \omega_0 \rightarrow \frac{1}{\sqrt{LC}}$$

Endi $\beta = \frac{R}{2L}$, $\omega_0^2 = \frac{1}{LC}$ belgilashlarni kiritsak (5.10) – ifoda quyidagi ko'rinishni oladi

$$\frac{d^2Q}{dt^2} + 2\beta \frac{dQ}{dt} + \omega_0^2 Q = 0 \quad (5.11)$$

Bu differensial tenglama so`nuvchi mexanik tebranishlarning differensial tenglamasiga o`xshashdir. $\beta^2 < \omega_0^2$ yoki $\frac{R^2}{4L^2} < \frac{1}{LC}$ shartlar bajarilgan holda, (5.11) – ifodaning echimi quyidagidan iborat bo`ladi.

$$Q = Q_0 e^{-\beta t} \sin(\omega' t + \alpha) \quad (5.12)$$

bu erda

$$\omega' = \sqrt{\omega_0^2 - \beta^2} = \sqrt{\frac{1}{LC} - \frac{R^2}{4L^2}} \quad (5.13)$$

Bu holda ham, elektromagnit so`nuvchi tebranishlar chastotasi ω' xususiy chastota ω_0 dan kichikdir.

$R=0$ bo`lganda  $\omega' = \omega_0 = \frac{1}{\sqrt{LC}}$  shart bajariladi. Faza o`zgarishi nolga teng bo`lgan ( $\alpha=0$ ) oddiy holatni ko`ramiz.

$$Q = Q_0 e^{-\beta t} \sin \omega' t \quad (5.14)$$

Tok uchun

$$I = Q_0 e^{-\beta t} [-\beta \sin \omega' t + \omega' \cos \omega' t] \quad (5.15)$$

$\omega' = \sqrt{\omega_0^2 - \beta^2}$ tenglamadan xususiy chastotani quyidagicha ifodalash mumkin.

$$\omega_0 = \sqrt{\omega'^2 + \beta^2}$$

Natijada tok qiymati quyidagi ko`rinish oladi:

$$I = \omega_0 Q e^{-\beta t} \left[-\frac{\beta}{\sqrt{\omega'^2 + \beta^2}} \sin \omega' t + \frac{\omega'}{\sqrt{\omega'^2 + \beta^2}} \cos \omega' t \right] \quad (5.16)$$

Kondensator qoplamalaridagi kuchlanish tushishi quyidagiga teng bo`ladi:

$$U = \frac{Q}{C} = \frac{Q_0}{C} e^{-\beta t} \sin(\omega' t + \alpha) = U_0 e^{-\beta t} \sin(\omega' t + \alpha) \quad (5.17)$$

Qarshilikli tebranish konturida kondensator qoplamalaridagi zaryad, kuchlanish tushishi va toklar bir xil so`nish koeffisienti bilan erkin so`nuvchi tebranish hosil qiladilar. Bu holda zaryad va kuchlanish bir xil fazada tebranadilar, tok fazasi esa doimo $\frac{\pi}{2}$ burchakda oldinda boradi.

Takrorlash uchun savollar

1. erkin so`nuvchi tebranma harakatlar qanday bo'ladi.
2. So`nuvchi erkin mexanik tebranishlarni tushuntiring.
3. Erkin so`nuvchi tebranishlarning differensial tenglamasini yozing.
4. Xususiy chastota qanday ma'noga ega?
5. S o`nish koeffisientini tushuntiring.

6-Ma'ruza Majburiy mexanik tebranishlar

Reja:

1. Majbur etuvchi kuch. Tebranish tenglamasi
2. Rezonans hodisasi

Tayanch iboralar: majbur etuvchi kuch, majburiy tebranishlar, rezonans chastotasi, rezonans chiziqlari, boshlang'ich faza

1. Majbur etuvchi kuch. Tebranish tenglamasi

Doimo ta'sir qiluvchi, davriy tashqi kuch ta'sirida tizimning tebranishi **majburiy tebranishlar** deb ataladi. Ta'sir etuvchi kuch **majbur etuvchi kuch** deb ataladi.

Oddiy holatlarda bu kuch garmonik qonuniyatlarga asosan o'zgaradi:

$$F = F_0 \sin \omega t$$

bu erda F_0 – majbur etuvchi kuchning amplitudasi, ω - shu kuch o'zgarishining siklik chastotasi. Odatda, tebranayotgan tizimga majbur etuvchi kuchdan tashqari, qaytaruvchi kuch $F_k = -ky = -m\omega_0^2 y$ va muhitning qarshilik kuchi $F_c = -r\dot{y} = r \frac{dy}{dt}$ ta'sir etadi. Bu kuchlarning ta'siri natijasida m massali tizim N'yutonning II qonuniga asosan a - tezlanish oladi.

$$ma = -ky - r\dot{y} + F_0 \sin \omega t \quad (6.1)$$

Bu ifodaning ikki tarafini m massaga bo'lsak, m tebranayotgan jismning tezlanishi ifodasiga ega bo'lamiz:

$$a = -\frac{k}{m}y - \frac{r}{m}\dot{y} + \frac{F_0}{m}\sin \omega t$$

Quyidagi almashtirishlardan so'ng

$$a = \frac{d^2 y}{dt^2}; \quad \dot{y} = \frac{dy}{dt}; \quad \frac{k}{m} = \omega_0^2; \quad \frac{r}{m} = 2\beta; \quad \frac{F_0}{m} = f_0$$

majburiy tebranishlarning tenglamasiga ega bo'lamiz:

$$\frac{d^2 y}{dt^2} + 2\beta \frac{dy}{dt} + \omega_0^2 y = f_0 \sin \omega t \quad (6.2)$$

Bu ifoda ikkinchi tartibli, chiziqli, bir jinsli bo'lmagan differensial tenglamadir. Tenglamaning echimi ikki funksiyaning yig'indisidan iboratdir:

$$y = A_0 e^{-\beta t} \sin\left(\sqrt{\omega_0^2 - \beta^2} t\right) + A \sin(\omega t + \varphi) \quad (6.3)$$

Shunday qilib, majburiy tebranish

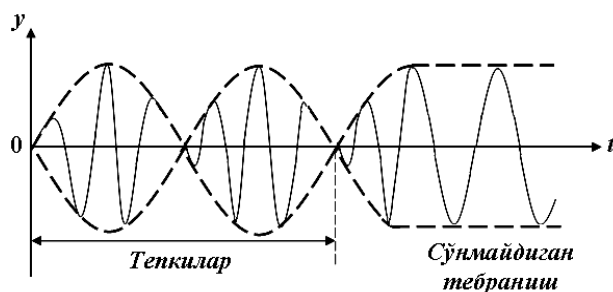
$$\omega^1 = \sqrt{\omega_0^2 - \beta^2}$$

siklik chastotali so`nuvchi tebranish va  $\omega$  chastotali garmonik tebranishlar yig`indisidan iboratdir.

Avval, $\omega' \neq \omega$ holatda **tepkilar** hosil bo`ladi, undan keyin birinchi tebranish so`nadi va toza majburiy garmonik tebranish

$$y = A \sin(\omega t + \varphi) \quad (6.4)$$

qoladi (**101-rasm**).



101-rasm. Toza majburiy garmonik tebranishning hosil bo`lishi

Bu echimni (52.2)-ifodaga qo`yib, ayrim o`zgartirishlardan so`ng quyidagiga ega bo`lamiz:

$$A^2(\omega_0^2 - \omega^2) + 4\beta^2 A^2 \omega^2 = f_0^2 \quad (6.5)$$

Bu ifodadan majburiy tebranishlar amplitudasi va boshlang`ich fazaning tangensi qiymatlarini topishimiz mumkin

$$A = \frac{f_0}{\sqrt{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + 4\beta^2 \omega^2}} \quad (6.6)$$

$$\operatorname{tg} \varphi = -\frac{2\beta\omega}{\omega_0^2 - \omega^2} \quad (6.7)$$

Tebranishning amplitudasi va fazasi tizimning ω_0 va β parametrlariga bog`liqdir.  $\omega_0$  va  $\beta$  ning aniq qiymatlarida  $\omega$  chastotani o`zgartirib amplitudaning maksimal qiymatiga erishish mumkin.

2. Rezonans hodisasi

$\omega \rightarrow \omega_{pe3}$ bo'lganda majburiy tebranishlar amplitudasining birdaniga oshishi hodisasi - **rezonans hodisasi** deb ataladi.

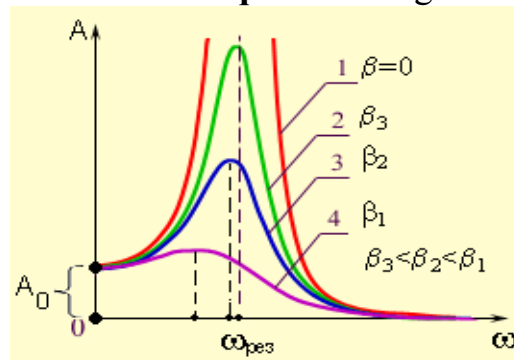
Rezonans hodisasi sodir bo'ladigan chastota **rezonans chastotasi** deb ataladi va uni (6.6) - ifodaning maxraji minimumga erishishi sharti orqali aniqlanadi

$$\frac{d}{d\omega} \sqrt{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + 4\beta^2 \omega^2} = 0$$

$$4(\omega_0^2 - \omega^2) \cdot \omega + 8\beta^2 \omega = 0 \quad (\omega_0^2 - \omega^2) + 2\beta^2 = 0$$

$$\omega_{pe3} = \sqrt{\omega_0^2 + 2\beta^2} \quad (6.8)$$

102-rasmda majburiy tebranishlar amplitudasi tashqi kuchning chastotasiga bog'liq egri chiziqlari - **rezonans chiziqlari** keltirilgan.



102-rasm. Majburiy tebranishlar amplitudalarining rezonans chiziqlari

Rezonans chastotasi β -so'nish koeffisientiga bog'liq va $\beta \rightarrow 0$ bo'lganda, $\omega_{pe3} = \omega_0$, $A \rightarrow \infty$ ga intiladi. β qancha kichik bo'lsa, egri chiziq shuncha yuqoriga ko'tariladi va o'tkir xarakterga ega bo'ladi. Natijada, rezonans chastotasi tizimning ω_0 xususiy chastotasiga yaqinlashadi.

Takrorlash uchun savollar

1. Majburiy tebranishlar qanday vujudga keladi?
2. Majbur etuvchi kuch deb qanday kuchga aytiladi?
3. Rezonans hodisasi qanday hodisa.
4. Rezonans chastotasi formulasini yozing.

7-Ma'ruza Majburiy elektromagnit tebranishlar

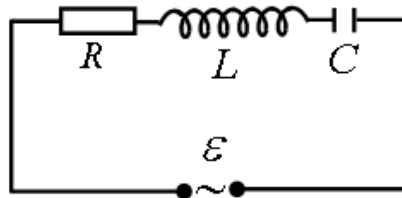
Reja:

1. Majburiy elektromagnit tebranish hosil qiluvchi elektr zanjir
2. Kuchlanishning rezonansi
3. Induktivlik va sig'imga parallel ulangan EYUK li tebranish konturi

Tayanch iboralar: to'la qarshilik, impedans, kuchlanish rezonansi, rezonans chastotasi, rezonans egri chiziqlar, i tebranish konturining aslligi

1. Majburiy elektromagnit tebranish hosil qiluvchi elektr zanjir

Elektromagnit tebranishlar so'nmasligi uchun, tebranish konturiga R - qarshilik, L - induktivlik va S - sig'imga ketma-ket va parallel ulangan, $\varepsilon = \varepsilon_0 \sin \omega t$ garmonik qonun bo'yicha o'zgaradigan, majbur etuvchi tashqi EYUK kiritiladi (103-rasm).



103-rasm. Majburiy elektromagnit tebranish hosil qiluvchi elektr zanjir

Kirxgof qonuniga asosan ε ning oniy qiymati kontur elementlaridagi kuchlanish tushishlarining oniy qiymatlari yig'indisiga tengdir

$$U_L + U_R + U_C = \varepsilon \quad (7.1)$$

bu erda U_L - induktivlikdagi, U_R - qarshilikdagi va U_C - kondensatordagi kuchlanish tushishlaridir. (7.1) - ifodada quyidagi almashtirishlarni amalga oshirsak

$$U_L = L \frac{d^2 Q}{dt^2}; \quad U_R = R \frac{dQ}{dt}; \quad U_C = \frac{Q}{C}; \quad \varepsilon = \varepsilon_0 \sin \omega t$$

majburiy elektromagnit tebranishlarning differensial tenglamasiga ega bo'lamiz.

$$L \frac{d^2 Q}{dt^2} + R \frac{dQ}{dt} + \frac{1}{C} Q = \varepsilon_0 \sin \omega t \quad (7.2)$$

Bu tenglamaning echimini konturdagi tok uchun quyidagicha ifodalash mumkin:

$$I = I_0 \sin(\omega t - \varphi) \quad (7.3)$$

va uni integrallasak kondensator qoplamalaridagi zaryadning o'zgarish qonunini topishimiz mumkin:

$$Q = \int I_0 \sin(\omega t - \varphi) dt = -\frac{I_0}{\omega} \cos(\omega t - \varphi) = \frac{I_0}{\omega} \sin\left(\omega t - \varphi - \frac{\pi}{2}\right) \quad (7.4)$$

o'z navbatida bu tenglamani differensiallasak g'altakdagi tokning o'zgarish tezligini topishimiz mumkin.

$$\frac{d^2 Q}{dt^2} = I_0 \omega \cos(\omega t - \varphi) = I_0 \omega \sin\left(\omega t - \varphi + \frac{\pi}{2}\right) \quad (7.5)$$

(7.1) va (7.4) - ifodalardan foydalansak, quyidagi majburiy elektromagnit tebranishlar tenglamasini keltirib chiqaramiz:

$$L \omega I_0 \sin\left(\omega t - \varphi + \frac{\pi}{2}\right) + R I_0 \sin(\omega t - \varphi) + \frac{I_0}{\omega C} \sin\left(\omega t - \varphi - \frac{\pi}{2}\right) = \varepsilon_0 \sin \omega t \quad (7.6)$$

(7.1)- va (7.6)- tenglamalardan quyidagi qonuniyatlarni tasavvur qilishimiz mumkin:

$$1) \quad U_L = L \omega I_0 \sin\left(\omega t - \varphi + \frac{\pi}{2}\right); \quad R_L = \omega L \quad \text{konturning induktivlik}$$

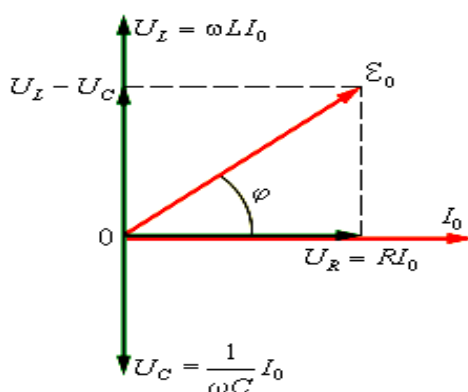
qarshiligidagi kuchlanishning tebranish qonuni;

2) $U_R = R I_0 \sin(\omega t - \varphi)$ - R aktiv qarshilikdagi kuchlanishning tebranish qonuni va;

3) $U_C = \frac{1}{\omega C} I_0 \sin(\omega t - \varphi - \frac{\pi}{2})$ $R_C = \frac{1}{\omega C}$ sig'im qarshiligidagi kuchlanishning tebranish qonuni.

Bu erda $\omega L I_0 = U_{L0}$; $R I_0 = U_{R0}$; $\frac{I_0}{\omega C} = U_{C0}$ - induktivlik, qarshilik va sig'imdagi kuchlanishlarining amplituda qiymatlaridir.

U_L, U_R va U_C kuchlanishlarni taqqoslasak, U_R ga nisbatan U_L fazasi $+\frac{\pi}{2}$ oldinda, U_C fazasi, esa $-\frac{\pi}{2}$ orqada qoladi (104-rasm).



104-rasm. Elektromagnit zanjirning induktivlik qarshiligi va sig'imidagi kuchlanishlarning amplitudalari

Rasmda yuqoridagi kuchlanishlarning fazaviy holatlari kuchlanishning vektor diagrammasi ko'rinishida keltirilgan. Diagrammadan

$$\varepsilon_0^2 = R^2 I_0^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right)^2 I_0^2 \quad (7.7)$$

Bu yerdan

$$I_0 = \frac{\varepsilon_0}{\sqrt{R^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right)^2}} \quad (7.8)$$

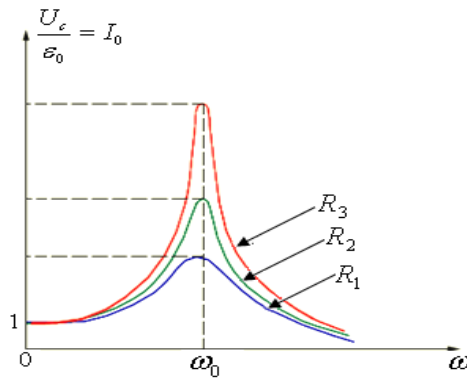
$\sqrt{R^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right)^2}$ - tebranish konturining **impedansi** – yoki **to'la qarshiligi** deb ataladi.

Kuchlanishlar diagrammasidan φ boshlang'ich fazani ham topish mumkin.

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{\omega L - \frac{1}{\omega C}}{R} \quad (7.9)$$

Tok kuchining amplitudasi konturning (L , R va C) parametrlaridan tashqari ε_0 majburlovchi EYUK va uning siklik chastotasiga bog'liq.

I_0 tok kuchi amplitudasining ω - siklik chastotaga bog'liqligi 105-rasmda keltirilgan.



105-rasm. Tebranish konturi tok kuchi amplitudasining siklik chastotaga bog'liq o'zgarishi
 $R_1 < R_2 < R_3$

2. Kuchlanishning rezonansi

Majbur etuvchi EYUK ning ω chastotasi o'zgarishi bilan

$$\omega L = \frac{1}{\omega C}$$

teng bo'lish holatiga erishish mumkin va konturning reaktiv qarshiligi nolga aylanadi.

$$\left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right) = 0 \quad (7.10)$$

Bu shart bajarilganda zanjirdagi tok kuchining amplitudasi maksimal bo'ladi va faqat aktiv qarshilikka bog'liq bo'ladi.

$$I_{0\max} = \frac{\varepsilon_0}{R} \quad (7.11)$$

R , L , C ga majbur etuvchi EYUK ni ketma-ket ulanganda tebranish konturidagi tok kuchi amplitudasining birdan oshish hodisasi **kuchlanishning rezonansi** deb

ataladi. Rezonans sodir bo'ladigan ω_{pe3} chastota **rezonans chastotasi** deb ataladi va (7.10) - shart bilan aniqlanadi.

$$\omega_{pe3} = \frac{1}{\sqrt{LC}} = \omega_0 \quad (7.12)$$

bu erda ω_0 - tebranish konturining xususiy chastotasidir. **105- rasmda** keltirilgan egri chiziqlar **rezonans egri chiziqlari** deb ataladi. Barcha egri chiziqlarning maksimumi, mexanik rezonansdan farqli ravishda, ω_{pe3} chastotaga to'g'ri keladi.

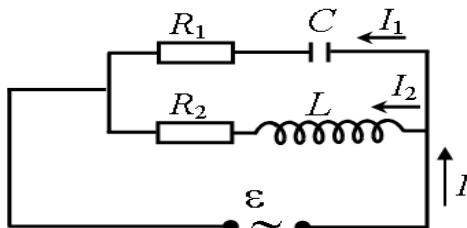
Kuchlanishning rezonansida U_L va U_C o'zlarining maksimal qiymatlariga erishadilar:

$$U_{L_0} = U_{C_0} = \varepsilon_0 \frac{\sqrt{\frac{L}{C}}}{R}, \quad \frac{U_{C_0}}{\varepsilon_0} = \frac{\sqrt{\frac{L}{C}}}{R} = \eta \quad (7.13)$$

nisbat **tebranish konturining aslligi** deb ataladi. Bu erda $\sqrt{\frac{L}{C}}$ konturning to'lqin qarshiligidir.

3. Induktivlik va sig'imga parallel ulangan EYUK li tebranish konturi

Endi majbur etuvchi EYUK ning tebranish konturi induktivligi va sig'imiga parallel ulanish holatini ko'rib chiqamiz (106-rasm).



106-rasm. Induktivlik va sig'imga parallel ulangan EYUK li tebranish konturi

Tarmoqlardagi aktiv qarshiliklarni juda kichik deb hisoblaymiz va ularni inobatga olmasak ham bo'ladi.

$$R_1 = R_2 = 0.$$

U holda, vaqtning istalgan momentida, o'zaro parallel bo'lgan sig'im va induktivlikdagi kuchlanishlar bir-biriga tengdir.

$$U_L = U_C = \varepsilon$$

Zanjirning ikkala tarmog'idagi har bir tokning amplituda qiymatlari va ularning fazalarini quyidagicha hisoblash mumkin.

$$I_{01} = \frac{\varepsilon_0}{1} ; (R_1 = 0, \omega L = 0) \text{ va } tg \varphi_1 = -\frac{1}{\omega C} = -\infty \quad (7.14)$$

$$I_{02} = \frac{\varepsilon_0}{\omega L} ; \left(R_2 = 0, \quad \omega \frac{1}{\infty} = 0 \right) \text{ va } \operatorname{tg} \varphi_2 = \frac{\omega L}{0} = \infty \quad (7.15)$$

Bu tenglamalardan $\varphi_1 = \frac{\pi}{2}$, $\varphi_2 = \frac{3}{2}\pi$ ga tengdir. Tashqi zanjirda tokning amplitudasi

$$I_0 = |I_{01} - I_{02}| = \varepsilon_0 \left| \omega C - \frac{1}{\omega L} \right| \quad (7.16)$$

ga teng.

Agarda $\omega = \omega_{\text{pez}} = \frac{1}{LC}$ bo'lsa,

$$I_0 = \varepsilon_0 \left| \frac{C}{\sqrt{LC}} - \frac{\sqrt{LC}}{L} \right| = \varepsilon_0 \left| \sqrt{\frac{C}{L}} - \sqrt{\frac{C}{L}} \right| = 0 \quad (7.17)$$

Bu holda kontur qarshiligi katta bo'lgan fil'trni eslatadi.

Takrorlash uchun savollar

1. Majburiy elektromagnit tebranish hosil qiluvchi elektr zanjirining sxemasini tushuntiring.
2. Majburiy elektromagnit tebranishlar kattaliklari tenglamalarini yozing.
3. kuchlanishning rezonansini tushuntiring.
4. Induktivlik va sig'imga parallel ulangan EYUK li tebranish konturi
5. Tebranish konturining impedansi deganda nimani tushunasiz.
6. Induktivlik va sig'imga parallel ulangan EYUK li tebranish konturirining tuzilashini ayting.

8-Ma'ruza

To'lqin hodisalari

Reja:

- 1.To'lqin turlari
- 2.To'lqin jarayonining xarakteristikasi
- 3.To'lqin energiyasi

Tayanch iboralar: mexanik to'lqinlar, to'lqin manbai, to'lqin sirti, yassi to'lqinlar, sferik to'lqinlar, to'lqin nuri, bo'ylama to'lqinlar, ko'ndalang to'lqinlar, to'lqin uzunligi, to'lqin paketi, guruhli tezlik, energiya oqimining zichligi, Umov vektori

1. To'lqin turlari

Fazoda modda yoki maydonlarni turli ko'rinishdagi g'alayonlanishining tarqalishi - **to'lqin** deb ataladi. To'lqin hodisasi g'alayonlanish energiyasining ko'chishida namoyon bo'ladi.

Mexanik to'lqin - bu g'alayonlanish yoki tebranishning elastik muhitdagi tarqalish jarayonidir. Bu to'lqinlarni yuzaga keltiruvchi jism **to'lqin manbai** deb ataladi.

Muhitning tebranayotgan zarrachalarini hali tebranishga ulgurmaganlaridan ajratuvchi sirt **to'lqin fronti** deb ataladi.

Bir xil fazalarda tebranayotgan nuqtalardan o'tuvchi sirt **to'lqin sirti deb ataladi**. O'z navbatida to'lqin fronti to'lqin sirtlarining biridir. To'lqin sirtlarining shakli manbalarning joylashishi va muhitning xususiyati bilan aniqlanadi. Quyidagi to'lqinlar mavjuddir:

Yassi to'lqinlar, ular faqat bir xil yo'nalishda tarqaladilar (ularning to'lqin sirti tarqalish yo'nalishiga perpendikulyardir);

Sferik to'lqinlar - manbadan barcha yo'nalishlarda tarqaladilar (to'lqin sirtlari konsentrik sferalardan iborat bo'ladi);

Silindrik va b. to'lqinlar.

To'lqin tarqalish yo'nalishini ko'rsatuvchi chiziq **to'lqin nuri** deb ataladi. Izotrop muhitlarda to'lqin nurlari to'lqin sirtlariga normaldir.

Muhitda hosil bo'ladigan elastik deformasiyalarning xarakteriga qarab ularni ko'ndalang va bo'ylama to'lqinlarga ajratish mumkin.

Bo'ylama to'lqinlarda muhitning zarrachalari to'lqin tarqalish yo'nalishi bo'ylab tebranadilar. Bo'ylama to'lqinlarning tarqalishi elastik muhitning siqilish va cho'zilish deformasiyalariga bog'liqdir va barcha muhitlarda: suyuqlik, qattiq jism va gazlarda sodir bo'ladi.

Bo'ylama to'lqinlarning tarqalish tezligi

$$v_o = \sqrt{\frac{E}{\rho}} \quad (8.1)$$

dan iborat. Bu erda E - YUng moduli, ρ - elastik muhitning zichligi.

Ko'ndalang to'lqinlarda muhit zarrachalari to'lqin tarqalish yo'nalishiga perpendikulyar yo'nalishlarda tebranadilar. Ko'ndalang to'lqinning tarqalishi siljish deformasiyasiga bog'liq bo'ladi va u faqat qattiq jismlarda kuzatiladi.

Ko'ndalang to'lqin tarqalish tezligi quyidagidan iborat:

$$\nu_K = \sqrt{\frac{G}{\rho}} \quad (8.2)$$

Bu erda G -siljish moduli. YUng moduli siljish modulidan katta bo'lgani uchun ($E > G$), bo'ylama to'lqin tezligi ko'ndalang to'lqin tezligidan kattadir.

$$\nu_\delta > \nu_K$$

Muhitdagi elastik to'lqinlarning istalgan boshqa tartibli muhit zarrachalarini harakatidan sezilarli farqi-to'lqin tarqalishi modda ko'chishi bilan bog'liq bo'lmaganligidir. Zarrachalar faqat o'zlarining muvozanat holatlari atrofida tebranadilar.

2. To'lqin jarayonining xarakteristikasi

To'lqin jarayonining xarakteristikasi deb muhit zarrachalarining muvozanat holatlaridan siljishiga aytiladi. Siljishning vaqtga va koordinataga bog'liqligi **to'lqin tenglamasi** deb ataladi.

Misol uchun, to'lqin manbai koordinatasi boshi 0 nuqta bo'lsin va

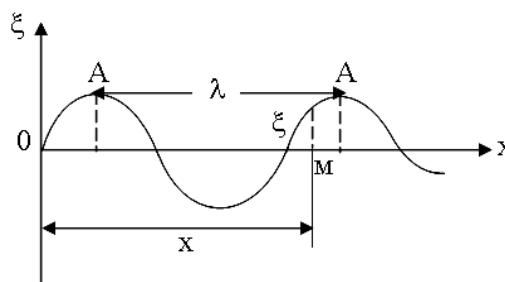
$$\xi = A \sin(\omega t + \varphi) \quad (8.3)$$

qonun bo'yicha garmonik tebranish hosil qilsin. Bu erda A, ω, φ - tebranishning amplitudasi, siklik chastotasi va boshlang'ich fazasidir. U holda OX o'qidagi M nuqtada ξ kattalikning tebranishi ξ_0 tebranishdan faza bo'yicha orqada qoladi.

$$\xi = A \sin[(\omega t - \tau) + \varphi] = A \sin\left(\omega t - \frac{\omega}{v} x + \varphi\right) = A \sin(\omega t - kx + \varphi) \quad (8.4)$$

Bu erda $\tau = \frac{X}{v}$ - to'lqinning $OM = X$ masofaga etib kelishi uchun zarur bo'lgan

vaqt (**107-rasm**), $k = \frac{\omega}{v} = \frac{2\pi}{Tv} = \frac{2\pi}{\lambda}$ - to'lqin soni, $\lambda = vT$ - to'lqin uzunligidir.



107-rasm. Garmonik tebranuvchi to'lqin

To'lqin uzunligi deb T bir davrga teng vaqtda to'lqin frontini ko'chgan masofasiga aytiladi. Nuqta ko'chishining masofaga bog'liq grafida bir-biriga yaqin ikkita maksimum orasidagi masofa to'lqin uzunligiga tengdir.

To'lqin soni deb 2π masofadagi uzunlik birligida joylashadigan to'lqin uzunliklari soniga aytiladi.

(8.4) – tenglama yassi toʻlqinning tenglamasini eslatadi. Yassi toʻlqinning amplitudasi barcha tebranayotgan nuqtalar amplitudasi bir-xil ekanligini bildiradi, chunki yassi toʻlqin tarqalganda, har birlik vaqtda, tebranma harakatga muhitning bir xil hajmi jalb qilinadi.

Sferik toʻlqin tarqalganda, manbadan toʻlqin fronti uzoqlashganda, bir xil vaqtda, tebranma harakatga oshib boruvchi miqdorda muhit hajmi jalb qilinadi. Shu sababli vaqt oʻtishi bilan amplituda kamayib boradi:

$$\xi = \frac{A_0}{r} \sin(\omega t - kr + \varphi) \quad (8.5)$$

bu erda A - muhitning r - masofadagi nuqtalarida toʻlqin amplitudasidir.

Istalgan toʻlqinning funksiyasi toʻlqin deb ataluvchi differensial tenglamaning echimidir.

OX yoʻnalishda tarqalayotgan yassi toʻlqin uchun toʻlqin tenglamasini topib koʻramiz.

ξ dan t va x boʻyicha ikkinchi tartibli xususiy hosilalarni olamiz.

$$\frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2} = -\omega^2 A \sin(\omega t - kx + \varphi) = -\omega^2 \xi \quad (8.6)$$

$$\frac{\partial^2 \xi}{\partial x^2} = -k^2 A \sin(\omega t - kx + \varphi) = -k^2 \xi$$

Ikki tenglamaning oʻng taraflarini taqqoslasak

$$\frac{\partial^2 \xi}{\partial x^2} = \frac{1}{v^2} \frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2} \quad (8.7)$$

OX oʻqi boʻyicha tarqalayotgan **yassi toʻlqinning toʻlqin tenglamasiga** ega boʻlamiz.

$$\text{Bu erda} \quad \frac{k^2}{\omega^2} = \left(\frac{2\pi}{\lambda} \cdot \frac{T}{2\pi} \right)^2, \quad \frac{\lambda}{T} = v$$

Umumiy holda, istalgan yoʻnalishlarda tarqaladigan toʻlqin uchun, ξ x , y , z kordinatalar va t vaqtga bogʻliq boʻladi

$$\frac{\partial^2 \xi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \xi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \xi}{\partial z^2} = \frac{1}{v^2} \frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2} \quad (8.8)$$

Sinusoidal toʻlqinlarning tarqalish tezligi fazaviy tezlik deb ataladi. U fazaning belgilangan qiymatiga mos keladigan toʻlqin sirtlarining koʻchish tezligini bildiradi

$$\omega t - kx + \varphi = \text{const}$$

$$\text{bu erdan} \quad x = \frac{\omega}{k} t = \text{const}$$

$$\frac{dx}{dt} = \frac{\omega}{k} = \frac{\lambda}{T} = v \quad (8.9)$$

Amalda, doimo toʻlqinlar guruhiga duch kelamiz, yaʼni real toʻlqin, yaqin chastotaga ega boʻlgan koʻp sonli sinusoidal toʻlqinlarning ustma-ust tushgan

to'liqin paketidan iborat bo'ladi. Bu to'liqin paketining tarqalish tezligi - **guruhli tezlik** deb ataladi.

Umumiy holda u fazaviy tezlik bilan mos tushadi. Fazaviy tezlik guruhli tezlik bilan quyidagicha bog'langan.

$$U = v - \lambda \frac{dv}{d\lambda} \quad (8.10)$$

Agarda har xil uzunlikdagi to'liqinlar bir xil tezlik bilan tarqalganda

$$\frac{dv}{d\lambda} = 0$$

bo'ladi, ya'ni guruhli tezlik fazaviy bilan mos tushadi.

3. To'liqin energiyasi

To'liqin jarayoni tebranayotgan bir nuqtadan ikkinchisiga energiyani uzatish bilan bog'liqdir. Agarda dV hajm elementida m massali n ta tebranayotgan zarrachalar bo'lsa, u holda har bir zarrachaning energiyasi

$$\frac{m\omega^2}{2} A^2$$

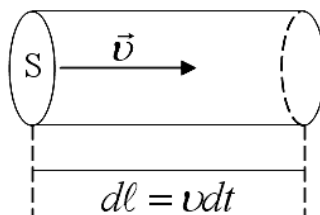
dan iborat bo'ladi.

Energiyaning hajmiy zichligi, ya'ni birlik hajmdagi zarrachalar energiyasi

$$w = \frac{dE}{dV} = \frac{mn\omega^2 A^2}{2} = \frac{\omega^2 A^2}{2} \rho \quad (8.11)$$

bu erda $\rho = mn$ - muhit zichligidir.

Birlik vaqtda to'liqin tarqalish yo'nalishiga perpendikulyar bo'lgan birlik sirt yuzasidan ko'chiriladigan energiya - **energiya oqimining zichligi** deb ataladi. Uni shunday tasavvur etish mumkin: Kesimi dS va $d\ell = vdt$ bo'lgan kichik silindr bo'ylab (108-rasm),



108-rasm. To'liqin tarqalish yo'nalishiga perpendikulyar bo'lgan birlik yuzadan ko'chiriladigan energiya oqimi

to'liqin v fazaviy tezlik bilan tarqalayotgan bo'lsin. Bu silindr hajmidagi energiya quyidagiga teng bo'ladi.

$$dE = w dV = w v dt ds$$

Energiya oqimi zichligi esa

$$j = \frac{dE}{ds \cdot dt} = \frac{w \cdot v \cdot dt \cdot ds}{ds \cdot dt} = w \cdot v = \frac{S w^2 A^2 v}{2} \quad (8.12)$$

ga teng bo'ladi. Buni vektor ko'rinishda shunday ifodalash mumkin

$$\vec{j} = w\vec{v}$$

Energiya ko'chishi bo'yicha yo'nalgan bu vektor **energiya oqimi zichligining vektori** yoki **Umov vektori** deb ataladi.

Takrorlash uchun savollar

1. Mexanik to'lqinlar deb qanday to'lqinlarga aytiladi.
2. To'lqin manbai deb nimaga aytiladi?
3. To'lqin turlarini sanang.
4. Siljishning vaqtga va koordinataga bog'liqligi nima bilan tavsiflanadi.
5. To'lqin uzunligi qanday kattalik.
6. Guruhli tezlik deb nimaga aytiladi.

9- Ma'ruza

To'lqin superpozitsiyasi

Reja:

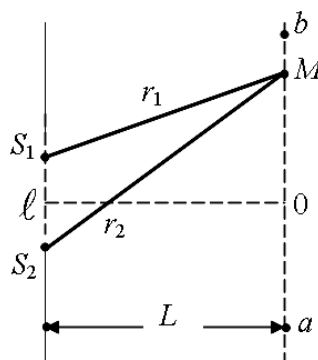
1. Ikkita nuqtaviy manbadan tarqalayotgan to'lqinlarning qo'shilishi
2. Tebranishlarning interferensiyasi

Tayanch iboralar: superpozitsiya prinsipi, tebranishlar fazalari farqi, kogerent to'lqinlar kogerent, to'lqinlar tebranishlar, kuchayishi tebranishlarning susayishi, tebranishlarning interferensiyasi, interferensiya maksimumi yoki minimumi, interferensiya yo'llari kengligi

1. Ikkita nuqtaviy manbadan tarqalayotgan to'lqinlarning qo'shilishi

Agarda, muhitda bir vaqtda bir nechta to'lqinlar tarqalayotgan bo'lsa, u holda muhit zarrachalarining natijaviy tebranishi har bir to'lqinning alohida tarqalishiga bog'liq zarrachalar tebranishlarining geometrik yig'indisidan iborat bo'ladi. Shu sababli, to'lqinlar bir-birini qo'zg'atmay, oddiygina bir-birining ustiga tushadi.

Tajribalardan olingan bu tasdiq to'lqinlarning **superpozitsiya prinsipi** deb ataladi. Zarrachalarning natijaviy harakati tashkil etuvchi tebranishlarning chastota, amplituda va fazalariga bog'liqdir. Bir xil yo'nalishga ega bo'lgan manbadan chiqayotgan ikkita to'lqinning qo'shilishi alohida qiziqish tug'diradi. Masalan, bu to'lqinlar S_1 va S_2 nuqtaviy manbalardan qo'zg'atilgan bo'lib ularning chastotalari ω_1 va ω_2 , boshlang'ich fazalari bir xil va nolga teng bo'lsin (109-rasm).



109-rasm. Ikkita nuqtaviy manbadan bir xil yo'nalishda tarqalayotgan to'lqinlarning qo'shilishi

Ixtiyoriy M nuqtada hosil bo'lgan tebranishlar quyidagi tenglamalarni qanoatlantiradilar

$$\left. \begin{aligned} \xi_1 &= A_1 \sin \left(\omega_1 t - \frac{2\pi}{\lambda_1} r_1 \right) \\ \xi_2 &= A_2 \sin \left(\omega_2 t - \frac{2\pi}{\lambda_2} r_2 \right) \end{aligned} \right\} \quad (9.1)$$

Tebranishlar bir xil yo'nalishda sodir bo'lganligi uchun M nuqtada natijaviy tebranish amplitudasi

$$A = \sqrt{A_1^2 + A_2^2 + 2A_1A_2\cos(\varphi_1 - \varphi_2)} \quad (9.2)$$

ga teng bo'ladi va u **tebranishlar fazalari farqi** qiymatiga bog'liq bo'ladi.

$$\varphi_1 - \varphi_2 = \left(\omega_1 t - \frac{2\pi}{\lambda_1} r_1 \right) - \left(\omega_2 t - \frac{2\pi}{\lambda_2} r_2 \right)$$

Agarda tebranishlar chastotasi bir-biriga teng bo'lmasa

$$\omega \neq \omega_2$$

u holda fazalar farqi vaqt o'tishi bilan o'zgarib boradi:

$$\varphi_1 - \varphi_2 = (\omega_1 - \omega_2)t - 2\pi \left(\frac{r_1}{\lambda_1} - \frac{r_2}{\lambda_2} \right)$$

Bunday to'lqinlar **kogerent bo'lmagan to'lqinlar** deb ataladi, chunki vaqt o'tishi bilan natijaviy tebranish amplitudasi ham o'zgarib boradi. Kogerent bo'lmagan to'lqinlar bir - birining ustiga tushganda natijaviy to'lqin amplitudasi kvadratining o'rtacha qiymati qo'shiladigan to'lqinlar amplitudalarining kvadratlari yig'indisiga teng bo'ladi.

$$\langle A^2 \rangle = A_1^2 + A_2^2$$

Bu holda fazalar farqining o'rtacha qiymati nolga teng bo'lishi kerak

$$\langle \omega(\varphi_1 - \varphi_2) \rangle = 0$$

Yuqoridagi qonuniyatlar shunday xulosaga olib keladi: har bir nuqtadagi natijaviy tebranish energiyasi barcha nokogerent to'lqinlar energiyalarining yig'indisiga tengdir.

Agarda manbalar to'lqinlarining chastotalari teng bo'lsa,

$$\omega_1 = \omega_2$$

u holda, fazalar farqi, vaqtga bog'liq bo'lmagan, o'zgarmas kattalik bo'ladi

$$\varphi_1 - \varphi_2 = \frac{2\pi}{\lambda}(r_1 - r_2)$$

Tebranishlari o'zgarmas fazalar farqiga ega bo'lgan to'lqinlar **kogerent to'lqinlar** deb ataladi.

Kogerent to'lqinlar uchun, qo'shiladigan tebranishlar fazalar farqi faqat

$$\Delta = r_1 - r_2$$

kattalikka bog'liq bo'ladi va bu yo'lning geometrik farqi deb ataladi.

(9.2) - ifodadan kogerent to'lqinlar uchun

$$\cos(\varphi_1 - \varphi_2) = 1$$

bo'lgan nuqtalarda amplituda maksimal qiymatga erishadi:

$$A_{\max} = A_1 + A_2$$

$\cos(\varphi_1 - \varphi_2)$ qiymati quyidagi hollarda birga teng bo'ladi:

$$\varphi_1 - \varphi_2 = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta = 2m\pi$$

bu erda $m = 0, 1, 2, \dots$, hamma nuqtalar uchun, yo'l farqi kattaligi to'lqin uzunligining butun sonlariga teng bo'lganda bajariladi

$$\Delta = m\lambda \quad (9.3)$$

Bu shart, to'lqinlar qo'shilishida **tebranishlar kuchayishi** sharti deb ataladi.
Kogerent to'lqinlar uchun,

$$\cos(\varphi_1 - \varphi_2) = -1$$

bo'lgan nuqtalarda tebranish amplitudasi minimal qiymatga ega bo'ladi:

$$A_{\min} = A_1 - A_2$$

$\cos(\varphi_1 - \varphi_2) = -1$ shart quyidagi hollarda bajariladi:

$$\varphi_1 - \varphi_2 = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot \Delta = (2m+1)\pi \quad \text{yoki} \quad \Delta = (2m+1)\frac{\lambda}{2} \quad (9.4)$$

Bu tenglik **tebranishlarning susayish** sharti deb ataladi.

Agarda, qo'shiladigan tebranishlar amplitudalari bir-biriga teng bo'lsa

$$A_1 = A_2$$

u holda to'lqinlar kuchayadigan nuqtalarda

$$A = 2A_1$$

ga teng bo'ladi, to'lqinlar susayadigan nuqtalarda

$$A = 0$$

ga teng bo'ladi.

2. Tebranishlarning interferensiyasi

Shunday qilib, kogerent to'lqinlarning bir-birining ustiga tushishi fazaning ayrim nuqtalarida muhit zarrachalari tebranishlarining turg'un kuchayishiga va boshqa nuqtalarida tebranishning susayishiga olib keladi. Bu hodisa **tebranishlarning interferensiyasi** deb ataladi.

(9.3) - va (9.4) tengliklardagi m kattalik **interferensiya maksimumi** yoki **minimumining tartibi** deb ataladi.

109-rasmdagi S_1, S_2 manbalar chizig'iga parallel bo'lgan va undan L masofada joylashgan $\langle ab \rangle$ to'g'ri chiziqda nol' tartibli markaziy maksimum, S_1 va S_2 manbalardan barobar masofada bo'lgan 0 nuqtada kuzatiladi.

Agarda manbalar orasidagi masofa

$$\ell \ll L$$

bo'lsa, $\langle ab \rangle$ chiziqda, 0 nuqtadan $\langle u \rangle$ masofada joylashgan M nuqta uchun yo'l farqi

$$\Delta = \frac{ly}{L} \quad (9.5)$$

ga teng bo'ladi.

m va $m+1$ tartibli maksimumlar quyidagi masofalarda kuzatiladi:

$$Y_m = \frac{m\lambda L}{l}, \quad Y_{m+1} = \frac{(m+1)\lambda L}{l} \quad (9.6)$$

Qo'shni maksimumlar yoki minimumlar orasidagi masofa **interferensiya yo'llari kengligi** deb ataladi. (9.6)-ifodadan interferensiya yo'llari kengligi quyidagiga tengdir:

$$\Delta y = Y_{m+1} - Y_m = \frac{h}{l} \lambda \quad (9.7)$$

To'lqinlar interferensiyasida energiyalar yig'indisi murakkab ko'rinishga ega.

To'lqinlar interferensiyasi muhitning qo'shni sohalari orasida tebranishlar energiyasining qayta taqsimlanishiga olib keladi. Ammo energiyaning umumiy miqdori o'zgarmay qoladi.

Takrorlash uchun savollar.

- 1 Superpozitsiya prinsipi deb nimaga aytiladi.
2. Kogerent to'lqinlar deb qanday to'lqinlarga aytiladi?
3. Tebranishlar kuchayishi va susayish shartlarini tushuntiring.
4. Tebranishlarning interferensiyasi deb nimaga aytiladi.
5. Interferensiya yo'llari kengligi nima?

10-Ma'ruza Turg'un to'lqinlar

Reja:

1. Ikkita qarama-qarshi yo'nalgan to'lqinlarni qo'shilishi
2. Gyuygens prinsipi

Tayanch iboralar: turg'un to'lqin, to'lqinning tugunlari, to'lqinning do'ngliklari, difraksiya hodisasi

1. Ikkita qarama-qarshi yo'nalgan to'lqinlarni qo'shilishi

Bir xil amplitudali ikkita qarama-qarshi yo'nalgan to'lqinlarni qo'shilishida juda muhim bo'lgan interferensiya xodisasi kuzatiladi. Natijada paydo bo'lgan tebranma jarayon **turg'un to'lqin** deb ataladi. Amalda turg'un to'lqinlar to'lqinlarni to'siqlardan qaytishida hosil bo'ladi. x - o'qi bo'ylab, qarama - qarshi yo'nalishlarda tarqalayotgan, amplituda va chastotalari bir xil bo'lgan ikkita yassi to'lqinning tenglamasini yozamiz.

$$\left. \begin{aligned} \xi_1 &= A \sin\left(\omega t - \frac{2\pi}{\lambda} x\right) \\ \xi_2 &= A \sin\left(\omega t + \frac{2\pi}{\lambda} x\right) \end{aligned} \right\} \quad (10.1)$$

Bu ikki tenglamani qo'shsak, natijaviy to'lqin tenglamasini keltirib chiqaramiz:

$$\xi = \xi_1 + \xi_2 = 2A \cos \frac{2\pi}{\lambda} x \cdot \sin \omega t \quad (10.2)$$

Bu tenglamadan, turg'un to'lqinning har bir nuqtasida uchrashayotgan, to'lqinlar chastotasiga teng chastotali tebranishlar kuzatilishi ko'rinib turibdi va uning amplitudasi x ga quyidagicha bog'liq bo'ladi:

$$A_{mvp} = 2A \cos \frac{2\pi}{\lambda} x$$

Koordinatalari quyidagi shartlarni:

$$\frac{2\pi}{\lambda} x = 2m\pi \quad (m = 0, 1, 2, \dots) \quad (10.3)$$

qanoatlantiradigan nuqtalarda amplituda o'zining $2A$ maksimal qiymatiga erishadi. Bu nuqtalar turg'un **to'lqinning do'ngliklari** deb ataladi. Koordinatalari

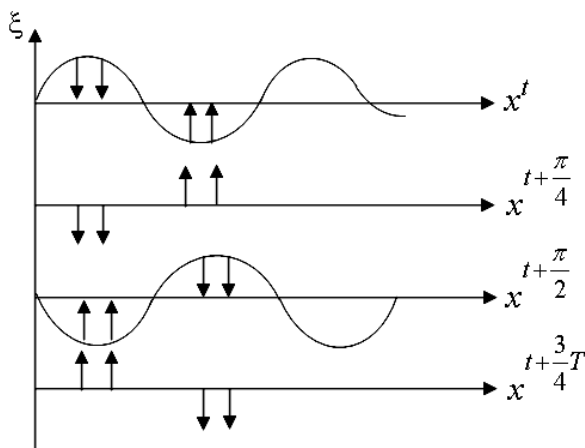
$$\frac{2\pi}{\lambda} x = \pm(2m+1)\frac{\pi}{2} \quad (10.4)$$

shartni qanoatlantiradigan nuqtalarda to'lqin amplitudasi nolga aylanadi va bu nuqtalar turg'un **to'lqinning tugunlari** deb ataladi. Qo'shni tugunlar yoki do'ngliklar orasidagi masofa turg'un to'lqinning uzunligi deb ataladi va u (10.3)- va (10.4)- ifodadan, yuguruvchi to'lqin uzunligining yarmiga teng bo'ladi

$$\lambda_{\text{toz}} = \frac{\lambda}{2}$$

$2A \cos \frac{2\pi}{\lambda} x$ – ko'paytma, nol' qiymatni kesib o'tganda o'zining ishorasini o'zgartiradi, shu sababli, tugunning har xil tomonlaridagi tebranishlar fazasi π ga farq qiladi, ya'ni ikki tomondagi zarrachalar qarama - qarshi fazalarda tebranadilar.

110-rasmda muhit zarrachalarining 1/4 davrga teng vaqt momentlaridagi holatlari keltirilgan.



110-rasm. Turg'un to'lqinlar

Ko'rsatkichlar bilan zarrachalar tezligi ko'rsatilgan. YUgurayotgan to'lqindan farqli ravishda turg'un to'lqinda energiya uzatilishi kuzatilmaydi. Energiya davriy ravishda, muhitni elastik deformatsiyalab, kinetik energiyadan potensial energiyaga va teskariga o'tib turadi. Qaytish nuqtalarida, tushayotgan va qaytayotgan to'lqinlar tebranishi bir xil fazada sodir bo'ladi, shuning uchun bu tebranishlar qo'shilganda amplitudalar kuchayadi.

2. Gyuygens prinsipi

Gyuygens prinsipi yordamida to'lqinlarning tarqalish hodisalarini kuzatish osonlashadi. Bu prinsipga asosan, to'lqin harakati etib borgan har bir nuqta ikkilamchi to'lqinlar markaziga aylanadi: bu to'lqinlarni o'rab oluvchi egri chiziq keyingi momentdagi to'lqinlar fronti holatini beradi (111-rasm).

Gyuygens prinsipidan foydalanib, ikki muhit chegarasidan to'lqinlarni qaytish va sinish qonunlarini keltirib chiqarish mumkin.

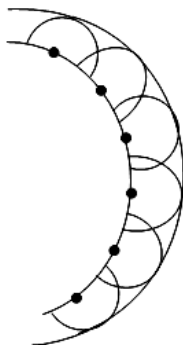
To'lqinlarning burchak ostida tushgandagi sinishi har xil muhitdagi, ularning har xil tezliklarga ega bo'lishi bilan tushuntiriladi.

Gyuygens prinsipi, to'lqinlarga xos bo'lgan, ularning to'g'ri chiziqli tarqalishidan og'ishini tushuntirib beraoladi.

Gyuygens prinsipidan foydalanib, ikki muhit chegarasidan to'lqinlarni qaytish va sinish qonunlarini keltirib chiqarish mumkin.

To'lqinlarning burchak ostida tushgandagi sinishi har xil muhitdagi, ularning har xil tezliklarga ega bo'lishi bilan tushuntiriladi.

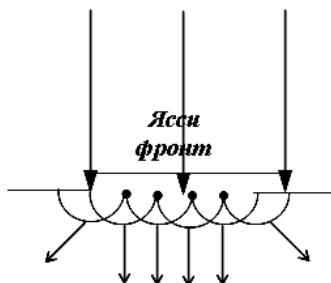
Gyuygens prinsipi, to'liqlarga xos bo'lgan, ularning to'g'ri chiziqli tarqalishidan og'ishini tushuntirib beraoladi.



111-rasm. Ikkilamchi to'liqlar markazlari

Agarda to'liqlar chegaralanmagan fazoda tarqalsalar, ular o'zlarining to'g'ri chiziqli yo'nalishini saqlab qoladilar. O'z yo'lida to'siqlarga duch kelsa, uni o'rab o'tishga intilishadi. Bu hodisa **difraksiya hodisasi** deb ataladi.

Masalan, ko'p teshikli yassi to'siqqa unga parallel bo'lgan to'liq fronti tushayotgan bo'lsin (112-rasm).



112-rasm. Ikkilamchi to'liqlar frontining hosil bo'lishi

Gyuygens prinsipiga asosan, yassi to'liqning har bir teshigiga to'g'ri kelgan nuqtalar ikkilamchi to'liqlar markaziga aylanadilar. Bu ikkilamchi to'liqlarni o'rab oluvchi egri chiziqni chizsak, u ikkilamchi to'liq fronti geometrik soya sohasini ham egallay boshlaydi.

Takrorlash uchun savollar.

1. Turg'un to'liq deb qanday to'liqqa aytiladi?
2. To'liqning do'ngliklari deganda nimani tushunasiz?
3. To'liqning tugunlari nima?
4. Gyuygens prinsipi tushuntiring.
5. Difraksiya hodisasi qanday hodisa.

11-Ma'ruza

AKUSTIKA

Reja:

1. Akustika
2. Tovush xarakteristikalar
3. Suyuqlikda kavitatsiya hodisasi

Tayanch iboralar: akustika, tovush bosimi, tovush balandligi, tovush qattiqligi, infratovushlar, ul'tratovushlar, tovushli linzalar, tovushli oynalar, kavitatsiya

1. Akustika

Tovush to'g'risidagi ta'limot **akustika** deb ataladi. Inson va hayvonlarning tovushni sezishi sababi havo yoki boshqa elastik muhitda tarqalayotgan elastik to'lqinlarning eshitish organlariga ta'siridir. Bu elastik to'lqinlar manbai tebranayotgan jismlardir. Tebranayotgan jism o'z atrofida tebranayotgan muhit zarrachalarining siyraklashishi yoki quyuqlashishini hosil qiladi. Zarrachalarning siyraklashishi va quyuqlashishi, muhitning elastikligi sababli, unda tarqalib, tovush to'lqinlarini hosil qiladi.

Tovush to'lqinlari, odatdagi mexanik to'lqinlarga o'xshab, sferik yoki yassi frontga ega bo'lishi mumkin. Tovush to'lqinlari gazli, suyuqlik va qattiq muhitlarda tarqalishi mumkin. Gaz va suyuqliklarda ular bo'ylama to'lqin shaklida bo'ladilar, qattiq jismlarda bo'ylama va ko'ndalang to'lqin shaklida bo'ladilar.

Tovush o'zining kuchi, balandligi va tembri bilan tavsiflanadi. Tovushning kuchi yoki jadalligi to'lqin tarqalishi yo'nalishiga perpendikulyar bo'lgan birlik yuza kesimidan uzatilayotgan to'lqin energiyasi miqdori bilan aniqlanadi. To'lqin uzatayotgan energiya to'lqin amplitudasining va chastotasining kvadratlariga proporsional bo'lgani uchun, tovush kuchi ham shu kattaliklarga proporsionaldir.

$$I = \frac{1}{2} A^2 \omega^2 \rho v \quad (11.1)$$

bu erda A to'lqin amplitudasi, ω - to'lqinning siklik chastotasi, ρ - muhit zichligi, v - to'lqin tarqalishining fazaviy tezligidir.

Misol uchun, chastota o'zgarmas bo'lganda, amplituda ikki marotaba kuchayadi, tovush jadalligi esa bir marotaba oshadi. XBT da tovush jadalligi birligi

Vt/m^2 da o'lchanadi, SGS tizimida esa $\frac{\partial p}{\partial t}$ da o'lchanadi.

2. Tovush xarakteristikalar

Elastik muhitda bo'ylama tovush to'lqinlarining tarqalishi muhitning xajmiy deformasiyalanishi bilan bog'liqdir. Shuning uchun muhitning har bir nuqtasidagi bosim uzluksiz tebranib turadi va u muhit bosimining muvozanatdagi qiymati va ΔP qo'shimcha bosim yig'indisiga tengdir. ΔP qo'shimcha bosim muhitning tovush bosimi deb ataladigan deformasiyasi ta'sirida vujudga keladi.

Sinusoidal to'lqin **tovush bosimi**, muhitning to'lqin qarshiligini (ρv) zarrachalarning tebranish tezligiga $\left(\frac{\partial S}{\partial t}\right)$ ko'paytmasiga tengdir

$$\Delta P = \rho v \frac{\partial S}{\partial t} \quad (11.2)$$

Tovush bosimi balandligining birligi qilib «Bell» olingan. «Bell» katta o'lchov birligi bo'lgani uchun uning o'ndan bir qismi desibell (dB) olinadi. Fiziologik akustikada tovush sezishining tavsifi sifatida tovushning balandligi, tembri va qattiqligi qabul qilinadi. **Tovush balandligi** deb, tebranish chastotasi va eshitish qobiliyatiga bog'liq bo'lgan, deyarli, davriy tovushning sifatiga aytiladi. CHastota pasayishi bilan tovushning balandligi pasayadi.

Tovushning kuchi va jadalligidan farqli, **tovush qattiqligi** eshitish sezgirligi kuchining sub'ektiv bahosidir, u muhitning zichligi va quloqning sezgirligiga bog'liqdir.

Tovush qattiqligi birligi sifatida «fon» qabul qilinadi va uni chastotasi 10^3 Gs bo'lgan tovushning hosil qilgan bosimi 1 dB ga tengligini bildiradi.

Inson qulog'i tovushning ayrim jadalligini qabul qiladi. Past yoki sust tovushlarni inson qabul qila olmaydi.

Tovushning har bir chastotasi uchun eshitish chegarasi deb ataladigan ayrim tovush jadalligi mavjud, ya'ni bundan past holatlarda shu chastotali tovush eshitilmaydi. Kuchli tovushlarni ham, inson qulog'i eshitmasligi mumkin, chunki u faqat quloqda og'riq qo'zg'atishi mumkin.

Inson qulog'i ayrim chastotali tovushlarni qabul qilishi mumkin va u har xil odamlarda har xildir, ammo inson o'rtacha 20 Gs dan 20000 Gs gacha bo'lgan chastotadagi tovushlarni qabul qiladi.

Chastotasi 20 Gs dan past tovushlar - **infratovushlar**, 20000 Gs dan yuqorisi - **ul'tratovushlar** deb ataladi.

Odatda, ul'tratovush to'lqinlarni generatsiya qilish uchun, asosan p'ezoelektrik va magnitostriksiyaviy nurlatgichlar ishlatiladi.

Ul'tratovushli to'lqinlar bir qator o'ziga xos xususiyatlarga ega. Ulardan eng muhimi, yorug'likka o'xshab tor yo'nalgan dastalar - ul'tratovushli nurlar kabi nurlanishi mumkin.

Ul'tratovushli nurlarning ikki muhit chegarasida qaytishi va sinishi geometriyaviy optika qonunlariga asosan sodir bo'ladi. SHuning uchun ul'tratovush nurlari tarqalish yo'nalishini o'zgartirish va fokuslashda har xil formadagi oynalar, tovushli linzalar, prizmalar va boshqa qurilmalar qo'llaniladi.

Tovushli linzalar, tovush tarqaladigan muhitdagi tezligidan farq qiluvchi tezlikka ega bo'lgan materiallardan foydalaniladi. Masalan, suyuqlikdan iborat bo'lgan muhitga mo'ljallangan tovushli linzalar plastmassalardan tayyorlanadi.

Optikadagiga o'xshash, tovushli oyna va linzalarga bir-biriga qarama-qarshi bo'lgan talablar qo'yiladi.

Tovushli oynalar ul'tratovushli to'lqinlarni iloji boricha to'la qaytarish xususiyatiga ega bo'lishlari kerak.

Shuning uchun oynaga mo'ljallangan moddaning to'lqin qarshiligi $\ll \rho_1 v_1 \gg$ muhitning to'lqin qarshiligidan $\ll \rho_2 v_2 \gg$ juda ko'p marta katta bo'lishi zarur.

$$\gamma = \frac{\rho_2 v_2}{\rho_1 v_1} \gg 1$$

Aksincha, tovushli linzalar ul'tratovush to'lqinlar uchun judayam tiniq bo'lishi kerak. SHu sababli, linzalar uchun ishlatiladigan moddalarning to'lqin qarshiligi muhit qarshiligiga iloji boricha teng bo'lishi kerak, ya'ni $\gamma = 1$.

Ul'tratovushlarning to'g'ri chiziqli tarqalishi qonuniga asosan, ularni defektoskopiya va ul'tratovushli lokasiyada qo'llaniladi.

3. Suyuqlikda kavitasiya hodisasi

Kuchli ul'tratovushlar hosil qiladigan tovush bosimining amplitudasi katta bo'lgani tufayli, suyuqlikda **kavitasiya** hodisasi paydo bo'ladi, ya'ni uzluksiz ichki uzilishlar hosil bo'ladi va yo'qolib turadi. Natijada, suyuqlikda makro organizmlar, qattiq jismlar parchalanishiga olib keladi.

Gaz, suyuqlik va qattiq jismlarda ul'tratovushlarning tarqalishi va yutilishiga bog'liq tajribalarni kuzatish orqali moddalarning tuzilishi, termodinamik xususiyatlarini, molekulyar jarayonlar kinetikasi, o'zaro ta'siri, moddaning issiqlik sig'imi elastikligi va b.ga tegishli qonuniyatlarni o'rganish mumkin.

YOpiq xonalarda, devorlar orasidagi masofa kichik bo'lgani uchun, devordagi qaytgan tovush (exo), asosiy tovush bilan qo'shilishi mumkin.

Ikkita muhit chegarasida tovush faqat qaytishi emas, balki yutilishi ham mumkin, chunki to'lqin bosimi energiyasining bir qismi qaytishi, qolgan qismi muhitga o'tib tartibsiz molekulalar harakat energiyasiga aylanishi mumkin.

Tushayotgan tovush energiyasining 20 % ni gilam, 3,4 % ni suvalgan devor, 2,7 % ni deraza oynasi yutishi mumkin. Bo'sh xonada tovush qattiq bo'lsa, buyumlar bilan to'lgan xonada tovush past bo'ladi.

Takrorlash uchun savollar.

1. Akustika nimani o'rganadi?
2. Tovush bosimi nima?
3. Tovush balandligi qanday parametrlarga bog'liq.
4. Infratovushlar va ul'tratovushlar farqini tushuntiring.
5. Tovushli oynalar nimaga ishlatiladi?
6. Kavitasiya hodisasi deganda nimani tushunasiz?

12-Ma'ruza Elektromagnit to'lqinlar

Reja:

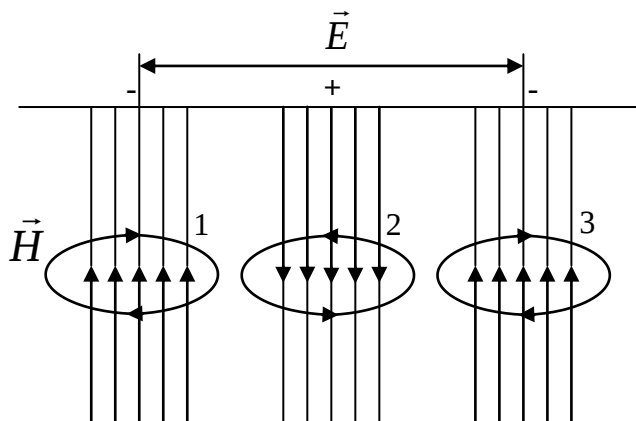
1. Elektromagnit to'lqin
2. Maksvell formulasi
3. Umov-Poynting vektori

Tayanch iboralar: elektromagnit to'lqin, to'lqin tarqalish tezligi, dielektrik va magnit singdiruvchanglik, magnit to'lqinlar, Umov-Poynting vektori

1. Elektromagnit to'lqin

Dielektrik uchun Maksvellning (1)- va (2)- tenglamalaridan quyidagi fikr kelib chiqadi, ya'ni elektr va magnit maydonlarning o'zaro bog'liqligi, bu maydonlardan birining o'zgarishi qo'shni nuqtalarda boshqasining paydo bo'lishini eslatadi. Bu esa fazoda **elektromagnit to'lqinlarni** paydo bo'lishi va tarqalishiga olib keladi.

Faraz qilaylik, fazoning qandaydir joyida (113-rasm, 1-nuqtada) kuchlanganligi $\vec{E}$ bo'lgan elektr maydoni hosil qilingan.



113-rasm. Elektromagnit to'lqin tarqalishida elektr va magnit maydonlarning taqsimlanishi

Maydon kuchlanganligini 0 dan E gacha o'zgarishi Maksvellning 1-tenglamasiga asosan

$$\oint H_{\ell} dl = \frac{\partial D_n}{\partial t}$$

elektr maydon kuch chiziqlarini o'rab oluvchi magnit maydonini hosil bo'lishiga olib keladi.

Kuchlanganligi $\vec{H}$ bo'lgan magnit maydonining paydo bo'lishi, Maksvellning 2-tenglamasiga asosan

$$\oint E_{\ell} dl = -\frac{d\Phi}{dt}$$

yana elektr maydonini hosil qiladi. Elektr maydoni uyurmali va yopiq bo'lib 2-nuqtada yuqoriga, 1-nuqtada pastga yo'nalgan bo'ladi.

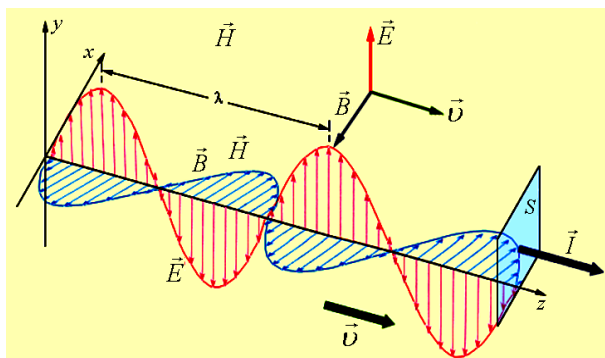
SHunday qilib, qandaydir nuqtada paydo bo'lgan elektr (yoki magnit) maydoni barcha yo'nalishlarda bir vaqtda tarqaladigan elektr va magnit to'lqinlarning manbai bo'lib qoladi.

Elektr va magnit to'lqinlarining majmuasi **elektromagnit to'lqin** deb ataladi.

Bu holda, elektromagnit to'lqin o'tuvchi har bir nuqtada $\vec{E}$ va $\vec{H}$ kuchlanganliklarning har biri maksimumgacha o'sib, nolgacha kamayishga intiladi.

Agarda boshlang'ich nuqtada maydon kuchlanganligi uzoq vaqt $E = E_0 \sin \omega t$ qonuniyat bilan tebranib tursa, u holda to'lqin o'tadigan har bir nuqtada $\vec{E}$ va $\vec{H}$ maydon kuchlanganliklari ham shu qonuniyat bilan tebranadilar. Bu ikkala vektorlar bir-biriga perpendikulyar bo'lib, to'lqin tarqalishi yo'nalishiga perpendikulyardir, ya'ni elektromagnit to'lqin **ko'ndalang** to'lqindir.

Ikki maydon kuchlanganliklari vektorlarining vaqtning bir momentida har xil nuqtalarda yo'nalganliklari quyidagi rasmda keltirilgan (114-rasm).



114-rasm. Elektromagnit to'lqinning elektr va magnit kuchlanganlik vektorlari yo'nalishlari

2. Maksvell formulasi

Maksvell tenglamalaridan quyidagi differensial tenglamalarni keltirib chiqarish mumkin:

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial z^2} &= \varepsilon \varepsilon_0 \mu \mu_0 \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} \\ \frac{\partial^2 \vec{H}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \vec{H}}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \vec{H}}{\partial z^2} &= \varepsilon \varepsilon_0 \mu \mu_0 \frac{\partial^2 \vec{H}}{\partial t^2} \end{aligned} \right\} \quad (12.1)$$

Bu elektr va magnit to'lqinlarining mos ravishda to'lqin tenglamalaridir. Bu tenglamalarni to'lqinning differensial tenglamasi

$$\frac{\partial^2 \xi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \xi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \xi}{\partial z^2} = \frac{1}{U^2} \frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2}$$

bilan solishtirsak, elektr va magnit to'lqinlarning fazali tezliklari bir xil ekanligi ko'rinib turibdi

$$v = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon\varepsilon_0\mu\mu_0}}$$

ya'ni faqat to'liqin tarqaladigan muhitning dielektrik va magnit singdiruvchangliklariga bog'liq ekan.

Vakuumdagi $\varepsilon = \mu = 1$ ga teng bo'lgani uchun to'liqlarning fazali tezliklari yorug'likning vakuumdagi tezligiga tengdir.

$$v = c = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_0\mu_0}} = 299729\text{km}/c.$$

Agar $c = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_0\mu_0}}$ ekanligini hisobga olsak, elektromagnit to'liqlining istalgan muhitdagi tarqalish tezligi uchun Maksvell formulasini keltirib chiqaramiz.

$$v = \frac{c}{\sqrt{\varepsilon\mu}} \quad (12.2)$$

X o'qi bo'ylab tarqalayotgan yassi elektromagnit to'liqin uchun, elektromagnit to'liqlarning ko'ndalang ekanligini hisobga olgan holda, quyidagiga ega bo'lamiz:

$$E_x = H_x = 0$$

$E_z = H_y = 0$ ekanligini hisobga olsak, Maksvell tenglamasidan X o'qi bo'ylab tarqalayotgan yassi elektromagnit to'liqlarning differensial tenglamalarini keltirib chiqaramiz.

$$\frac{\partial^2 E_y}{\partial x^2} = \frac{\varepsilon\mu}{c^2} \frac{\partial^2 E_y}{\partial t^2}; \quad \frac{\partial^2 H_z}{\partial x^2} = \frac{\varepsilon\mu}{c^2} \frac{\partial^2 H_z}{\partial t^2} \quad (12.3)$$

Bu tenglamalarning eng oddiy echimlari quyidagi funksiyalardan iboratdir.

$$E_y = E_0 \sin(\omega t - kx + \alpha_1); \quad H_z = H_0 \sin(\omega t - kx + \alpha_2) \quad (12.4)$$

Bu erda ω - to'liqin chastotasi, $k = \frac{2\pi}{\lambda} = \frac{\omega}{u}$ to'liqin sonidir, α_1 va α_2 $x=0$ nuqtadagi tebranishning boshlang'ich fazalaridir.

Elektromagnit to'liqin uchun, quyidagi tenglik

$$\varepsilon\varepsilon_0 E_0^2 = \mu\mu_0 H^2 \quad (12.5)$$

o'rinlidir. Bu tenglikdan elektr va magnit maydon vektorlarining tebranishlari bir xil fazada ($\alpha_1 = \alpha_2$) sodir bo'lishi ko'rinib turibdi va bu vektorlarning amplitudalari bir-biri bilan quyidagicha bog'langandir.

$$E_0 \sqrt{\varepsilon\varepsilon_0} = H_0 \sqrt{\mu\mu_0} \quad (12.6)$$

Yassi elektromagnit to'liqin tenglamasining vektor ko'rinishi quyidagichadir:

$$\vec{E} = \vec{E}_0 \sin(\omega t - kx); \quad \vec{H} = H_0 \sin(\omega t - kx) \quad (12.7)$$

bu erda $\alpha_1 = \alpha_2 = 0$.

Elektromagnit to'liqlar, har qanday to'liqlarga o'xshash, energiyani ko'chirish xususiyatiga egadirlar.

3. Umov-Poynting vektori

Elektromagnit maydon energiyasi zichligi w elektr va magnit maydonlar energiyalari zichliklari yig'indisidan iborat.

$$w = w_E + w_H = \frac{\epsilon \epsilon_0 E^2}{2} + \frac{\mu \mu_0 H^2}{2} \quad (12.8)$$

Fazoning berilgan nuqtasida $\vec{E}$ va $\vec{H}$ vektorlar bir xil fazada o'zgaradilar. SHu sababli, E_0 va H_0 larning amplituda qiymatlari orasidagi (12.6)- nisbat ularning boshqa oniy qiymatlari uchun ham o'rinlidir. Bundan, to'liqinning elektr va magnit maydonlari energiyalari zichligi vaqtning har bir momenti uchun bir xildir degan fikr tug'iladi, ya'ni

$$w_E = w_H$$

Shuning uchun

$$w = 2w_E^* = \epsilon \epsilon_0 E^2 \quad (12.9)$$

$E\sqrt{\epsilon \epsilon_0} = H\sqrt{\mu \mu_0}$ tenglikdan foydalanib, (12.9) - ifodani quyidagicha qayta yozish mumkin:

$$w = \sqrt{\epsilon \epsilon_0 \mu \mu_0} EH = \frac{1}{v} EH$$

bu erda v - elektromagnit to'liqin tarqalish tezligi. Elektromagnit to'liqin energiyasi oqimi zichligi vektori quyidagiga tengdir:

$$S = w \cdot v = EH \quad (12.10)$$

$\vec{E}$ va $\vec{H}$ vektorlar o'zaro bir - biriga perpendikulyar va to'liqin tarqalishi yo'nalishi bilan o'ng burama tizimini tashkil etadi. Shu sababli, $[\vec{E}\vec{H}]$ vektor yo'nalishi energiya oqimi yo'nalishiga mos keladi.

Elektromagnit to'liqin energiyasi oqimi zichligi vektorini $\vec{E}$ va $\vec{H}$ ning vektor ko'paytmasi sifatida tasavvur qilish mumkin

$$\vec{S} = [\vec{E} \cdot \vec{H}] \quad (12.11)$$

va bu $\vec{S}$ - vektor **Umov-Poynting vektori** deb ataladi.

Takrorlash uchun savollar.

- 1. Elektromagnit to'liqlarni** qanday paydo bo'ladi?
2. elektromagnit to'liqin **qanday** to'liqin hisoblanadi?
- 3. Maksvell formulalarini tushuntiring.**
- 4. Umov-Poynting vektori** deganda nimani tushundingiz.

13-Ma'ruza

Elektromagnit to'lqinlar shkalasi

Reja:

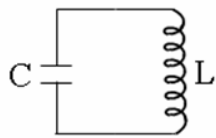
1. Elektromagnit to'lqinlar manbai
2. Ochiq tebranish konturi
3. Dipol' elektr maydoni tebranishi

Tayanch iboralar: siljish toki, elektromagnit to'lqin uzunligi, ochiq tebranish konturi, vibrator, chastota spektri, rentgen va gamma - nurlari

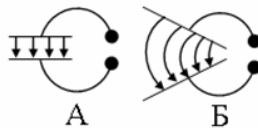
1. Elektromagnit to'lqinlar manbai

Amalda elektromagnit to'lqinlar manbai bo'lib istalgan elektr tebranish konturi yoki o'zgaruvchan elektr toki oqayotgan o'tkazgich bo'lishi mumkin. Elektromagnit to'lqinlarni qo'zg'atish uchun fazoda o'zgaruvchan elektr maydonini (siljish tokini) yoki mos ravishda o'zgaruvchan magnit maydonini hosil qilish zarurdir. Manbaning nurlanish qobiliyati uning shakli, o'lchamlari va tebranish chastotasi bilan aniqlanadi.

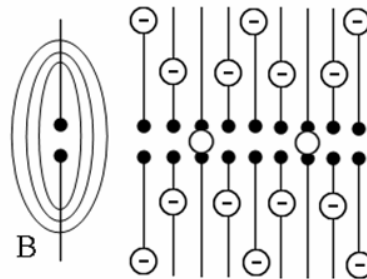
Nurlanish sezilarli bo'lishi uchun, o'zgaruvchan elektr maydoni hosil bo'ladigan fazoning hajmi katta bo'lishi kerak. Shu sababli, elektromagnit to'lqinlar hosil qilish uchun yopiq tebranish konturlarini ishlatib bo'lmaydi, chunki kondensator qoplamalari orasida elektr maydoni, induktivlik g'altagi ichida magnit maydoni joylashgan bo'ladi.



*115-rasm.
Elektromagnit
tўlқиннинг энг
оддий манбаи.*



*116-rasm.
Очиқ
тебраниш
контури.*



*117-rasm.
Диполи
электр
майдон
тебраниши.*

Yopiq tebranish konturida (115-rasm) sig'im va induktivlik katta qiymatga ega bo'lgani uchun tebranish davri va elektromagnit to'lqin uzunligi katta bo'ladi.

$$\lambda = \nu T = 2\pi\omega\sqrt{LC} \quad (13.1)$$

To'lqin uzunligini qisqartirish uchun induktivlik va sig'im qiymatini qisqartirish kerak. Shu sababli, Gers o'z tajribalarida g'altak o'rami va kondensator qoplamalari yuzasini kamaytirib, qoplamalar orasini kengaytirish hisobiga yopiq tebranish konturidan ochiq tebranish konturiga o'tish usulini topdi (116-rasm, A, B).

2. Ochiq tebranish konturi

Natijada chaqnash oralig'i bilan ajralgan ikkita sterjenli (simli) tebranish konturini hosil qildi (116-rasm, *V*). Agarda, yopiq tebranish konturida o'zgaruvchan elektr maydoni kondensator qoplamalari orasiga joylashgan bo'lsa (116-rasm, *A*), ochiq tebranish konturida esa, o'zgaruvchan elektr maydoni kontur atrofidagi fazoni egallaydi (116-rasm, *B*) va elektromagnit nurlanish jadalligini kuchaytiradi.

Ikkita sterjenli tebranish konturining uchlariga qarama-qarshi zaryadlar kiritilsa, sterjen atrofida elektr maydoni kuch chiziqlari hosil bo'ladi. Qarama-qarshi zaryadlar bir-biri bilan tortishib o'tkazgichda tok hosil qiladilar, bu tok o'z navbatida o'tkazgich atrofida elektr maydoni hosil qiladi.

3. Dipol elektr maydoni tebranishi

117-rasmda butun davrning $1/8$ qismiga tegishli zaryadlarning joylashishi keltirilgan. Rasmdan ko'rinishcha, bu o'z navbatida, dipol elektr maydoni tebranishini tasavvur etadi.

Vibratorning o'rtasida qarama-qarshi zaryadlar duch kelsa, ular bir-birini neytrallaydi va elektr kuch chiziqlarining uchlari zaryadlardan uziladi. Ajralgan elektr maydon kuch chiziqlari vibratorning barcha taraflariga tarqala boshlaydi.

Gers shunday vibrator orqali 100 mGs chastotali elektromagnit to'lqinlarni hosil qila oldi. Bu to'lqinlarning to'lqin uzunligi taxminan 3 m ga tengdir.

Sterjenlarning qalinligi va uzunligini yanada kamaytirish hisobiga P.N.Lebedov $\lambda = 6 \div 4\text{ mm}$ li elektromagnit to'lqinlarini hosil qildi.

Elektromagnit to'lqinlar keng chastota spektri yoki to'lqin uzunligiga ($\lambda = C/\nu$) ega bo'lib, bir-biridan generasiya va qayd qilish usullari va o'zining xususiyatlari bilan farq qiladi.

To'lqin uzunligi $0,1 \div 10^3\text{ m}$ kenglikdagi elektromagnit to'lqinlar radioaloqa va tasvirni uzatishda (uzun, o'rta, qisqa, ul'traqisqa va desimetrli radio to'lqinlar) ishlatiladi.

To'lqin uzunligi $10^{-8} \div 10^{-4}\text{ m}$ kenglikda bo'lgan elektromagnit to'lqinlar, uchta gruppada optik to'lqinlardan iboratdir: infraqizil, ko'zga ko'rinadigan ($7,6 \cdot 10^{-7} \div 4 \cdot 10^{-4}\text{ m}$) va ul'trabinafsha nurlardir.

Nihoyatda qisqa to'lqinli nurlar modda ichiga kirish xususiyatiga ega bo'lgan rentgen va gamma - nurlardan iborat.

Takrorlash uchun savollar.

1. Qanday manbaalarelektromagnit to'lqinlar manbai bo'lib hizmat qiladi?
2. To'lqin uzunligini qisqartirish uchun nima qilish kekak?
3. Ochiq tebranish konturi deganda nimani tushundingiz
4. To'lqin uzunligi $0,1 \div 10^3\text{ m}$ kenglikdagi elektromagnit to'lqinlar qanday sohalarda ishlatiladi

14-Ma'ruza

Kvant fizikasi

Reja:

1. De Broyl to'liqining fizik ma'nosi

2. Geyzenberg noaniqliqlarining o'zaro nisbati

Tayanch iboralar: tizimning o'rtacha yashash vaqti, kvant cheklashi, noaniqlik munosabati, to'liqning fazaviy tezligi

1. De Broyl to'liqining fizik ma'nosi

Ma'lum ν tezlik bilan erkin harakatlanayotgan, m massali zarrachani qaraylik. Uning uchun de Broyl to'liqining fazaviy va guruhli tezliklarini hisoblab ko'ramiz. Fazaviy tezligi quyidagiga tengdir:

$$\nu_{faz} = \frac{\omega}{k} = \frac{\hbar\omega}{\hbar k} = \frac{E}{p} = \frac{mc^2}{m\nu} = \frac{c^2}{\nu} \quad (24.1)$$

Bu erda $E = \hbar\omega$, $p = \hbar k$ va $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ - to'liq soni. $c > \nu$ bo'lgani uchun, de Broyl to'liqining fazaviy tezligi, yorug'likning vakuumdagi tezligidan kattadir.

Fazaviy tezlikning yorug'lik tezligidan katta yoki kichik bo'lishi to'liqning guruhli tezligiga bog'liq bo'ladi.

Guruhli tezlikni quyidagicha ifodalash mumkin.

$$U = \frac{d\omega}{dk} = \frac{d(\hbar\omega)}{d(\hbar k)} = \frac{dE}{dp}$$

Erkin zarracha energiyasi

$$E = \sqrt{m_0^2 c^4 + p^2 c^2}, \quad (24.2)$$

ga teng bo'lgani uchun

$$\frac{dE}{dp} = \frac{Pc^2}{\sqrt{m_0^2 c^4 + p^2 c^2}} = \frac{Pc^2}{E} = \frac{m\nu c^2}{mc^2} = \nu$$

Demak, de Broyl to'liqining guruhli tezligi zarrachaning tezligiga teng ekan. Fotonning guruhli tezligi

$$U = \frac{pc^2}{E} = \frac{mc^2}{mc^2} = c$$

o'sha fotonning tezligiga tengdir.

De Broyl to'liqini dispersiya xodisasiga bo'ysunadi, ya'ni to'liq tezligi to'liq uzunligiga bog'liq bo'ladi.

To'liqning fazaviy tezligini erkin zarrachaning energiyasi orqali ifodalasak

$$\nu_{faz} = \frac{E}{p} = \frac{\sqrt{m_0^2 c^4 + p^2 c^2}}{p}$$

$p = \hbar k = \frac{2\pi\hbar}{\lambda}$ bo'lgani uchun, fazaviy tezlik to'liq uzunligiga bog'liq bo'ladi.

2. Geyzenberg noaniqliklarining o'zaro nisbati

Modda zarrachalarining ikkiyoqlamalik korpuskulyar – to'liqin tabiatiga asosan, ularga zarrachaning yoki to'liqinning barcha xususiyatlarini belgilash mumkin emas. Shu sababli, mikrozzarrachalar xususiyatlarini o'rganishda klassik mexanika tushunchalariga ayrim cheklashlar kiritish kerak.

Masalan, klassik mexanikada istalgan zarracha aniq traektoriya bo'ylab harakatlanadi va istalgan vaqtda zarrachaning koordinata va impulsini katta aniqlikda belgilash mumkin.

Mikrozarrachalar to'liqin xususiyatiga ega bo'lganlari uchun klassik zarrachadan butunlay farqlanadilar. Mikrozzarrachaning bir aniq traektoriya bo'yicha harakatlanishi, uning aniq koordinatasi va impuls to'g'risida so'z yuritish mumkin emas.

To'liqin xususiyatli zarracha impuls to'liqin uzunligiga bog'liq bo'lsa ham, «berilgan nuqtadagi to'liqin uzunligi» degan tushuncha fizik ma'noga ega emas, shuning uchun aniq impuls ega bo'lgan mikrozzarracha koordinatasi noaniqdir va uning teskarisidir.

Geyzenberg mikrozzarracha to'liqin xususiyatini va unga bog'liq cheklashlarni hisobga olib, mikrozzarrachaning koordinatasi va impulsini bir vaqtda aniq ifodalash mumkin emas degan fikrga keldi.

Mikrozarrachalar koordinatalari va impulslari noaniqliklarining o'zaro nisbatlari quyidagi shartlarni qanoatlantiradi.

$$\begin{cases} \Delta x \Delta p_x \geq h, \\ \Delta y \Delta p_y \geq h, \\ \Delta z \Delta p_z \geq h. \end{cases} \quad (25.1)$$

Mikrozarracha koordinatalari va ularga mos impulslarining proeksiyalari noaniqliklari ko'paytmalari h dan kichik bo'lmaydi.

(25.1) – ifodaga asosan, zarracha koordinatasi aniq bo'lsa ($\Delta x = 0$), bu holda impulsning $0x$ o'qiga proeksiyasi qiymati

$$\Delta p_x \rightarrow \infty$$

butunlay noaniq bo'ladi.

Noaniqlik munosabati, bir vaqtda, zarracha harakatining klassik xususiyati (koordinatalari, impuls) va to'liqin xususiyatlaridan foydalanilgan holda keltirib chiqarilgan.

Klassik mexanikada zarracha koordinatalari va impulsini hojlagan aniqlikda o'lchash mumkin bo'lsa, **noaniqlik munosabati** mikrozzarrachalarga klassik mexanikani qo'llashning **kvant cheklashi** bo'ladi.

Noaniqlik munosabatini quyidagi ko'rinishda ifodalaymiz

$$\Delta x \Delta v_x \geq \frac{h}{m} \quad (25.2)$$

Bu ifodadan, zarracha massasi qancha katta bo'lsa, uning tezligi va koordinatalari noaniqligi shuncha kichik bo'ladi.

Bu zarrachaga katta aniqlikda traektoriya tushunchasini qo'llash mumkin.

Masalan, massasi 10^{-12} kg va chiziqli o'lchamlari 10^{-6} m bo'lgan changcha koordinatasi, uning o'lchamiga nisbatan 0,01 aniqlikda o'lchansa ($\Delta x = 10^{-8}$ m), (25.2) – ifodaga asosan, tezlik noaniqligi

$$\Delta v_x = 6,62 \cdot 10^{-34} / 10^{-8} \cdot 10^{-12} \text{ m/c} \approx 6,62 \cdot 10^{-4} \text{ m/c}$$

qiymati zarrachaning barcha mumkin bo'lgan tezliklari qiymatiga ta'sir etmaydi. Bunday makroskopik jismlarning to'liq xususiyati umuman namoyon bo'lmaydi va noaniqlikka ta'sir etmaydi.

Agarda, elektronlar dastasi x o'qi bo'ylab $v = 10^8$ m/s tezlik bilan harakatlanganda uning aniqligi 0,01 % ($\Delta v_x \approx 10^4$ m/s) bo'lsin. Bu holda koordinata noaniqligi

$$\Delta x = \frac{h}{m \Delta v_x} = \frac{6,62 \cdot 10^{-34}}{9,11 \cdot 10^{-34} \cdot 10^4} = 7,27 \cdot 10^{-6} \text{ m}$$

bo'ladi, ya'ni elektronning holatini yetarlicha aniqlikda o'lchash imkoniyati bo'ladi va elektronning traektoriyasi to'g'risida so'z yuritish mumkin.

Vodorod atomi atrofida elektron harakatlanganda, uning koordinatalari noaniqligi $\Delta x \approx 10^{-10}$ m bo'lsin. U holda, tezligining noaniqligi $\Delta v_x = 7,27 \cdot 10^6$ m/s bo'ladi. Bu xol uchun klassik mexanikadan foydalansak, elektron aylana orbitasi radiusi $\sim 0,5 \cdot 10^{-10}$ m bo'lgan yadro atrofida harakatlanganda, uning tezligi noaniqligi $v \approx 2,3 \cdot 10^6$ m/s bo'ladi. Demak tezlik noaniqligi, tezlikning o'zini qiymatidan bir necha marta katta bo'lar ekan. SHu sababli, atomdagi elektronlarning harakatini ifodalashda klassik mexanika qonunlaridan foydalanib bo'lmaydi.

Kvant nazariyasida zarrachalarning energiyasi va vaqt bo'yicha noaniqlik munosabati mavjud

$$\Delta E \cdot \Delta t > h \quad (25.3)$$

ΔE – tezlik energiyasining o'lchash vaqtidagi noaniqligi, Δt – esa, o'lchash jarayoni davomiyligining noaniqligi. Energiya noaniqligi

$$\Delta E \geq \frac{h}{\Delta t}$$

tizimning o'rtacha yashash vaqti kamayishi bilan oshib boradi.

Takrorlash uchun savollar.

1. Fazaviy tezlikning yorug'lik tezligidan katta yoki kichik bo'lishi to'liqinning guruhli tezligiga bog'liq bo'ladi.
2. **Geyzenberg noaniqliklarining mazmunini tushuntiring.**
3. o'rtacha yashash vaqti deganda nimani tushunasiz?

15-Ma'ruza

To'lqin funksiyasi va uning statistik ma'nosi

Reja:

1. To'lqin funksiyasi
2. To'lqin funksiyasining statistik ma'nosi
3. Shredinger tenglamasi

Tayanch iboralar: Plank gipotezasi, foton nazariyasi, ehtimollik nazariyasi, ehtimollik amplitudasi, kvant nazariyasi, to'lqin funksiyasi, ehtimollik zichligi, ixususiy funksiyalar, Shredinger tenglamasi

1. To'lqin funksiyasi

Mikrozarrachalarning qattiq jismlardagi harakatini o'rganishda, noaniqliklar munosabati tufayli, klassik mexanikani qo'llashdagi chegaralashlar, XX asrda, mikrozarrachalarning to'lqin xususiyatini inobatga olib, ularning harakati va o'zaro ta'sirlashishi qonunlarini ifoda qilish uchun kvant mexanikasi yaratildi. Kvant mexanikasi, asosan Plank gipotezasi, Shredinger, Geyzenberg, Dirak va Eynshteynlarning ilmiy ishlariga asoslangandir.

De Broyl to'lqinining fizikaviy tabiatini chuqurroq tasavvur etish uchun, yorug'lik to'lqinlari va mikrozarrachalar uchun kuzatiladigan difraksiya manzaralarini taqqoslab ko'ramiz.

Yorug'lik to'lqinlari difraksiyasi manzarasida, fazoning xar xil nuqtalarida, to'lqinlar bir-birini ustiga tushishi sababli, natijaviy tebranish amplitudalari goh kuchayishi, goh susayishi mumkin. Yorug'lik tabiatiga ko'ra, difraksiyaviy manzara jadalligi yorug'lik to'lqini amplitudasining kvadratiga proporsionaldir

$$I \sim A^2$$

Foton nazariyasiga asosan, jadallik difraksiyaviy manzara kuzatiladigan nuqtaga tushayotgan fotonlar soni bilan aniqlanadi (Nh).

Bitta foton uchun amplituda kvadrati, bu yoki boshqa nuqtaga fotonning tushish ehtimolligini belgilaydi.

Mikrozarrachalar uchun kuzatiladigan difraksiyaviy manzara, xar xil yo'nalishlarda sochilgan va qaytgan mikrozarrachalar oqimining notekis taqsimlanishi bilan xarakterlanadi. Difraksiyaviy manzara maksimumlari, to'lqin nazariyasiga asosan, de Broyl to'lqinlar jadalligi katta bo'lgan yo'nalishlarga mos keladi. Boshqa tarafdin, De Broyl to'lqinlari jadalligi, zarrachalar soni ko'p bo'lgan joyda katta bo'ladi, ya'ni de Broyl to'lqini jadalligi fazoning berilgan nuqtasiga tushayotgan fotonlar sonini belgilaydi. SHu sababli, mikrozarrachalarda kuzatiladigan difraksiyaviy manzara statistik (ehtimollik) qonuniyatdan iboratdir.

Demak, **kvant nazariyasining** eng muhim xususiyatlaridan biri mikrozarrachaning holatini ta'riflashda **ehtimollik nazariyasidan** foydalanish zaruriyatidir.

1926 yilda M.Born to'liq qonuniyati bilan, mikrozarrachaning fazoda bo'lish ehtimolligi emas, balki **ehtimollik amplitudasi** - $\psi(x, y, z, t)$ o'zgaradi deb taklif etdi.

$\psi(x, y, z, t)$ kattalik - **ψ funksiya** yoki **to'liq funksiyasi** deb ataladi. Ehtimollik amplitudasi mavhum bo'lishi mumkinligi uchun W – ehtimollik to'liq funksiyasi modulining kvadratiga proporsionaldir:

$$W \sim |\psi(x, y, z, t)|^2 \quad (15.1)$$

Bu erda $|\psi|^2 = \psi \cdot \psi^*$, $\psi^* = \psi$ funksiyaga mos mavhum funksiyadir.

Demak, mikrozarracha holatini to'liq funksiyasi orqali ta'riflash, statistik yoki ehtimollik tusga egadir. To'liq funksiyasi modulining kvadrati t vaqtda, koordinatalari x va $x + dx$, u va $u + du$, z va $z + dz$ bo'lgan sohada zarrachaning bo'lish ehtimolligini belgilaydi.

2. To'liq funksiyasining statistik ma'nosi

Kvant mexanikasida, mikrozarrachalar holatini ta'riflovchi to'liq funksiya zarrachalarning korpuskulyar va to'liq xususiyatlarini o'zida aks ettiruvchi funksiyadir.

dV hajm elementida zarrachani topish ehtimolligi

$$dw = |\psi|^2 dV \quad (15.2)$$

ga teng. Bu erda

$$|\psi|^2 = \frac{dw}{dV}$$

ehtimollik zichligini belgilaydi.

Shunday qilib ψ - to'liq funksiyasi emas, balki de Broyl to'liqining jadalligini ko'rsatuvchi, uning modulini kvadrati $|\psi|^2$ fizik ma'noga egadir.

Chegaralangan hajmda – V , t vaqt momentida zarrachani topish ehtimolligi

$$w = \int_V dw = \int_V |\psi|^2 dV$$

ga teng. Bu funksiya qiymati 1 ga teng bo'lganda zarrachaning bu hajmda bo'lish ehtimolligi eng katta qiymatga ega bo'ladi, va

$$\int_{-\infty}^{+\infty} |\psi|^2 dV = 1 \quad (15.3)$$

ehtimollikni tartibga solish yoki normallashtirish sharti deb ataladi. Bu shart zarrachaning fazo va vaqt bo'yicha (borligini) mavjudligini belgilaydi.

To'lqin funksiyasi superpozitsiya prinsipini qanoatlantiradi. Agarda, tizim $\psi_1, \psi_2, \dots, \psi_n$ to'lqin funksiyalari bilan ifodalanadigan har xil holatlarda bo'lsa, uning umumiy xolatini quyidagicha ta'riflash mumkin.

$$\psi = \sum_n c_n \psi_n$$

bu yerda $c_n (n=1,2,\dots)$ - ixtiyoriy kompleks sonlar. Demak, kvant mexanikasida to'lqin funksiyalarini (ehtimollik amplitudalarini) qo'shish mumkin. Klassik statistikada bir-biriga bog'liq bo'lmagan hodisalar uchun ehtimolliklarni qo'shish teoremasi qo'llaniladi.

Mikrozarrachalar holatining asosiy xarakteristikasi bo'lgan ψ to'lqin funksiyasi, kvant mexanikasida holatlarga tegishli fizikaviy kattaliklarning o'rtacha qiymatini hisoblash imkoniyatini beradi.

Masalan, elektronning yadrodan qanday o'rtacha masofada $\langle r \rangle$ bo'lishini quyidagi ifoda orqali hisoblash mumkin

$$\langle r \rangle = \int_{-\infty}^{+\infty} r |\psi|^2 dV$$

3. Shredinger tenglamasi

De Broyl to'lqinlarini va Geyzenberg noaniqlik munosabatlarini izohlash quyidagi fikrga olib keldi:

- kvant mexanikasida mikrozarrachalarning har xil kuch maydonlaridagi harakatini ta'riflovchi harakat tenglamasi zarrachalarning to'lqin xususiyatini yoritib berishi zarur bo'ladi.

Asosiy tenglama $\psi(x, y, z, t)$ to'lqin funksiyasiga nisbatan va elektromagnit to'lqinlarni xarakterlovchi to'lqin tenglamasiga o'xshash bo'lishi kerak. Bunday tenglama **Shredingerning umumiy tenglamasi** deb ataladi va quyidagi ko'rinishga ega bo'ladi

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \Delta \psi + U(x, y, z, t) \psi = i\hbar \frac{\partial \psi}{\partial t} \quad (15.4)$$

bu yerda $\hbar = \frac{h}{2\pi}$, m - zarracha massasi, Δ - Laplas operatori

$\left(\Delta \psi = \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} \right)$, i - mavhum birlik, $U(x, y, z, t)$ - kuch maydonidagi zarrachaning potensial funksiyasi, $\psi(x, y, z, t)$ - zarrachaning to'lqin funksiyasi. Bu ifoda **vaqtga bog'liq bo'lgan Shredinger tenglamasi** deb ataladi.

Mikrodunyoda sodir bo'ladigan ko'p fizikaviy hodisalar uchun, bu tenglamani, vaqtga bog'liqligidan chiqarib, soddalashtirish mumkin. bu holda Shredinger tenglamasi energiya qiymatlari belgilangan bo'lgan stansionar

holatlarga to'g'ri keladi, ya'ni zarracha harakatlanayotgan kuch maydoni o'zgarmas bo'lishi kerak $U(x, y, z, t)$.

Shredinger tenglamasining echimi - bittasi koordinataga bog'liq bo'lgan, ikkinchisi vaqtga bog'liq bo'lgan funksiyalar ko'paytmasidan iborat bo'ladi

$$\psi(x, y, z, t) = \psi(x, y, z) e^{-i \frac{E}{\hbar} t} \quad (15.5)$$

bu erda E – zarrachaning to'la energiyasi, u o'zgarmas maydon uchun o'zgarmas kattalikdir. (15.5) – ifodani SHredinger tenglamasiga qo'ysak

$$-\frac{\hbar^2}{2m} e^{-i \frac{E}{\hbar} t} \Delta \psi + U \psi e^{-i \frac{E}{\hbar} t} = i \hbar \left(-i \frac{E}{\hbar} t \right) \psi e^{-i \frac{E}{\hbar} t}$$

ga ega bo'lamiz. tenglamaning ikki tarafini $e^{-i \frac{E}{\hbar} t}$ ga bo'lsak, quyidagiga ega bo'lamiz

$$\Delta \psi + \frac{2m}{\hbar^2} (E - U) \psi = 0 \quad (15.6)$$

va bu ifoda **stansionar holatlar uchun Shredinger tenglamasi** deb ataladi.

Differensial tenglamalar nazariyasida bu tenglama behisob echimlarga ega, ammo ular orasida fizikaviy ma'noga ega bo'lganini, chegaraviy shartlar qo'yilganda tanlanadi.

Shredinger tenglamasi uchun bunday chegaraviy shartlar quyidagilar bo'lishi mumkin:

- to'liq funksiyasi davriyligi;
- to'liq funksiyasining chekliligi, aniqligi va uzluksizligi (birinchi hosilasi ham).

Demak, ψ - davriy funksiyaga javob beradigan echimlarga haqiqiy fizikaviy ma'noga ega bo'ladi. Bu echimlar to'la energiyaning barcha qiymatlarida emas, balki qo'yilgan masalaga tegishli ayrim qiymatlarida o'rinli bo'ladi va energiyaning bunday qiymatlari – **xususiy** deb ataladi.

Xususiy qiymatlarga mos bo'lgan funksiyalar **xususiy funksiyalar** deb ataladi.

Takrorlash uchun savollar

1. Jadallik qanday tavsiflanadi.
2. Mikrozarrachaning holatini ta'riflashda qanday nazariyadan foydalanish zarur.
3. To'liq funksiyasi deganda nimani tushundingiz?
4. Ehtimollik zichligi nima?
5. Shredingerning umumiy tenglamasini keltirib chiqaring.
6. Xususiy funksiyalar deb qanday funksiyalarga aytiladi.

16-Ma'ruza Zarrachaning turli muhitlardagi harakati

Reja:

1. Erkin zarrachaning harakati
2. Zarrachaning cheksiz potensial o'radagi potensial holati

Tayanch iboralar: yassi monoxramatik to'lqin, energetik spektr, kvantlangan, bosh kvant soni, aniq diskret qiymatlar

1. Erkin zarrachaning harakati

Erkin zarrachaning harakatida ($U(x) = 0$) uning to'la energiyasi kinetik energiya bilan mos tushadi. X o'qi bo'ylab harakatlanayotgan erkin zarracha stasionar holati uchun Shredinger tenglamasi quyidagi ko'rinishga ega bo'ladi:

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{2m}{\hbar^2} E \psi = 0 \quad (16.1)$$

Bu tenglamaning xususiy echimi quyidagi funksiyadan iboratdir

$$\psi(x) = Ae^{ikx}$$

Bu erda $A = \text{const}$, $k = \text{const}$. Energiyaning xususiy qiymatlari

$$E = \frac{\hbar^2 k^2}{2m} \quad (16.2)$$

dan iboratdir.

$\psi(x) = Ae^{ikx} = Ae^{\frac{i}{\hbar} \sqrt{2mE} x}$ - funksiya $\psi(x, t)$ to'lqin funksiyaning koordinataga tegishli qismidir.

Erkin zarracha harakatining vaqtga bog'liq to'lqin funksiyasi quyidagidan iborat:

$$\psi(x, t) = A^{-i\omega t + ikx} = A^{-\frac{i}{\hbar}(Et - P_x x)} \quad (16.3)$$

bu erda

$$\omega = \frac{E}{\hbar} \quad \text{va} \quad k = \frac{P_x}{\hbar}$$

Vaqtga bog'liq funksiya de Broylning yassi monoxramatik to'lqinidir.

Energiyaning xususiy qiymatlari ifodasidan energiyaning impulsiga bog'liqligini o'rnatishimiz mumkin

$$E = \frac{\hbar^2 k^2}{2m} = \frac{P_x^2}{2m}$$

Erkin zarrachaning energiyasi istalgan qiymatlarni qabul qilishi mumkin, ya'ni uning energetik spektri **uzluksiz bo'ladi**.

Shunday qilib erkin kvant zarracha de Broylning yassi monoxromatik to'qlini bilan ifodalanadi. Bu holda fazoning berilgan nuqtasida vaqtga bog'liq bo'lmagan zarrachani bo'lish ehtimolligi zichligi quyidagiga teng bo'ladi:

$$|\psi|^2 = \psi\psi^* = |A|^2$$

va istalgan nuqtalarda o'zgarmas bo'ladi.

2. Zarrachaning cheksiz potensial o'radagi potensial holati

Bunday chuqurlik quyidagi potensial energiya bilan ifodalanadi (39-rasm):

$$U(x) = \begin{cases} \infty, & x < 0, \\ 0, & 0 \leq x \leq \ell, \\ \infty, & x > \ell. \end{cases}$$

bu erda ℓ - chuqurlik kengligi, zarracha energiyasi potensial chuqurlik tubidan hisob qilinadi.

Stasionar holat uchun Shredinger tenglamasi bir o'lchamli masalalarda quyidagi ko'rinishga ega bo'ladi:

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{2m}{\hbar^2} (E - U) \psi = 0 \quad (16.4)$$

Chuqurlik devorlari cheksiz baland bo'lgani uchun, zarracha potensial to'siq ichida bo'ladi, to'siqdan tashqarida bo'lish ehtimolligi nolga tengdir. Chuqurlik chegarasida uzluksiz to'qlin funksiyasi ham nolga aylanadi. Demak, chegaraviy shart quyidagidan iborat bo'ladi.

$$\psi(0) = \psi(\ell) = 0 \quad (16.5)$$

Chuqurlik ichida Shredinger tenglamasi quyidagi ko'rinishni oladi:

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{2m}{\hbar^2} E \psi = 0$$

yoki

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + k^2 \psi = 0 \quad (16.6)$$

bu erda $k^2 = \frac{2m}{\hbar^2} E$ ga teng.

Differensial tenglamaning umumiy echimi quyidagichadir:

$$\psi(x) = A \sin kx + B \cos kx$$

Chegaraviy shart $\psi(0) = 0$ bo'lgani uchun $V = 0$. U holda

$$\psi(x) = A \sin kx \quad (16.7)$$

$\psi(\ell) = A \sin k\ell = 0$ shart faqat quyidagi hollarda bajariladi

$$k\ell = n\pi$$

Bu erda n – butun sonlar,

$$k = \frac{n\pi}{\ell} \quad (16.8)$$

zarracha energiyasining xususiy qiymatlari

$$E_n = \frac{n^2 \pi^2 \hbar^2}{2m\ell^2} \quad (n = 1, 2, 3, \dots) \quad (16.9)$$

ga teng bo'ladi. Demak, devorlari cheksiz baland bo'lgan potensial chuqurlikdagi zarracha energiyasi E_n faqat **aniq diskret qiymatlarga** ega bo'ladi, ya'ni **kvantlangan bo'ladi**.

Energiyaning kvantlangan qiymatlari **energetik sathlar** deb ataladi, bu energetik sathlarni belilovchi n son **bosh kvant soni deb** ataladi.

(16.7) – ifodaga, to'liq sonining qiymatini qo'ysak, funksiyaning xususiy qiymatini topamiz:

$$\psi(x) = A \sin \frac{n\pi}{\ell} x$$

Normallashtirish shartidan integrallashning doimiysini (A) topish mumkin

$$A^2 \int_0^\ell \sin^2 \frac{n\pi}{\ell} x dx = 1$$

buerda $A = \sqrt{\frac{2}{\ell}}$ ga teng, xususiy funksiyalar ko'rinishi quyidagicha bo'ladi:

$$\psi_n(x) = \sqrt{\frac{2}{\ell}} \sin \frac{n\pi}{\ell} x \quad (n = 1, 2, 3, \dots) \quad (16.10)$$

Quyidagi rasmda (40-rasm) xususiy funksiyalar va ularning energiyalarining $n=1, 2, 3$ sonlarga mos grafiklari keltirilgan.

Rasmdan, $n = 2$ bo'lganda zarrachani chuqurlik o'rtasida bo'lish ehtimolligi nolga teng.

Ikkita energetik sathlar orasidagi energetik masofa quyidagiga teng

$$\Delta E_n = E_{n+1} - E_n = \frac{\pi^2 \hbar^2}{2m\ell^2} (2n+1) \approx \frac{\pi^2 \hbar^2}{m\ell^2} n \quad (16.11)$$

Misol uchun, chuqurlik kengligi $\ell = 10^{-1} \text{ m}$ bo'lganda elektronning qo'shni sohalaridagi energetik farqi

$$\Delta E_n \approx 10^{-35} n \cdot \text{Дж} \approx 10^{-16} n \cdot \text{эВ}$$

ga teng bo'ladi. Demak energetik sathlar bir-biriga juda yaqin joylashgan bo'ladi. Agarda potensial chuqurlik kengligi atom o'lchamlariga yaqin bo'lsa ($\ell \approx 10^{-10} \text{ м}$) elektron uchun

$$\Delta E_n \approx 10^{-7} n \cdot \text{Дж} \approx 10^2 n \text{ эВ}$$

bo'ladi.

Takrorlash uchun savollar.

1. Vaqtga bog'liq funksiya de qanday to'lqini hisoblanadi.
2. Erkin zarrachaning energiyasi qanday qiymatlarni qabul qilishi mumkin?
3. Potensial chuqurlikdagi zarracha energiyasichi?
4. Energetik sathlar deganda nimani tushunasiz.

17-Ma'ruza

Zarrachaning potensial to'siq orqali o'tishi

Reja:

1. Zarrachaning potensial to'siq orqali o'tishi
2. Tunnel effekti

Tayanch iboralar: kvant zarracha, yassi to'lqinlar, tunnel effekti, shaffoflik koeffisienti, to'siq kengligi

1. Zarrachaning potensial to'siq orqali o'tishi

Zarrachaning bir o'lchamli, x o'qi bo'ylab harakatida, eng sodda, to'g'ri burchak shaklidagi potensial to'siqni qaraylik (41-rasm).

To'g'ri burchak shaklidagi potensial to'siq balandligi U va kengligi ℓ bo'lgan hol uchun chegaraviy shartlarni keltiramiz.

$$U(x) = \begin{cases} 0, & x < 0 \\ U, & 0 < x < \ell \\ 0, & x > \ell \end{cases}$$

Bu chegaraviy shartlarda, klassik zarracha E energiyaga ega bo'lib, to'siqqa duch kelganda: $E > U$ bo'lganda to'siq ustidan o'tadi, $E < U$ bo'lganda to'siqdan urilib qaytib, orqa tomonga harakat qiladi, ya'ni zarracha to'siq orqali o'tolmaydi.

Mikrozarracha (kvant zarracha) energiyasi $E > U$ bo'lgan holda to'siq ustida o'tishdan tashqari, zarracha to'siqqa urilib, orqaga qaytish ehtimoli noldan farqli bo'lishi mumkin. Uning energiyasi $E < U$ bo'lganda ham, zarracha $x > \ell$ sohada bo'lish ehtimoli noldan farqli bo'lishi mumkin, ya'ni zarracha to'siq orqali o'tishi mumkin.

Stasionar holatlar uchun Shredinger tenglamasi 1 va 3 – sohalarda $\left(k^2 = \frac{2mE}{\hbar^2}\right)$ quyidagi ko'rinishga ega bo'ladi.

$$\frac{\partial^2 \psi_{1,3}}{\partial x^2} + k^2 \psi_{1,3} = 0 \quad ,$$

2-soha uchun, $\left(q^2 = \frac{2m(E-U)}{\hbar^2}\right)$ bo'lganda,

$$\frac{\partial^2 \psi_2}{\partial x^2} + q^2 \psi_2 = 0 \quad (17.1)$$

Bu differensial tenglamalarning umumiy yechimlari
1-soha uchun:

$$\psi_1(x) = A_1 e^{ikx} + B_1 e^{-ikx} \quad (17.2)$$

2-soha uchun:

$$\psi_2(x) = A_2 e^{ikx} + B_2 e^{-ikx}$$

3-soha uchun:

$$\psi_3(x) = A_3 e^{ikx} + B_3 e^{-ikx} \quad (17.3)$$

Xususan, 1-soha uchun to'liq to'lqin funksiyasi quyidagi ko'rinishga ega bo'ladi:

$$\psi_1(x, t) = \psi_1(x) e^{-\frac{i}{\hbar} Et} = A_1 e^{-\frac{i}{\hbar} (Et - p, x)} + B_1 e^{-\frac{i}{\hbar} (Et + p, x)} \quad (17.4)$$

Bu ifodaning 1-hadi x - o'qi bo'ylab tarqalayotgan yassi to'lqin ko'rinishga ega, ikkinchi hadi esa, x - o'qiga teskari yo'nalishda tarqalayotgan yassi to'lqindan iborat.

3-sohada to'lqin faqat x - o'qi bo'ylab tarqaladi va orqa tomonga tarqalmaydi, shu sababli, 3-ifodada V_3 koeffisient nolga teng bo'ladi.

2-soha uchun yechim $E > U$ va $E < U$ nisbatlarga bog'liq bo'ladi. $E < U$ hol alohida qiziqish tug'diradi, chunki klassik zarracha bu holda potensial to'siq ichida bo'la olmaydi.

$q = i\beta$ - mavhum sondan iborat bo'lgani uchun

$$\beta = \sqrt{2m(U - E)}$$

tenglikka ega bo'lamiz.

$V_3 = 0$ va q ning qiymatini hisobga olganda, uchchala soha uchun Shredinger tenglamalari yechimlari quyidagi ko'rinishga ega bo'ladilar:

$$\begin{aligned} \psi_1(x) &= A_1 e^{ikx} + B_1 e^{-ikx}, & 1 - coxa \\ \psi_2(x) &= A_2 e^{-\beta x} + B_2 e^{\beta x}, & 2 - coxa \\ \psi_3(x) &= A_3 e^{ikx}, & 3 - coxa \end{aligned} \quad (17.5)$$

2-sohada, eksponenta ko'rsatkichlari mavhum bo'lmay, haqiqiy sonlar bo'lgani uchun, ular ikki tarfaga tarqaladigan yassi to'lqinlar bo'lmaydi.

$\psi_1(x)$, $\psi_2(x)$ va $\psi_3(x)$ funksiyalar ko'rinishi 42-rasmda keltirilgan. Rasmdan ko'rinishcha, to'siq ichida va 3-sohada to'lqin funksiyasi nolga teng emas ekan. Shu sababli, mikrozarra to'lqin xususiyatiga ega bo'lgani uchun belgilangan kenglikdagi potensial to'siq orqali o'ta oladi.

2. Tunnel effekti

Shunday qilib, kvant mexanikasi **Tunnel effekti** deb ataladigan yangi hodisani tushuntirib beraoladi.

Tunnel effektini ifodalash uchun potensial to'siqning **shaffoflik koeffisienti** tushunchasi kiritiladi. Bu koeffisient to'siqni o'tgan zarrachalar oqimi zichligini to'siqqa tushayotgan zarrachalar oqimi zichligiga nisbati bilan aniqlanadi.

$$D = |A_3|^2 / |A_1|^2$$

$|A_3/A_1|^2$ nisbatni aniqlash uchun, to'siq chegaralarida ψ va ψ' funksiyalarning uzluklikligi shartidan foydalanamiz.

$$\left. \begin{aligned} \psi_1(0) &= \psi_2(0), \\ \psi_1'(0) &= \psi_2'(0), \\ \psi_2(\ell) &= \psi_3(\ell), \\ \psi_2'(\ell) &= \psi_3'(\ell). \end{aligned} \right\} \quad (17.6)$$

Hisoblashlar shaffoflik koeffisientining quyidagi ifodasini beradi.

$$D = D_0 \exp\left(-\frac{2}{\hbar} \sqrt{2m(E-U)}\ell\right) \quad (17.7)$$

bu erda U – potensial to'siq balandligi, E – zarracha energiyasi, ℓ - to'siq kengligi, D_0 – doimiy ko'paytma, ko'p hollarda u birga teng. demak shaffoflik koeffisienti m – zarracha massasiga, ℓ - to'siq kengligiga va $(U-E)$ nisbatga bog'liq ekan.

To'siq kengligi, zarracha massasi kichik bo'lganda shaffoflik koeffisienti katta bo'ladi va 3 sohada zarrachalarning bo'lish ehtimolligi oshadi.

Istalgan shakldagi potensial to'siq uchun shaffoflik koeffisienti quyidagicha bo'ladi

$$D = D_0 \exp\left[-\frac{2}{\hbar} \int_{x_1}^{x_2} \sqrt{2m(E-U)}dx\right] \quad (17.8)$$

bu erda $U=U(x)$.

Takrorlash uchun savollar

1. Zarrachaning potensial to'siq orqali o'tishi qanday sodir bo'ladi?
2. Stasionar holatlar uchun Shredinger tenglamasi qanday ko'rinishga ega bo'ladi?
3. Tunnel effekti deb qanday hodisaga aytiladi.
4. Shaffoflik koeffisientini tushuntirib bering

18-Ma'ruza

Atomlarning chiziqli spektrlari

Reja:

1. Atomlarning chiziqli spektrlari
2. Bor pospulatlari
3. Vodorod atomi. Kvant sonlar

Tayanch iboralar: Ridberg doimiysi, Balmer seriyasi, Spektrning infraqizil sohasi, empirik qonuniyatlar, kvant nurlanishi, Kvant sonlari, energiya sathlari, universal doimiysi, orbital kvant soni, spinlar, aynigan holatlar

1. Atomlarning chiziqli spektrlari

Siyraklashgan gaz yoki parlar ko'rinishidagi yakkaalangan atomlar ma'lum temperaturalarda alohida spektral chiziqlardan iborat spektr chiqaradi. Shu sababli, atomlarning chiqargan spektrini chiziqli spektrlar deb atashadi. Vodorod atomining spektri eng mukammal o'rganilgan.

Shveysariya fizigi M. Balmer o'sha davrgacha ma'lum bo'lgan vodorod atomining spektral chiziqlarini ifodalash uchun quyidagi empirik ifodani keltirib chiqardi:

$$\frac{1}{\lambda} = R' \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad (n = 3, 4, 5, \dots) \quad (18.1)$$

Bu erda $R' = 1,1 \cdot 10^7 m^{-1}$ – Ridberg doimiysidir.

$\nu = \frac{c}{\lambda}$ ekanligini hisobga olsak, (18.1) - ifodani chastotalar uchun quyidagicha yozish mumkin:

$$\nu = R' \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad (n = 3, 4, 5, \dots) \quad (18.2)$$

Bu erda $R = R' c = 3,29 \cdot 10^{15} c^{-1}$ ham Ridberg doimiysidir. (18.1) va (18.2) ifodalaridan, n ning turli qiymatlari bilan farq qiluvchi spektr chiziqlari guruhini yoki seriyasini hosil qilishi ko'rinib turibdi va ular Balmer seriyalari deb ataladi. n koeffisient oshib borishi bilan, chiziqli seriyalar bir-biriga yaqinlashadi. n cheksizga teng bo'lgan qiymat Balmer seriyasining chegarasini belgilaydi.

Vodorod atomlari chiqargan spektrni batafsil o'rganish natijasida boshqa seriyalar ham topildi (43-rasm). Spektrning ultrabinafsha sohasida kuzatilgan seriya Layman seriyasi deb ataladi.

$$\nu = R \left(\frac{1}{1^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad (n = 3, 4, 5, \dots)$$

Spektrning infraqizil sohasida esa quyidagi seriyalar topildi:

$$\text{Пашен серияси} \quad \nu = R \left(\frac{1}{3^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad (n = 4, 5, 6, \dots);$$

$$\text{Брэкет серияси} \quad \nu = R \left(\frac{1}{4^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad (n = 5, 6, 7, \dots);$$

$$\text{Пфунд серияси} \quad \nu = R \left(\frac{1}{5^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad (n = 6, 7, 8, \dots);$$

$$\text{Хэмфри серияси} \quad \nu = R \left(\frac{1}{6^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad (n = 7, 8, 9, \dots).$$

Vodorod spektrida kuzatilgan barcha seriyalarni

$$\nu = R \left(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad (18.3) \text{ Balmerning umumlashgan}$$

ifodasi orqali ifodalash mumkin:

Bu erda $m = 1, 2, 3, 4, 5, 6$ – butun sonlar seriyalar tartibini belgilaydi, $n = m+1, m+2, m+3, \dots$ butun sonlar seriyadagi alohida chiziqlarni belgilaydi.

Murakkab spektrlarni o'rganish, ular qonuniyatlariga bo'ysunmay joylashadigan chiziqlardan iborat ekanligini ko'rsatdi.

Yuqorida keltirilgan chiziqli spektrlar, Ridberg doimiysining umumiyliги kuzatilgan qonuniyatlar chuqur fizikaviy ma'noga ega ekanligini va uni tushuntirishga klassik fizika ojiz ekanligini bildirdi.

2. Bor postulatları

1913 yilda Daniyalik fizik N.Bor atomga bog'liq xususiyatlarni tushunib etishga urinib ko'rdi. U chiziqli spektrlarning empirik qonuniyatlarini, Rezerfordning atom yadroviy modelini va yorug'likning nurlanishi va yutilishining kvant xarakterini (bir butun) yaxlit qilib bog'lashga harakat qildi. Bor nazariyasi asosi ikkita postulattan iborat.

Borning birinchi postulati: stasionar holatlarda atom energiyani nurlatmaydi. Bunda, elektron doiraviy orbitada harakatlanib, quyidagi shartni qanoatlantiradigan impuls momentining diskret - kvantlangan qiymatlariga ega bo'ladi:

$$m \nu r_n = n \hbar \quad (n = 1, 2, 3, \dots) \quad (18.4)$$

Bu erda m – elektron massasi, ν – radiusi r_n , bo'lgan n chi orbitadagi elektronning tezligi, $\hbar = h/2\pi$.

Borning ikkinchi postulati: atomning energiyani yutishi va nurlashi bir stasionar holatdan ikkinchisiga o'tishida sodir bo'ladi.

$$h \nu = E_n - E_m \quad (18.5)$$

Bu erda, $h\nu$ – nurlangan yoki yutilgan kvant energiyasi, $E_n > E_m$, bo'lganda kvant nurlanishi sodir bo'ladi.

$E_n < E_m$ bo'lganda kvant yutiladi.

3. Vodorod atomi. Kvant sonlar

Eng sodda bo'lgan vodorod atomini ko'ramiz (44-rasm). Vodorod atomining potensial chuqurligida elektron manfiy energiyaga ega

$$U = -\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{e^2}{r} \quad (18.6)$$

$r \rightarrow 0$ bo'lganda elektron energiyasi cheksiz qiymatga intiladi. $U \rightarrow -\infty$, $r \rightarrow -\infty$ bo'lganda elektron energiyasi nolga intiladi. Vodorod atomining stasionar holatlari uchun SHredinger tenglamasi quyidagi ko'rinishda bo'ladi:

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{2m}{\hbar^2} \left(E + \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{e^2}{r} \right) \psi = 0 \quad (18.7)$$

Bu tenglamaning echimi quyidagi natijalarga olib keladi.

1) Vodorod atomida elektron diskret energetik spektrga ega bo'ladi. Energiyaning xususiy qiymatlari quyidagi ifoda bilan aniqlanadi.

$$E_n = -\frac{e^4 m}{8\epsilon_0^2 \hbar^2} \cdot \frac{1}{n^2} = -\frac{R}{n^2}, (n=1,2,3,\dots) \quad (18.8)$$

bu erda $\frac{e^4 m}{8\epsilon_0^2 \hbar^2}$ - universal doimiydir.

h oshishi bilan energiya sathlari $U = 0$ ga intiladi va bir-biriga yaqinlashadi, asta-sekin yaxlit spektrga o'tadi. (44-rasmda) vodorod atomi potensial chuqurligida energetik sathlarning joylashishi keltirilgan;

2) SHredinger tenglamasining sferik koordinatalaridagi echimi, atomdagi elektronning holati, L impulsning orbital momenti bilan xarakterlanishini ko'rsatadi.

Impul'sning orbital momenti ham bir qator diskret qiymatlarni qabul qiladi:

$$L = \hbar \sqrt{\ell(\ell+1)} \quad (18.9)$$

Bu erda ℓ - orbital kvant soni deb ataladi va u quyidagi qiymatlarni qabul qiladi:

$$\ell = 0, 1, 2, \dots, (n-1)$$

3) Impulsning orbital momenti magnit maydonining tanlangan yo'nalishiga nisbatan buriladi va uning shu yo'nalishga proeksiyasi diskret qiymatlarni qabul qiladi (45-rasm).

$$L = m\hbar \quad (18.10)$$

m – magnit kvant soni deb ataladi va u barcha butun sonlarni qabul qiladi.

$$m = -\ell, -(\ell-1), \dots, 0, 1, 2, \dots, +\ell$$

Umuman, magnit kvant soni $(2\ell + 1)$ qiymatlarga ega.

4) Elektron impulsning xususiy momentiga – spinga ega. Spin – massa va zaryadga o'xshash, elektronning birlamchi xususiyatlaridan biridir. Spin qiymati kvant mexanikasining umumiy qonunlari bilan aniqlanadi.

$$L_s = \hbar \sqrt{S(S+1)} \quad (18.11)$$

S – spin kvant sonlardan biridir.

Spinning belgilangan magnit maydoni yo'nalishiga proeksiyasi kvantlangandir.

$$L_{SH} = m_s \hbar \quad (18.12)$$

Spin kvant soni va m_s faqat ikkita qiymatni qabul qiladi.

$$S = \pm \frac{1}{2}$$

(18.7) – tenglamaning echimi bo'lgan to'liq funksiyasi n , ℓ , m uchta parametrlarni o'z ichiga oladi. Spin spektral chiziqlarning nozik strukturasi tushuntirish uchun qabul qilingan.

Elektronning energiyasi faqat n – bosh kvant soniga bog'liq bo'lgani va ℓ , m ga bog'liq bo'lmagani uchun, E_n energiyaning berilgan qiymatiga bitta emas, ℓ , m kvant sonlari bilan farqlanadigan bir nechta energetik holatlar to'g'ri keladi. Bunday energetik holatlar **aynigan holatlar** deb ataladi.

Aynigan energetik holatlar soni E_n energetik sathning ayniganlik tartibini belgilaydi.

Masalan, ℓ kvant soniga, m kvant sonining $(2\ell + 1)$ qiymatlari to'g'ri keladi. n kvant soniga ℓ kvant sonining qiymatlari to'g'ri keladi. Demak, berilgan n bosh kvant soniga

$$z = \sum_{\ell=1}^{n-1} (2\ell + 1) = n^2 \quad (18.13)$$

qiymatlar to'g'ri keladi.

ℓ orbital kvant sonining har xil qiymatlariga mos keladigan holatlar impuls momentining qiymatlari bilan farq qiladilar. Atom fizikasida ℓ ning har xil qiymatlariga to'g'ri keladigan elektron holatlari quyidagicha belgilanadilar:

$\ell = 0$ holatda bo'ladigan elektron S – elektron (S - holatdagi) deb ataladi,

$\ell = 1$ – P – holat

$\ell = 2$ – D – holat

$\ell = 3$ – f – holat, va h.k.

Elektronning quyidagi holatlari mavjud bo'lishi mumkin:

$1s, 2s, 2p, 3s, 3p, 3d, 4s, 4p, 4d, 4f$ va boshqalar.

Yorug'likning nurlanishi yoki yutilishi elektronni yuqorida ko'rsatilgan bir sathdan ikkinchisiga o'tishida sodir bo'ladi.

Shunday qilib, Layman seriyalari $np \rightarrow 1s$ ($n = 2, 3, 4, \dots$) o'tishlarida, Balmer seriyalari $n_s \rightarrow 2p$ ($n = 3, 4, 5, \dots$) o'tishlarda kuzatiladi.

Takrorlash uchun savollar

1. Vodorod atomining spektrini dastlab kim o'rganib chiqqan?
2. Ridberg doimiysidir qiymati nechaga teng?
3. Vodorod spektrning infraqizil sohasi uchun qanday seriyalar mavjud.
4. Balmerning umumlashgan ifodasini ko'rsating.
5. Bor postulatlarini sanang.
6. Kvant sonlar deganda nimani tushunasiz.
7. Spin asosan qanday qiymatlarni qabul qiladi.

19-Ma'ruza Elementlarning davriy tizimi

Reja:

1. Pauli prinsipi
2. Mendelevning elementlarning davriy tizimi

Tayanch iboralar: davriy tizim, qobiqlar, Pauli prinsipi

1. Pauli prinsipi

Vodorod atomidan farqli, ko'p elektronli atomlarda ham har bir elektronning holati o'sha 4 ta kvant sonlari bilan tavsiflanadi. Elektronlar orasidagi o'zaro ta'sirlar mavjudligi ular energiyasining ayniganligini yo'qqa chiqaradi.

Atomning odatdagi qo'zg'almagan holatida elektronlar eng quyi energetik sathlarda joylashgan bo'ladi. Shu sababli, istalgan atomlardan odatdagi holatda barcha elektronlar, xuddi $1s$ ($n=1, \ell=0$) holatda bo'lishi zarurdek ko'rinadi.

Ammo tajribada bu holat kuzatilmaydi. Chunki kvant mexanikasining asosiy qonunlaridan biri bo'lgan Pauli prinsipiga asosan berilgan atomda n, ℓ, m, s bir xil kvant sonlari majmuasiga ega bo'lgan ikkita elektron mavjud bo'lmaydi. Boshqacha qilib aytganda, bir energetik holatda bir vaqtda ikkita bir xil elektron bo'la olmaydi.

Shu sababli, berilgan n ning qiymatlariga ℓ va m qiymatlari bilan farqlanuvchi n^2 holatlar mos keladi, ya'ni energetik holatning ayniganlik darajasi quyidagidan iborat bo'ladi:

$$z = n^2 = \sum_{\ell=0}^{n-1} (2\ell + 1)$$

S kvant soni faqat ikkita $\pm \frac{\hbar}{2}$ qiymatni qabul qiladi. Shu sababli berilgan n qiymatlariga tegishli holatlarda atomda $2n^2$ elektronlar bo'ladi.

Misol uchun: $n = 1$ bo'lsa, ($\ell = 0$ S – holatda) atomda ikkita elektron bo'ladi.

$n = 2$ bo'lsa, ($\ell = 0 \rightarrow 2s$ holatda 2 ta elektron, $2p$ – holatda 6 ta elektron) jami 8 ta elektron bo'ladi.

$n = 3$ bo'lsa, ($3s$ – holatda ikkita elektron, $3p$ – holatda 6 ta elektron, $3d$ holatda 10 ta elektron) jami 18 ta elektronlar bo'ladi.

n kvant sonining bir xil qiymatlariga to'g'ri keluvchi elektronlar majmuasi elektron qobig'ini tashkil etadi. Shu qobiq ℓ kvant sonining qiymatlariga mos qobiqning bir ajralgan qismini tashkil etadi. Atomning elektron qobiqlari quyidagicha belgilanadi:

n	1	2	3	4	5
qobiqlar	K	L	M	N	O

Pauli prinsipi atom xususiyatlarining davriylik qaytarilishini osonlikcha tushuntiradi.

2. Mendeleevning elementlar davriy tizimi

Mendeleevning elementlar davriy tizimi tuzilishini qarab chiqamiz.

Vodorod atomi bitta elektronga ega. Navbatdagi atom oldingisidan bitta elektronga farq qiladi, ya'ni yadro zaryadini faqat bitta zaryad birligiga oshira oladi.

Vodoroddan keyingi geliy atomida 2 ta elektron bor va K qobig'i to'lgan bo'ladi.

Geliy atomida ikkala elektron K qobig'idagi S -holatda bir-biriga antiparallel spinlarga ega bo'lgan holda joylashadi. $1s^2$ $1s$ – holatda 2 ta elektron borligini bildiradi

Litiy atomi 3 ta elektrondan iborat. $1s$ – holatda 2 ta elektron, $2s$ – holatda 1 ta elektron joylashgan.

To'rtinchi element Berilliyda $2s$ holat elektronlar bilan to'lgan bo'lib, jami 4 ta elektronga ega bo'ladi va hokazo.

Takrorlash uchun savollar.

1. Pauli prinsipi to'la tushuntiring.
2. Qanday qobiq turlarini bilasiz?
3. Mendeleevning elementlar davriy tizimi haqida nimalarni bilasiz.
4. Davriy sistemasida elementlar qanday tartibda joylashgan.

KLASSIK VA KVANT STATISTIKALARI

20-Ma'ruza

Aynigan va aynimagan elektron gazlar

Reja:

1. Fermion va bozonlar
2. Taqsimot funksiyalari

Tayanch iboralar: aynimaslik sharti, klassik statistika, kvant statistikasi, to'la statistik taqsimot funksiyasi

1. Fermion va bozonlar

Istalgan qattiq jism ko'p sonli mikrozarachalardan iborat bo'lgan tizim yoki to'plamni tasavvur etadi. Bu tizimlarda o'ziga xos statistik qonuniyatlar namoyon bo'ladi va ularni statistik fizika yoki fizikaviy statistika o'rganadi.

Barcha mikrozarachalarni, to'plamda o'zini tutishiga qarab, ikki guruhga ajratish mumkin: **fermion** va **bozonlarga**.

Fermionlarga spinlari yarimtaliligi: $\frac{\hbar}{2}, \frac{3\hbar}{2}, \dots$, bo'lgan elektronlar, protonlar, neytronlar va boshqa zarachalar kiradi.

Bozonlarga spinlari butun son: $0, \hbar, 2\hbar, \dots$, bo'lgan fotonlar, fononlar va boshqa zarachalar kiradi.

To'plamda fermionlar «yakkalanishga» juda yaqqol intilishlari ko'rinib turadi. Agar, berilgan kvant holat fermion bilan band bo'lsa, u holda, Pauli prinsipiga asosan shunga o'xshash hech qanday fermion shu kvant holatida bo'la olmaydi.

Bozonlar eca, aksincha to'planish xususiyatiga ega bo'lganligi uchun, bir energetik sathda cheklanmagan miqdorda joylashishlar mumkin.

Zarachalarning o'ziga xosligi to'plam xususiyatiga ta'sir qilish mumkinligini ko'rib chiqamiz.

O'ziga xosligi namoyon bo'lishi uchun mikrozarachalar bir-biri bilan tez-tez uchrashib turishlari lozim. Bu yerda, uchrashish deyilganda, ikkita zarachaning xuddi o'sha kvant holatiga tushishi ko'zda tutiladi.

Faraz qilaylik, N ta bir xil zarachalarga, alohida mikrozaracha joylashadigan G ta har xil kvant holatlar to'g'ri kelsin. Uchrashishlar chastotasi o'lchovi sifatida N/G nisbat xizmat qilsin. Agar, quyidagi shart bajarilsa:

$$\frac{N}{G} \ll 1 \quad (20.1)$$

mikrozarachalar ahyon-ahyonda uchrashadi. Bu holda, har xil vakant holatlar soni mikrozarachalar sonidan juda kattadir: $G \gg N$.

Bunday sharoitlarda fermionlar va bozonlarning o'ziga xos xususiyatlari namoyon bo'la olmaydi, chunki har bir mikrozaracha ihtiyorida ancha har xil holatlar bor va birdan-bir kvant holatni bir necha zarachalar egallash muammosi

paydo bo'lmaydi. Shu sababli, to'plam xususiyati to'laligicha mikrozarxachalarning o'ziga xosligiga bog'liq emas.

Bunday to'plamlar **aynimagan**, (20.1)- shart esa, **aynimaslik sharti** deb ataladi.

Agarda G holatlar soni N zarrachalar soni bilan bir tartibda bo'lsa, ya'ni

$$\frac{N}{G} \approx 1 \quad (20.2)$$

shart bajarilsa, alohida holatni yakka tartibda yoki ko'pchilik egallash muhim ahamiyatga ega bo'la boshlaydi. Bu holda mikrozarxachalarning o'ziga xos xususiyatlari to'la namoyon bo'ladi va to'plam xususiyatiga ta'sir eta boshlaydi. Bunday to'plamlar **aynigan** to'plamlar deb ataladi. Aynimagan to'plam kvantomexanikaviy xususiyatlarga ega bo'lgan zarrachalardan ham hosil bo'lishi mumkin, chunki bu zarrachalar holatlari diskret o'zgaradi, uning oqibatida G mumkin bo'lgan holatlar soni cheklangan bo'ladi.

G holatlar soni doimo cheksiz katta bo'lganda klassik zarrachalar holati parametrlari uluksiz o'zgarib turadi, uning oqibatida bunday to'plamlar doimo aynimagan to'plam bo'ladi.

Aynimagan to'plamlar xususiyatini o'rganadigan fizikaviy statistika **statistika** yoki Maksvell-Bolsman statistikasi deb ataladi.

Aynigan to'plamlar xususiyatini o'rganadigan fizikaviy statistika **kvant statistikasi** deb ataladi.

Zarrachalarning o'ziga xos xususiyatlarini aynigan to'plam xususiyatiga ta'siri, fermionlar aynigan to'plami bilan bozonlar aynigan to'plami orasida sezilarli farqni keltirib chiqaradi. Shu sababli, ikkita kvant statistikasini farq qiladilar.

Fermionlar kvant statistikasini, E.Fermi va A.Dirak nomlari bilan bog'lab, **Fermi-Dirak statistikasi** deb atashadi.

Bozonlar kvant statistikasini , Boze va A. Eynshteyn nomi bilan bog'lab, **Boze-Eynshteyn statistikasi** deb atashadi.

Kvant statistikasida faqat kvant zarrachalar to'plami bo'lishi zarur. Klassik statistikada esa, klassik va kvant zarrachalar qatnashishi mumkin. To'plamda zarrachalar soni kamaya borsa yoki holatlar soni oshsa aynigan to'plam ham aynimagan holatga o'tishi muqarrar. Bu holda fermionlar yoki bozonlar tabiatiga ega bo'lgan to'plam Maksvell-Bolsman statistikasi bilan ifodalanadi.

2. Taqsimot funksiyalari

To'plam holatini belgilash uchun uning termodinamik parametrlarini ko'rsatish lozim. Zarrachalar holatini belgilash uchun ularning koordinatalari va impul'sining tashkil etuvchilarini keltirish lozim. Bu ikki kattaliklarni o'zaro bog'lanishini statistik taqsimot funksiyasi amalga oshiradi

$$N_{MB}(E)dE \quad (20.3)$$

$N_{MB}(E)dE$ – holati μ va T termodinamik parametrlar bilan ifodalanadigan tizimdagi, E dan $E+dE$ gacha energetik oraliqdagi zarrachalar sonini belgilaydi. Bunday funksiya **to'la statistik taqsimot funksiyasi** deb ataladi.

To'la taqsimot funksiyasini dE energetik oraliqqa to'g'ri keladigan $g(E)dE$ holatlar sonini, bu holatlarni zarrachalar egallashi mumkin bo'lgan ehtimolikka ko'paytmasidan iborat deb tasavvur etish mumkin:

$$N(E)dE = f(E)g(E)dE \quad (20.4)$$

$f(E)$ – funksiya taqsimot funksiyasi deb ataladi va u berilgan holatlarni zarrachalar egallashi ehtimoligini ifodalaydi. Masalan, 100 ta yonma-yon turgan energetik holatlarga 10 ta zarracha to'g'ri kelsa, ularni zarrachalar egallash ehtimoligi

$$f(E) = 0,1$$

ga teng bo'ladi. Har bir holatga o'rtacha 0,1 ta zarracha to'g'ri kelgani uchun, $f(E)$ funksiya shu holatda turgan zarrachalarning o'rtacha sonini ko'rsatadi.

Takrorlash uchun savollar.

1. Mikrozzarrachalarni, to'plamda o'zini tutishiga qarab qanday guruhlariga bo'linadi.
2. Qanday to'plamlar aynimagan to'plamlar deyiladi.
3. Aynigan to'plamlarchi?
4. Aynimagan to'plamlar xususiyatini o'rganuvchi bo'lim qanday nomlanadi?
5. Fermi-Dirak statistikasi nimani o'rganadi?
6. To'la statistik taqsimot funksiyasi deganda nimani tushundingiz?

21-Ma'ruza

Mikrozarrachalarning xolatlar soni va zichligi

Reja:

1. Mikrozarrachalarning xolatlar soni
2. Holatlar zichligi

Tayanch iboralar: Holatlar zichligi, erkin zarrachalar, fazoni kvantlash, erkin zarrachalar

1. Mikrozarrachalarning xolatlar soni

Klassik mexanikada zarracha holatini, uning uchta x, y, z koordinatalari va impul'sining uchta tashkil etuvchilari (p_x, p_y, p_z) bilan belgilash mumkin. x, y, z, p_x, p_y, p_z koordinata o'qlariga ega bo'lgan olti o'lchamli fazoni tasavvur qilamiz. Bu fazoda zarrachaning har bir momentdagi holati (x, y, z, p_x, p_y, p_z) nuqta bilan aniqlanadi va bunga o'xshash nuqtalar fazoviy nuqtalar deb ataladi.

Fazoviy hajm elementi quyidagi kattalik bilan ifodalanadi.

$$\Delta\Gamma = \Delta\Gamma_v \Delta\Gamma_p = dx dy dz dp_x dp_y dp_z \quad (21.1)$$

Bu erda $\Delta\Gamma_v = dx dy dz$ koordinatalar fazosi hajmi elementini, $\Delta\Gamma_p = dp_x dp_y dp_z$ – impul'slar fazosi hajmi elementini belgilaydi.

Klassik zarrachaning koordinatalari va impul'slari uzluksiz o'zgargani uchun, $\Delta\Gamma_v$ $\Delta\Gamma_p$ – elementlar va ular bilan $\Delta\Gamma$ element imkonini boricha kichik bo'lishi mumkin.

O'zaro ta'sirlashmaydigan, tashqi maydon ta'sirida bo'lmagan zarrachalar tizimi uchun zarrachalar potentsial energiyasi nolga teng bo'ladi. Bunday zarrachalar **erkin zarrachalar** deb ataladi. Bu zarrachalar uchun olti o'lchamli fazo o'rniga uch o'lchamli impul'slar fazosidan foydalanish qulay, chunki zarrachalar holatiga hech qanday cheklashlar qo'yilmagani uchun, $\Delta\Gamma_v$ fazo elementi – zarrachalar harakatlanadigan oddiy hajmga tengdir.

Agarda zarrachalar to'liqin xususiyatiga ega bo'lsalar olti o'lchamli fazoni oddiy elementlarga ajratib bo'lmaydi. Zarrachalarning to'liqin xususiyatiga ega bo'lishi, $dx, dy, dz, dp_x, dp_y, dp_z$ fazo elementi $\hbar^3$ dan kichik bo'lsa, noaniqliklar prinsipiga asosan x, y, z, p_x, p_y, p_z va $x + dx, y + dy, z + dz, p + dp_x, p_y + dp_y, p_z + dp_z$ ikki holatni bir-biridan ajratib bo'lmaydi. Boshqacha qilib aytganda, fazo elementi $\hbar^3$ dan kichik bo'lmagan taqdirda, mikrozarrachalarning kvant holatiga to'g'ri keladi. Shu sababli, kvant statistikasida olti o'lchamli fazoning (eng kichik katagi) elementar yacheykasi $\hbar^3$ ga teng deb olinadi.

$$\Delta\Gamma = \Delta\Gamma_v \Delta\Gamma_p = \hbar^3 \quad (21.2)$$

Erkin mikrozarachalar uchun

$$\Delta\Gamma_p = \frac{h^3}{g} \quad (21.3)$$

Har bir shunday elementga bir-biridan ajratib bo'ladigan kvant holat to'g'ri keladi.

Olti o'lchamli fazoni $\hbar^3$ yoki $\frac{\hbar^3}{v}$ chekli o'lchamli kataklarga bo'lish **fazoni kvantlash** deb ataladi.

2. Holatlar zichligi

Zarrachalarning E dan $E+dE$ energiya bo'lagiga to'g'ri kelgan holatlar sonini hisoblab ko'ramiz. Impul'slar fazosida radiuslari r va $r+dr$ bo'lgan ikkita sferani ajratib olamiz. Bu sferalar orasida hajmi $4\pi r^2 dr$ ga teng bo'lgan shar qatlami joylashgan. Bu shar qatlamiga to'g'ri kelgan elementar katakchalar soni quyidagiga tengdir:

$$\frac{4\pi r^3 dp}{\Delta\Gamma_p} = \frac{4\pi V}{h^3} p^2 dp \quad (21.4)$$

Har bir elementar katakchaga mikrozarachaning bitta holati to'g'ri kelgani uchun dr impul's kengligiga to'g'ri keladigan holatlar soni

$$g(p)dp = \frac{4\pi V}{h^3} p^2 dp \quad (21.5)$$

ga teng bo'ladi.

Erkin zarachalar uchun quyidagi

$$E = \frac{p^2}{m}, \quad dE = \frac{p}{m} dp, \quad p = \sqrt{2mE}$$
$$dp = \frac{m}{\sqrt{2mE}} dE$$

ifodalar o'rinli bo'lgani uchun, holatlar sonini quyidagicha ifodalash mumkin:

$$g(E)dE = \frac{2\pi V}{h^3} = (2m)^{3/2} \sqrt{E} \cdot dE \quad (21.6)$$

Ana shu, E va $E+dE$ energetik oraliqdagi dE energiya intervaliga to'g'ri kelgan mikrozarachalarning holatlar sonidir. O'z navbatida holatlar zichligi quyidagiga tengdir:

$$g(E) = \frac{2\pi V}{h^3} \cdot (2m)^{3/2} \sqrt{E} \quad (21.7)$$

Bu ifodadan, E energiya oshishi bilan holatlar zichligi $\sqrt{E}$ ga proporsional ravishda oshib borishi ko'rinib turibdi (67-rasm). Undan tashqari, holatlar zichligi zarachalar massasi oshishi bilan ham o'sib boradi.

Mikrozarachalar sifatida elektronlarni olsak, har bir elementar katakchalarga spinlari bilan farq qiladigan ikkita kvant holati to'g'ri keladi.

Shu sababli, elektronlar uchun holatlar soni va zichligi quyidagicha bo'ladi:

$$g(p)dp = \frac{8\pi V}{h^3} p^2 dp \quad (21.8)$$

$$g(E)dE = \frac{4\pi V}{h^3} \cdot (2m)^{3/2} \sqrt{E} dE \quad (21.9)$$

$$g(E) = \frac{4\pi V}{h^3} \cdot (2m)^{3/2} \sqrt{E} \quad (21.10)$$

Takrorlash uchun savollar.

1. Mikrozzarrachalarning xolatlar soni qanday tariflanadi.
2. Qanday zarrachalar erkin zarrachalar deb ataladi.
3. Fazoni kvantlash deganda nimani tushundingiz.
4. Holatlar zichligi bu-?
5. Holatlar soni qanday aniqlanadi.

22-Ma'ruza

Ideal gazning holat shartlari

Reja:

1. Ideal gazning aynimaslik sharti
2. Aynimagan gaz taqsimot funksiyasi
3. Aynigan gaz taqsimot funksiyasi

Tayanch iboralar: Fermi sathi, energetik sath, aynigan elektron, to'ldirish ehtimolligi, egallash ehtimolligi

1. Ideal gazning aynimaslik sharti

Holatlar zichligi ifodasini 0 dan E gacha kenglikda energiya bo'yicha integrallasak shu energetik intervalga to'g'ri kelgan mikrozarrachalarning holatlar sonini aniqlashimiz mumkin:

$$G = \frac{2\pi V}{h^3} \cdot (2m)^{3/2} \frac{2}{3} E^{3/2}$$

Zarrachalarning ilgarilanma harakat kinetik energiyasi temperaturaga bog'liq ifodasidan ($E = \frac{3}{2}kT$) foydalansak, holatlar sonining temperaturaga bog'liq ifodasiga ega bo'lamiz

$$G \cong V \cdot \left(\frac{2\pi mkT}{h^2} \right)^{3/2} \quad (22.1)$$

Bu ifodani $\frac{N}{G} \ll 1$ tengsizlikka qo'ysak, ideal gazning aynimaslik shartini keltirib chiqaramiz

$$\frac{N}{G} = n \left(\frac{h^2}{2\pi mkT} \right)^{3/2} \ll 1 \quad (22.2)$$

bu erda $n = \frac{N}{V}$ - birlik hajmdagi zarrachalar sonini belgilaydi.

Misol uchun, normal sharoitdagi azotning molekulyar gazini olamiz. U holda: $n \approx 10^{26} \text{ m}^{-3}$, $m = 4,5 \cdot 10^{-26} \text{ kg}$, $kT = 4 \cdot 10^{-21} \text{ Дж}$, $T = 300 \text{ K}$ bo'lsa, $\frac{N}{G}$ nisbat quyidagiga teng bo'ladi:

$$\frac{N}{G} = n \left(\frac{h^2}{2\pi mkT} \right)^{3/2} \approx 10^{-6}.$$

Demak, normal sharoitlarda oddiy molekulyar gazlar aynimagan holatda bo'ladilar va Maksvell – Bolsman taqsimotiga bo'ysunadilar.

Endi esa, metallarda elektron gazning holatini ko'rib chiqamiz. Metallarda elektron gaz uchun:

$$n = 5 \cdot 10^{28} \text{ m}^{-3}, m = 9 \cdot 10^{-31} \text{ kg}$$

normal sharoitda, ya'ni $T=300 \text{ K}$ bo'lganda $\frac{N}{G}$ nisbat quyidagiga teng bo'ladi

$$\frac{N}{G} \approx 10^4 \gg 1$$

Demak, metallarda elektron gaz, odatdagi sharoitlarda ham aynigan gaz deb hisoblanadi va Fermi-Dirak kvant taqsimotiga bo'ysunadi.

Metallarda elektron gaz holati temperatura 10^5 K ga ko'tarilganda aynimagan holatga o'ta boshlaydi, chunki bu temperaturada $\frac{N}{G}$ nisbat birdan kichik bo'lib $\sim 0,5$ ga teng bo'ladi.

Aynimaslik holati faqat temperatura oshganda kuzatilmay, balki elektron gaz konsentratsiyasi kamayganda ham kuzatiladi. Yarim o'tkazgichlarda, odatdagi sharoitlarda elektron gaz konsentratsiyasi 10^{22} m^{-3} dan kichik bo'ladi. Bu holatda $\frac{N}{G}$ nisbat $>10^{-3}$ dan kichik bo'ladi va yarim o'tkazgichlarda tok tashuvchilar konsentratsiyasi kam bo'lganda, aynimagan holatda bo'ladi va Maksvell-Bolsman taqsimoti bilan ifodalanadi.

2. Aynimagan gaz taqsimot funksiyasi

Taqsimot funksiyasi quyidagi ko'rinishga ega:

$$f_{MB}(E) = e^{\frac{\mu}{kT}} \cdot e^{-\frac{E}{kT}} = e^{\frac{\mu-E}{kT}} \quad (22.3)$$

bu erda k - Bolsman doimiysi, μ - ximiyaviy potentsial. Hisoblashlarga ko'ra aynimagan gaz uchun ximiyaviy potentsial

$$\mu = kT \ln \left[\frac{N}{V} \left(\frac{h^2}{2\pi mkT} \right)^{3/2} \right] \quad (22.4)$$

ga teng va uni (22.3) – ifodaga qo'ssak, quyidagiga ega bo'lamiz:

$$f_{MB}(E) = \frac{N}{V} \left(\frac{h^2}{2\pi mkT} \right)^{3/2} e^{-\frac{E}{kT}} \quad (22.5)$$

Maksvell-Bolsman taqsimot funksiya ($f_{MB}(E)dE$) E va $E+dE$ energetik intervaldagi holatlarni zarrachalar egallash ehtimoligini ifodalaydi.

Maksvell-Bolsman funksiyasi grafigi 68-rasmda ko'rsatilgan.

Funksiya $E = 0$ da maksimumga ega va energiya oshishi bilan asimptotik ravishda nolga intiladi:

Taqsimot funksiyasini $g(E)dE$ holatlar soniga ko'paytirsak zarrachalarning energiya bo'yicha to'la taqsimot funksiyasini keltirib chiqaramiz:

$$N(E)dE = \frac{4\pi V}{h^3} = (2m)^{3/2} e^{\frac{\mu}{kT}} e^{\frac{E}{kT}} \sqrt{E} \cdot dE \quad (22.6)$$

$$N(E)dE = \frac{2N}{\sqrt{\pi}(kT)^{3/2}} e^{\frac{\mu}{kT}} E dE \quad (22.7)$$

bu ifoda Maksvell-Bolsmanning to'la taqsimot funksiyasi deb ataladi.

$f_m(E)$ – taqsimot funksiyasi aniq bo'lsa, zarrachalarning impul's va tezlikka bog'liq taqsimot qonunini izlash imkonini beradi.

$$N(p)dp = \frac{4\pi N}{(2\pi mkT)^{3/2}} e^{\frac{-p^2}{2mkT}} p^2 dp \quad (22.8)$$

va

$$N(v)dv = 4\pi N \left(\frac{m}{2\pi kT} \right)^{3/2} e^{\frac{-mv^2}{2kT}} v^2 dv \quad (22.9)$$

3. Aynigan gaz taqsimot funksiyasi

Aynigan gazlar uchun Fermi-Dirak taqsimot funksiyasi quyidagidan iborat:

$$f_\phi(E) = \frac{1}{e^{\frac{E-\mu}{kT}} + 1} \quad (22.10)$$

bu erda μ - ximiyaviy potentsial yoki Fermi sathi.

E energiya Fermi sathi μ ga teng bo'lganda, noldan farqli istalgan temperaturada ($T \neq 0$) taqsimot funksiyasi 1/2 ga teng bo'ladi. Shu sababli, statistik nuqtai nazardan Fermi sathi holatlarni zarrachalar egallash ehtimoli 1/2 ga teng bo'lgan energetik sathni belgilaydi.

Absolyut nol temperaturada metallardagi aynigan elektron gaz holatini ko'rib chiqamiz (69-rasm).

Erkin elektronlar uchun metall potentsial chuqurlik vazifasini o'taydi, chunki erkin elektronlar chuqurlikdan chiqish uchun bog'lanish kuchlarini yengib ish bajarishlari lozim.

Gorizontal chiziqlar elektronlar egallashi mumkin bo'lgan energetik sathlarni bildiradi.

Pauli prinsipiga asosan har bir energetik sathda spinlari qarama qarshi bo'lgan ikkita elektron joylashishi mumkin. Agarda elektron gazda N ta elektronlar bo'lsa, u holda eng oxirgi band bo'lgan energetik sath $N/2$ – bo'ladi. Ana shu energetik sath aynigan elektron gaz uchun **Fermi sathi** deb ataladi va absolyut nol temperaturada metallda elektronning olgan eng katta kinetik energiyasini (E_f) ko'rsatadi.

Shunday qilib, absolyut nol temperaturada $E < E_f$ energiyali barcha holatlar elektronlar bilan band bo'ladi, $E > E_f$ energiyali holatlar esa bo'sh bo'ladi. Boshqacha qilib aytganda, $T=0$ K da $E < E_f$ energiyali holatlarni elektronlar bilan to'ldirish ehtimolligi 1 ga teng, $E > E_f$ energiyali holatlarni egallash ehtimolligi nolga tengdir:

$$f_{\phi}(E) = \begin{cases} 1 & T = 0 \quad \partial a \quad E < E_f \\ 0 & T = 0 \quad \partial a \quad E > E_f \end{cases} \quad (22.11)$$

Taqsimot funktsiyasining qiymati Fermi - sathigacha 1 ga tengligi, Fermi sathida esa birdan nolga kamayishi ko'rinib turibdi. Fermi sathigacha energetik holatlarni egallagan elektronlar soni

$$N(E) = \frac{8\pi V}{3h^3} E_f^{3/2} (2m)^{3/2} \quad (22.12)$$

ga teng. (22.12)- ifodadan Fermi sathi ifodasini keltirib chiqarish mumkin:

$$E_f = \frac{h^2}{2m} \left(\frac{3n}{8\pi} \right)^{2/3} \quad (22.13)$$

Takrorlash uchun savollar.

1. Ideal gazning aynimaslik shartini qanday tariflaysiz.
2. Normal sharoitlarda oddiy molekulyar gazlar qanday holatda bo'ladilar.
3. Taqsimot funksiyasi qandayko'rinishga ega.
4. Maksvell-Bolsmanning to'la taqsimot funksiyasini ko'rsating.
5. Qanday sathga Fermi sathi deyiladi.

23-Ma'ruza

Fermi - Dirak taqsimotiga temperaturaning ta'siri

Reja:

1. Taqsimotning tekshirilishi
2. Bozonlarning aynigan gazi taqsimot funksiyasi

Tayanch iboralar:

1. Taqsimotning tekshirilishi

Temperaturani oshishi, issiqlik harakati energiyasi hisobiga elektronlarni qo'zg'ata boshlaydi va ular yuqoriroq energetik sathlarga o'ta boshlaydilar, natijada holatlar bo'yicha elektronlarning taqsimot xarakteri o'zgara boshlaydi.

$E = E_f$ - Fermi energiyasi yaqinidagi kT ga teng kenglikdagi elektronlarga qo'zg'atilgan bo'ladi.

Fermi energiyasidan chuqurroqdagi energetik sathlardagi elektronlar o'z holida qoladilar, chunki kT issiqlik harakati energiyasi elektronlarni qo'zg'atish uchun yetarli emas

Issiqlik harakati natijasida E_f dan kichik energiyaga ega bo'lgan elektronlarning bir qismi E_f dan katta bo'lgan energetik sathlarga o'taboshlaydi va Fermi sathi atrofidagi taqsimot ko'rinishi o'zgara boshlaydi.

Temperatura oshishi kT kenglikda taqsimotni keskin o'zgartirishga va E_f dan yuqorida taqsimotning dumi hosil bo'lishiga olib keladi. Temperatura qancha yuqori bo'lsa, taqsimotning dumi Maksvell taqsimoti bilan ifodalanadi.

Shtrixlangan yuzalar $E < E_f$ energiyali holatlarni tashlab ketayotgan va E_f dan yuqoridagi energetik holatlarni egallayotgan elektronlar soniga proporsionaldir. Bu yuzalar qiymatlari bir-biriga teng bo'ladi, chunki bir xil miqdordagi elektronlar Fermi sathi pastidan uning yuqorisiga o'tadi.

Odatda, metallarda Fermi energiyasi $3 \div 10$ eV ga teng bo'ladi. 300 K da $kT \approx 0,025$ eV ga teng.

kT energiya kengligidagi qo'zg'atilgan elektronlar soni quyidagiga tengdir:

$$\Delta N \approx \frac{kT}{2E_f} N \quad (23.1)$$

bundan $\frac{\Delta N}{N} < 1\%$ tashkil etadi.

Shunday qilib, temperaturaning katta diapazonida metallardagi elektron gaz aynigan bo'lib, uning taqsimoti deyarli o'zgarmaydi. Faqat Fermi sathi atrofidagi taqsimotining juda kichik qismi ($N \ll 1\%$) issiqlikdan qo'zg'atilgan hisoblanadi.

Metallarda Fermi sathining temperaturaga bog'liq ifodasi quyidagidan iborat:

$$\mu = E_f \left[1 - \frac{\pi^2}{12} \left(\frac{kT}{E_f} \right)^2 \right] \quad (23.2)$$

Issiqlik harakati energiyasi 300 K da $\sim 0,025$ eV ga teng 1200 K da esa $\sim 0,1$ eV ga teng va bu qiymat metallardagi Fermi energiyasi qiymatidan ($3 \div 10$ eV) 100 martaga kichikdir. Shu sababli, metallarning erish temperaturasigacha Fermi sathi deyarli o'zgarmay qoladi.

2. Bozonlarning aynigan gazi taqsimot funksiyasi

Pauli printsiptiga bo'ysunadigan fermionlardan farqli ravishda bozonlar, bo'sh energetik holatlardan tashqari, boshqa bozonlar egallagan holatlarga ham joylashishlari mumkin. Uning ustiga, oxirgi holatlar bandligi zichligi qancha katta bo'lsa, shuncha ko'proq egallashga intiladilar.

Holatlar bo'yicha bozonlar taqsimot funksiyasi quyidagidan iborat:

$$f_E(E) = \frac{1}{e^{\frac{E-\mu}{kT}} - 1} \quad (23.3)$$

va uni Boze-Eynshteyn taqsimot funksiyasi deb atashadi. Shu funktsiyani foton gazi xususiyatini ta'riflash uchun qo'llashga harakat qilamiz.

T temperaturali, absolyut qora jism bo'shlig'i muvozanatda bo'lgan issiqlik nurlanishi bilan to'lgan deb faraz qilaylik.

Kvant nuqtai nazaridan, bu nurlanishni foton gazini tashkil qiluvchi benihoya ko'p sonli fotonlar majmuasi deb hisoblash mumkin. Foton spini 1 ga teng bo'lgan bozonlardir. Shuning uchun, foton gazi Boze-Eynshteyn taqsimotiga bo'ysunadi.

Foton quyidagi xususiyatlarga ega bo'ladi:

1. Fotonlarning tinch holatdagi massasi nolga teng.
2. Barcha fotonlar s yorug'lik tezligi bilan harakatlanadilar, ammo har xil E - energiya va r – impul'sga ega bo'ladilar. E va r v chastotaga quyidagicha bog'langandir:

$$E = h\nu = h\omega, \quad p = \frac{h\nu}{c} = \frac{h\omega}{c} \quad (23.4)$$

Bulardan quyidagiga ega bo'lamiz:

$$E = pc \quad (23.5)$$

3. Fotonlar o'zaro to'qnashmaydilar, shu sababli, faqat fotonlarni yutadigan va nurlatadigan xususiyatga ega bo'lgan jism mavjudligida foton gazining muvozanat taqsimoti kuzatilishi mumkin.

4. Fotonlar istalgan miqdorda hosil bo'lishi va yo'q bo'lishi mumkin. Shu sababli, foton gazida fotonlar soni qat'iy cheklangan emas.

V va T ning berilgan qiymatlari uchun foton gazi, muvozanat holatda, N_0 fotonlar soniga ega bo'ladi. Bu esa, foton gazini muvozanatda bo'lish shartini quyidagicha ifodalaydi:

$$\left(\frac{dE}{dN} \right)_{V,T} = 0 \quad (23.6)$$

Doimiy hajmga ega bo'lgan, ajratilgan tizim energiyasining o'zgarishi, undagi zarrachalar sonini bittaga o'zgarishi bilan bog'liqligini ximiyaviy potentsial ifodalaydi:

$$\mu = \frac{dE}{dN} \quad (23.7)$$

Shuning uchun, $\left(\frac{dE}{dN}\right)_{V,T} = \mu$ ga teng.

Bundan, muvozanat sharti $\mu = 0$ ekanligi kelib chiqadi. Demak, muvozanatdagi foton gazining ximiyaviy potentsiali nolga tengdir.

Aynimagan gaz uchun ximiyaviy potentsial manfiy bo'lishi, $\mu = 0$ holat foton gazini doimo aynigan holatda bo'lishini bildiradi.

(59.2) ifodadan foydalanib, foton gazining taqsimot funksiyasini quyidagicha yozamiz:

$$f(E) = \left(e^{\frac{E}{kT}} - 1\right)^{-1} = \left(e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1\right)^{-1} \quad (23.8)$$

Bu Plank ifodasi deb ataladi va u $E = h\nu$ energiyaga ega bo'lgan fotonlarning o'rtacha sonini ko'rsatadi.

Takrorlash uchun savollar.

1. temperaturaning katta diapazonida metallardagi elektron gaz qanday holat shartini bajaradi.
2. Metallarda Fermi sathining temperaturaga bog'liq ifodasini yozing.
3. Bozonlarning aynigan gazi taqsimot funksiyasi qanday.
4. Fotonning xususiyatlarini sanang.

Elektromagnit to'liqlar shkalasi

1-jadval

Nurlanish turlari	To'liq uzunligi, m	To'liq chastotasi, Gs	Nurlanish manbalari
Radioto'liqlar	$10^{-4} - 10$	$3 \cdot 10^5 - 3 \cdot 10^{12}$	Tebranish konturi Gers vibratori lampali generator
YOrug'lik to'liqlari: Infraqizil ko'zga ko'rinadigan nurlar	$8 \cdot 10^{-7} - 5 \cdot 10$ $8 \cdot 10^{-7} - 4 \cdot 10^{-7}$	$8 \cdot 10^{11} - 3,75 \cdot 10^{14}$ $3,75 \cdot 10^{14} - 7,5 \cdot 10^{14}$	Lampalar Lazerlar
Ul'trabinafsha nurlar	$10^{-9} - 4 \cdot 10^{-7}$	$7,5 \cdot 10^{14} - 3 \cdot 10^{17}$	Lazerlar
Rentgen nurlari	$6 \cdot 10^{-12} - 2 \cdot 10^{-9}$	$1,5 \cdot 10^{17} - 5 \cdot 10^{19}$	Rentgen trubalari
γ -nurlanish	$< 6 \cdot 10^{-12}$	$> 5 \cdot 10^{19}$	Radioaktiv parchalanish, yadro jarayonlari, kosmik nurlanish

HALQARO BIRLIKLAR TIZIMI (XBT)

1960 yili o'lchov va og'irliklar XI Bosh konferensiyasida halqaro miqyosida Halqaro birliklar tizimi o'rnatilgan.

XBT negizi quyidagi asosiy birliklardan iboratdir.

Jadval-1

Kattaliklar turi	Birliklar nomi	Qisqacha belgilash
Uzunlik	metr	m
Massa	kilogramm	kg
Vaqt	sekunda	s
Elektr toki kuchi	amper	A
Temperatura	kelvin	K
YOrug'lik kuchi	kandela	kd
Modda miqdori	mol	mol
Tekis burchak	radian	rad
Teles burchak	steradian	sr

XBT birliklarining hosilalari

Jadval-2

Birliklar	Birliklar nomi	Qisqartirilgan belgisi	Boshqa birliklar bilan bog'lanish
Kuch	N'yuton	N	$1 \text{ N} = 1 \text{ kg} \cdot \text{m} \cdot \text{s}^{-2}$
Bosim	Paskal	Pa	$1 \text{ Pa} = 1 \text{ N} \cdot \text{m}^{-2}$
Energiya, ish	Djoule	Dj	$1 \text{ Dj} = 1 \text{ N} \cdot \text{m}$
Quvvat	Vatt	Vt	$1 \text{ Vt} = 1 \text{ Dj} \cdot \text{s}^{-1}$
Zaryad	Kulon	Kl	$1 \text{ Kl} = 1 \text{ A} \cdot \text{s}$
Elektr kuchlanishi	Vol't	V	$1 \text{ V} = 1 \text{ Vt} \cdot \text{A}^{-1}$
Elektr sig'imi	Farada	F	$1 \text{ F} = 1 \text{ Kl} \cdot \text{V}^{-1}$
Elektr qarshilik	Om	Om	$1 \text{ Om} = 1 \text{ V} \cdot \text{A}^{-1}$
Elektr o'tkazuvchanlik	Simens	sm	$1 \text{ sm} = 1 \text{ Om}^{-1}$
Magnit oqimi	Veber	Vb	$1 \text{ Vb} = 1 \text{ V} \cdot \text{s}$
Magnit oqimi zichligi	Tesla	T	$1 \text{ T} = 1 \text{ Vb} \cdot \text{m}^{-2}$
Induktivlik	Genri	G	$1 \text{ G} = 1 \text{ Vb} \cdot \text{A}^{-1}$
YOrug'lik oqimi	Lyumen	Lm	$1 \text{ lm} = 1 \text{ kd} \cdot \text{sr}$
YOritilganlik	Lyuks	Lk	$1 \text{ lk} = 1 \text{ lm} \cdot \text{m}^{-2}$
CHastota	Gers	Gs	$1 \text{ Gs} = 1 \text{ s}^{-1}$
Singdirish qobiliyati	Dioptriya	Dpt	$1 \text{ dpt} = 1 \text{ m}^{-1}$

Ayrim fizik kattaliklar birliklari

$$1 \text{ A}^0 = 10^{-10} \text{ m} = 10^{-8} \text{ sm} = 10^{-4} \text{ mkm} = 10^{-1} \text{ nm}$$

$$1 \text{ rad} = 57^0 17' 44,8'' = 57,3^0$$

$$1 \text{ t} / \text{sm}^3 = 10^3 \text{ kg} / \text{m}^3 = 1 \text{ t} / \text{m}^3$$

$$1 \text{ atm} = 1,01 \cdot 10^5 \text{ Pa} = 1,01 \cdot 10^6 \text{ din} / \text{sm}^2 = 1,03 \text{ kg s} / \text{sm}^2$$

$$1 \text{ mm} \dots = 1,33 \cdot 10^2 \text{ Pa} = 1,33 \cdot 2 \text{ Pa} = 13,6 \text{ mm. suv ustuni}$$

$$1 \text{ erg} = 10^{-7} \text{ Dj} = 1,02 \text{ kg s.m.} = 6,24 \cdot 10^{11} \text{ eV}$$

$$1 \text{ Kl} = 3 \cdot 10^9 \text{ SGES z.b.} = 0,1 \text{ SGSM b.}$$

$$1 \text{ A} = 3 \cdot 10^9 \text{ SGES z.b.} = 0,1 \text{ SGSM b.}$$

$$1 \text{ V} = 3,34 \cdot 10^{-3} \text{ SGES z.b.} = 10^8 \text{ SGSM b.}$$

$$1 \text{ F} = 8,99 \cdot 10^{11} \text{ sm} = 10^{-9} \text{ SGSM b.}$$

$$1 \text{ Om} = 1,11 \cdot 10^{-12} \text{ SGES z.b.} = 10^9 \text{ SGSM b.}$$

$$1 \text{ Tl} = 3,34 \cdot 10^{-7} \text{ SGES z.b.} = 10^4 \text{ Gs}$$

$$1 \text{ Gn} = 1,11 \cdot 10^{-12} \text{ SGES z.b.} = 10^9 \text{ sm}$$

$$1 \text{ A/m} = 3,77 \cdot 10^8 \text{ SGES z.b.} = 1,26 \cdot 10^{-2} \text{ E}$$

Fundamental fizik doimiylar

Jadval-3

Kattalik	Belgisi	Son qiymatlari
Yorug`lik tezligi	s	$2,997924458 \cdot 10^{-11}$
Vakuumning magnit singdiruvchanligi	μ_0	$4\pi \cdot 10^{-7} \text{ Gn.m}^{-1}$
Dielektrik singdiruvchanlik	$\varepsilon_0 = \frac{1}{\mu_0 c^2}$	$8,85418782 \cdot 10^{-12} \text{ F.m}^{-1}$
Ridberg doimiysi	R_∞	$10973731,77 \text{ m}^{-1}$
Plank doimiysi	$\hbar = \frac{h}{2\pi}$ h	$1,0545887 \cdot 10^{-34} \text{ Dj.s}$ $6,626176 \cdot 10^{-34} \text{ Dj.s}$
Elektronning tinch holatdagi massasi	m_e	$9,109534 \cdot 10^{-31} \text{ kg}$
Elektronning ting holatdagi energiyasi	$m_e c^2$	$0,5110034 \text{ MeV}$
Protonning tinch holatdagi massasi	m_p	$1,6726485 \cdot 10^{-27} \text{ kg}$
Protonning tinch holatdagi energiyasi	$m_p c^2$	$938,2796 \text{ MeV}$
Neytronning tinch holatdagi massasi	m_n	$1,6749543 \cdot 10^{-27} \text{ kg}$
Neytronning tinch holatdagi energiyasi	$m_n c^2$	$939,5731 \text{ MeV}$
Proton massasining elektron massasiga nisbati	m_p / m_e	1836,15152
Elektron zaryadi	e	$1,6021892 \cdot 10^{-19} \text{ Kl}$
Elektron zaryadining uning massasiga nisbati	e / m_e	$4,803242 \cdot 10^{-10} \text{ SGSE z.b.}$
Bor magnetoni	μ_B	$1,7588047 \cdot 10^{-11} \text{ Kl.kg}^{-1}$
Yadro magnetoni	μ_N	$9,274078 \cdot 10^{-24} \text{ Dj.Tl}^{-1}$
Yadro magnetonida neytronning magnit momenti	μ_n / μ_H	$5,050824 \cdot 10^{-27} \text{ Dj.Tl}^{-1}$
Yadro magnetonida protonning magnit momenti	μ_p / μ_N	1,91315
Massaning atom birligi	$m.a.b.$	2,7928456
$(10^{-3} \text{ kg. mol}^{-1}) \cdot N_A$ M.a.b. birligida:		$1,6605655 \cdot 10^{-27} \text{ kg}$
Vodorod massasi	^1H	1,007825036
Deyteriy massasi	^2H	2,014101795
Geliy-4 massasi	^4He	4,002603267
Avogadro doimiysi	N_A	$6,022045 \cdot 10^{23} \text{ mol}^{-1}$
Faradey doimiysi	$F = e \cdot N_A$	$96484,56 \text{ Kl.mol}^{-1}$
Molyar gaz doimiysi	R	$8,31441 \text{ Dj.mol}^{-1} \text{ K}^{-1}$
Normal sharoitda (P=1 atm, T0=273,15 K) ideal gazning molyar hajmi	V_m	$22,41333 \cdot 10^{-3} \text{ m}^3 \cdot \text{mol}^{-1}$
Bol`smann doimiysi	$k = R / N_A$	$1,380662 \cdot 10^{-23} \text{ Dj.K}^{-1}$
Nozik tuzilish doimiysi	α	0,0072973506

Foydalaniladigan asosiy darsliklar va o'quv qo'llanmalar ro'yxati

1. Савельев И.В Умумий физика курси, Т. 1-3, М, Наука, 1989-92
2. Савельев И.В Курс общей физики, Т. 1-3, М, Наука, 1989-98
3. Детлаф А.А, Яворский Б.М., Курс физики, М., Высшая школа, 2007
4. Трофимова Т.И. Курс физики, М., Высшая школа, 2007
5. Сивухин Д.В. Общей курс физики, т. 1-5, М.,Наука, 1977-1990
6. Сивухин Д.В. Умумий физика. Механика. Т.Ўқитувчи. 1981
7. Стрелков С.П. Умумий физика курси. Механика. Т.Ўқитувчи. 1977
8. Ахмаджонов О.И. Физика курси 1-3 Қ. Т.Ўқитувчи. 1988-89
9. Сафаров А.С Умумий физика курси. Электромагнетизм ва тўлқинлар. Т. Ўқитувчи 1992
- 10.Қосимов А ва Сафаров ва бошқалар. Физика курси. 1қ Ўзбекистон, 1994
- 11.Назаров У. Қ ва бошқалар Умумий физика курси 1қисм Ўзбекистон, 1992
- 12.Калашников С.Г Электр. Т. Ўқитувчи, 1979
- 13.Лансберг Г.С Оптика. Т. Ўқитувчи 1981
- 14.Фейнман Р. Р. Лейтон, М. Сендс. Фейнмановские лекции по физике. Мир. 1-10 т. 1986
- 15.Зайнобиддинов С.З, Тешабоев А. Ярим о`тказгичлар физикаси Т. Ўқитувчи 1999
- 16.Ратнер М, Ратнер Д Нанотехнология. Простое объяснение очередной гениальной идеи. Москва-Санк- Петербург-Киев. Изд.дом Вильямс 2004
- 17.Бекжанов Р.Б, Аҳмадхўжаев Б Атом физикаси. Т.Ўқитувчи. 1988
- 18.Волькенштейн В С Умумий физика курсидан масалалар тўплами. Т.Ўқитувчи. 1969
- 19.Иродов И.Е Умумий физикадан масалалар тўплами. Т. Ўқитувчи. 1990
- 20.Майсова.В.В Практикум по курсу общей физики. М. Наука, 1995
- 21.Камолхўжаев Ш.М Гаилов А.Г Нимматкулов О. Механика ва молекуляр физикадан маърузалар матни. ТошДТУ, 2003
- 22.Чертов А . Воробьев А. Физикадан масалалар то`плами. Ўзбекистон 1997
- 23.Салихов Т.П. Заугольникова Е.Г Рискиев Т,Т Исаев М.Ш Зайнобиддинов С.З Диагностика поверхности полупроводников и диэлектриков. Т 1992

Qo'shimcha adabiyotlar

1. А.К. Кикоин, И.К. Кикоин, Молекуляр физика. Тошкент. Ўқитувчи 1978
2. Э.Г. Калашников, Электр. Тошкент. Ўқитувчи 1979
3. Г.С. Ландсберг. Оптика. Тошкент. Ўқитувчи 1981.
4. С.П. Стрелков, Механика. Тошкент. Ўқитувчи 1977
5. А.А. Детлаф, Б.М. Яворский, Л.В. Милковская. Курс физики. Москва «Высшая школа»1973
6. Г.А. Зисман, О.М. Тодес. «Курс общей физики». Москва. Наука 1974
7. Под.ред.Д.В. Сивухина, «Сборник задач по общему курсу физики». Москва. Наука 1976
8. У.Абдурахмонов, М. М Русак, Б.Ж. Юсупов Электростатика. Т. Университет. 1993.
9. У.Абдурахмонов, М. М Русак, Б.Ж. Юсупов. қўзғалмас зарядлар электр майдонидаги ўтказгичлар ва диэлектриклар. Т. Университет.1994.
10. У.Абдурахмонов, М. М Русак, Б.Ж. Юсупов. Ўзгармас электр токи ва унинг магнит майдони. Моддаларнинг магнит хоссалари. Т. Университет. 1996.
11. М.А. Магруппов, М.М Русак, Б.Ж. Юсупов. Механика. Молекуляр физика ва термодинамика асослари. Т. Университет, 1996.
12. Р.И.Грабовский. Физика курси. Тошкент. Ўқитувчи, 1973.
13. Д.И.Сахаров. Физика масалалари тўплами. Тошкент, 1969.
14. Д.В.Сивухин. Умумий физика курси. Тошкент. Ўқитувчи,1981.
15. Т.Трафимов “Курс физики” 1985 йил.
16. И..А.Радченко. Молекулярная физика. Москва. Наука, 1982.
17. www.phes.uz.
18. www.google.ru