

T OSHKENT AXBOROT TEXNOLOGIYALARI
UNIVERSITETI

**FIZIKA FANI
BO'YICHA O'QUV
USLUBIY
MAJMUA**

TOSHKENT-2016

Mazkur o'quv-uslubiy majmua Oliy va maxsus o'rta t'lim vazirligining 20___yil "___" _____dagi ___sonli buyrug'i bilan tasdiqlangan reja va dastur asosida tayyorlandi

Tuzuvchilar: TATU professori K.P. Abduraxmonov
TATU katta o'qituvchisi V.S. Xamidov
TATU katta o'qituvchisi O.O.Ochilova
TATU asisstanti K.B.Haydarov

O'quv-uslubiy majmua Toshkent axborot texnologiyalari universiteti Ilmiy-uslubiy kengashinig 2016 yil "_____"dagi _____sonli qarori bilan tasdiqqa tavsiya qilingan

MUNDARIJA

1. FANNING O'QUV DASTUR.....	3
1.1. NAMUNAVIY FAN DASTURI.....	3
1.2. FANNING ISHCHI O'QUV DASTURI.....	19
2. O'QUV-USLUBIY MATERIALLARI.....	45
2.1. MA'RUZA MATERIALLARI.....	45
3. GLOSSARIY.....	431
4. FAN BO'YICHA XORIJIY ADABIYOTLAR (elektron shaklda)	
5. HAR BIR MAVZU UCHUN TAQDIMOTLAR (elektron shaklda)	
6. QO'SHIMCHA O'QUV VA ILMIY MATERIAL (MAQOLALAR) (elektron shaklda)	
7. MAVZUNI O'ZLASHTIRILISHI UCHUN QO'SHIMCHA VIDEOLAR, KEYS-STADILAR VA HOKAZO MATERIALLAR (elektron shaklda)	

I.FANNING O'QUV DASTURI

1.1 Namunaviy fan dastur

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

Ro'yxatga olindi:
№ БД 5350200-2.03
2016 y. " 9 " 01

Oliy va o'rta maxsus ta'lim
vazirligi

2016 yil " 22 " 01

FIZIKA

F A N D A S T U R I

Bilim sohasi:	300000	Ishlab chiqarish texnik soha
	600 000	Xizmatlar sohasi
Ta'lim sohasi:	310 000	Muhandislik ishi
	320 000	Ishlab chiqarish texnologiyalari
	330 000	Kompyuter texnologiyalari va informatika
	340 000	Arxitektura va qurilish
	350 000	Aloqa va axborotlashtirish, telekommunikatsiya texnologiyalari
	610 000	Xizmat ko'rsatish sohasi
	620 000	Transport
	630 000	Atrof-muhit muhofazasi
	640 000	Hayotiy faoliyat xavfsizligi
Ta'lim yo'nalishi:		Barcha yo'nalishlar uchun

Toshkent – 2016

O'zbekiston Respublikasi Oliy va o'rta maxsus ta'lim vazirligining 2016 yil " 22 " 01 dagi " 26 "-sonli buyrug'ining 2 -ilovasi bilan fan dasturi ro'yxati tasdiqlangan.

Fan dasturi Oliy va o'rta maxsus, kasb-hunar ta'limi yo'nalishlari bo'yicha O'quv-uslubiy birlashmalar faoliyatini Muvofiqlashtiruvchi Kengashining 2016 yil " 09 " 01 dagi 1 - sonli bayonnomasi bilan ma'qullangan.

Fan dasturi Toshkent axborot texnologiyalari universitetida ishlab chiqildi.

Tuzuvchilar:

Abduraxmanov Q.P. - Toshkent axborot texnologiyalari universiteti
Fizika kafedrasining professori, f.m.-f.d, professor
- Toshkent axborot texnologiyalari universiteti
Xamidov V. S. Fizika kafedrasini mudiri

Taqrizchilar:

Kurbonov M. - O'zMU, "Umumiy fizika" kafedrasini professori,
p.f.d, professor.
Imamov E.Z. - Toshkent axborot texnologiyalari universiteti,
fizika kafedrasini professori, f.m.-f.d, professor.

Fan dasturi Toshkent axborot texnologiyalari universiteti Ilmiy-uslubiy Kengashining 2015 yil " 30 " 12 dagi " 654 " sonli majlis bayoni bilan ma'qullangan

KIRISH

Ushbu dastur O'zbekiston Respublikasining "Ta'lim to'g'risida" hamda "Kadrlar tayyorlash Milliy dasturi to'g'risida"gi qonunlariga muvofiq amalga oshirildi.

Dastur O'zbekiston Respublikasi Davlat ta'lim andozasi (standarti) ning *Ishlab chiqarish-texnik soha, xizmatlar sohasi* bilim sohalaridagi barcha ta'lim sohasi va yo'nalishlari bo'yicha bakalavrlarni tayyorlash mazmuni va saviyasiga qo'yilgan majburiy talablarga muvofiq tuzilgan. Mazkur fan dasturida O'zbekiston Respublikasi texnika Oliy o'quv yurtlarining fizika kafedralarida uzoq yillar davomida to'planilgan tajribalar inobatga olingan, rivojlangan xorijiy mamlakatlar Oliy o'quv yurtlarining fizika fanining dasturlaridan foydalanildi.

Fanning maqsad va vazifalari

Fizika fani dasturi texnika ta'lim yo'nalishlarining ehtiyojlarini hisobga olgan holda, ta'lim yo'nalishlariga ajratilgan soatlar doirasida fizika fanining turli turdagi mashg'ulotlarida talabalarga fizikaviy jarayonlar va qonunlarni, ularning ilmiy asoslarini, nazariy va amaliy muhandislik masalalarni echish uchun zarur bo'lgan fizikaviy tushunchalar va qoidalarni *o'rgatish va tanishtirishni*; bosqichma-bosqich bilimlarni mustahkamlab, chuqurlashtirib borish orqali ijodiy izlanish va mantiqiy fikrlash qobiliyatlarini *o'stirishni*; ularning ilmiy-texnikaviy dunyoqarashini *shakllantirishni*; zamonaviy texnika vositalari bilan tanishish va ulardan foydalanish ko'nikmalarini *shakllantirishni* amalga oshirish mo'ljallangan.

Fan bo'yicha talabalarning bilimi, ko'nikma va malakasiga talablar

Talabalar fizika fani bo'yicha quyidagi *tasavvurlarga ega* bo'lishi kerak:

- koinot, elektromagnit to'lqinlar tarqaladigan muhit haqida;
- fizika qonunlarining fundamental birligi, tabiatshunoslikni o'rganishni tugallanmaganligi va uni yanada rivojlantirish imkoniyatga egaligi haqida;
- tabiatdagi fizik jarayonlarning diskret va uzluksiz o'tish mumkinligi haqida;
- tabiatdagi tartib va betartibliklarning nisbati, obektlar tuzilishining tartiblilik, betartib va aksincha xolatlariga o'tish haqida;
- fizikadagi dinamik va statistik qonuniyatlar mavjudligi haqida;

-extimollik va nisbiylik fizik jarayonlar va xodisalarning ob'ektiv xarakteristikasi ekanligi haqida;

-fizikaning fundamental konstantalari va ularni ahamiyatlari haqida;

-fizika fani sohasidagi yangi kashfiyotlar haqida;

-texnikaning rivojlanishida fizika fanining ahamiyati haqida;

Talabalar quyidagilarni *bilishi va ulardan foydalana olishi bo'yicha tegishli ko'nikmalar hosil qilishi* zarur:

-fizika fanining barcha bo'limlariga tegishli (ayniqsa kasbga yo'naltirilganlariga) asosiy tushunchalar, qonunlar va modellarni;

- fizika fanining nazariy va eksperimental tadqiqodlar usullarini;

- fizikaviy modellari bo'yicha hulosalar va tahlillarni;

- turli fizik jarayonlar uchun xarakterli bo'lgan kattaliklarni o'lchash va son qiymatlarini baholashni.

O'quv rejasidagi boshqa fanlar bilan o'zaro bog'liqligi

Fizika fani oliy o'quv yurtlarida o'qitiladigan oliy matematika, elektrotexnikani nazariy asoslari, tabiatshunoslik, kimyo, informatika, axborot texnologiya vositalarining ishlash prinsiplari, elektr zanjirlar nazariyasi, sxemotexnika va boshqa fanlar bilan uzviy bog'langan.

Fanni o'qitishda zamonaviy axborot va pedagogik texnologiyalar

Fizika fanini o'zlashtirishda masofadan o'qitish, darslik, o'quv qo'llanmalar va ma'ruzalarning matnlarining elektron versiyalaridan, elektron qurilmalaridagi ma'lumotlar bazasidan, proeksion apparatlardan, elektron plakatlar va virtual laboratoriya ishlaridan foydalanishi va talabalarga dars berish jarayonida *Bleanded learning* pedagogik texnologiyasidan foydalangan holda mustaqil ta'limni tashkillashtirish ko'zda tutilgan.

Talabalar tomonidan bilim olish, bilimlarni o'zlashtirish va talabalarning bilimlarini haqqoniy baholash jarayonlarni axborot kommunikatsion texnologiyalar vositalari yordamida keng darajada o'tkazilishi ko'zda tutilgan. Ushbu vositalar yordamida fizikaning ba'zi bo'limlarini o'qitishda multimedia ma'ruza darslaridan foydalanish maqsadga muvofiqdir.

Talabalarga o'quv kontentlarini etkazishda MOODLE LMS tizimida shakllantirilgan multimediali ma'ruzalardan foydalangan holda o'quv jarayonini tashkillashtirish tavsiya etiladi.

ASOSIY QISM

Kirish

Ilmiy texnik taraqqiyotning rivojlanishi va muhandislik beqiyos qobliyatlarining shakllanishida fizika fanining o'рни. Dunyo olimlari qatorida buyuk allomalarimizning tabiiy fanlarga qo'shgan hissalar sezilarli ekanligi barchaga ma'lum. Fizika fanining muhim ajralmas bo'limlari haqida tushunchalar (mexanika, molekulyar fizika, termodinamika va statistik fizika, elektromagnetizm, optika, tebranishlar va to'lqinlar, atom, yadro va elementar zarralar fizikasi, zamonaviy fizika asoslari). Fizik kattaliklarning o'lchov birliklari, ularni Xalqaro birliklar tizimi (XBT)da olib borilishi hamda asosiy fizik kattaliklarning standart namunalari haqida.

Moddiy nuqta kinematikasi

Sanoq tizimi. Fazo va vaqt. Fizikaviy modellar. Moddiy nuqta va qattiq jism to'g'risida tushunchalar. To'g'ri chiziqli tekis harakat, aylana bo'ylab harakatdagi chiziqli, burchak tezliklar va tezlanishlar, egri chiziqli harakatdagi tangensial va normal tezlanishlar. *Aylanma va ilgarilanma harakatning kinematik xarakteristikalari orasidagi bog'lanishlar¹.

Moddiy nuqtalar tizimi va ularning dinamikasi, saqlanish qonunlari

Inersial sanoq tizimlari, kuch, massa, harakat miqdori haqida. Nyuton qonunlari. Harakat tenglamalari. Mexanikada klassik va relyativistik nisbiylik prinsiplari, Galiley va Lorens almashtirishlari. *Fizik qonuniyatlari va kataliklarini relyativistik vaziyatdagi o'zgarishlari.

Inersiya, inersiya momenti, kuch momenti, harakat miqdori momenti. *Harakat miqdori momentining saqlanish qonuni.

*Mexanik energiya, ish va quvvat. Kinetik va potensial energiyalar. *Mexanikada energiyaning saqlanish qonuni.

**Yaxlit muhit mexanikasining elementlari²

¹ * -belgisi bilan mustaqil ta'limga ajratiladigan mavzular belgilanadi

² ** - belgisi bilan mustaqil ta'limga ajratiladigan boblar belgilanadi

*Suyuqlikning muvozanatlik va harakat tenglamasi. *Siyilmaydigan suyuqlik gidrostatikasi. *Statsionar harakat. *Yopishqoq suyuqlik gidrodinamikasi. *O'taoquvchanlik hodisasi.

Elektr o'zaro ta'sir

Elektr zaryadi, diskretligi va uning saqlanish qonuni. Kulon qonuni. Elektr maydoni va uning kuchlanganligi. Elektr induksiya vektori va oqimi. *Ostrogradskiy-Gauss teoremasi va uning tadbirlari. Elektr maydonida zaryadni ko'chirishda bajarilgan ish. *Elektrostatik maydon kuchlanganlik vektorining sirkulyatsiyasi. *Zaryadlarning potensial maydoni va energiyasi.

Dielektriklarning qutblanishi

Elektronli va dipolli qutblanishlar. Qutblanish vektori. Dielektriklar uchun elektrostatikaning asosiy tenglamasi. Gauss tenglamasi. *Segnetoelektriklar. *P'ezoelektrik effekt.

Elektr maydonida o'tkazgichlar

O'tkazgichlarning elektr sig'imi. *Har xil geometrik shaklli kondensatorlar sig'imi. *Elektr zaryadlarining o'zaro ta'sir energiyasi. *Elektr maydon energiya zichligi.

Elektr toki

Tokning hosil bo'lish sharti, kuchi va zichligi. Elektr yurituvchi kuch (EYuK). *Om va Joul-Lens qonunlarining integral va differensial ifodalari. Berk zanjir uchun Om qonuni. Kirxgof qoidalari. *Termoelektrik hodisalar. *Gazlarda elektr toki.

Magnit maydoni va moddaning magnit xossalari

Magnit maydon induksiya vektori. Magnit maydonidagi tokli kontur. *Turli shakldagi tokli o'tkazgichlarning magnit maydonlarini hisoblash. Lorens kuchi. Lorens va Amper qonunlari. *Xoll effekti. Bio-Savar-Laplas qonuni. Aylanma toklar. Magnit oqimi. *Magnit maydoni uchun Gauss teoremasi. Magnit induksiya vektorining sirkulyatsiyasi. *Toroid va solenoidlar.

Molekulyar toklar. Magnitlanish. Magnit qabul qiluvchanlik va singdiruvchanlik. *Magnit maydoni uchun Gauss teoremasi. *Paramagnetiklar va ferromagnetiklar.

Elektromagnit induksiya hodisasi

Induksiya elektr yurituvchi kuchi. Faradey va Lens qonunlari. O'zgaruvchan tok. Uyumaviy elektr maydon. O'tkazgichning induktivligi. O'zinduksiya hodisasi. O'zaroinduksiya hodisasi. Magnit maydon energiyasi va uning zichligi. *Elektromagnit induksiya hodisasining Faradey-Maksvell talqini. *Maksvell tenglamalar tizimi va ularni mazmuni.

Tebranma harakatlar

Tebranish jarayonlari haqida tushunchalar. Garmonik tebranma harakat kinematikasi va dinamikasi. Garmonik tebranishlarning differensial tenglamasi. Matematik, fizik, prujinali mayatniklar. Tebranish konturi. Tebranishlarni qo'shish. So'nuvchi mexanik va elektromagnit tebranishlar va ularning tenglamalari, so'nish koeffitsienti, so'nishning logarifmik dekrementi va tizimning aslligi. Majburiy tebranishlar. Rezonans hodisasi. *Tok va kuchlanishning rezonansi.

To'lqin hodisalari

Ko'ndalang va bo'ylama to'lqinlar. Yassi to'lqinning siljishi va differensial tenglamasi. To'lqin energiyasi. Umov vektori. To'lqinlarning superpozitsiya prinsipi. Kogerent to'lqinlar. To'lqinlar interferensiyasi va difraksiyasi. Guruhli tezlik. Turg'un to'lqinlar. Tovush to'lqinlar, ularning balandligi, bosimi va energiyasi.

****Elektromagnit to'lqinlar**

*Elektromagnit to'lqinning differensial tenglamasi. *To'lqin energiyasi va uning zichligi. *Siljish toki. *Yorug'likning elektromagnit to'lqin nazariyasi.

Yorug'lik nurlari

*Optikaning asosiy qonunlari. Asosiy fotometrik kattaliklar va ularning birliklari. Yorug'lik nurining tabiati. Yorug'lik to'lqinlarining kogerentligi va monoxromatikligi. Yorug'lik to'lqinlarining interferensiyasi. Yorug'lik difraksiyasi va uning hosil bo'lish shartlari. Gyuygens prinsipi. Frenel zonalari. *Difraksion panjara. *Rentgen nurlar difraksiyasi. Yorug'lik dispersiyasi va uning klassik nazariyasi. Yorug'likning yutilishi va sochilishi. Yorug'likning qutblanishi. Qo'sh nur sinishi. *Issiqlik nurlanishi. *Fotoeffekt.

Atom fizikasi

Modda zarrachalarining korpuskulyar-to'lqin dualistik tabiati. De-Broyl to'lqinining fizik ma'nosi. Geyzenberg noaniqlik munosabati. To'lqin funksiyasi va uning statistik ma'nosi. Shredinger tenglamasi. *Potensial chuqurlikdagi zarrachalar holati. *Tunnel effekti. *Vodorod atomi nurlanishining chiziqli spektrlari. Ridberg doimiysi. Energetik sathlar. Bor postulatlari. *Vodorodsimon atomlar. *Kvant sonlari va ularning ma'nolari. Pauli prinsipi. *Atomlarda elektronlarning energetik sathlar bo'yicha taqsimoti. *Elementlarning davriy tizimi.

Molekulyar fizika

*Mikroskopik tizim holatlarini statistik va termodinamik tekshirish usullari. *Izojarayonlar. *Ideal gazning holat tenglamasi. Ichki energiya. Molekulyar-kinetik nazariyaning asosiy tenglamasi. *Gaz molekulalarining issiqlik harakati tezligi va energiyasi bo'yicha Maksvell taqsimoti. *Barometrik formula. *Gaz molekulalarining o'rtacha to'qnashish soni va o'rtacha erkin yugurish yo'li. *Termodinamik muvozanatda bo'lmagan tizimlarda ko'chish hodisalari. *Erkinlik darajasi bo'yicha energiya taqsimoti.

Termodinamika

Termodinamikaning birinchi qonuni. Gazning bajargan ishi. Issiqlik sig'imi. Termodinamikaning birinchi qonunini har xil izojarayonlarga tadbiqu. Qaytar va qaytmas jarayonlar. *Sikllar. *Termodinamikaning qonunlari. *Issiqlik mashinasining foydali ish koeffitsienti. *Entropiya. *Sinenergetika.

Fizikaviy statistika

To'plamlar xuusiyati. *Elektron gazlarning aynigan va aynimaganlik shartlari. *Mikrozarrachalarning holatlar soni va zichligi. Taqsimot funksiya turlari (Maksvell-Boltsman, barometrik formula, Boltsman, Fermi-Dirak, Boze-Eynshteyn) va ulardan foyidalanish sohalari. *Fermi-Dirak kvant statistikasi. *Bozonlarning aynigan gazi taqsimot funksiyasi. *Elektronlarning energiya bo'yicha taqsimoti.

Qattiq jismlar fizikasi

*Qattiq jismlarning kristall tuzilishi. Bog'lanish kuchlari. *Erkin atomning energetik sathlari. *Kristallarda elektronlarning umumlashuvi va ularning energetik sohalar nazariyasi. *Energetik sohalar bo'yicha elektronlarning taqsimoti. Valentlik va o'tkazuvchanlik sohalari. Elektronlar va kovaklar. *Kristall panjara maydonida elektronlar harakati. *Elektronning effektiv massasi. Metallarning elektr o'tkazuvchanligi. *Fermi-gazi. *O'ta o'tkazuvchanlik. *Xususiy yarim o'tkazgichlar, ularning elektr o'tkazuvchanligi, zaryad tashuvchilar konsentratsiyasi va Fermi sathi. *Aralashmali yarim o'tkazgichlar, ularning elektr o'tkazuvchanligi, zaryad tashuvchilar konsentratsiyasi va Fermi sathi.

Qattiq jismlarning magnit xususiyatlari. *Dia-, para- va ferromagnetiklar.

****Kontakt hodisalar**

*Chiqish ishi. *Metall - metall, metall - yarimo'tkazgich, yarimo'tkazgich - yarimo'tkazgich chegaralaridagi kontakt hodisalar, ularning volt - amper xarakteristikalar.

Atom va yadro fizikasi

Atom yadrosining tarkibi. Yadroning zaryadi, o'lchami va massasi. *Nuklonlarning o'zaro ta'siri. Yadroning massa deffekti va bog'lanish energiyasi. *Yadro kuchlari. Yadroning bo'linishi. *Radioaktivlik. α , β va γ - nurlar. *Elementar zarrachalar. *Kvarklar. *Zarralarning bir biriga aylanishi. *Kuchli, kuchsiz elektromagnit va gravitatsion o'zaro ta'sir. *Materiyaning yagona nazariyasi haqida.

Yangi texnologiyalar

Yuqori chastotali signallarni uzatish usullari va ularning fizik talqini. To'liq o'tkazgichlar (volnovodlar)ning ishlash fizikasi. *Yupqa qatlamlarning tuzilishi va xossalari. *Kvantlangan potensial o'ralar va ularning xususiyatlari.

Nanotexnologiya, nanoolchamli klasterlar va kristallar. *Nanoelektronika va uning materiallari. *Nanoelektronikaning fizik asoslari. *Spinli elektronika va uning elementlari. Suyuq kristallar. Suyuq kristallarning turlari, xususiyatlari. *Suyuq kristallar asosida yaratilgan displeylar, monitorlar.

Amaliy mashg'ulotlarni tashkil etish bo'yicha ko'rsatma va tavsiyalar

Fizika fanining asosiy bo'limlari - mexanika, elektr va magnetizm, tebranish va to'liqlar fizikasi, to'liq optikasi, atom fizikasi, kvant fizikasi elementlari, molekulyar fizika va termodinamika, fizikaviy statistika, qattiq jismlar fizikasi, kontakt xodisalar va yadro fizikasi mavzulariga doir *masalalar echish* ko'zda tutiladi.

Amaliy mashg'ulotlarni (*masala echish, laboratoriya ishlari va seminar*) tashkil etish bo'yicha kafedra professor – o'qituvchilari tomonidan ko'rsatma va tavsiyalar ishlab chiqiladi. Unda talabalar o'tilgan ma'ruza mavzulari bo'yicha olgan bilim va ko'nikmalarini amaliy masalalar echish orqali yanada boyitadilar. Shuningdek, darslik va o'quv qo'llanmalar asosida talabalar bilimlarini mustahkamlashga erishish, tarqatma materiallardan foydalanish, ilmiy maqolalar va tezislarni chop etish orqali talabalar bilimini oshirish, mavzular bo'yicha ko'rgazmali qurollar tayyorlash, fizikaviy jarayonlarni modellashtirishga ko'rsatmalar tayyorlash va boshqalar tavsiya etiladi.

Laboratoriya ishlarini bajrishni tashkil etish bo'yicha ko'rsatmalar

Laboratoriya mashg'lotlarini tashkil etish bo'yicha kafedra professor – o'qituvchilari tomonidan tavsiyalar va uslubiy qo'llanmalar ishlab chiqiladi. Laboratoriya ishlari fizikaviy stendlardan va virtual laboratoriya ishlaridan iborat bo'lishi zarur.

Talabalar ma'ruza mavzulari bo'yicha o'zlashtirgan fizika qonunlarini laboratoriya mashg'ulotlarida tajribada tasdiqlaydilar. Laboratoriya ishlarining minimal namunalari sifatida quyidagilar tavsiya etiladi:

I.Fizikaviy stendlar yordamida:

1. Erkin tushish tezlanishini aniqlash.
 2. Kinematika va dinamika qonunlarini o'rganish.
 3. Qattiq jismlarning inersiya momentini aniqlash.
 4. Elektrostatik maydon potensial taksimotini o'rganish.
 5. O'tkazgich qarshiliklarini o'lchash.
 6. Magnit maydon induksiyasi va Amper kuchini aniqlash.
 7. Er magnit maydon kuchlanganligini aniqlash.
 8. Solenoid magnit maydonini o'rganish.
 9. Fizik va matematik mayatniklar tebranishlarini o'rganish.
 10. Erkin so'nuvchi tebranishlarni o'rganish.
 11. Tebranishlarni rezonans usulida aniqlash.
 12. Tovush to'liqini tezligini aniqlash.
 13. Yorug'lik interferensiyasi va difraksiyasini televizion mikroskop yordamida o'rganish.
 14. Yorug'likning qutblanishi va nurlanishini o'rganish.
 15. Gazlar issiqlik sig'imlarini o'lchash.
 16. Ishqalanish koeffitsientlarini aniqlash.
 17. Kontakt hodisalariga tegishli tajribalar o'tkazish.
 18. Xoll effektini o'rganish.
- Talaba yil davomida 16 ta laboratoriya ishi bajarishi tavsiya etiladi.

II.Virtual laboratoriya ishlari sifatida:**I Mexanika.**

- 1.1.Mexanik tebranishlar.

II Elektr va magnetizm. Optika.

- 2.1. Zaryadlangan zarraning elektr maydonida harakati.
- 2.2. Nuqtaviy zaryadlarning elektr maydoni.
- 2.3. O'zgarmas tok qonunlari.
- 2.4. O'zgarmas tok manbalarining elektr yurituvchi kuchi va ichki qarshiligi. To'liq zanjir uchun Om qonuni.
- 2.5. Magnit maydoni.
- 2.6. Elektromagnit induksiya.
- 2.7. O'zgaruvchan tok zanjirida rezonans hodisasi.
- 2.8. Difraksiya va interferensiya.
- 2.9. Difraksion panjara.

III Kvant optikasi. Atom fizikasi.

- 3.1. Tashqi fotoeffekt.
- 3.2. Vodород atomining nurlanish spektri.

IV Molekulyar fizika.

4.1. Maksvell taqsimoti.

4.2. Havo uchun molyar issiqlik sig'implari nisbati ($S_r G' S_v$) ni aniqlash.**Mustaqil ishlarni tashkil etishning shakli va mazmuni**

Texnikaviy yo'nalishdagi oliy o'quv yurtlarida Fizika fanining umumiy o'quv yuklamasi – 460 soatni tashqil etadi, undan 240 soat ma'ruza mashg'ulotlarini o'tish uchun, *masala echish va laboratoriya ishlarni bajarish uchun 60 soatdan ajratilgan. Mustaqil ta'lim va ishlarni bajarish uchun 220 soat ajratilgan.*

***Asosiy adabiyotlardan foydalangan holda:**

1. Giroskoplar.
2. O'zgaruvchan massali jismning harakati.
3. Reaktiv harakat.
4. Noinersial sanoq tizimlari.
5. Nisbiylik nazariyasi elementlari.
6. Relyativistik dinamika elementlari.
7. Gazlarda elektr toki.
8. Plazma.
9. Vakuumda elektr toki.
10. Termoelektron emissiya.
11. Xoll effekti.
12. Transformatorlar.
13. Elektr va magnit maydonlar uchun Maksvellning tenglamalar tizimi.
14. Gers vibratorlari.
15. O'ta o'tkazuvchanlik va uning kvantomexanik talqini.
16. Kontakt hodisalar.
17. Yarim o'tkazgich - yarim o'tkazgich kontakti.
18. Dia - para - va ferromagnetizm tabiati.
19. Yorug'lik nurining tabiati.
20. Elektronning asosiy xususiyatlari.
21. Gravitatsion to'lqinlar.

***Veb muhitidan foydalangan holda:**

1. Uzunlik birligi etalonini amalga oshirish.

2. Vaqt birligi etalonini amalga oshirish.
3. Modda miqdori birligi etalonini amalga oshirish.
4. Temperatura birligi etalonini amalga oshirish.
5. Yorug'lik kuchi birligi etalonini amalga oshirish.
6. Tok kuchi birligi etalonini amalga oshirish.
7. Golografiya prinsipi va uning qo'llanilishi.
8. Qattiq jismlarda diffuziya xodisalari.
9. Yuqori chastotali signallarni uzatish usullari.
10. To'lqin o'tkazgichlar (volnovodlar).
11. Yupqa qatlamlarning tuzilishi va xossalari.
12. Kvantli o'ralar va ularning xususiyatlari.
13. Nanoo'lchamli klasterlar va kristallar. Nanotexnologiya.
14. Nanoelektronika va uning materiallari.
15. Spinli elektronika va uning elementlari.
16. Suyuq kristallar va ularning xususiyatlari.
17. Katta adron kollayderi va uning ishlash prinsipi.
18. Quyosh fotoelektrik elementlari va modullari.
19. Optik tolali tizimlar.
20. O'zbek mutaffakirlari – A.R.Beruni, Ibn Sino, M.Ulug'bek, Abu Nasr Farobiy, Al Xorazmiy va boshqalarning ilmiy kashfiyotlari, jaxon sivilizatsiyasiga qo'shgan ulkan hizmatlari.
21. edx.org, <https://www.khanacademy.org> yoki coursera.org (MOOC) ommaviy onlayn ochiq kurslaridan foydalangan holda fizika kursining ayrim mavzularini mustaqil o'rganish.
22. Moodle LMS tizimidan modulli o'qitish bo'yicha berilgan topshiriqlarni bajarish orqali.

***Pedagogik dasturiy vositalardan foydalangan holda:**

1. Fizikaviy jarayonlarni Mathcad pedagogik dasturiy vositasida modellashtirish.
2. Fizikaviy jarayonlarni MatLab pedagogik dasturiy vositasida modellashtirish.
3. Fizikaviy jarayonlarni Phet pedagogik dasturiy vositasida modellashtirish.
4. Fizikaviy jarayonlarni Crocodile TechnologyG'Physics pedagogik dasturiy vositasida modellashtirish.
5. Fizikaviy jarayonlarni Interactive Physics pedagogik dasturiy vositasida modellashtirish.

Foydalaniladigan adabiyotlar ro'yxati
Asosiy adabiyotlar:

1. Physics: Principles with Applications 6th Edition by Douglas C. Giancoli, 2014.
2. Serway R.A., Jewett J.W. Physics for Scientists and Engineers with Modern Physics, 8ed. , Brooks Cole, 2010. -1558 p.
3. Advanced Placement Physics C, B. Monterey Institute of Technology and Education, https://archive.org/details/ap_physics_c&tabqabout
4. Bauer W., Westfall G.D. University Physics with Modern Physics, McGraw-Hill, 2011, 1472 pages.
5. Young H.D., Freedman R.A. University Physics with Modern Physics, 13th Edition. — Addison-Wesley, 2012. — 1598 p.
6. K.P.Abduraxmanov, O'Egamov "Fizika kursi" darsligi, Toshkent.: Aloqachi 2013 y.
7. Q. P. Abduraxmonov, O' Egamov " Fizika kursi" darslik, Toshkent "O'quv ta'lim metodikasi" 2015 y.
8. Savelev I. V. Kurs fiziki. M.: Nauka 1989 t. 1
9. Savelev I. V. Kurs fiziki. M.: Nauka 1989 t. 2
10. Savelev I. V. Kurs fiziki. M.: Nauka 1989 t. 3
11. Savelev I. V. Sbornik voprosov i zadach po obhey fizike. M.: AST. Astrel. 2005. S.320.
12. P.A.Tipler, R.A.Lluellin Sovremennaya fizika (Luchshiy zarubejno'y uchebnyk v dvux tomax) .M. Mir.2007.S.496 (1 tom).
13. P.A.Tipler, R.A.Lluellin Sovremennaya fizika (Luchshiy zarubejno'y uchebnyk v dvux tomax) .M. Mir.2007.S.416 (2 tom).
14. Trofimova T.I. Kurs fiziki.M.Vo'sshaya shkola 1999.S.543
15. Trofimova T.I. Fizika (spravochnik s primerami resheniya zadach). Uchebnoe posobie. M.Vo'sshee obrazovanie. 2008. S.447
16. Trofimova T. I. Fizika v tablitsax i formulax, Izdatelstvo: Akademiya, 448 str.2010 g.
17. E.N.Rasulov va boshqalar. Kvant fizikasidan masalalar to'plami. Toshkent. Fan. 2006. B.290
18. V.P.Dragunov i dr. Osnovo' nanoelektroniki (Uchebnoe posobie). M.Logos.2006. S.495
19. A.Teshaboev,S.Zaynobidinov,I.Karimov,N.Raximov,R.Aliev Yarimo'tkazgichli asboblar fizikasi.(o'quv qo'llanma). Andijon.Hayot. 2002. B.261
20. A.Teshoboev,S.Zaynobidinov,Sh.Ermatov Qattiq jism fizikasi. (o'quv qo'llanma). Toshkent. Moliya.2001. B.324

21. S.Zaynobidinov, A.Teshoboev. Yarimo'tkazgichlar fizikasi. (o'quv qo'llanma). Toshkent. O'qituvchi. 1999. B.224
22. Epifanov G.I. Fizika tverdogo tela. M. Vo'sshaya shkola 1977
23. B.M.Yavorskiy, A.A.Detlaf, A.K.Lebedev. Spravochnik pofizike (dlya injenerov i studentov vuzov) MONIKS-Mir i obrazovanie 2008. S.1056

Qo'shimcha adabiyotlar

1. Abduraxmanov K.P., Tigay O.E., Xamidov V.S. Kompleks multimediyano'x leksiy, o'zbek va rus tillarida. Elektron resurs. (<http://elearning.zn.uz> saytida yuklab olish mumkin)
2. Abduraxmanov K.P., Tigay O.E., Xamidov V.S. Fizika fanidan laboratoriya ishlari va uslubiy ko'rsatmalar majmuasi. Elektron resurs (<http://elearning.zn.uz> saytida yuklab olish mumkin).
3. Virtual laboratoriya islarini bajarish uchun uslubiy qo'llanma o'zbek tilida. Abdurahmanov Q.P., Hamidov V.S., Holmedov H.M. 124 b. Aloqachi 2009 y.
4. Virtualno'y laboratorno'y praktikum, rus tilida. Abduraxmanov K.P., Xaritonova N.F., Xamidov V.S. "Aloqachi" 2009
5. Abduraxmanov K.P., Tigay O.E., Xamidov V.S. Fizika fanidan mashq uchun savol va masalalar majmu'asi. (<http://elearning.zn.uz> saytida yuklab olish mumkin).
6. Epifanov G.I. Fizika tverdogo tela. M. Vo'sshaya shkola 1977
7. Ahmadjonov O. Fizika kursi. T.: «O'qituvchi», 1987. t. 1,2,3-qismlar
8. Ismoilov M., Xabibullaev P.K., Xaliullin M. Fizika kursi, T.; O'zbekiston», 2000. T.1.
9. Egamov U.U. Qattiq, jismlar fizikasi. Qo'llanma. TEAI, 2000 y.
10. Xaydarov K.X., Xamidova X.X. Metodicheskie ukazaniya i kontrolno'e zadaniya po fizike dlya studentov spes. zaochnogo obrazovaniya, Toshkent, "Aloqachi", 2008 y.
11. Abduraxmanov K.P., Begnazarova S. Fizika kursidan *elektron darslik, o'zbek tilida*, 2012 y. Elektron resurs. (<http://elearning.zn.uz> saytida yuklab olish mumkin).
12. Abduraxmanov K.P., Tigay O.E., Xamidov V.S. Fizika fanidan mashq uchun *elektron masalalar to'plami va uslubiy ko'rsatmalar, o'zbek va rus tillarida*. 2012 y. Elektron resurs. (<http://elearning.zn.uz> saytida yuklab olish mumkin).

Internet saytlari

1. www.ziyonet.uz
2. www.my.estudy.uz
3. www.fizika.uz
4. www.learning.zn.uz
5. http://elearn.ilas.nagoya-u.ac.jp/CoffeeBreak/ap_phys_b.html
6. <http://www.learnapphysics.com/apphysicsc/index.html>
7. <https://edx.org>
8. <https://coursera.org>
9. <https://www.khanacademy.org>
10. <https://phet.colorado.edu>
11. https://archive.org/details/ap_physics_c&tabqabout

I.FANNING O'QUV DASTURI

1.2 Fizika fanining ishchi o'quv dastur

O'ZBEKISTON RESPUBLIKASI AXBOROT TEXNOLOGIYALARI VA
KOMMUNIKATSIYA SINI RIVOJLANTIRISH VAZIRLIGI
TOSHKENT AXBOROT TEXNOLOGIYALARI UNIVERSITETI

“TASDIQLAYMAN”
O'quv ishlari bo'yicha prorektor

“ 27 ” 08 2016 yil

**FIZIKA
FANNING**

ISHCHI O'QUV DASTURI

Bilim sohasi:	300 000	Ishlab chikarish-texnik soha
Ta'lim sohasi:	330 000	Kompyuter texnologiyalari va informatika
Ta'lim yo'nalishi:	5330500	Kompyuter injiniringi
	5330600	Dasturiy injiniring
Ta'lim sohasi:	350 000	Aloqa va axborotlashtirish, telekommunikatsiya texnologiyalari
	5350100	Telekommunikatsiya texnologiyalari
	5350200	Televizion texnologiyalar
	5350300	AKT sohasida iqtisod va menejment
	5350400	AKT sohasida kasb ta'limi
	5350500	Pochta aloqasi texnologiyasi
	5350600	Axborotlashtirish va kutubxonashunoslik

Toshkent -2016

Fanning ishchi o'quv dasturi o'quv, ishchi o'quv reja va o'quv dasturiga muvofiq ishlab chiqildi.

Tuzuvchilar:

Abduraxmanov K.P. - TATU, "Fizika" kafedrası professori, f.m.f.d.

Taqrizchilar:

Tursunmetov K. UzMU Fizika fakulteti professori, f.m.f.d.

Imamov E.Z. TATU Fizika kafedrası professori, f.m.f.d.

Fanning ishchi o'quv dasturi "Fizika" kafedrasining 2016 yil "28" 08 dagi "01" – son yig'ilishida muhokamadan o'tgan va fakultet kengashida muhokama qilish uchun tavsiya etilgan.

Kafedra mudiri: _____ **Xamidov V.S.**

Fanning ishchi o'quv dasturi "Televizion texnologiyalari" fakultet kengashida muhokama etilgan va foydalanishga tavsiya qilingan (2016 yil 26 08 dagi 01 - sonli bayonnoma).

Fakultet kengashi raisi: _____

Kelishildi: O'quv uslubiy boshqarma boshlig'i

_____ **Ergashev A.**

Kirish

Dastur O'zbekiston Respublikasi Davlat ta'lim standartining yuqorida ko'rsatilgan ta'lim yo'nalishlari bo'yicha bakalavrlar tayyorlash mazmuni va saviyasining majburiy minimumiga bo'lgan talablarga muvofiq tuzilgan. Fizika fanini o'qitishda zamonaviy axborot va pedagogik texnologiyalardan foydalangan holda tashkillashtirishga e'tibor qaratilgan.

Fanning maqsad va vazifalari

Ushbu dastur "Ta'lim to'g'risida" hamda "Kadrlar tayyorlash Milliy dasturi to'g'risida"gi O'zbekiston Respublikasi qonunlariga muvofiq amalga oshiriladi. Fizika fani dasturi, bo'lajak mutaxassislikni hisobga olgan holda, fizikaviy jarayonlar va qoidalarni, ularning mexanizm va qonunlarini o'rganish va bosqichma – bosqich bilimlarni mustahkamlab, chuqurlashtirib borish orqali amalga oshiriladi. Bakalavriyat bosqichidagi talabalarga fizika fani asoslarini o'rgatishdan asosiy maqsad – ularning ilmiy - texnikaviy dunyoqarashini shakllantirish va zamonaviy texnika vositalari bilan tanishish va undan foydalanishga zamin yaratishdan iborat.

Fan bo'yicha talabning malakasiga qo'yiladigan talablar

Talabalar fizika sohasida quyidagi tasavvurlarga ega bo'lishlari kerak:

- koinotning fizikaviy ob'ekti ekani haqida;
- fizika qonunlarining fundamental birligi haqida;
- tabiatdagi ayrim fizikaviy jarayonlarning diskretligi va uzluksizligi haqida;
- tabiatdagi tartib va betartibliklarning nisbatlari, obektlar tuzilishining tartibligi, betartib va aksincha holatlarga o'tishi haqida;
- fizikadagi dinamik va statistik qonuniyatlar haqida;
- ehtimollik va nisbiylik fizikaviy jarayonlar va hodisalarning ob'ektiv xarakteristikasi ekanligi haqida;
- fizikaning fundamental konstantalari haqida;
- fizikadagi yangi kashfiyotlar haqida;
- texnikaning rivojlanishida fizikaning tutgan o'rni haqida.

Talabalar quyidagilarni *bilishi va ko'nikmalarga ega bo'lishi zarur*:

Mexanika, elektr va magnetizm, tebranishlar va to'lqinlar, kvant fizikasi, statistik fizika va termodinamika, qattiq jismlar fizikasi, shuningdek atom fizikasining asosiy tushunchalari, qonunlari va modellari;

- fizikaviy nazariy va amaliy tadqiqotlar usullari bo'yicha malakaga ega bo'lish;
- fizikaviy hodisalar va jarayonlar modellarini tasavvur etish;
- zamonaviy texnika vositalari va ob'ektlarida oddiy fizikaviy

tizimlar va modellaridan foydalanish;
- turli fizikaviy jarayonlar uchun xarakterli bo'lgan kattaliklarni o'lchash va son qiymatini baholash

O'quv rejadagi boshqa fanlar bilan bog'liqligi

Fizika fani oliy o'quv yurtlarida o'qitiladigan “Oliy matematika”, “Informatika”, “Axborot texnologiyalari”, “Ehtimollar nazariyasi va matematik statistika”, “Kompyuterli modellashtirish”, “Raqamli mantiqiy qurilmalarni loyihalashtirish”, “Raqamli fotografiya asoslari”, “Akustika asoslari”, “Audiovizual qurilmalarning elektr ta'minoti”, “Raqamli audio va video qurilmalar”, “Yorituvchi va nurlantiruvchi qurilmalar”, “Yoritish uskunalarning texnologiyasi”, “Kino va TVda yoritish”, “Bazaviy yoritish”, “Optik nurlanish manbaalari”, “Elektr zanjirlar nazariyasi”, “Sxemotexnika” va boshqa fanlar bilan uzviy bog'langan.

Fanni o'qitishda zamonaviy axborot va pedagogik texnologiyalar

Fanni o'zlashtirishda masofadan o'qitish tizimlaridan (<http://estudy.uz>, <http://my.estudy.uz>, <http://etuit.uz>, www.khanacademy.org, <http://ocw.mit.edu/>) darslik, o'quv qo'llanmalari va ma'ruzalar matnlarining elektron versiyalaridan, elektron plakatlar, grafik planshetlar, proektorlardan va virtual laboratoriya ishlaridan foydalaniladi.

Fizika kursining barcha bo'limlarini o'rganishda zamonaviy kompyuter texnologiyalaridan foydalangan holda, fizikaviy jarayonlarni modellashtirish (vizuallashtirish, simulyatsiyalash) imkoniyatini beruvchi pedagogik dasturiy vositalardan keng foydalaniladi.

O'qitish davomida “Charxpalak”, “Aqliy xujum”, “Bumerang”, “Klaster”, *MindMapping* pedagogik texnologiyalaridan foydalaniladi.

Internet texnologiyalaridan Web2 serverlaridan, Google docs foydalaniladi.

Talabalar o'zlarini reyting ballarini bilishlari uchun elektron jurnal tizimidan foydalangan holda bilishlari mumkin bo'ladi.

“Fizika” fanidan mashg'ulotlarning mavzular va soatlar bo'yicha taqsimlanishi:

t'r	Mavzular nomi	Jami soat	Ma'ruza	Laboratoriya ishi	Amaliyot	Mustaqil ta'lim
1	Kirish: Texnikaning rivojlanishi va mutaxassislarning shakllanishida fizika fanining o'rni. Fizika fanining bo'limlari haqida tushuncha. Moddiy nuqta kinematikasi: To'g'ri chizikli tekis		2	2	4	4

	harakat. [4] §§ 1-3 [7] §§ 1.1-1.2 [8] §§ 1.2 Egri chiziqli harakat: tangensial, normal va to'liq tezlanish. Aylana bo'ylab harakatdagi chiziqli, burchakli tezlik va burchakli tezlanish. [1] §§ 3-5 [4] §§ 4,5 [7] §§ 1.3-1.5 [8] §§ 3.4				
2	Ilgarilanma harakat dinamikasi. Kuch. Massa. Impuls. Tabiatda kuchlar. Nyutonning birinchi qonuni va inersial sanoq tizimlar. Nyutonning ikkinchi qonuni - harakat tenglamasi. Nyutonning uchinchi qonuni.	2	2	2	4
3	Aylanma harakat dinamikasi. Inersiya markazi, massa markazi. Massa markazi harakati teoremasi. Qattik jism aylanma harakati dinamikasi. Kuch momenti, aylanish uqiga nisbatan inersiya va impuls momenti. Aylanma harakat dinamikasining asosiy qonuni. Impuls momentining saqlanish qonuni. [1] §§ 29, 36,38 [4] §§ 8-9 [7] §§ 4.1-4.2 [8] §§ 16, 17. [1] §§ 24, 37, 39 [4] §§ 15, 16, 31, 32 [7] §§ 2.4-2.6, 4.3	2	2	2	4
4	Mexanik tizimning energiyasi: Energiya. Mexanik ish. Quvvat. Mexanik tizimning kinetik energiyasi va uning tashqi va ichki kuchlar bilan bog'liqligi. Konservativ va nokonservativ kuchlar. Potensial energiya. Potensial energiyani kuch bilan bog'liqligi. Mexanikada energiyani o'zgarishi va saqlanish qonunlari. Gravitatsion maydon va uning kuchlanganligi. Impulsning saqlanish qonuni. Reaktiv harakat. [1] §§ 19-25 [4] §§ 10-14, 36-38 [7] §§ 3.1-3.4 [8] §§ 11-13.	2	2	2	4
5	Inersial va noinersial sanoq tizimlarida almashtirishlar: Noinersial sanoq tizimlari. Inersiya kuchi. Inersial sanoq tizimlari. Galiley almashtirishlari. Eynshteyn postulatlar. Lorens almashtirishlari. Relyativistik mexanikada tezliklarni qo'shish. Lorens almashtirishlarining harakat tenglamasi bilan invariantligi. [1] §§ 62,70 [4] §§ 15-16 [7] §§ 7.1, 7.3	2	2	2	4
6	Elektr o'zaro ta'sir: Markaziy kuchlar. Elektrostatik maydon va uning kuchlanganligi. Elektr zaryadi va uning diskretligi. Kulon qonuni. Superpozitsiya prinsipi. [2] §§ 1, 2, 5 [4] §§ 17-19 [7] §§ 13.1-13.4 [8] §§ 77-80	2	2	2	4
7	Elektr o'zaro ta'sir: Elektrostatik kuchlar ishi. Kuchlanganlik vektori sirkulyatsiyasi. Elektrostatik maydon potentsiali. Ekvipotensial sirtlar. Kuchlanganlik va potentsiallar orasidagi bog'lanish. Zaryadlar tizimining potentsial energiyasi. [2] §§ 6-8 [4] §§ 22-23 [7] §§ 13,4 [8] §§ 83-85	2	2	2	4
8	Elektr o'zaro ta'sir: Elektr induksiya	2	2	2	4

	vektori va elektr induksiya kuch chiziqlari. Elektr induksiya okimi. Ostrogradskiy-Gauss teoremasi. Ostrogradskiy-Gauss teoremasining tatbiqlari: cheksiz tekislik, ikki tekislik, shar va ip uchun. [2] §§ 9, 11 [4] §§ 20-21 [7] §§ 13.5, 14.2 [8] §§ 80, 82				
9	Dielektrlarning qutblanishi: Dielektrlarning qutblanishi. Dielektrlarning elektron va dipolli qutblanishi. Qutblanish vektori. Segnetoelektriklar. Pezoelektrik effekt. «Dielektrik-dielektrik» chegarasida chegaraviy shartlar. [2] §§ 9, 15-19, 21, 23 [4] §§ 24-25 [7] §§ 15.1-15.4 [8] § 87-90	2	2	2	4
10	Elektrstatik maydonidagi o'tkazgichlar: O'tkazgichlarning elektr sig'imi. Kondensatorlar va ularning sig'imi. Har xil geometrik shakli kondensatorlar elektr sig'imi. Zaryadlangan o'tkazgichlar tizimining energiyasi. Elektr maydon energiya zichligi. [2] §§ 24-30 [4] §§ 26-28 [7] § 16.1-16.3. [8] §§ 87-94	2	2	2	4
11	Elektrodinamika asoslari. Elektr toki. Tokning kuchi va zichligi. Om va Djoul-Lens qonunlarining integral va differensial ko'rinishlari. [2] §§ 31-38 [4] §§ 29-31 [7] § 19.1-19.3. [8] §§ 98-99	2	2	2	4
12	Magnit maydoni: Magnit maydoni. Magnit induksiyasi vektori. Magnit induksiyasi chiziqlari. Magnit maydonlar superpozitsiya prinsipi. Bio-Savar –Laplas qonuni va uning to'g'ri , aylanma toklar magnit maydonlarini hisoblashda qo'llash. Harakatlanayotgan zarrachaning magnit maydoni. [2] §§ 34-46 [4] §§ 32-34 [7] § 21.1-21.3.	2	2	2	4
13	Amper qonuni. Toklarning o'zaro ta'siri. Magnit maydonida tokli kontur. Magnit momenti. Elektr va magnit maydonlarida zaryadlangan zarrachaning harakati. Lorens kuchi. Magnit oqimi. Magnit maydonlar uchun Gauss teoremasi. Magnit maydonda tokli o'tkazgichni ko'chirishda bajarilgan ish. [2] §§ 42-50, 72, 73 [4] § 35-36	2	2	2	4
14	Moddaning magnit xossalari: Magnit induksiyasi vektori sirkulyatsiyasi. Solenoid va toroidning magnit maydoni. Moddaning magnit maydoni. Molekulyar toklar. Magnitlanish. Magnit singdiruvchanlik va qabul qiluvchanlik. Magnit maydonining kuchlanganligi. Diamagnetiklar, paramagnetiklar va ferromagnetiklar. [2] §§ 60-65 [4] §§ 43-45 [7] § 25.1-25.6.	2	2	2	4
15	Elektromagnit induksiya hodisasi: Elektromagnit induksiyasi hodisasi. Induksiyali elektr yurituvchi kuch. Faradeyning elektromagnit induksiyasi qonuni. Lens qoidasi. O'zgaruvchan elektr	2	2	2	4

	tokini xosil bo'lishi. O'zgaruvchan elektr toklarining generatorlari. Uyurmali elektr maydoni. O'tkazgich induktivligi. O'zinduksiya va o'zaroinduksiya hodisalari. Solenoid induktivligi. Magnit maydon energiyasi va uning zichligi.[2] §§ 51-59 [4] §§ 38-42 [7] § 24.1-24.6. . [4] §§ 37 [7] § 22.4-23.4				
16	Tebranma harakatlar: Garmonik tebranma harakat kinematikasi va dinamikasi. Garmonik tebranma harakat energiyasi. Matematik, fizik, prujinali mayatniklar va tebranish konturi. [2] §89 [1] §§ 52-54 [4] §§ 46-50 [7] § 27.3- [8] §§ 141, 146	2	2	2	4
17	Tebranma harakatlar: Tebranishlarni qo'shish. So'nuvchi mexanik va elektromagnit tebranishlar. Tebranishlarning so'nish koeffitsienti. So'nishning logarifmik dekrementi va tizimning aslligi. [1] §§ 58 [2] §§ 69 [4] §§ 51-52 [7] § 27.4- 28.1. [8] §§ 146-147	2	2	2	4
18	Tebranma harakatlar: Majburiy mexanik tebranishlar. Majburiy elektromagnit tebranishlar. Rezonans hodisasi. Tok va kuchlanishning rezonansi va ularning radiotexnikada qo'llanilishi. [1] §§ 60,50 [4] §§53-54 [7] §28.2. [8] §§147-148. [2] § 90 [5] § 71 [7] §22.3 [8] §§ 146-147.	2	2	2	4
19	To'lqin hodisalari: Yassi to'lqinning siljish va differensial tenglamasi. To'lqinning amplitudasi, fazasi, davri, chastotasi, to'lqin uzunligi va tarqalish tezligi. To'lqinlar superpozitsiyasi. Kogerent to'lqinlar va kogerentlik sharti. To'lqinlar interferensiyasi. Turg'un to'lqinlar. [2] §§ 99-100 [4] §§ 56-58 [8] §§ 155-157. [2] §§ 93-98 [4] § 55 [7] § 29.1-29.4 [8] §§ 153, 154.	2	2	2	4
20	Elektromagnit to'lqinlar: Elektromagnit to'lqinning differensial tenglamasi. Elektromagnit to'lqin energiyasi. Umov-Poyting vektori. Energiya zichligi. Elektromagnit to'lqinlar shkalasi.[2] §§ 104-109,69-71 [4] §§ 60-61[7] § 30.1-30.3,26.1-26.5 [8] §§ 161-164,137-139.	2	2	2	4
21	Yorug'lik nurlari: Yorug'lik nurining tabiati. Yorug'lik to'lqinlarining kogerentligi va monoxromatikligi. Yorug'lik to'lqinlar interferensiyasi. Yorug'lik diffraksiyasi. Frenel va Frungofer diffraksiyasi. Frenel zonalari. Difraksion panjara. Rentgen nurlar diffraksiyasi. [2] §§ 125-129 [5] §§ 8-12 [7] § 32.1-32.2 [8] §§ 177-179. [2] §§ 125-129 [5] §§ 4-7 [7] § 32.1-32.2 [8] §§ 177-179.	2	2	2	4
22	Yorug'lik nurlari: Yorug'lik dispersiyasi va uning klassik nazariyasi. Yorug'likning yutilishi va sochilishi. Yorug'likning qutblanishi. Yorug'likning ikki muhit chegarasidan qaytishi va sinishidagi qutblanishi.	2	2	2	4

	Qo'sh nur sinishi. Malyus qonuni. Qutblanish tekisligining burilishi. [2] §§ 129-133, 142-145 [5] §§ 13-14 [7] § 32.3-32.4, 33.1-33.5 [8] §§ 180-184, 186-188				
23	Yorug'lik nurlari: Issiqlik nurlanishi. Absolyut qora jismning nurlanish qonunlari. [3] §§ 1-7 [5] § 19 [7] § 35.1-35.2 [8] §§ 197-200.	2	2	2	4
24	Kvant mexanikasi asoslari. Fotoeffekt. Tashqi fotoeffektning qonunlari va kvant nazariyasi. Yorug'lik bosimi. Kompton effekti. [3] §§ 9-11 [5] §§ 20-22 [7] § 36.1-36.5 [8] §§ 202-207.	2	2	2	4
25	Kvant mexanikasi asoslari: Modda zarrachalarining korpuskulyar-to'lqin dualizm tabiati. De-Broyl to'lqinining fizik ma'nosi. Geizenberg noaniqlik munosabati. To'lqin funksiyasi va uning statistik ma'nosi. [3] §§ 18-21,19-22 [5] §§ 23-26 [7] § 37.1-37.4,37.3 [8] §§ 213-215,216	2	2	2	4
26	Kvant mexanikasi asoslari: Shredinger tenglamasi. Erkin zarrachaning harakati. Zarrachaning cheksiz chuqur potensial chuqurlikdagi holati. Zarrachaning potensial to'siqdan o'tishi - tunnel effekti. [3] §§ 21-24 [5] §§ 27-29 [7] § 37.5-37.7 [8] §§ 217-220.	2	2	2	4
27	Kvant mexanikasi asoslari: Vodород atomi. Kvant sonlar. Energiya va impulsning kvantlanishi. Pauli prinsipi. Atomlarda elektronlarning energetik sathlar bo'yicha taqsimoti. [3] §§ 12,15,17,28,36-37 [5] §§ 31-34 [7] §38.1-38.4,39.5-39.6 [8] §§ 208,209,223, 225.	2	2	2	4
28	Molekulyar fizika: Molekulyar kinetik nazariyaning asosiy tenglamasi. Ideal gaz qonunlari. Temperatura. Termodinamik parametrlar. Ideal gazning holat tenglamasi.Izojarayonlar. [1] §§ 79, 81, [5] §§ 35-37 [7] §10.1-10.2 [8] §§ 41-43.	2	2	2	4
29	Molekulyar fizika: Taqsimot funksiyalari. Maksvell-Boltsman, Fermi – Dirak va Boze – Eynshteyn taqsimot funksiyalari. Ideal gaz molekularining issiqlik harakati tezligi va energiyasi bo'yicha taqsimoti. Gaz molekularining o'rtacha to'qnashish soni va o'rtacha erkin yugurish yo'li. Gaz molekularining potensial energiya bo'yicha Boltsman taqsimoti. [1] §§ 79, 81, [5] §§ 38-39 [7] §10.1-10.2 [8] §§ 41-43.	2	2	2	4
30	Termodinamika: Erkinlik darajasi bo'yicha energiya taqsimoti. Gazning bajargan ishi. Issiqlik sig'imi. Termodinamikaning birinchi qonuni, uni izojarayon va adiabatik jarayonlarga tadbiqu.[1] §§82-92 [5] §§ 44-48 [7] § 8.1-8.4,9.1-9.6 [8] §§51-56.	2	2	2	4
31	Termodinamika: Qaytar va qaytmas jarayonlar. Sikllar. Termodinamikaning II qonuni. Entropiya. [1] §§ 102-106 [5] §§ 49-	2	2	2	4

	51 [7] § 11.1 - 11.6 [8] §§ 56-59.					
32	Qattiq jismlar fizikasi: Bog'lanish kuchlari. Van-der Vaals, molekulyar, ionli, atomli va metall bog'lanishlar. Kristall panjara. Erkin atomning energetik sathlari. Kristallarda elektronlarning umumlashuvi. Energetik sohalar hosil bo'lishi. Valentlik va o'tkazuvchanlik zonasi. Zonalar nazariyasi bo'yicha o'tkazgichlar, yarim o'tkazgichlar va dielektriklar [3] §§ 53 [5] §§60-62. [9] .11-B § 1-4 [10] 1-B §§ 1-4.	2	2	2	4	
33	Qattiq jismlar fizikasi: Xususiy va aralashmali o'tkazgichlarning elektr o'tkazuvchanlik mexanizmi. Ulardagi donor va akseptor sathlar. Fermi sathi va uning holati. Xususiy yarim o'tkazgichlar va aralashmali yarim o'tkazgichlarning elektr o'tkazuvchanligining haroratga bog'liqligi.	2	2	2	4	
34	Qattiq jismlar fizikasi: Aralashmali yarim o'tkazgichlar, ularning elektr o'tkazuvchanligi. Aralashmali yarim o'tkazgichlardagi zaryad tashuvchilar konsentratsiyasi. o'tkazgichlar elektr o'tkazuvchanligi va uning haroratga bog'lanishi.[3] §§ 59[5] §§ 70,72,76 [8] §§ 243-245 [9] 7-B § 2b, 3b [10] §§ 60-61	2	2	2	4	
35	Kontakt hodisalar: Metallar elektr o'tkazuvchanligi. Metallardagi Fermi-gazi, o'ta o'tkazuvchanlik. Atomlarning magnit xususiyatlari. Magnetiklarda magnit maydonlar. Chiqish ishi. Metall-metall, metall-yarim o'tkazgich, yarim o'tkazgich – yarim o'tkazgich chegarasidagi kontakt hodisalar. Elektron – kovakli o'tish. [3] §§60-63 [5] §§ 73,74 [8] §§ 238-141 [9] 7-B.§1 a,b,v [10] §§ 50-54	2	2	2	4	
36	Atom va yadro fizikasi: Atom yadrosining tarkibi. Yadroning zaryadi , o'lchami va massasi.Nuklonlarning o'zaro ta'siri, Yadroning massa nuqsoni va bog'lanish energiyasi. Yadro kuchlari. Yadroning bo'linishi. Radioaktivlik Nurlanish turlari.Elementar zarrachalar. [5] §§ 81-83.	2	2	2	4	
Jami:		360	72	72	72	144

Asosiy qism: Fanning uslubiy jihatdan uzviy ketma-ketligi

Asosiy qismda (ma'ruza) fanni mavzulari mantiqiy ketma-ketlikda keltiriladi. Har bir mavzuning mohiyati asosiy tushunchalar va tezislar orqali ochib beriladi. Bunda mavzu bo'yicha talabalarga DTS asosida etkazilishi zarur bo'lgan bilim va ko'nikmalar to'la qamrab olinishi kerak.

Ma'ruza mashg'ulotlari

Kirish: Texnikaning rivojlanishi va mutaxassislarning shakllanishida fizika fanining o'rni. Fizika fanining bo'limlari haqida tushuncha. Moddiy nuqta kinematikasi: To'g'ri chiziqli tekis harakat. Egri chiziqli harakat: tangensial, normal va to'liq tezlanish. Aylana bo'ylab harakatdagi chiziqli, burchakli tezlik va burchakli tezlanish.

Qo'llaniladigan ta'lim texnologiyalari: *dialogik yondoshuv, muammoli ta'lim. Bingo, blits, ajurali arra, algoritm, munozara, o'z-o'zini nazorat*

Adabiyotlar: A1; A2; A3; A4; A5; Q6; Q7; Q8A.[4] §§ 1-3 [7] §§ 1.1-1.2 [8] §§ 1.2, [1] §§ 3-5 [4] §§ 4,5 [7] §§ 1.3-1.5 [8] §§ 3.4

Ilgarilanma harakat dinamikasi. Kuch. Massa. Impuls. Tabiatda kuchlar. Nyutonning birinchi qonuni va inersial sanoq tizimlar. Nyutonning ikkinchi qonuni - harakat tenglamasi. Nyutonning uchinchi qonuni.

Qo'llaniladigan ta'lim texnologiyalari: *dialogik yondoshuv, muammoli ta'lim. Pog'ona, qadamba-qadam metodi, Venn diagrammasi, Mindmapingsi, o'z-o'zini nazorat.*

Adabiyotlar: A1; A2; A3; A5; Q6; Q7; Q8A.[4] §§ 4-6 [7] §§ 2.1-2.2 [8] §§ 2.2, [1] §§ 6-8 [4] §§ 6,7 [7] §§ 2.3-2.5 [8] §§ 4.4

Aylanma harakat dinamikasi. Inersiya markazi, massa markazi. Massa markazi harakati teoremasi. Qattik jism aylanma harakati dinamikasi. Kuch momenti, aylanish uqiga nisbatan inersiya va impuls momenti. Aylanma harakat dinamikasining asosiy qonuni. Impuls momentining saqlanish qonuni.

Qo'llaniladigan ta'lim texnologiyalari: *dialogik yondoshuv, muammoli ta'lim. Blits-so'rov, zig-zag usuli, munozara, BBB, Insert, o'z-o'zini nazorat.*

Adabiyotlar: A1; A2; A3; A4; A5; Q6; Q7; Q8A[1] §§ 29, 36,38 [4] §§ 8-9 [7] §§ 4.1-4.2 [8] §§ 16, 17. [1] §§ 24, 37, 39 [4] §§ 15, 16, 31, 32 [7] §§ 2.4-2.6, 4.3

Mexanik tizimning energiyasi: Energiya. Mexanik ish. Quvvat. Mexanik tizimning kinetik energiyasi va uning tashqi va ichki kuchlar bilan bog'liqligi. Konservativ va nokonservativ kuchlar. Potensial energiya. Potensial energiyani kuch bilan bog'liqligi. Mexanikada energiyaning o'zgarishi va saqlanish qonunlari. Gravitatsion maydon va uning kuchlanganligi. Impulsning saqlanish qonuni. Reaktiv harakat

Qo'llaniladigan ta'lim texnologiyalari: *dialogik yondoshuv, muammoli ta'lim. Integrativ, munozara, o'z-o'zini nazorat.*

Adabiyotlar: A1; A2; A3; A4; A5; Q6; Q7; Q8A[1] §§ 19-25 A[4] §§ 10-14, 36-38 Q[7] §§ 3.1-3.4 [8] §§ 11-13.

Inersial va noinersial sanoq tizimlarida almashtirishlar: Noinersial sanoq tizimlari. Inersiya kuchi. Inersial sanoq tizimlari. Galiley almashtirishlari. Eynshteyn postulatlar. Lorens almashtirishlari. Relyativistik mexanikada tezliklarni qo'shish. Lorens almashtirishlarining harakat tenglamasi bilan invariantligi.

Qo'llaniladigan ta'lim texnologiyalari: *dialogik yondoshuv, muammoli ta'lim. BG'BG'B jadvali, munozara, Venn diagrammasi, Mindmapping, o'z-o'zini nazorat*

Adabiyotlar: A1; A2; A3; A4; A5; Q6; Q7; Q8 [1] §§ 62,70 [4] §§ 15-16 [7] §§ 7.1, 7.3

Elektr o'zaro ta'sir: Markaziy kuchlar. Elektrostatik maydon va uning kuchlanganligi. Elektr zaryadi va uning diskretligi. Kulon qonuni. Superpozitsiya prinsipi.

Qo'llaniladigan ta'lim texnologiyalari: *dialogik yondoshuv, muammoli ta'lim. Ajurali arra, bumerang, usuli, munozara, o'z-o'zini nazorat.*

Adabiyotlar: A[2] §§ 1, 2, 5 A[4] §§ 17-19 Q[7] §§ 13.1-13.4 Q[8] §§ 77-80

Elektr o'zaro ta'sir: Elektrstatik kuchlar ishi. Kuchlanganlik vektori sirkulyatsiyasi. Elektrostatik maydon potentsiali. Ekvipotensial sirtlar. Kuchlanganlik va potentsiallar orasidagi bog'lanish. Zaryadlar tizimining potentsial energiyasi.

Qo'llaniladigan ta'lim texnologiyalari: *dialogik yondoshuv, muammoli ta'lim. Blits, usuli, munozara, o'z-o'zini nazorat.* 4 4

Adabiyotlar: A1; A5; A6; Q6; Q7; Q8. [2] §§ 6-8 [4] §§22-23 [7] §§ 13,4 [8] §§ 83-85

Elektr o'zaro ta'sir: Elektr induksiya vektori va elektr induksiya kuch chiziqlari. Elektr induksiya okimi. Ostrogradskiy-Gauss teoremasi. Ostrogradskiy-Gauss teoremasining tatbiqlari: cheksiz tekislik, ikki tekislik, shar va ip uchun.

Qo'llaniladigan ta'lim texnologiyalari: *dialogik yondoshuv, muammoli ta'lim. Ma'ruza, namoyish etish, savol-javob, "Bumerang", "Blits-so'rov", "Fikrlash xaritasi" "Mindmapping", Charxpalak, B.B.B jadvali, metodlari.*

Adabiyotlar: A1; A2; A3; A4; A5; Q1; Q2; Q8. [2] §§ 9, 11 [4] §§ 20-21 [7] §§ 13.5, 14.2 [8] §§ 80, 82

Dielektriklarning qutblanishi: Dielektriklarning qutblanishi. Dielektriklarning elektron va dipolli qutblanishi. Qutblanish vektori. Segnetoelektriklar. Pezoelektrik effekt. «Dielektrik-dielektrik» chegarasida chegaraviy shartlar.

Qo'llaniladigan ta'lim texnologiyalari: *dialogik yondoshuv, muammoli ta'lim. Ma'ruza, namoyish etish, blits-so'rov, "baliq skeleti", guruhlarda ishlash metodi.*

Adabiyotlar: A1; A3; A4; A5; Q1; Q7; Q8. [2] §§ 9, 15-19, 21, 23 [4] §§ 24-25 [7] §§15.1-15.4 [8] § 87-90

Elektrstatik maydonidagi o'tkazgichlar: O'tkazgichlarning elektr sig'imi. Kondensatorlar va ularning sig'imi. Har xil geometrik shaklli kondensatorlar elektr sig'imi. Zaryadlangan o'tkazgichlar tizimining energiyasi. Elektr maydon energiya zichligi.

Qo'llaniladigan ta'lim texnologiyalari: *dialogik yondoshuv, muammoli ta'lim. Ma'ruza, namoyish etish, Mindmapping, , "Blits-so'rov" metodlari.*

Adabiyotlar: A1; A2; A3; A4; A5; Q6; Q7; Q8. [2] §§ 24-30 [4] §§ 26-28 [7] § 16.1-16.3. [8] §§87-94

Elektrodinamika asoslari. Elektr toki. Tokning kuchi va zichligi. Om va Djoul-Lens qonunlarining integral va differensial ko'rinishlari.

Qo'llaniladigan ta'lim texnologiyalari: *dialogik yondoshuv, muammoli ta'lim. Ma'ruza, namoyish etish, Mindmapping, , "Blits-so'rov" metodlari.*

Adabiyotlar: A2; A3; A4; Q1; Q2; Q11. [2] §§ 31-38 [4] §§ 29-31 [7] § 19.1-19.3. [8] §§98-99

Magnit maydoni: Magnit maydoni. Magnit induksiyasi vektori. Magnit induksiyasi chiziqlari. Magnit maydonlar superpozitsiya prinsipi. Bio-Savar – Laplas qonuni va uning to'g'ri , aylanma toklar magnit maydonlarini hisoblashda qo'llash. Harakatlanayotgan zarrachaning magnit maydoni.

Qo'llaniladigan ta'lim texnologiyalari: *dialogik yondoshuv, muammoli ta'lim. Ma'ruza, namoyish etish, Mindmapping, , "Blits-so'rov" metodlari.*

Adabiyotlar: A2; A3; A4; Q1; Q2; Q11. [2] §§ 34-46 [4] §§ 32-34 [7] § 21.1-21.3.

Amper qonuni. Toklarning o'zaro ta'siri. Magnit maydonida tokli kontur. Magnit momenti. Elektr va magnit maydonlarida zaryadlangan zarrachaning harakati. Lorens kuchi. Magnit oqimi. Magnit maydonlar uchun Gauss teoremasi. Magnit maydonda tokli o'tkazgichni ko'chirishda bajarilgan ish.

Qo'llaniladigan ta'lim texnologiyalari: *dialogik yondoshuv, muammoli ta'lim. Ma'ruza, namoyish etish, Mindmapping, , "Blits-so'rov" metodlari.*

Adabiyotlar: A2; A3; A4; Q1; Q2; Q11. [2] §§ 42-50,72,73 [4] § 35-36

Moddaning magnit xossalari: Magnit induksiyasi vektori sirkulyatsiyasi. Solenoid va toroidning magnit maydoni. Moddaning magnit maydoni. Molekulyar toklar. Magnitlanish. Magnit singdiruvchanlik va qabul

qiluvchanlik. Magnit maydonining kuchlanganligi. Diamagnetiklar, paramagnetiklar va ferromagnetiklar.

Qo'llaniladigan ta'lim texnologiyalari: *dialogik yondoshuv, muammoli ta'lim. Ma'ruza, namoyish etish, Mindmapping, „Blits-so'rov” metodlari.*

Adabiyotlar: A2; A3; A4; Q1; Q2; Q8; Q11. [2] §§ 60-65 [4] §§ 43-45 [7] § 25.1-25.6.

Elektromagnit induksiya hodisasi: Elektromagnit induksiyasi hodisasi. Induksiyali elektr yurituvchi kuch. Faradeyning elektromagnit induksiyasi qonuni. Lens qoidasi. O'zgaruvchan elektr tokini xosil bo'lishi. O'zgaruvchan elektr toklarining generatorlari. Uyurmali elektr maydoni. O'tkazgich induktivligi. O'zinduksiya va o'zaroinduksiya hodisalari. Solenoid induktivligi. Magnit maydon energiyasi va uning zichligi.

Qo'llaniladigan ta'lim texnologiyalari: *dialogik yondoshuv, muammoli ta'lim. Ma'ruza, namoyish etish, savol-javob, „Bumerang”, „Blits-so'rov”, „Fikrlash xaritasi”, Charxpalak, metodlari.*

Adabiyotlar: A5; A6; Q7; Q11. [2] §§ 51-59 [4] §§ 38-42 [7] § 24.1-24.6. [4] §§ 37 [7] § 22.4-23.4

Tebranma harakatlar: Garmonik tebranma harakat kinematikasi va dinamikasi. Garmonik tebranma harakat energiyasi. Matematik, fizik, prujinali mayatniklar va tebranish konturi.

Qo'llaniladigan ta'lim texnologiyalari: *dialogik yondoshuv, muammoli ta'lim. Ma'ruza, namoyish etish, Charxpalak, Mindmapping, „Blits-so'rov” metodlari.*

Adabiyotlar: A1; A2; A3; A4; A5; A6; Q8; Q9; Q10; Q11. [2] §89 [1] §§ 52-54 [4] §§ 46-50 [7] § 27.3- [8] §§ 141, 146

Tebranma harakatlar: Tebranishlarni qo'shish. So'nuvchi mexanik va elektromagnit tebranishlar. Tebranishlarning so'nish koeffitsienti. So'nishning logarifmik dekrementi va tizimning aslligi.

Qo'llaniladigan ta'lim texnologiyalari: *dialogik yondoshuv, muammoli ta'lim. Ajurali arra, bumerang, usuli, munozara, o'z-o'zini nazorat.*

Adabiyotlar: A1; A2; A3; A4; A5; A6; Q8; Q9; Q10; Q11. [1] §§ 58 [2] §§ 69 [4] §§ 51-52 [7] § 27.4- 28.1. [8] §§ 146-147

Tebranma harakatlar: Majburiy mexanik tebranishlar. Majburiy elektromagnit tebranishlar. Rezonans hodisasi. Tok va kuchlanishning rezonansi va ularning radiotexnikada qo'llanilishi.

Qo'llaniladigan ta'lim texnologiyalari: *dialogik yondoshuv, muammoli ta'lim. Ma'ruza, namoyish etish, Mindmapping, „Blits-so'rov” metodlari.*

Adabiyotlar: A1; A2; A3; A4; A5; A6; Q8; Q9; Q10; Q11. [1] §§ 60,50 [4] §53-54 [7] §28.2. [8] §§147-148. [2] § 90 [5] § 71 [7] §22.3 [8] §§ 146-147.

To'lqin hodisalari: Yassi to'lqinning siljish va differensial tenglamasi. To'lqinning amplitudasi, fazasi, davri, chastotasi, to'lqin uzunligi va tarqalish tezligi. To'lqinlar superpozitsiyasi. Kogerent to'lqinlar va kogerentlik sharti. To'lqinlar interferensiyasi. Turg'un to'lqinlar.

Qo'llaniladigan ta'lim texnologiyalari: *dialogik yondoshuv, muammoli ta'lim. Ma'ruza, namoyish etish, Mindmapping, "Blits-so'rov" metodlari.*

Adabiyotlar: A1; A2; A3; A4; A5; A6; Q8; Q9; Q10; Q11. [2] §§ 99-100 [4] §§ 56-58 [8] §§ 155-157. [2] §§ 93-98 [4] § 55 [7] § 29.1-29.4 [8] §§ 153, 154.

Elektromagnit to'lqinlar: Elektromagnit to'lqinning differensial tenglamasi. Elektromagnit to'lqin energiyasi. Umov-Poyting vektori. Energiya zichligi. Elektromagnit to'lqinlar shkalasi

Qo'llaniladigan ta'lim texnologiyalari: *dialogik yondoshuv, muammoli ta'lim. Ma'ruza, namoyish etish, Mindmapping, "Blits-so'rov" metodlari.*

Adabiyotlar: A1; A2; A3; A4; A5; A6; Q8; Q9; Q10; Q11. [2] §§ 104-109,69-71 [4] §§ 60-61 [7] § 30.1-30.3,26.1-26.5 [8] §§ 161-164,137-139.

Yorug'lik nurlari: Yorug'lik nurining tabiati. Yorug'lik to'lqinlarining kogerentligi va monoxromatikligi. Yorug'lik to'lqinlar interferensiyasi. Yorug'lik difraksiyasi. Frenel va Frungofer difraksiyasi. Frenel zonalar. Difraksion panjara. Rentgen nurlar difraksiyasi.

Qo'llaniladigan ta'lim texnologiyalari: *dialogik yondoshuv, muammoli ta'lim. Ma'ruza, namoyish etish, Mindmapping, "Blits-so'rov" metodlari.*

Adabiyotlar: A1; A2; A3; A4; A5; A6; Q8; Q9; Q10; Q11. [2] §§ 125-129 [5] §§ 8-12 [7] § 32.1-32.2 [8] §§ 177-179. [2] §§ 125-129 [5] §§ 4-7 [7] § 32.1-32.2 [8] §§ 177-179.

Yorug'lik nurlari: Yorug'lik dispersiyasi va uning klassik nazariyasi. Yorug'likning yutilishi va sochilishi. Yorug'likning qutblanishi. Yorug'likning ikki muhit chegarasidan qaytishi va sinishidagi qutblanishi. Qo'sh nur sinishi. Malyus qonuni. Qutblanish tekisligining burilishi.

Qo'llaniladigan ta'lim texnologiyalari: *dialogik yondoshuv, muammoli ta'lim. Ma'ruza, namoyish etish, Mindmapping, "Blits-so'rov" metodlari.*

Adabiyotlar: A1; A2; A3; A4; A5; A6; Q8; Q9; Q10; Q11. [2] §§ 129-133, 142-145 [5] §§ 13-14 [7] § 32.3-32.4, 33.1-33.5 [8] §§ 180-184, 186-188

Yorug'lik nurlari: Issiqlik nurlanishi. Absolyut qora jismning nurlanish qonunlari.

Qo'llaniladigan ta'lim texnologiyalari: *dialogik yondoshuv, muammoli ta'lim. Ma'ruza, namoyish etish, Mindmapping, „Blits-so'rov“ metodlari.*

Adabiyotlar: A1; A2; A3; A4; A5; A6; Q8; Q9; Q10; Q11. [3] §§ 1-7 [5] § 19 [7] § 35.1-35.2 [8] §§ 197-200.

Kvant mexanikasi asoslari. Fotoeffekt. Tashqi fotoeffektning qonunlari va kvant nazariyasi. Yorug'lik bosimi. Kompton effekti.

Qo'llaniladigan ta'lim texnologiyalari: *dialogik yondoshuv, muammoli ta'lim. Ma'ruza, namoyish etish, Mindmapping, „Blits-so'rov“ metodlari.*

Adabiyotlar: A1; A2; A3; A4; A5; A6; Q8; Q9; Q10; Q11. [3] §§ 9-11 [5] §§ 20-22 [7] § 36.1-36.5 [8] §§ 202-207.

Kvant mexanikasi asoslari: Modda zarrachalarining korpuskulyar-to'lqin dualizm tabiati. De-Broyl to'lqinining fizik ma'nosi. Geyzenberg noaniqlik munosabati. To'lqin funksiyasi va uning statistik ma'nosi.

Qo'llaniladigan ta'lim texnologiyalari: *dialogik yondoshuv, muammoli ta'lim. Ma'ruza, namoyish etish, Mindmapping, „Blits-so'rov“ metodlari.*

Adabiyotlar: A1; A2; A3; A4; A5; A6; Q8; Q9; Q10; Q11. [3] §§ 18-21,19-22 [5] §§ 23-26 [7] § 37.1-37.4,37.3 [8] §§ 213-215,216

Kvant mexanikasi asoslari: Shredinger tenglamasi. Erkin zarrachaning harakati. Zarrachaning cheksiz chuqur potensial chuqurlikdagi holati. Zarrachaning potensial to'siqdan o'tishi - tunnel effekti.

Qo'llaniladigan ta'lim texnologiyalari: *dialogik yondoshuv, muammoli ta'lim. Ma'ruza, namoyish etish, Mindmapping, „Blits-so'rov“ metodlari.*

Adabiyotlar: A1; A2; A3; A4; A5; A6; Q8; Q9; Q10; Q11. [3] §§ 21-24 [5] §§ 27-29 [7] § 37.5-37.7 [8] §§ 217-220.

Kvant mexanikasi asoslari: Vodorod atomi. Kvant sonlar. Energiya va impulsning kvantlanishi. Pauli prinsipi. Atomlarda elektronlarning energetik sathlar bo'yicha taqsimoti.

Qo'llaniladigan ta'lim texnologiyalari: *dialogik yondoshuv, muammoli ta'lim. Ma'ruza, namoyish etish, Mindmapping, „Blits-so'rov“ metodlari.*

Adabiyotlar: A1; A2; A3; A4; A5; A6; Q8; Q9; Q10; Q11. [3] §§ 12,15,17,28,36-37 [5] §§ 31-34 [7] §38.1-38.4,39.5-39.6 [8] §§ 208,209,223, 225.

Molekulyar fizika: Molekulyar kinetik nazariyaning asosiy tenglamasi. Ideal gaz qonunlari. Temperatura. Termodinamik parametrlar. Ideal gazning holat tenglamasi. Izojarayonlar.

Qo'llaniladigan ta'lim texnologiyalari: *dialogik yondoshuv, muammoli ta'lim. Integrativ, munozara, o'z-o'zini nazorat.*

Adabiyotlar: [1] §§ 79, 81, [5] §§ 35-37 [7] §10.1-10.2 [8] §§ 41-43.

Molekulyar fizika: Taqsimot funksiyalari. Maksvell-Boltsman, Fermi – Dirak va Boze – Eynshteyn taqsimot funksiyalari. Ideal gaz molekularining issiqlik harakati tezligi va energiyasi bo'yicha taqsimoti. Gaz molekularining o'rtacha to'qnashish soni va o'rtacha erkin yugurish yo'li. Gaz molekularining potensial energiya bo'yicha Boltsman taqsimoti.

Qo'llaniladigan ta'lim texnologiyalari: *dialogik yondoshuv, muammoli ta'lim. BG'BG'B jadvali, munozara, Venn diagrammasi, Mindmapping, o'z-o'zini nazorat*

Adabiyotlar: A1; A2; A3; A4; A5; A6; Q8; Q9; Q10; Q11 [1] §§ 79, 81, [5] §§ 38-39 [7] §10.1-10.2 [8] §§ 41-43.

Termodinamika: Erkinlik darajasi bo'yicha energiya taqsimoti. Gazning bajargan ishi. Issiqlik sig'imi. Termodinamikaning birinchi qonuni, uni izojarayon va adiabatik jarayonlarga tadbiqu.

Qo'llaniladigan ta'lim texnologiyalari: *dialogik yondoshuv, muammoli ta'lim. Ajurali arra, bumerang, usuli, munozara, o'z-o'zini nazorat.*

Adabiyotlar: A1; A2; A3; A4; A5; A6; Q8; Q9; Q10; Q11 A.[1] §§82-92 [5] §§ 44-48 [7] § 8.1-8.4,9.1-9.6 [8] §§51-56.

Termodinamika: Qaytar va qaytmas jarayonlar. Sikllar. Termodinamikaning II qonuni. Entropiya.

Qo'llaniladigan ta'lim texnologiyalari: *dialogik yondoshuv, muammoli ta'lim. Integrativ, munozara, o'z-o'zini nazorat.*

Adabiyotlar: A1; A2; A3; A4; A5; A6; Q8; Q9; Q10; Q11 [1] §§ 102-106 [5] §§ 49-51 [7] § 11.1 - 11.6 [8] §§ 56-59.

Qattiq jismlar fizikasi: Bog'lanish kuchlari. Van-der Vaals, molekulyar, ionli, atomli va metall bog'lanishlar. Kristall panjara. Erkin atomning energetik sathlari. Kristallarda elektronlarning umumlashuvi. Energetik sohalar hosil bo'lishi. Valentlik va o'tkazuvchanlik zonasi. Zonalar nazariyasi bo'yicha o'tkazgichlar, yarim o'tkazgichlar va dielektriklar

Qo'llaniladigan ta'lim texnologiyalari: *dialogik yondoshuv, muammoli ta'lim. BG'BG'B jadvali, munozara, Venn diagrammasi, Mindmapping, o'z-o'zini nazorat*

Adabiyotlar: A1; A2; A3; A4; A5; A6; Q8; Q9; Q10; Q11 [3] §§ 53 [5] §§60-62. [9] .11-B § 1-4 [10] 1-B §§ 1-4.

Qattiq jismlar fizikasi: Xususiy va aralashmali o'tkazgichlarning elektr o'tkazuvchanlik mexanizmi. Ulardagi donor va akseptor sathlar. Fermi sathi va

uning holati. Xususiy yarim o'tkazgichlar va aralashmali yarim o'tkazgichlarning elektr o'tkazuvchanligining haroratga bog'liqligi.

Qo'llaniladigan ta'lim texnologiyalari: *dialogik yondoshuv, muammoli ta'lim. Ajurali arra, bumerang, usuli, munozara, o'z-o'zini nazorat.*

Adabiyotlar: A1; A2; A3; A4; A5; A6; Q8; Q9; Q10; Q11A[2] §§ 1, 2, 5 A[4] §§ 17-19 Q[7] §§ 13.1-13.4 Q[8] §§ 77-80

Qattiq jismlar fizikasi: Aralashmali yarim o'tkazgichlar, ularning elektr o'tkazuvchanligi. Aralashmali yarim o'tkazgichlardagi zaryad tashuvchilar konsentratsiyasi. o'tkazgichlar elektr o'tkazuvchanligi va uning haroratga bog'lanishi

Qo'llaniladigan ta'lim texnologiyalari: *dialogik yondoshuv, muammoli ta'lim. Integrativ, munozara, o'z-o'zini nazorat.*

Adabiyotlar: A1; A2; A3; A4; A5; A6; Q8.[3] §§ 59[5] §§ 70,72,76 [8] §§ 243-245 [9] 7-B § 2b, 3b [10] §§ 60-61

Kontakt hodisalar: Metallar elektr o'tkazuvchanligi. Metallardagi Fermi-gazi, o'ta o'tkazuvchanlik. Atomlarning magnit xususiyatlari. Magnetiklarda magnit maydonlar. Chiqish ishi. Metall-metall, metall-yarim o'tkazgich, yarim o'tkazgich – yarim o'tkazgich chegarasidagi kontakt hodisalar. Elektron – kovakli o'tish.

Qo'llaniladigan ta'lim texnologiyalari: *dialogik yondoshuv, muammoli ta'lim. BG'BG'B jadvali, munozara, Venn diagrammasi, Mindmapping, o'z-o'zini nazorat*

Adabiyotlar: A1; A2; A3; A4; A5; A6; Q8 [3] §§60-63 [5] §§ 73,74 [8] §§ 238-141 [9] 7-B.§1 a,b,v [10] §§ 50-54

Atom va yadro fizikasi: Atom yadrosining tarkibi. Yadroning zaryadi , o'lchami va massasi. Nuklonlarning o'zaro ta'siri, Yadroning massa nuqsoni va bog'lanish energiyasi. Yadro kuchlari. Yadroning bo'linishi. Radioaktivlik Nurlanish turlari. Elementar zarrachalar

Qo'llaniladigan ta'lim texnologiyalari: *dialogik yondoshuv, muammoli ta'lim, bumerang, usuli, munozara, o'z-o'zini nazorat.*

Adabiyotlar: A1; A5; A6; Q6; [5] §§ 81-83.

**“Fizika” fani bo'yicha ma'ruza mashg'ulotining kalendar tematik rejasi
I va II- SEMESTRLAR**

MEXANIKA- 10 soat

T/r	Ma'ruzalar nomi	Soat
1	Kirish: Texnikaning rivojlanishi va mutaxassislarning shakllanishida fizika fanining o'rni. Fizika fanining bo'limlari haqida tushuncha. Moddiy nuqta kinematikasi: To'g'ri chiziqli tekis harakat. [4] §§ 1-3 [7] §§ 1.1-1.2 [8] §§ 1.2 Egri chiziqli harakat: tangensial, normal va to'liq tezlanish. Aylana bo'ylab harakatdagi chiziqli, burchakli tezlik va burchakli tezlanish. [1] §§ 3-5 [4] §§ 4,5 [7] §§ 1.3-1.5 [8] §§ 3.4	2
2	Ilgarilanma harakat dinamikasi. Kuch. Massa. Impuls. Tabiatda kuchlar. Nyutonning birinchi qonuni va inersial sanoq tizimlar. Nyutonning ikkinchi qonuni - harakat tenglamasi. Nyutonning uchinchi qonuni.	2
3	Aylanma harakat dinamikasi. Inersiya markazi, massa markazi. Massa markazi harakati teoremasi. Qattik jism aylanma harakati dinamikasi. Kuch momenti, aylanish uqiga nisbatan inersiya va impuls momenti. Aylanma xarakat dinamikasining asosiy qonuni. Impuls momentining saqlanish qonuni. [1] §§ 29, 36,38 [4] §§ 8-9 [7] §§ 4.1-4.2 [8] §§ 16, 17. [1] §§ 24, 37, 39 [4] §§ 15, 16, 31, 32 [7] §§ 2.4-2.6, 4.3	2
4	Mexanik tizimning energiyasi: Energiya. Mexanik ish. Quvvat. Mexanik tizimning kinetik energiyasi va uning tashqi va ichki kuchlar bilan bog'liqligi. Konservativ va nokonservativ kuchlar. Potensial energiya. Potensial energiyani kuch bilan bog'liqligi. Mexanikada energiyaning o'zgarishi va saqlanish qonunlari. Gravitatsion maydon va uning kuchlanganligi. Impulsning saqlanish qonuni. Reaktiv harakat. [1] §§ 19-25 [4] §§ 10-14, 36-38 [7] §§ 3.1-3.4 [8] §§ 11-13.	2
5	Inersial va noinersial sanoq tizimlarida almashtirishlar: Noinersial sanoq tizimlari. Inersiya kuchi. Inersial sanoq tizimlari. Galiley almashtirishlari. Eynshteyn postulatlar. Lorens almashtirishlari. Relyativistik mexanikada tezliklarni qo'shish. Lorens almashtirishlarining harakat tenglamasi bilan invariantligi. [1] §§ 62,70 [4] §§ 15-16 [7] §§ 7.1, 7.3	2

ELEKTROSTATIKA. DOIMIY TOK-12 soat

6	Elektr o'zaro ta'sir: Markaziy kuchlar. Elektrostatik maydon va uning kuchlanganligi. Elektr zaryadi va uning diskretligi. Kulon qonuni. Superpozitsiya prinsipi. [2] §§ 1, 2, 5 [4] §§ 17-19 [7] §§ 13.1-13.4 [8] §§ 77-80	2
7	Elektr o'zaro ta'sir: Elektrstatik kuchlar ishi. Kuchlanganlik vektori sirkulyatsiyasi. Elektrostatik maydon potentsiali. Ekvipotensial sirtlar. Kuchlanganlik va potentsiallar orasidagi bog'lanish. Zaryadlar tizimining potentsial energiyasi. [2] §§ 6-8 [4] §§22-23 [7] §§ 13,4 [8] §§ 83-85	2
8	Elektr o'zaro ta'sir: Elektr induksiya vektori va elektr induksiya kuch chiziqlari. Elektr induksiya okimi. Ostrogradskiy-Gauss teoremasi. Ostrogradskiy-Gauss teoremasining tatbiqlari: cheksiz tekislik, ikki tekislik, shar va ip uchun. [2] §§ 9, 11 [4] §§ 20-21 [7] §§ 13.5, 14.2 [8] §§ 80, 82	2
9	Dielektriklarning qutblanishi: Dielektriklarning qutblanishi. Dielektriklarning elektron va dipolli qutblanishi. Qutblanish vektori. Segnetoelektriklar. Pezoelektrik effekt. «Dielektrik-dielektrik» chegarasida chegaraviy shartlar. [2] §§ 9, 15-19, 21, 23 [4] §§ 24-25 [7] §§15.1-15.4 [8] § 87-90	2
10	Elektrstatik maydonidagi o'tkazgichlar: O'tkazgichlarning elektr sig'imi. Kondensatorlar va ularning sig'imi. Har xil geometrik shaklli kondensatorlar elektr sig'imi. Zaryadlangan o'tkazgichlar tizimining energiyasi. Elektr maydon energiya zichligi. [2] §§ 24-30 [4] §§ 26-28 [7] § 16.1-16.3. [8] §§87-94	2
11	Elektrodinamika asoslari. Elektr toki. Tokning kuchi va zichligi. Om va Djoul-Lens qonunlarining integral va differensial ko'rinishlari. [2] §§ 31-38 [4] §§ 29-31 [7] § 19.1-19.3. [8] §§98-99	2

ELEKTROMAGNETIZM-8 soat

12	Magnit maydoni: Magnit maydoni. Magnit induksiyasi vektori. Magnit induksiyasi chiziqlari. Magnit maydonlar superpozitsiya prinsipi. Bio-Savar –Laplas qonuni va uning to'g'ri , aylanma toklar magnit maydonlarini hisoblashda qo'llash. Harakatlanayotgan zarrachaning magnit maydoni. [2] §§ 34-46 [4] §§ 32-34 [7] § 21.1-21.3.	2
13	Amper qonuni. Toklarning o'zaro ta'siri. Magnit maydonida tokli kontur. Magnit momenti. Elektr va magnit maydonlarida zaryadlangan zarrachaning harakati. Lorens kuchi. Magnit oqimi. Magnit maydonlar uchun Gauss teoremasi. Magnit maydonda tokli o'tkazgichni ko'chirishda bajarilgan ish. [2] §§ 42-50,72,73 [4] § 35-36	2
14	Moddaning magnit xossalari: Magnit induksiyasi vektori	2

	sirkulyatsiyasi.Solenoid va toroidning magnit maydoni.Modddaning magnit maydoni. Molekulyar toklar. Magnitlanish. Magnit singdiruvchanlik va qabul qiluvchanlik. Magnit maydonining kuchlanganligi.Diamagnetiklar, paramagnetiklar va ferromagnetiklar. . [2] §§ 60-65 [4] §§ 43-45 [7] § 25.1-25.6.	
15	Elektromagnit induksiya hodisasi: Elektromagnit induksiyasi hodisasi. Induksiyali elektr yurituvchi kuch. Faradeyning elektromagnit induksiyasi qonuni. Lens qoidasi.O'zgaruvchan elektr tokini xosil bo'lishi. O'zgaruvchan elektr toklarining generatorlari. Uyurmali elektr maydoni. O'tkazgich induktivligi. O'zinduksiya va o'zaroinduksiya hodisalari. Solenoind induktivligi. Magnit maydon energiyasi va uning zichligi..[2] §§ 51-59 [4] §§ 38-42 [7] § 24.1-24.6. . [4] §§ 37 [7] § 22.4-23.4	2

MEXANIK TEBRANISHLAR -6 soat

16	Tebranma harakatlar: Garmonik tebranma harakat kinematikasi va dinamikasi. Garmonik tebranma harakat energiyasi. Matematik, fizik, prujinali mayatniklar va tebranish konturi. [2] §89 [1] §§ 52-54 [4] §§ 46-50 [7] § 27.3- [8] §§ 141, 146	2
17	Tebranma harakatlar: Tebranishlarni qo'shish. So'nuvchi mexanik va elektromagnit tebranishlar. Tebranishlarning so'nish koeffitsienti. So'nishning logarifmik dekrementi va tizimning aslligi. [1] §§ 58 [2] §§ 69 [4] §§ 51-52 [7] § 27.4- 28.1. [8] §§ 146-147	2
18	Tebranma harakatlar: Majburiy mexanik tebranishlar. Majburiy elektromagnit tebranishlar. Rezonans hodisasi. Tok va kuchlanishning rezonansi va ularning radiotexnikada qo'llanilishi. [1] §§ 60,50 [4] §53-54 [7] §28.2. [8] §§147-148. [2] § 90 [5] § 71 [7] §22.3 [8] §§ 146-147.	2

II SEMESTR

MEXANIK VA ELEKTROMAGNIT TO'LQINLAR – 4 soat

19	To'lqin hodisalari: Yassi to'lqinning siljish va differensial tenglamasi. To'lqinning amplitudasi, fazasi, davri, chastotasi, to'lqin uzunligi va tarqalish tezligi. To'lqinlar superpozitsiyasi. Kogerent to'lqinlar va kogerentlik sharti. To'lqinlar interferensiyasi. Turg'un to'lqinlar. [2] §§ 99-100 [4] §§ 56-58 [8] §§ 155-157. [2] §§ 93-98 [4] § 55 [7] § 29.1-29.4 [8] §§ 153, 154.	2
20	Elektromagnit to'lqinlar: Elektromagnit to'lqinning differensial tenglamasi. Elektromagnit to'lqin energiyasi. Umov-Poyting vektori. Energiya zichligi. Elektromagnit to'lqinlar shkalasi.[2] §§ 104-109,69-71 [4] §§ 60-61[7] § 30.1-30.3,26.1-26.5 [8] §§ 161-164,137-139.	2

**TO'LQIN OPTIKASI. KVANT OPTIKASI. KVANT MEXANIKASI ASOSLARI.
KLASSIK VA KVANT STATISTIKASI-14 soat**

21	Yorug'lik nurlari: Yorug'lik nurining tabiati. Yorug'lik to'lqinlarining kogerentligi va monoxromatikligi. Yorug'lik to'lqinlar interferensiyasi. Yorug'lik difraksiyasi. Frenel va Frungofer difraksiyasi. Frenel zonalari. Difraksion panjara. Rentgen nurlar difraksiyasi. [2] §§ 125-129 [5] §§ 8-12 [7] § 32.1-32.2 [8] §§ 177-179. [2] §§ 125-129 [5] §§ 4-7 [7] § 32.1-32.2 [8] §§ 177-179.	2
22	Yorug'lik nurlari: Yorug'lik dispersiyasi va uning klassik nazariyasi. Yorug'likning yutilishi va sochilishi. Yorug'likning qutblanishi. Yorug'likning ikki muhit chegarasidan qaytishi va sinishidagi qutblanishi. Qo'sh nur sinishi. Malyus qonuni. Qutblanish tekisligining burilishi. [2] §§ 129-133, 142-145 [5] §§ 13-14 [7] § 32.3-32.4, 33.1-33.5 [8] §§ 180-184, 186-188	2
23	Yorug'lik nurlari: Issiqlik nurlanishi. Absolyut qora jismning nurlanish qonunlari. [3] §§ 1-7 [5] § 19 [7] § 35.1-35.2 [8] §§ 197-200.	2
24	Kvant mexanikasi asoslari. Fotoeffekt. Tashqi fotoeffektning qonunlari va kvant nazariyasi. Yorug'lik bosimi. Kompton effekti. [3] §§ 9-11 [5] §§ 20-22 [7] § 36.1-36.5 [8] §§ 202-207.	2
25	Kvant mexanikasi asoslari: Modda zarrachalarining korpuskulyar-to'lqin dualizm tabiati. De-Broyl to'lqinining fizik ma'nosi. Geyzenberg noaniqlik munosabati. To'lqin funksiyasi va uning statistik ma'nosi. [3] §§ 18-21, 19-22 [5] §§ 23-26 [7] § 37.1-37.4, 37.3 [8] §§ 213-215, 216	2
26	Kvant mexanikasi asoslari: Shredinger tenglamasi. Erkin zarrachaning harakati. Zarrachaning cheksiz chuqur potensial chuqurlikdagi holati. Zarrachaning potensial to'siqdan o'tishi - tunnel effekti. [3] §§ 21-24 [5] §§ 27-29 [7] § 37.5-37.7 [8] §§ 217-220.	2
27	Kvant mexanikasi asoslari: Vodorod atomi. Kvant sonlar. Energiya va impulsning kvantlanishi. Pauli prinsipi. Atomlarda elektronlarning energetik sathlar bo'yicha taqsimoti. [3] §§ 12, 15, 17, 28, 36-37 [5] §§ 31-34 [7] §§ 38.1-38.4, 39.5-39.6 [8] §§ 208, 209, 223, 225.	2

MOLEKULAR FIZIKA VA TERMODINAMIKA-8 soat

28	Molekulyar fizika: Molekulyar kinetik nazariyaning asosiy tenglamasi. Ideal gaz qonunlari. Temperatura. Termodinamik parametrlar. Ideal gazning holat tenglamasi. Izojarayonlar. [1] §§ 79, 81, [5] §§ 35-37 [7] § 10.1-10.2 [8] §§ 41-43.	2
29	Molekulyar fizika: Taqsimot funksiyalari. Maksvell-Boltsman, Fermi – Dirak va Boze – Eynshteyn taqsimot funksiyalari. Ideal gaz molekulalarining issiqlik harakati tezligi va energiyasi bo'yicha taqsimoti. Gaz molekulalarining o'rtacha to'qnashish soni va o'rtacha	2

	erkin yugurish yo'li. Gaz molekularining potensial energiya bo'yicha Boltsman taqsimoti. [[1] §§ 79, 81, [5] §§ 38-39 [7] §10.1-10.2 [8] §§ 41-43.	
30	Termodinamika: Erkinlik darajasi bo'yicha energiya taqsimoti. Gazning bajargan ishi. Issiqlik sig'imi. Termodinamikaning birinchi qonuni, uni izojarayon va adiabatik jarayonlarga tadbiqu.[1] §§82-92 [5] §§ 44-48 [7] § 8.1-8.4,9.1-9.6 [8] §§51-56.	2
31	Termodinamika: Qaytar va qaytmas jarayonlar. Sikllar. Termodinamikaning II qonuni. Entropiya. [1] §§ 102-106 [5] §§ 49-51 [7] § 11.1 - 11.6 [8] §§ 56-59.	2

QATTIQ JISMLAR FIZIKASI. YADRO FIZIKASI- 10 soat

32	Qattiq jismlar fizikasi: Bog'lanish kuchlari. Van-der Vaals, molekulyar, ionli, atomli va metall bog'lanishlar. Kristall panjara. Erkin atomning energetik sathlari. Kristallarda elektronlarning umumlashuvi. Energetik sohalar hosil bo'lishi. Valentlik va o'tkazuvchanlik zonasi. Zonalar nazariyasi bo'yicha o'tkazgichlar, yarim o'tkazgichlar va dielektriklar [3] §§ 53 [5] §§60-62. [9] .11-B § 1-4 [10] 1-B §§ 1-4.	2
33	Qattiq jismlar fizikasi: Xususiy va aralashmali o'tkazgichlarning elektr o'tkazuvchanlik mexanizmi. Ulardagi donor va akseptor sathlar. Fermi sathi va uning holati. Xususiy yarim o'tkazgichlar va aralashmali yarim o'tkazgichlarning elektr o'tkazuvchanligining haroratga bog'liqligi.	2
34	Qattiq jismlar fizikasi: Aralashmali yarim o'tkazgichlar, ularning elektr o'tkazuvchanligi. Aralashmali yarim o'tkazgichlardagi zaryad tashuvchilar konsentratsiyasi. o'tkazgichlar elektr o'tkazuvchanligi va uning haroratga bog'lanishi.[3] §§ 59[5] §§ 70,72,76 [8] §§ 243-245 [9] 7-B § 2b, 3b [10] §§ 60-61	2
35	Kontakt xodisalar: Metallar elektr o'tkazuvchanligi. Metallardagi Fermi-gazi, o'ta o'tkazuvchanlik. Atomlarning magnit xususiyatlari. Magnetiklarda magnit maydonlar. Chiqish ishi. Metall-metall, metall-yarim o'tkazgich, yarim o'tkazgich – yarim o'tkazgich chegarasidagi kontakt hodisalar. Elektron – kovakli o'tish. [3] §§60-63 [5] §§ 73,74 [8] §§ 238-141 [9] 7-B.§1 a,b,v [10] §§ 50-54	2
36	Atom va yadro fizikasi: Atom yadrosining tarkibi. Yadroning zaryadi , o'lchami va massasi.Nuklonlarning o'zaro ta'siri, Yadroning massa nuqsoni va bog'lanish energiyasi. Yadro kuchlari. Yadroning bo'linishi. Radioaktivlik Nurlanish turlari.Elementar zarrachalar. [5] §§ 81-83.	2
Jami: 72 soat		

Laboratoriya mashg'ulotlarning tavsiya etiladigan mavzulari

1. Kirish darsi. Xatoliklar nazariyasi

Qo'llaniladigan ta'lim texnologiyalari: *dialogik yondoshuv, muammoli ta'lim.*

Adabiyotlar: A1; A2; A3; A4; A5; A6; Q8; Q9; Q10; Q11.

2. Kinematika va dinamika qonunlarini Atvud mashinasida o'rganish

Qo'llaniladigan ta'lim texnologiyalari: *dialogik yondoshuv, muammoli ta'lim, shaxsga yo'naltirilgan ta'lim.*

Adabiyotlar: A1; A2; A3; A4; A5; A6; Q8; Q9; Q10; Q11.

3. Qattiq jismlarning inersiya momentini dinamik usulda aniqlashG' Qattiq jismlarning inersiya momentini dinamik usulda aniqlash (virtual laboratoriya).

Qo'llaniladigan ta'lim texnologiyalari: *dialogik yondoshuv, muammoli ta'lim, aqliy hujum, keys-stadi, pinbord, paradokslar.*

Adabiyotlar: A2; A3; A4; A5; A6; Q8; Q9; Q10; Q11.

4. Mexanikada saqlanish qonunlarini o'rganishG' Sharlarning to'qnashishini o'rganish (virtual laboratoriya)

Qo'llaniladigan ta'lim texnologiyalari: *dialogik yondoshuv, muammoli ta'lim, keys-stadi, pinbord, paradokslar.*

Adabiyotlar: A1; A2; A3; A4; A5; A6; Q8; Q9; Q10; Q11.

5. Elektrostatik maydonda potensial taqsimotini o'rganish G' Zaryadlangan zarraning el.maydonida xarakati (virtual.lab.).

Qo'llaniladigan ta'lim texnologiyalari: *dialogik yondoshuv, muammoli ta'lim, keys-stadi, pinbord, aqliy hujum, paradokslar.*

Adabiyotlar: A1; A2; A3; A4; A5; A6; Q8; Q9; Q10; Q11.

6. O'tkazgich qarshiliklarini Uitson ko'prigi yordamida o'lchash.

Qo'llaniladigan ta'lim texnologiyalari: *dialogik yondoshuv, muammoli ta'lim, aqliy hujum, keys-stadi, pinbord, paradokslar.*

Adabiyotlar: A2; A3; A4; A5; A6; Q8; Q9; Q10; Q11.

7. Amper kuchini va magnit maydon induksiyasini aniqlash

Qo'llaniladigan ta'lim texnologiyalari: *dialogik yondoshuv, muammoli ta'lim, aqliy hujum, keys-stadi, pinbord, paradokslar.*

Adabiyotlar: A2; A3; A4; A5; A6; Q8; Q9; Q10; Q11.

8. Er magnit maydon kuchlanganligini gorizontal tashkil etuvchisini aniqlash

Qo'llaniladigan ta'lim texnologiyalari: *dialogik yondoshuv, muammoli ta'lim, shaxsga yo'naltirilgan ta'lim.*

Adabiyotlar: A1; A2; A3; A4; A5; A6; Q8; Q9; Q10; Q11.

9. Torning xususiy tebranishlarini rezonans usulida aniqlash (Tovush to'lqini tezligini turg'un to'lqinlar usulida aniqlash)G'

Qo'llaniladigan ta'lim texnologiyalari: *dialogik yondoshuv, muammoli ta'lim, shaxsga yo'naltirilgan ta'lim.*

Adabiyotlar: A1; A2; A3; A4; A5; A6; Q8; Q9; Q10; Q11.

10. O'zgaruvchan tok zanjiridan rezonans hodisasini kuzatish (virtual laboratoriya)

Qo'llaniladigan ta'lim texnologiyalari: *dialogik yondoshuv, muammoli ta'lim, shaxsga yo'naltirilgan ta'lim.*

Adabiyotlar: A1; A2; A3; A4; A5; A6; Q8; Q9; Q10; Q11.

11. Yorug'likning qutblanishini o'rganish

Qo'llaniladigan ta'lim texnologiyalari: *dialogik yondoshuv, muammoli ta'lim, shaxsga yo'naltirilgan ta'lim.*

Adabiyotlar: A1; A2; A3; A4; A5; A6; Q8; Q9; Q10; Q11.

12. Issiqlik nurlanish qonunlarini o'rganish G' Stefan-Boltsman doimiysini aniqlash (virtual laboratoriya)G' Tashqi fotoeffekt qonunlarini o'rganish (virtual laboratoriya)

Qo'llaniladigan ta'lim texnologiyalari: *dialogik yondoshuv, muammoli ta'lim, shaxsga yo'naltirilgan ta'lim.*

Adabiyotlar: A1; A2; A3; A4; A5; A6; Q8; Q9; Q10; Q11.

13. Difraksiya va interferensiya hodisalarini o'rganish (virtual laboratoriya)

Qo'llaniladigan ta'lim texnologiyalari: *dialogik yondoshuv, muammoli ta'lim, shaxsga yo'naltirilgan ta'lim.*

Adabiyotlar: A1; A2; A3; A4; A5; A6; Q8; Q9; Q10; Q11.

14. Gazlar issiqlik sig'implarining nisbati $S_r G' S_v$ ni Kleman Dezorm usuli bilan aniqlashG' Havo uchun molyar issiqlik sig'implari nisbati ($S_r G' S_v$) ni aniqlash (virtual laboratoriya).

Qo'llaniladigan ta'lim texnologiyalari: *dialogik yondoshuv, muammoli ta'lim, shaxsga yo'naltirilgan ta'lim.*

Adabiyotlar: A1; A2; A3; A4; A5; A6; Q8; Q9; Q10; Q11.

15. Ichki ishqalanish koeffitsientini Stoks usuli bilan aniqlash G' Ichki ishqalanish koeffitsientini Stoks usuli bilan aniqlash (virtual laboratoriya)

Qo'llaniladigan ta'lim texnologiyalari: *dialogik yondoshuv, muammoli ta'lim, shaxsga yo'naltirilgan ta'lim.*

Adabiyotlar: A1; A2; A3; A4; A5; A6; Q8; Q9; Q10; Q11.

16. Maksvell taqsimotini o'rganish (virtual laboratoriya)

Qo'llaniladigan ta'lim texnologiyalari: *dialogik yondoshuv, muammoli ta'lim, shaxsga yo'naltirilgan ta'lim.*

Adabiyotlar: A1; A2; A3; A4; A5; A6; Q8; Q9; Q10; Q11.

T/r	Laboratoriya ishlarining nomi va uning qisqacha mazmuni	Ajratilgan soat
1	Kirish darsi.	4
2	Kinematika va dinamika qonunlarini Atvud mashinasida o'rganish	4
	Kinematika va dinamika qonunlarini Atvud mashinasida o'rganish (virtual laboratoriya ³)	
3	Qattiq jismlarning inersiya momentini dinamik usulda aniqlash	4
	Klassik qattiq rotatorning aylanishini (Oberbek mayatnigi misolida) o'rganish (virtual laboratoriya)	
	Jismlarning inersiya momentlarini buralma tebranishlar usulida o'lchash (virtual laboratoriya)	
	Girooskopik effektini o'rganish (virtual laboratoriya)	
4	Mexanikada saqlanish qonunlarini o'rganish	4
	Sharlarning to'qnashishini o'rganish (virtual laboratoriya)	
5	Elektrostatik maydonda potensial taqsimotini o'rganish	4
	Zaryadlangan zarraning elektr maydonidagi harakatini o'rganish (virtual laboratoriya)	
	Nuqtaviy zaryadlarning elektr maydonini o'rganish (virtual laboratoriya)	
6	O'tkazgich qarshiliklarini Uitson ko'prigi yordamida o'lchash	4
	O'zgarmas tok qonunlarini o'rganish (virtual laboratoriya)	
7	Amper kuchini va magnit maydon induksiyasini aniqlash.	4
	Magnit maydonni o'rganish (virtual laboratoriya)	
8	Er magnit maydon kuchlanganligini gorizonta tashkil etuvchisini aniqlash	4
9	Solenoid o'qidagi magnit maydonini o'rganish	4
	Elektromagnit induksiyasi hodisasini o'rganish (virtual laboratoriya)	

³ Virtual laboratoriya ishlarini muqobil va mustaqil ish sifatida "Vlab", "Виртуалка", "PhetPhysics", "Crocodile Technology/Physics", "Beginning Electronics" va "Interactive Physics" pedagogik dasturiy vositalari orqali bajarish tavsiya etiladi

10	Fizik va matematik mayatniklar yordamida garmonik tebranishlarni o'rganish	4
	Fizik va matematik mayatniklar yordamida garmonik tebranishlarni o'rganish (virtual laboratoriya).	
	Bog'langan tizimlarning tebranishini o'rganish (virtual laboratoriya)	
11	Erkin so'nuvchi tebranishlarni o'rganish.	4
12	Torning xususiy tebranishlarini rezonans usulida aniqlash (Tovush to'qlini tezligini turg'un to'qlinlar usulida aniqlash)G'	4
	O'zgaruvchan tok zanjiridan rezonans hodisasini kuzatish (virtual laboratoriya)	
13	Yorug'likning qutblanishini o'rganish	4
14	Issiqlik nurlanish qonunlarini o'rganish G' Stefan-Boltsman doimiysini aniqlash (virtual laboratoriya)G' Tashqi fotoeffekt qonunlarini o'rganish (virtual laboratoriya)	4
15	Difraksiya va interferensiya hodisalarini o'rganish (virtual laboratoriya)	4
16	Gazlar issiqlik sig'imlarining nisbati $S_r G' S_v$ ni Kleman Dezorm usuli bilan aniqlashG' Havo uchun molyar issiqlik sig'imlari nisbati ($S_r G' S_v$) ni aniqlash (virtual laboratoriya).	4
17	Ichki ishqalanish koeffitsientini Stoks usuli bilan aniqlash G' Ichki ishqalanish koeffitsientini Stoks usuli bilan aniqlash (virtual laboratoriya)	4
18	Maksvell taqsimotini o'rganish (virtual laboratoriya)	4
Jami		72

MA'RUZA MATNLARI

1-MA'RUZA: ILGARILANMA HARAKAT KINEMATIKASI*REJA:*

1. Texnikaning rivojlanishi va mutaxassislarning shakllanishida fizika fanining o'рни
2. Fizika fanining bo'limlari haqida tushuncha
3. Moddiy nuqta kinematikasi: To'g'ri chiziqli tekis harakat
4. Egri chiziqli harakat: Tangentsial, normal va to'liq tezlanish
5. Aylana bo'ylab harakatdagi chiziqli, burchakli tezlik va burchalik tezlanish

KIRISH

1. Kelajak o'tmishda shakllanadi. Vaqtning uzviy bog'liqligini insoniyat rivojlanishda, ayniqsa fan va texnikaning rivojlanishida yaqqol tasavvur qilishi mumkin. Fizika va u bilan chambarchas bog'langan hozirgi zamon texnikasi bundan mustasno emas. Aloqa tizimlarining hozirgi kunda bizga xizmat ko'rsatayotgan namunalarning bir qismi **XIX** va **XX** asrlarda yaratilgan. Bu elektr aloqa tizimlari – telegraf, telefon, radio va kompyuter tarmoqlaridir.

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

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

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

Kristall hajmi bo'yicha taqsimlangan aktiv va passiv elementlarning yuqori integratsiyali integral sxemalarini yaratilishi asosida murakkab funktsiyalarni bajaruvchi o'ta katta integral sxemalar tayyorlana boshlandi. Masalan, zaryadlarni ko'chirish asbobi bo'lgan

televizion kamera $3 \times 4 \text{ mm}^2$ sirtga ega bo'lib, milliondan ortiq aktiv elementlarni o'z ichiga oladi va murakkab funktsiyalarni bajarishga xizmat qiladi.

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

Hozirgi vaqtda, qattiq jismlar elektronikasida, o'ta yangi elektron qurilmalarni yaratish uchun yangi fizikaviy printsiplar va hodisalarni aniqlashda izlanish ishlari olib borilmoqda. Bu fizikaviy jarayonlarning xarakterli xususiyati - qattiq jism hajmidagi dinamik nojinsliliklardan axborotni saqlash va qayta ishlashda foydalanishdir. Dinamik nojinsliliklarga Gann elektr domenlari, Silindrik va magnit domenlar, zaryadni ko'chirish asboblardagi paket va «cho'ntaklar», sirtqi va hajmiy akustik hamda spinli to'lqinlar kiradi. Natijada hozirgi, eng yangi elektron qurilmalarni yaratish uchun akustikaviy – magnitoelektronika, kvant elektronikasi, spinotronika va nanotexnologiya yo'nalishlari yaratilmoqda.

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

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

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

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

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

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

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

2. Atom va molekulyar fizika;
3. Gaz va suyuqliklar fizikasi;
4. Qattiq jismlar fizikasi;
5. Plazma fizikasi;

6. Elementar zarrachalar fizikasi;

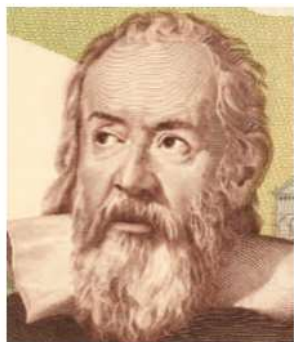
7. Yadro fizikasi.

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

- Moddiy nuqta va qattiq jismlar mexanikasi;
- Termodinamika va statistika;
- Elektrodinamika;
- Optika;
- Gravitatsiya;
- Kvant mexanikasi;
- Maydonning kvant nazariyasi;
- Tebranish va to'lqinlar;
- Amaliy optika.

a. Mexanikaviy harakat

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



Galileo Galilei
Italian physicist and astronomer
(1564–1642)

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

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



Mexanikaning nisbiy joylashuvi

Mexanika asosan uch qismga bo'linadi:

_____ { 47 } _____

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

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

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

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

- b. **Moddiy nuqta. Absolyut qattiq jism. Fazo va vaqt**

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

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

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

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

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

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

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

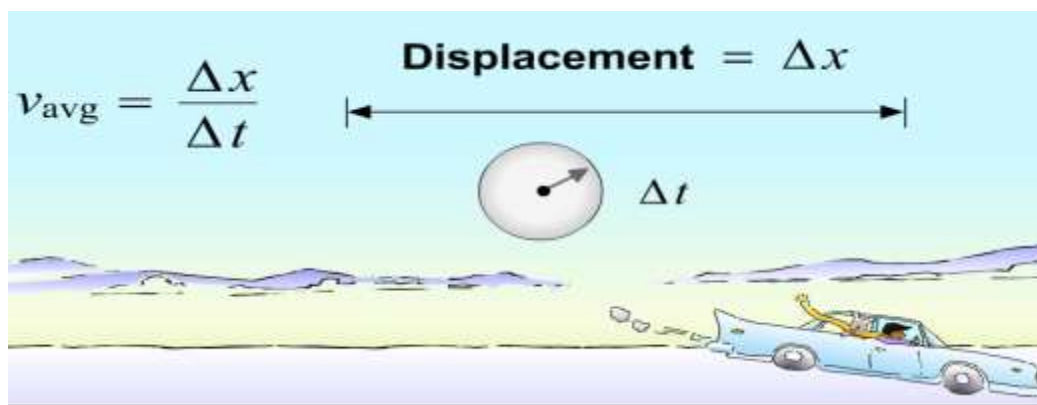
Aylanma harakat – bu harakatda jismning barcha nuqtalarining harakat traektoriyalari aylanalardan iborat bo'lib, ularning markazi esa aylanish o'qi deb ataladigan to'g'ri chiziqda yotadi.

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

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

¹ * -belgisi bilan mustaqil ta'limga ajratiladigan mavzular belgilanadi

¹ ** - belgisi bilan mustaqil ta'limga ajratiladigan boblar belgilanadi

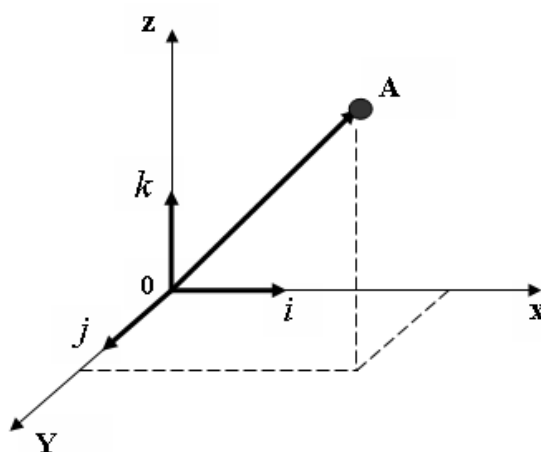


*Displacement –*Ko'chish*

The average velocity is defined as the displacement divided by the time interval

- *O'rtacha tezlik ko'chishning vaqt oralig'iga nisbatiga teng*

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



1-rasm. Fazoviy sanoq tizimida moddiy nuqtaning koordinatalari

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

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

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

¹ * -belgisi bilan mustaqil ta'limga ajratiladigan mavzular belgilanadi

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

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

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

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

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

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

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

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

Katta masofalarni o'lchashda namunalardan foydalanish imkoniyati bo'lmagani uchun yorug'lik nurining tarqalish tezligidan foydalaniladi. Kichik masofalarni o'lchash uchun esa, aniq tuzilishli moddalarning fizikaviy xususiyatlaridan foydalaniladi.

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

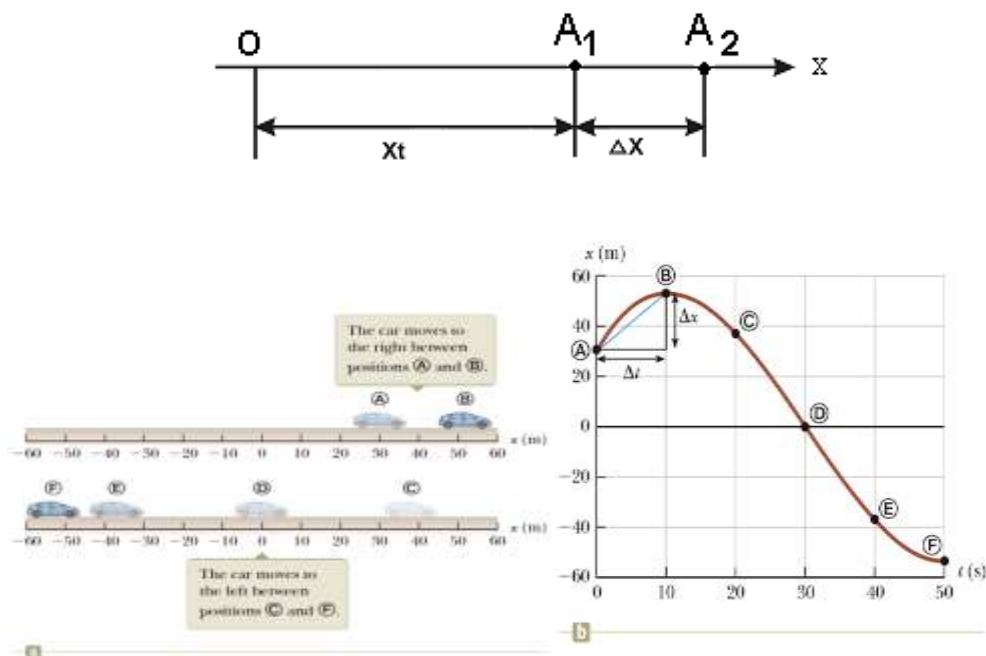
Ammo, uzunlikka o'xshash vaqtning absolyut qiymati yo'q. Vaqt deganda qandaydir vaqt oralig'ini tushunish kerak.

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

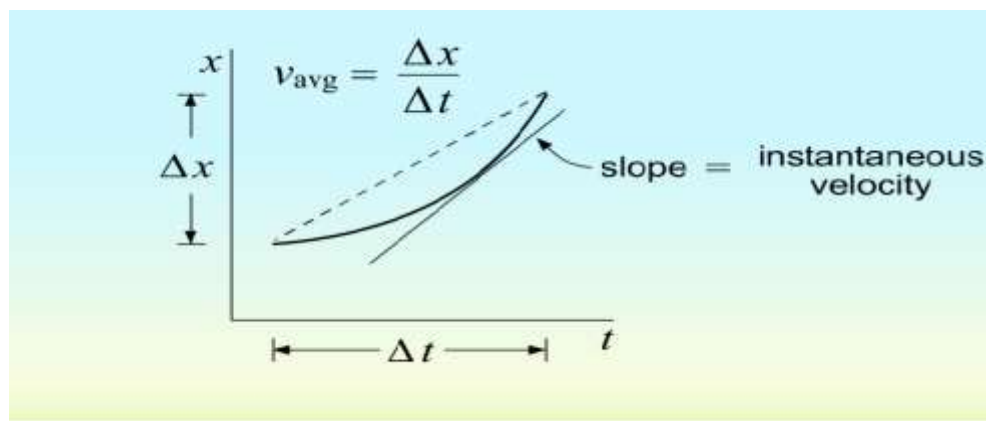
Vaqtning o'lchash usullarining eng aniq'i deb Tseziy atomining asosiy holatlariga tegishli ikki energetik sathlar orasini o'tishda elektromagnit nurlanishning 9192631770 marta tebranishiga ketgan vaqt olinadi. Bu vaqt bir sekungga tengdir (1 - Ilovaga qarang).

Moddiy nuqta kinematikasi

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



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



oniy tezlikdir

While the average velocity is given over some finite time interval ***O'rtacha tezlik vaqtning oxirgi intervaliga mos keladi***

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

$$x = x(t)$$

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

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

Bosib o'tilgan Δx yo'lni Δt vaqt oralig'iga nisbati moddiy nuqtaning *o'rtacha tezligi* deb ataladi

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

Agarda Δt vaqt oralig'i nisbatan katta bo'lsa, o'rtacha tezlik tushunchasi o'rinli bo'ladi. Ammo Δt vaqt oralig'ini kichraytira borsak, natijada $\Delta x/\Delta t$ nisbat ma'lum bir chegaraviy qiymatga intiladi.

Bu chegaraviy qiymat moddiy nuqtaning *oniy tezligi* deb ataladi

Instantaneous velocity

$$v = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta x}{\Delta t} = \frac{dx}{dt}$$

*instantaneous velocity-

oniy tezlikdir

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

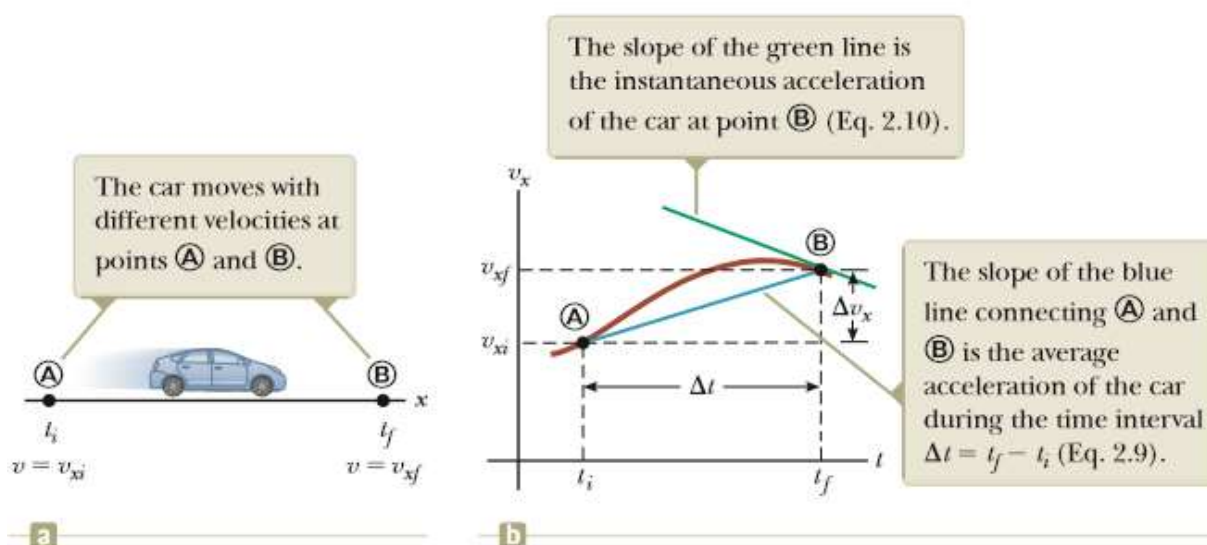
Matematikada bu ifoda $x(t)$ ifodadan t vaqt bo'yicha olingan *hosila* deb aytiladi:

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

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

¹ * -belgisi bilan mustaqil ta'limga ajratiladigan mavzular belgilanadi

¹ ** - belgisi bilan mustaqil ta'limga ajratiladigan boblar belgilanadi



Ko'pinchalik moddiy nuqtaning tezligi vaqtning funksiyasidan iborat bo'ladi, ya'ni $v = v(t)$.

Bu tezlikni vaqt birligida o'zgarishi nuqtaning *o'rtacha tezlanishi* deb ataladi.

average acceleration = $\frac{\text{change in velocity}}{\text{time elapsed}}$

$$a_{\text{avg}} = \frac{\Delta v}{\Delta t}$$

Notice that acceleration is a vector quantity with unit length divided by time squared .
Ta'rifga ko'ra tezlanish vektor kattalik bo'lib , uning birligi uzunlik birligining vaqt birligi kvadrati nisbatiga teng.

$$a = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta v}{\Delta t} = \frac{dv}{dt}$$

$$= \frac{d}{dt} \left(\frac{dx}{dt} \right) = \frac{d^2x}{dt^2}$$

**Since velocity is the derivative of position with time , acceleration is also equal to the second derivative of position with time .

Tezlik , yo'lning hosilasiga teng bo'lgani uchun , tezlanish yo'lning vaqt bo'yicha ikkinchi tartibli hosilasiga teng bo'ladi .

$$\langle a \rangle = \frac{\Delta v}{\Delta t} ,$$

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

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

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

if acceleration is constant

$$v = v_0 + at$$

$$x = x_0 + v_0t + \frac{1}{2} at^2$$

*The position is the initial position plus the initial velocity multiplied by the time plus one-half the acceleration multiplied by the time squared.

Yo'l esa boshlang'ich vaziyat, boshlang'ich tezlikni vaqtga ko'paytmasi va tezlanish bilan vaqt kvadrati ko'paytmasining yarmini yig'indisiga teng .

¹ * -belgisi bilan mustaqil ta'limga ajratiladigan mavzular belgilanadi

¹ ** - belgisi bilan mustaqil ta'limga ajratiladigan boblar belgilanadi

$$\frac{dv}{dt} = a$$

$$\int_{v_0}^v dv = \int_0^t a dt = a \int_0^t dt$$

$$v - v_0 = at$$

$$v = v_0 + at$$

After integration we can then solve for velocity.

Integrallashdan keyin, biz tezlikning yechimini topishimiz mumkin.

$$v = \frac{dx}{dt} = v_0 + at$$

$$\int_{x_0}^x dx = \int_0^t v_0 dt + \int_0^t at dt$$

$$x = x_0 + v_0 t + \frac{1}{2} at^2$$

Note that the integration of the last term on the right gives you the one-half and time squared. *Aytib o'tish joizki, o'ng tomondagi oxirgi ifodaning integrali vaqt kvadratining yarmini beradi.*

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

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

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

$$s = \int_0^t v \cdot dt = vt,$$

bundan,

$$v = \frac{s}{t},$$

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

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

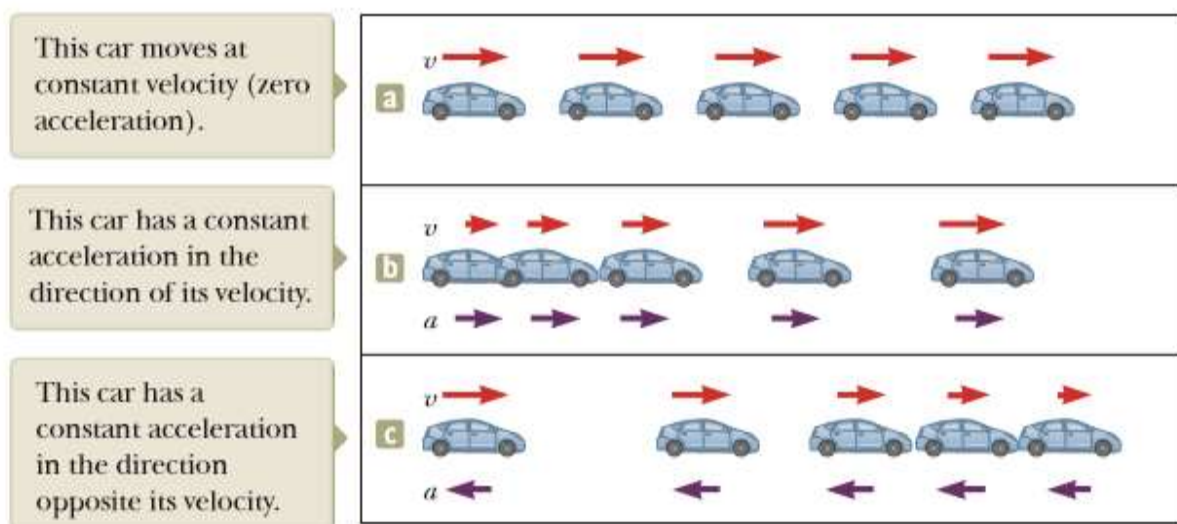
ga ega bo'lamiz.

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

$$v_t = v_0 + at,$$

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

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



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

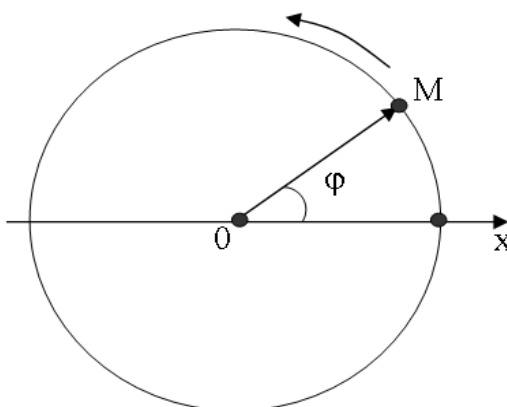
$$[v] = \frac{[s]}{[t]} = \frac{m}{s}$$

Tezlanish esa,

$$[a] = \frac{[s]}{[t]} = \frac{m}{s^2}$$

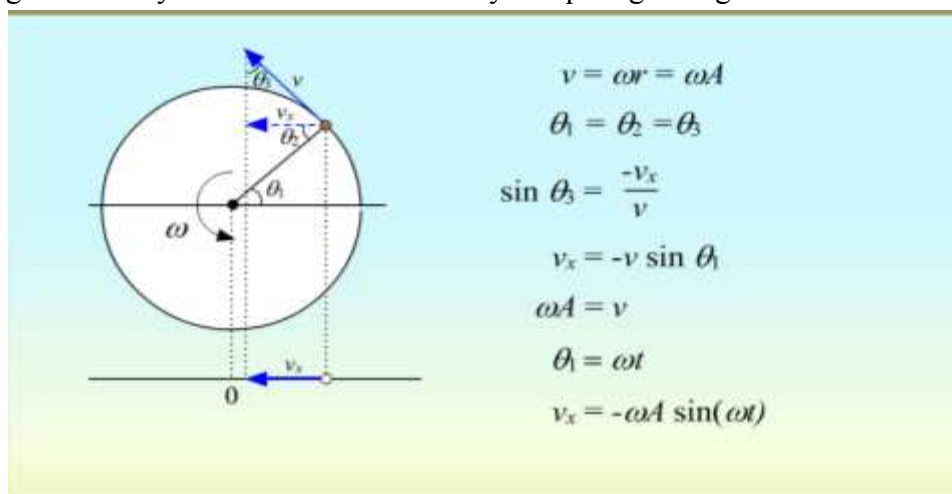
Nuqtaning aylana bo'ylab harakati

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



3-rasm. Moddiy nuqtaning aylana bo'ylab harakati

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



kattalik kiritiladi.

By using ωA equals v , and θ equals ωt , the equation becomes v_x equals minus ωA times sine of ωt .

Omega-A ning (v)ga tengligidan va θ_1 ni omega-t ga tengligidan foydalanib, V_x minus $\omega A \sin(\omega t)$ gako'paytmasiga teng bo'ladi.

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

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

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

$$\omega = \frac{\Delta\varphi}{\Delta t} = \frac{2\pi}{T}, \quad T = \frac{2\pi}{\omega},$$

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

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

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

$$\beta = \frac{d\omega}{dt} = \frac{d^2\varphi}{dt^2},$$

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

$$v = \frac{ds}{dt}, \quad a = \frac{d^2s}{dt^2},$$

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

$$S = r\varphi,$$

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

$$v = \frac{ds}{dt} = r \cdot \frac{d\varphi}{dt} = r \cdot \omega,$$

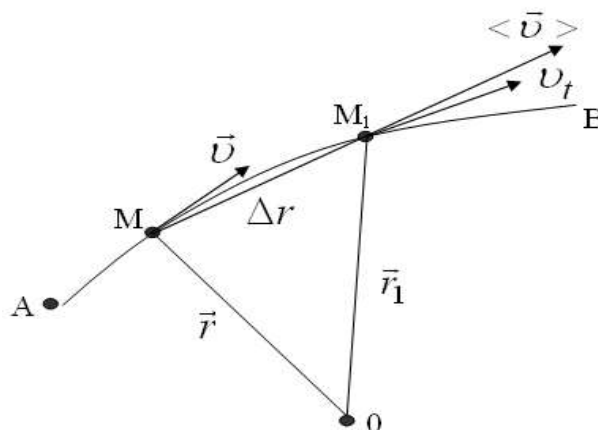
$$a = \frac{d^2s}{dt^2} = r \cdot \frac{d^2\varphi}{dt^2} = r \cdot \frac{d\omega}{dt} = r \cdot \beta,$$

Egri chiziqli harakat

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

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

$$\vec{r}_1 = \vec{r}(t + \Delta t)$$



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

radius vektorli M_1 nuqtaga ko'chadi. Rasmdan ko'rinib turibdiki, moddiy nuqta AV egri chiziq bo'lab harakatlanganda $\vec{r}(t)$ radius-vektor kattaligi va yo'nalishi o'zgaradi.

O'rtacha tezlik quyidagicha ifodalanadi:

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

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

O'rtacha tezlikning Δt vaqtni nolga intilishida olgan chegaraviy qiymati radius - vektor \vec{r} dan vaqt bo'yicha olingan hosilaga teng bo'ladi:

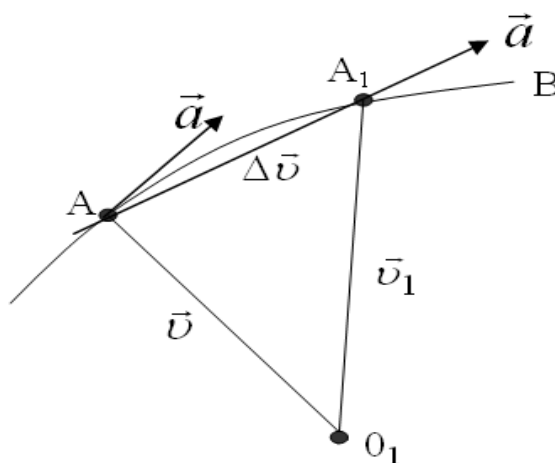
$$\vec{v} = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta\vec{r}}{\Delta t} = \frac{d\vec{r}}{dt}$$

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

$$\vec{a} = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta\vec{v}}{\Delta t} = \frac{d\vec{v}}{dt}$$

$$\vec{a} = \frac{d^2\vec{r}}{dt^2}$$

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



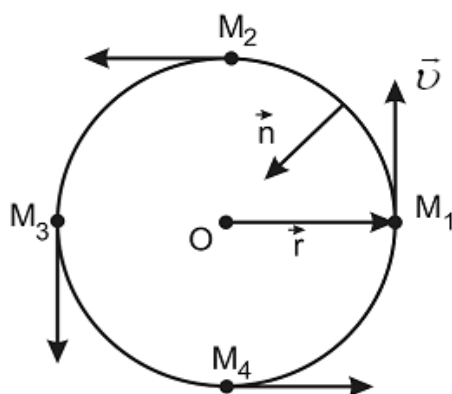
5 - rasm. Moddiy nuqtaning tezlik traektoriyasi

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

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

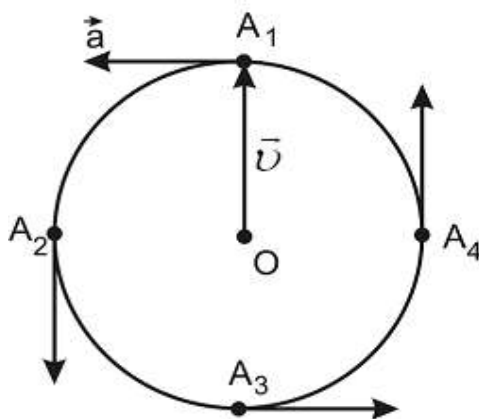
6 – rasmda \vec{v} tezlik aylanaga urinma bo'lib yo'nalgan, uning qiymati

$$\vec{v} = \omega \vec{r} = \frac{2\pi \vec{r}}{T} \text{ ga teng.}$$



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

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



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

Tezlanish $\vec{a} \perp \vec{v}$ - radiusli aylanaga urinma bo'ylab yo'nalgan.

Tezlanish qiymatini quyidagi ko'rinishda ifoda qilish mumkin:

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

bu yerda

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

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

$$\vec{a}_n = -\omega^2 \vec{r},$$

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

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

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

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

Agar

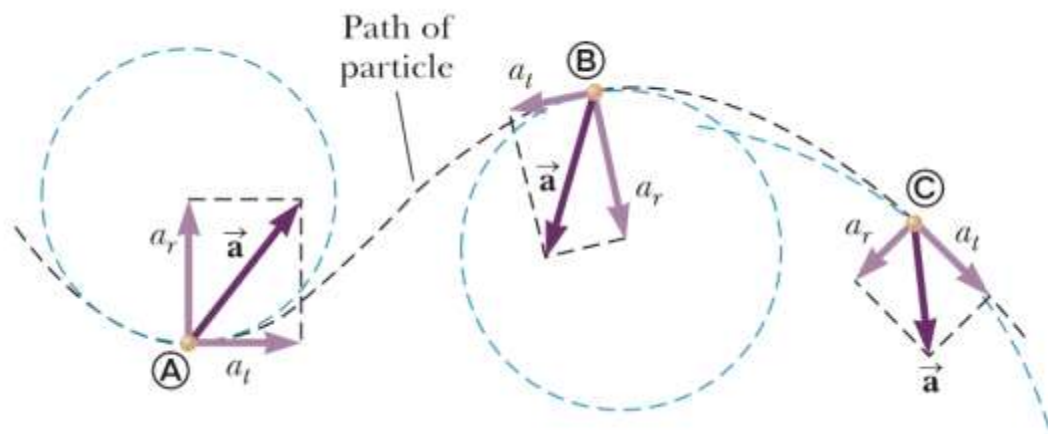
$$\vec{a} = v \frac{d\vec{\tau}}{dt}, \quad \frac{d\vec{\tau}}{dt} = \frac{v}{r} \vec{n},$$

bo'lsa,

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

ga teng bo'ladi.

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



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

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

$$\frac{d\vec{\tau}}{dt} = \frac{v}{r} \vec{n},$$

$$\vec{a} = \frac{dv}{dt} \vec{\tau} + \frac{v^2}{r} \cdot \vec{n}$$

Demak, tezlanish vektori \vec{a} , $\vec{\tau}$ va \vec{n} birlik vektorlar tekisligida yotar ekan.

ifodadagi birinchi had :

$$\vec{a}_t = \frac{dv}{dt} \vec{\tau},$$

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

Ikkinchi had esa: $\vec{a}_n = \frac{v^2}{r} \vec{n}$, *normal tezlanish* deb ataladi va u markazga

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

$$\vec{a} = \vec{a}_t + \vec{a}_n,$$

Tangentsial tezlanish tezlikni miqdor jihatidan o'zgarishi hisobiga paydo bo'ladi.

Normal tezlanish tezlikning yo'nalishi o'zgarishi hisobiga paydo bo'ladi.

2-MA'RUZA: ILGARILANMA HARAKAT DINAMAKASI*REJA:*

1. **Kuch. Massa. Impuls. Tabiatda kuchlar**
2. **Nyutonning birinchi qonuni va inertsial sanoq tizimlar**
3. **Nyutonning ikkinchi qonuni - harakat tenglamasi**
4. **Nyutonning uchinchi qonuni**

Moddiy nuqta dinamikasi

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

**Inertsial massa jismi nertligining o'lchov birligi bo'lib, inertlikni o'zi esa, jismning o'z holatini saqlab qolish xususiyatidir.

Nyutonning birinchi qonunidagi ta'sirni ta'riflash uchun kuch

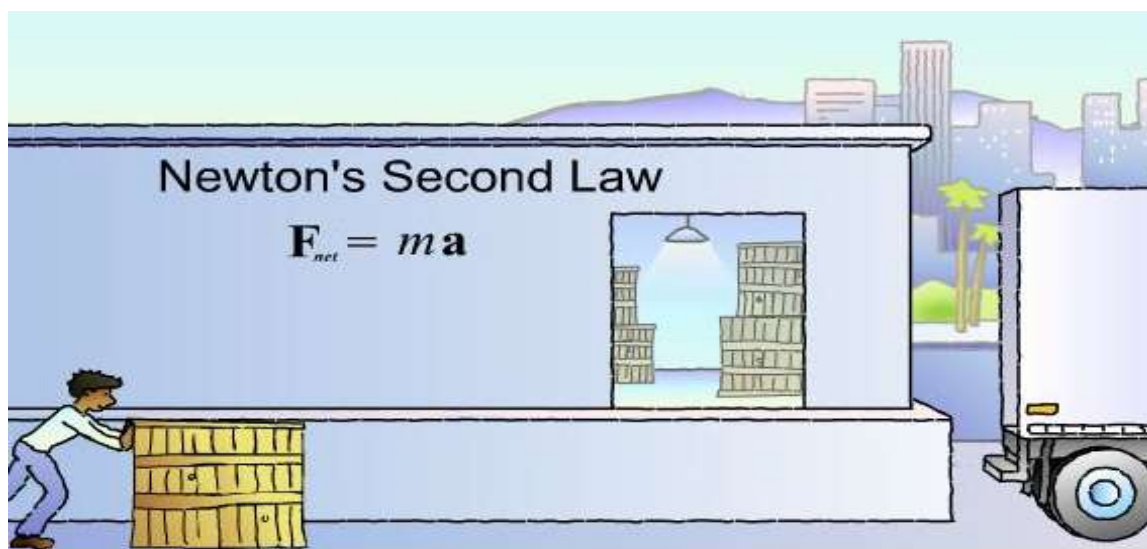
Tushunchasini kiritish zarurdir. Tashqi kuch ta'sirida jism o'zining harakat tezligini o'zgartiradi, tezlanishga ega bo'ladi yoki o'zining shakli va o'lchamlarini o'zgartirishi mumkin – deformatsiyalanadi. Demak kuch ikki xil ta'sirga egadir: dinamik va statik.

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

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

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

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



*It states that the total net force acting on an object is equal to its mass times its acceleration.

Jismga tasir qilayotgan og'irlik kuchi, uning massasini vaqt mobaynida tezlanishga ko'paytmasiga tengdir.

$$a \sim F, \quad (m = \text{const})$$

¹ * -belgisi bilan mustaqil ta'limga ajratiladigan mavzular belgilanadi

¹ ** - belgisi bilan mustaqil ta'limga ajratiladigan boblar belgilanadi

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

tezlanishi kichik bo'ladi. $a \sim \frac{1}{m}, (F = \text{const}),$

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

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

(6.3) – formula Nyutonning ikkinchi qonunini matematik ifodasidir.

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

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

«XBT» daproporsionallik koeffitsienti K birga teng. U holda:

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

yoki

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

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

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

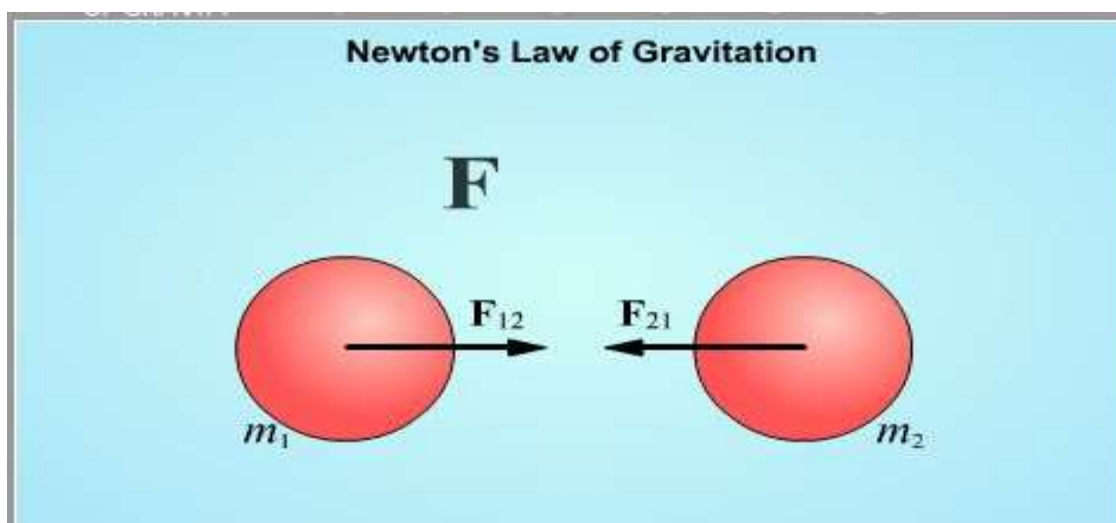
Vector kattalik, tezlik yo'nalishi bo'yicha yo'nalgan bo'lib, harakat miqdori – *impuls* deb ataladi.

$$\vec{F} = \frac{d\vec{p}}{dt}$$

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

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

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



*Every particle in the universe attracts every other particle with a force F that is directly proportional to the product of their masses m_1 and m_2 ,

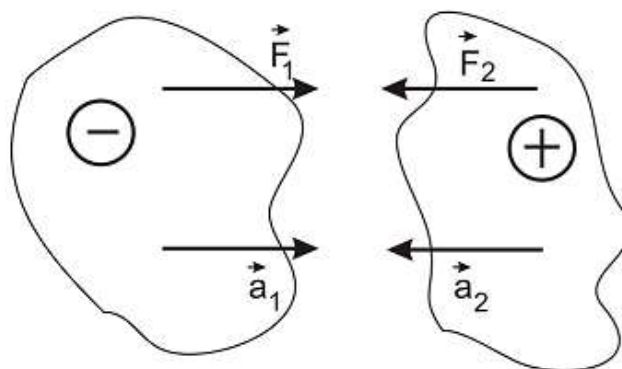
Ikki jismlar orasidagi o'zaro tasir kuchi F , ularning m_1 va m_2 massalar ko'paytmasiga to'g'ri proporsionaldir.

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

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

¹ * -belgisi bilan mustaqil ta'limga ajratiladigan mavzular belgilanadi

¹ ** - belgisi bilan mustaqil ta'limga ajratiladigan boblar belgilanadi



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

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

Nyutonning ikkinchi qonunini quyidagicha yozish mumkin:

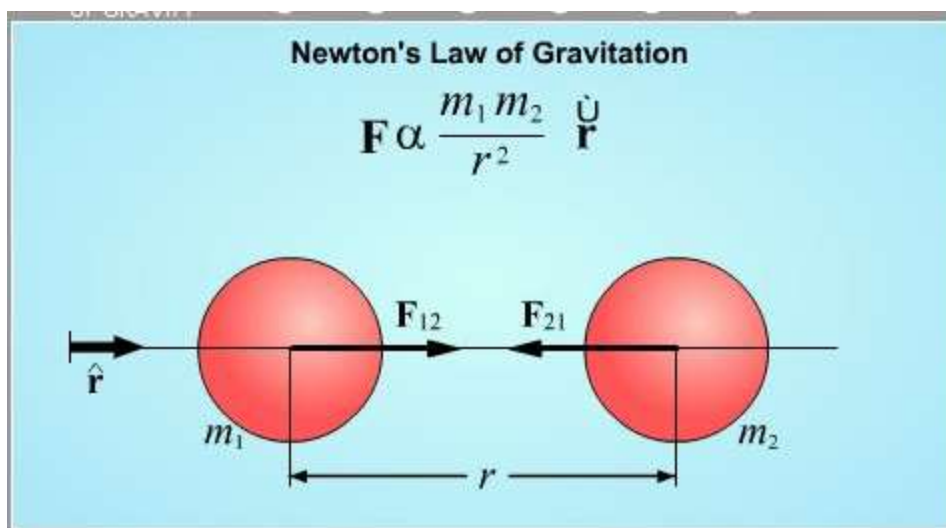
$$\vec{F}_1 = \vec{a}_1 m_1, \quad \vec{F}_2 = \vec{a}_2 m_2$$

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

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

Tabiatda kuchlar

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

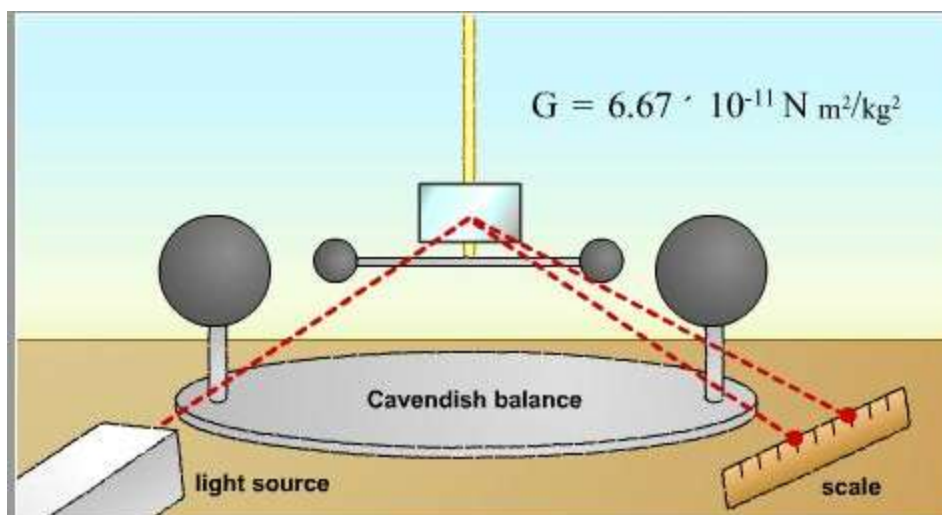


*The gravitation force is on that acts at a distance, and it exists between particles

Regardless of the medium that separates them. *Ikki jismlar orasidagi gravitatsion kuch maydondaharakatlanayotgan ikki zarraniog bir-biri orasidagi*

$$\vec{F} = \gamma \frac{m_1 m_2}{r^2} \left| \frac{\vec{r}}{r} \right|$$

bu yerda γ - gravitatsiyaviy doimiylik.



**Cavendish was able to find a value for the gravitational constant G of 6.67 times Ten to the negative eleventh Newton's times maters squared per kilogram squared

Kavendish gravitatsion doimiyning qiymat $6,67 \cdot 10^{-11} \text{ Nm}^2/\text{kg}^2$ topiladi.

¹ * -belgisi bilan mustaqil ta'limga ajratiladigan mavzular belgilanadi

¹ ** - belgisi bilan mustaqil ta'limga ajratiladigan boblar belgilanadi

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

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

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

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

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

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

$$F = k \frac{q_1 q_2}{r^2}$$

k – proporsionallik koeffitsienti, r – zaryadli nuqtalar orasidagi masofa.

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

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

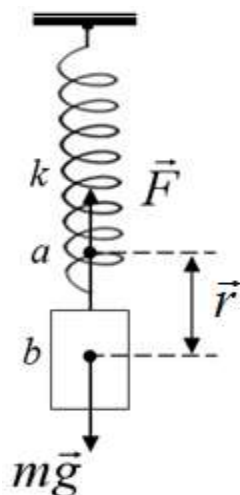
Kulon qonuni elektromagnit ta'sirni uzatish mexanizmini (yaqindan yoki uzoqdan ta'sirni) tushuntirib beraolmaydi. Yaqindan yoki uzoqdan ta'sir birdaniga sodir bo'ladi, ta'sir tezligi yorug'likning vakuumdagi tezligi bilan belgilanadi.

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

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

$$F = mg$$

m – jism massasi, g – erkin tushish tezlanishi. Tayanchda turgan yoki osilgan jismlarni Yer tortishishi natijasida vertikal yoʻnalgan ogʻirlik kuchi paydo boʻladi.



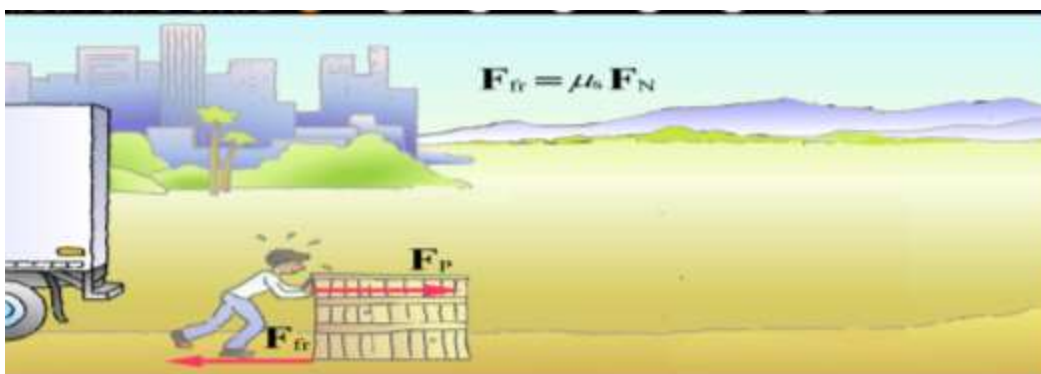
9 - rasm. Prujinaga osilgan jismning muvozanat holatidan siljishi

Elastiklik kuchi - moddiy nuqtaning muvozanat holatidan koʻchishiga proporsional va muvozanat holati tomon yoʻnalgan boʻladi (9 - rasm):

$$\vec{F} = -\alpha\vec{r}$$

bu yerda \vec{r} - jismning muvozanat holatidan siljishini belgilovchi bu yerda \vec{r} - jismning muvozanat holatidan siljishini belgilovchi radius-vektordir, α - jismning elastiklik xususiyatiga bogʻliq boʻlgan proporsionallik koeffitsienti.

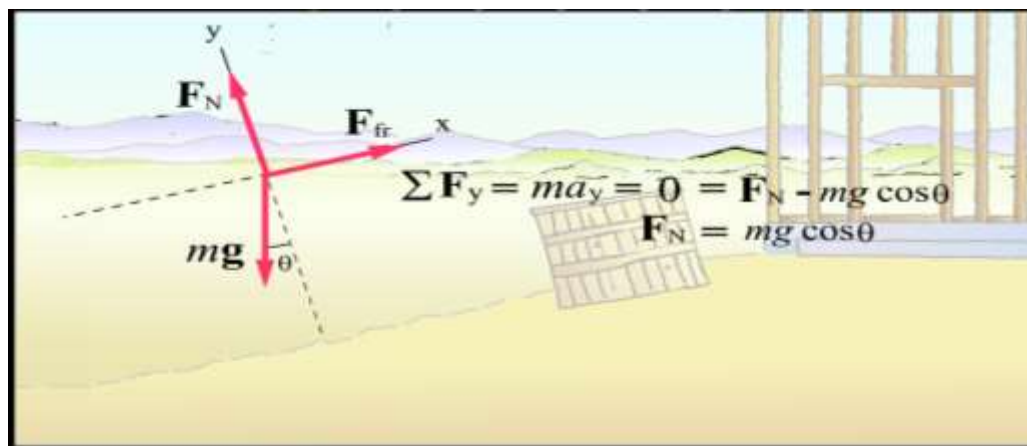
Ishqalanish kuchi - jismning boshqa jism sirtida sirpanishiga qarshilik koʻrsatadigan kuch boʻlib, jismning sirtiga normal boʻyicha bergan bosim kuchiga tengdir.



The magnitude of the force of static friction is given by the coefficient of static friction, times the normal force, .

Tinchlikdagi ishqalanish kuchining miqdori tinchlikdagi ishqalanish koeffitsientining normal kuchga ko'paytmasiga teng.

$$F_{fr} = \mu_s F_n$$



We can solve this equation to obtain the magnitude of the normal force, which we will need to get the frictional force acting on the crate.

Biz bu tenglamadan normal kuchni topa olamiz, bu kuch esa jismga ta'sir etuvchi ishqalanish kuchini topishga yordam beradi. $\sum F_y = ma_y = 0 = F_N - mg \cos \alpha = 0$

$$F_N = mg \cos \alpha$$

$$\vec{F} = k \vec{R}_n$$

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

Ishqalanish kuchining tabiati quyidagilardan iborat:

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

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

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

Qarshilik kuchi - gaz va suyuqliklarning ilgari lanma harakatlarida hosil bo'ladigan kuchdir.

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

$$\vec{F} = -k_1 \vec{v}$$

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

$$\vec{F} = -k_2 \vec{v}^2$$

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

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

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

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

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

3-MA'RUZA: AYLANMA HARAKAT DINAMIKASI

REJA:

1. Inersiya markazi, massa markazi
2. Massa markazi harakati teoremasi
3. Qattiq jism aylanma harakati dinamikasi
4. Kuch momenti, aylanish o'qiga nisbatan inertsiya va impuls momenti
5. Aylanma harakat dinamikasining asosiy qonuni
6. Impuls momentinig saqlanish qonuni

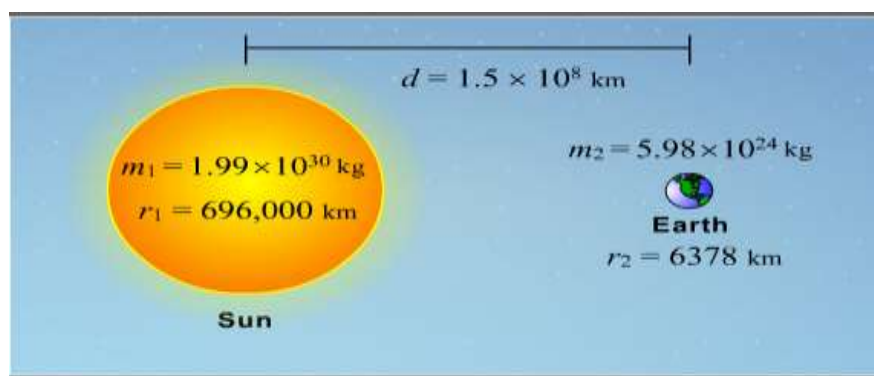
Moddiy nuqtalar tizimi. Inertsiya markazi

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

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

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

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



Assuming the mass of each body is concentrated at its center, where is the location of the center of the Sun-Earth system?

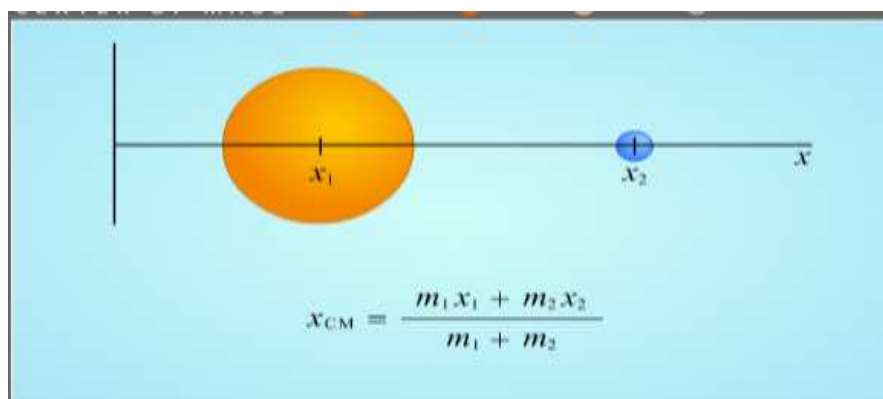
Har bir jismning og'irligi uning markaziga yig'iladi, tahmin qilib ko'ringchi Quyosh-yer sistemasining og'irlik markazi qayerda joylashgan?

$$m_c = m_1 + m_2 + \dots + m_n = \sum_{i=1}^n m_i$$

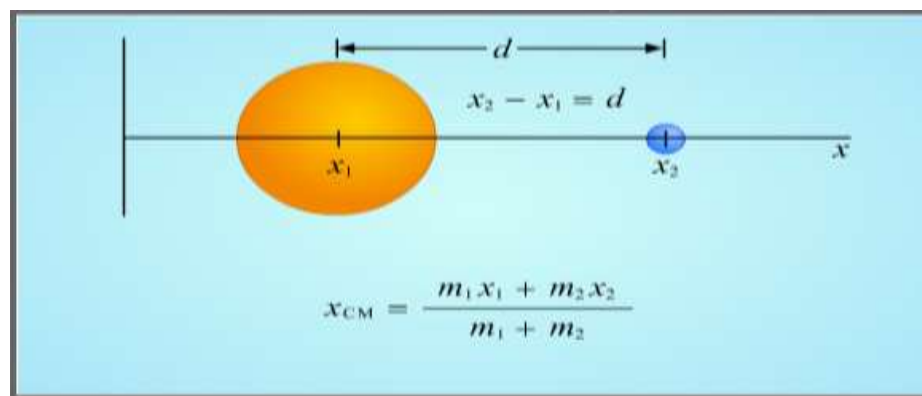
2. Moddiy nuqtalar tizimining massa markazini – inertsia markazi deb hisoblab, mazkur nuqtaning vaziyatini koordinata boshiga nisbatan quyidagi radius - vektor bilan ifodalash mumkin:

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

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

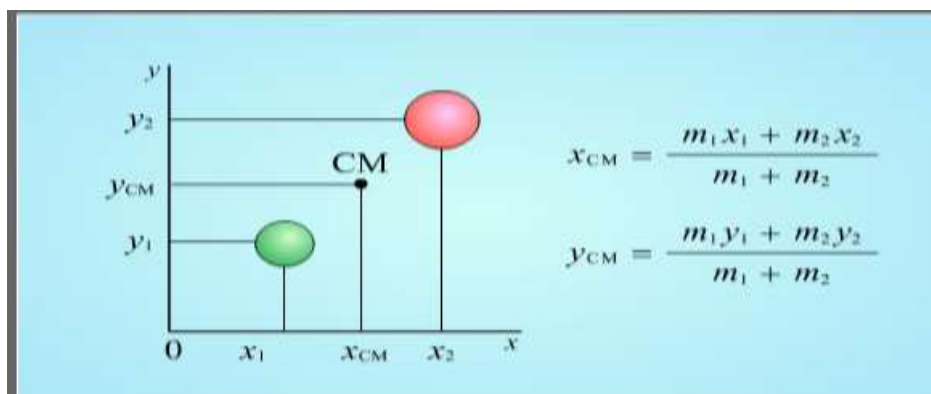


Of course, $x_2 - x_1$ must be equal to the Sun-Earth's distance, d . *Albatta $x_1 - x_2$ ayirmasi quyosh va yer orasidagi masofa d ga teng bo'ladi*



To simplify the computation let's define our coordinate system such as its origin coincides with the center of the Sun.

Hisoblanishlarni soddalashtirish uchun Quyosh markaziga mos keluvchi koordinata sistemasini aniqlaylik.



We can also use an abbreviated notation to write equations for systems with more than two particles.

Ikki jismdan ko'proq jismlar sistemasini og'irlik markazini topish uchun tenglama yozishda qisqartirilgan belgidan foydalanishimiz mumkin.

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

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

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

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

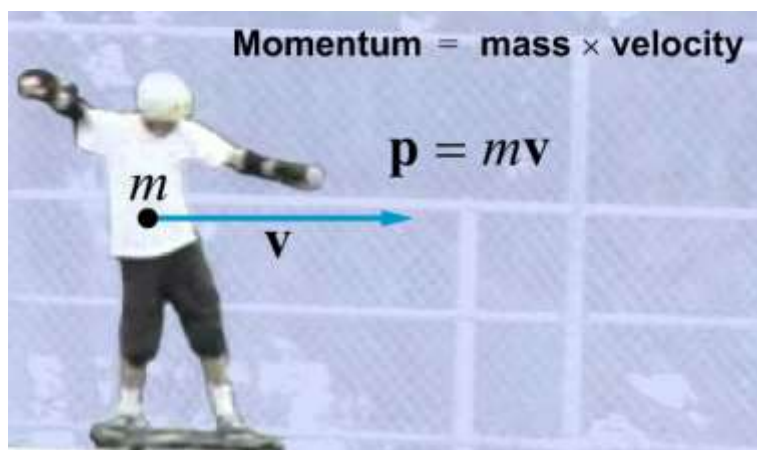
bu yerda, $m_i \vec{v}_i = \vec{P}_i$ ekanini hisobga olsak:

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

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

$$\vec{P}_c = \sum_{i=1}^n \vec{P}_i$$

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

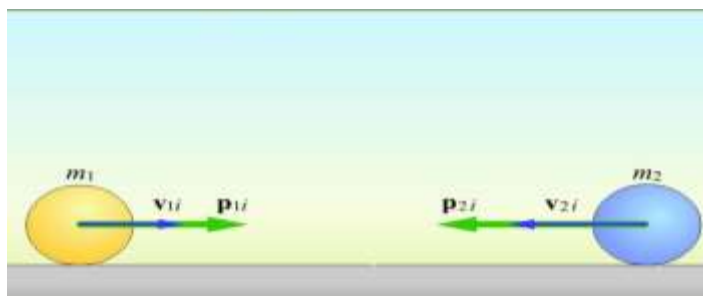


He defined the linear momentum , p , as the product of an object's mass , m , and its velocity , v .

P harakatga keltiruvchi kuchning chizig'ini , **m** jismning massasini , vesa jismning tezligini bildiradi.

Note that in this section, we use the term momentum to refer to linear momentum.

Eslatma, bu qismda biz harakatga keltiruvchi kuch chizig'ini tushuntirishda harakatga keltiruvchi kuch terminidan foydalanamiz.



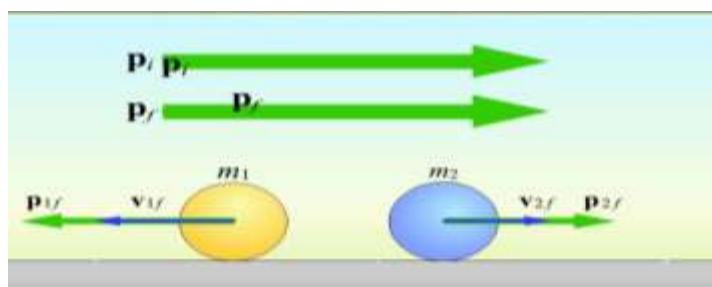
Now let's look at each type of collision separately and find the final velocity of the objects

Endi to'qnashishni aloxida va obyektlarning oxirgi tezligini topamiz

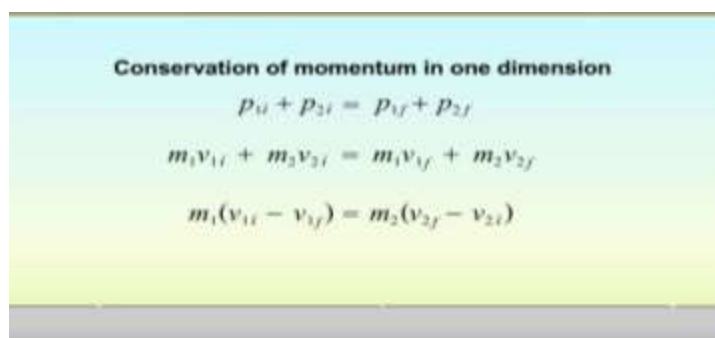
$$\vec{P}_c = m_c \vec{v}_c ,$$

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

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



Because of conservation of momentum the total initial and final momentums equal each other. **Ajralish tufayli dastlabki umumiy moment boshlang'ich momentlarning har biriga teng bo'ladi.**



¹Factoring out the masses, we obtain equation 1.

Og'irlikdan kelib chiqqan natija bizga birinchi tenglamani ifodalaydi.

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

¹ Virtual laboratoriya ishlarini muqobil va mustaqil ish sifatida "Vlab", "Виртуалка", "PhetPhysics", "Crocodile Technology/Physics", "Beginning Electronics" va "Interactive Physics" pedagogik dasturiy vositalari orqali bajarish tavsiya etiladi

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

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

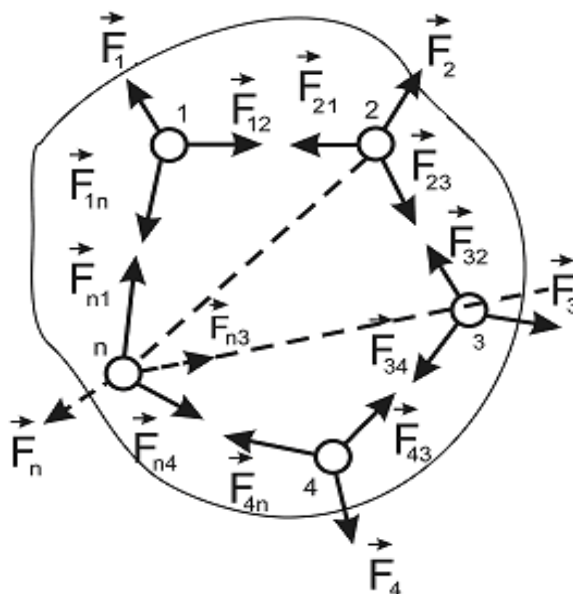
Masalan, tizimdagi 1 - jismga 2 - jismning ta'sir kuchini \vec{F}_{12} , 2 - jismga 1 - jismning aks ta'sir kuchini esa \vec{F}_{21} bilan belgilaymiz, shu bilan birga Nyutonning uchinchi qonuniga muvofiq $\vec{F}_{12} = -\vec{F}_{21}$ yoki $\vec{F}_{12} + (-\vec{F}_{21}) = 0$ bo'ladi.

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

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

bilan belgilaymiz;

6. Endi moddiy nuqtali mexanik tizim uchun impulsning o'zgarish va saqlanish qonunini qarab chiqaylik (9 - rasm).



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

Mexanik tizimdagi n ta nuqtaning har biri uchun $\frac{d(m\vec{v})}{dt} = \vec{F}$

bo'lishini hisobga olib, harakat tenglamasini yozamiz:

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

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

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

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

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

Bu ifodaning chap tomonidagi $(m_i\vec{v}_i)$ ko'paytma impuls \vec{P}_i ga teng bo'lib, $\sum_{i=1}^n \vec{P}_i$ esa tizim impulsiga teng bo'ladi

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

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

$$\vec{F}_c = \sum_{i=1}^n \vec{F}_i ,$$

natijada

$$\frac{d\vec{P}_c}{dt} = \vec{F}_c ,$$

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

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

(8.14) – tenglamaga binoan quyidagi xulosaga kelamiz:

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

Qattiq jism aylanma harakat dinamikasining asosiy tenglamasi

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

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

Orqali ifodalaymiz.

1. Impuls momenti.

$$\vec{L} = [\vec{r} \cdot \vec{P}] = [\vec{r} \cdot m \cdot \vec{v}] = m[\vec{r} \cdot \vec{v}] ,$$

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

$$L_z = m[\vec{r} \cdot \omega \vec{r}] = mr^2 \cdot \omega$$

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

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

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

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

$$L_z = I_z \cdot \omega$$

Endi impuls momentining o'zgarishini aniqlaymiz:

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

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

Shunday qilib, qattiq jismning z aylanish o'qiga nisbatan inertsia

Momentining burchak tezlanishga ko'paytmasi, tashqi kuchning shu o'qqa nisbatan natijaviy kuch momentiga teng bo'ladi.

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

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

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

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

yoki

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

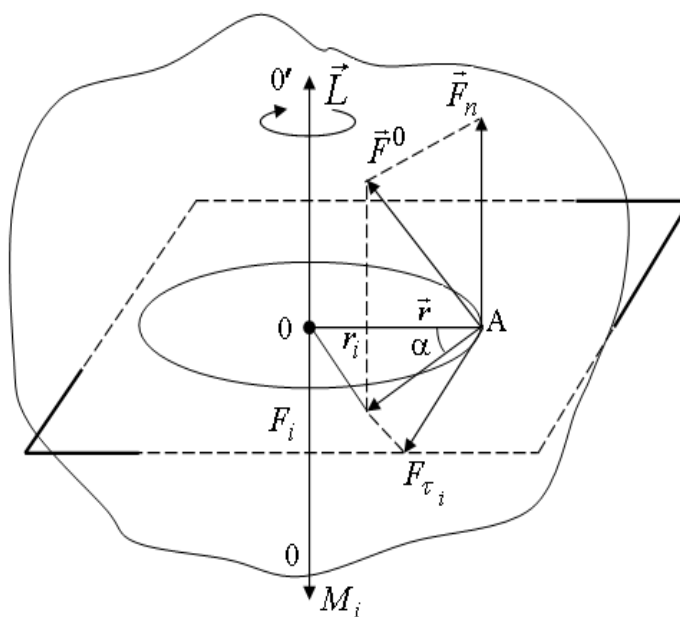
$$L_z = I_z \vec{\omega} = \text{const}, \quad (11.6)$$

Bu ifoda *impuls momentining saqlanish qonunidir*.

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

Kuch momenti

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



10 - rasm. 00' aylanish o'qiga o'rnatilgan qattiq jismga ixtiyoriy tashqi kuch ta'siri

Endi qattiq jismning biror 0 nuqtasiga nisbatan kuch vektori \vec{F} ning yoki impuls vektori \vec{P} ning momentini qarab chiqaylik (10 - rasm). Bu nuqta *bosh nuqta* yoki *qutb* deb ataladi.

Massa markazidan o'tgan 0 o'qqa mahkamlangan jismning, shu o'qdan r masofaga joylashgan qandaydir A nuqtasiga istalgan yo'nalishda \vec{F}^0 kuch qo'yamiz. \vec{F}^0 - kuch vektori bilan ustma-ust tushgan chiziqqa *kuchning ta'sir chizig'i* deb ataladi.

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

\vec{F}_n - tashkil etuvchisi esa, 0 o'q bo'ylab ilgariylanma harakatni vujudga keltiradi.

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

\vec{F}_i kuchning aylantirish effekti $00'$ o'q bilan kuchning ta'sir chizig'i orasidagi masofa katta bo'lishi bilan orta boradi.

Radius vektor \vec{r}_i ning \vec{F}_i kuchga vektor ko'paytmasi kuchning ixtiyoriy qo'zg'almas 0 o'qqa nisbatan *kuch momenti* deb ataladi.

$$\vec{M}_i = [\vec{r}_i \cdot \vec{F}_i],$$

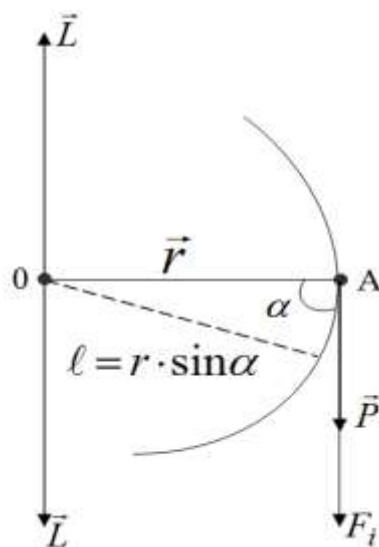
Kuch momentining moduli quyidagiga teng

$$|\vec{M}_i| = [[\vec{r}_i \cdot \vec{P}]] = M_i = F_i \cdot r \sin \alpha$$

Uchta $\vec{r}_i, \vec{F}_i, \vec{M}_i$ vektorlar o'ng parma qoidasiga bo'ysungani uchun kuch momentining yo'nalishi $00'$ o'q bo'yicha yo'nalgan bo'ladi.

Massasi m ga teng bo'lgan moddiy nuqta \vec{v} tezlik bilan harakatlanayotganda \vec{P} impulsga ega bo'ladi. \vec{r} – radius - vektorning \vec{P} impulsga vektor ko'paytmasi *impuls momenti* deb ataladi. \vec{L} – impuls momentining vektori yo'nalishi parma qoidasi asosida aniqlanadi (*11 - rasm*).

\vec{r} - radius - vektor va \vec{P} - impuls vektori yotgan tekislikka perpendikuly



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

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

$$\vec{L} = [\vec{r} \cdot \vec{P}] = [\vec{r}(m \cdot \vec{v})] = m[\vec{r} \cdot \vec{v}]$$

Impuls momentining moduli quyidagiga tengdir:

$$[\vec{L}] = [\vec{r} \cdot \vec{P}] = r \cdot P \sin \alpha$$

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

$$\frac{d\vec{L}}{dt} = \frac{d}{dt} [\vec{r} \cdot \vec{P}] = \left[\frac{d\vec{r}}{dt} \cdot \vec{P} \right] + \left[\vec{r} \cdot \frac{d\vec{P}}{dt} \right]$$

$$\frac{d\vec{L}}{dt} = [\vec{v} \cdot \vec{P}] + [\vec{r} \cdot \vec{F}]$$

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

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

ya'ni

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

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

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

$$\frac{d\vec{L}}{dt} = 0, \quad \vec{L} = [\vec{r} \cdot \vec{P}] = [\vec{r} \cdot m \cdot \vec{v}] = \text{const}$$

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

4-MA'RUZA: MEXANIK TIZIMNING ENERGIYASI

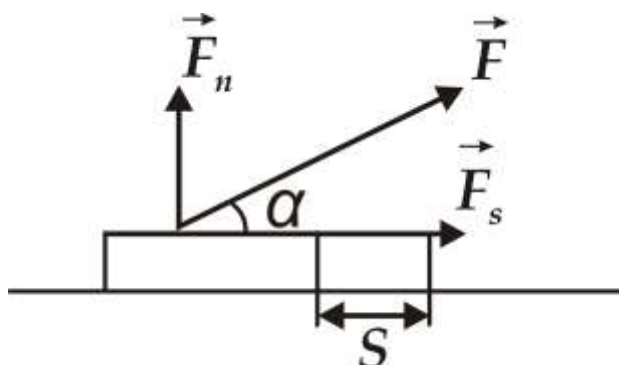
REJA:

1. Energiya
2. Mexanik ish
3. Quvvat
4. Mexanik tizimning kinetik energiyasi va uning tashqi va ichki kuchlar bilan bog'liqligi
5. Konservativ va nokonservativ kuchlar
6. Potensial energiya
7. Potensial energiyani kuch bilan bog'liqligi
8. Mexanikada energiyaning o'zgarishi va saqlanish qonunlari
9. Gravitasion maydon va uning kuchlanganligi
10. Impulsning saqlanish qonuni. Reaktiv harakat

Energiya bu, barcha turdagi moddalarning harakati va o'zaro ta'sirining universal miqdori o'lchovidir. Modda harakatining shakliga qarab, energiyaning har –xil turlariga ega bo'lamiz: mexanik energiya, issiqlik energiyasi, elektromagnit energiya, quyosh energiyasi va.h.k.

Ayrim hodisalarda moddaning harakat shakli o'zgarmaydi, (masalan, qizigan jism sovuq jismni isitadi) boshqa hodisalarda harakat boshqa shaklga o'tadi. Ammo, barcha hollarda boshqa jismga uzatilgan energiya, ikkinchi jism olgan energiyaga teng bo'ladi.

Jism mexanik harakatining o'zgarishi unga boshqa jismlar tomonidan ta'sir etgan kuchlar hisobiga bo'ladi. Shu sababli, o'zaro ta'sirlashayotgan jismlar orasidagi energiya almashuvi miqdorini baholash uchun, kuzatilayotgan jismga qo'yilgan kuchning bajargan ishi ko'rib chiqiladi.



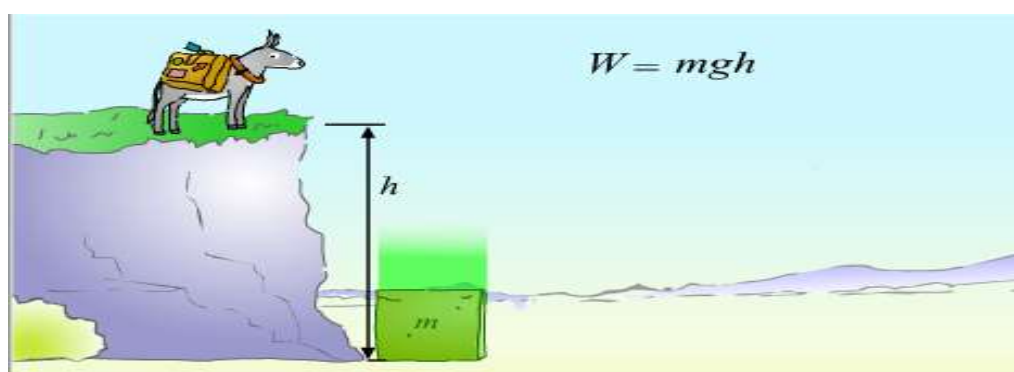
12 - rasm. F kuch ta'sirida to'g'ri chiziqli harakat qilayotgan jismning ko'chishi

Agar, jism to'g'ri chiziqli harakat qilayotgan bo'lsa va unga ko'chish yo'nalishi bilan α burchak hosil qilgan doimiy \vec{F} kuchi ta'sir etsa, shu kuchning bajargan ishi kuchning harakat yo'nalishi gaproektsiyasining kuch qo'yilgan nuqtaning siljishiga ko'paytmasiga tengdir (12 - rasm):

<p>Calculations</p> <p>In this case, the frictional force between the block and the ground is:</p> $F = \mu mg \quad (1)$ <p>The work done on the block is:</p> $W = F \cdot d \quad (2)$ <p>With d being the distance the block moved (5 meters in this case)</p>	<p>Combining eqs. (1) & (2), we can come up with a relationship between the work done on the block and the coefficient of friction:</p> $W = \mu mgd \quad (3)$ $\mu = \frac{W}{mgd} = \frac{800 \text{ Joules}}{(50 \text{ kg})(9.8 \text{ m/s}^2)(5 \text{ m})}$ $\mu = 0.33$ <p style="text-align: center; border: 1px solid orange; border-radius: 10px; padding: 5px;">Continue</p>
--	--

Echish: Bu yerda Yer va Blok o'rtasidagi ishqalanish kuchi $F = \mu mg$ ga teng

Blokgasarflanganish $W = F d$



¹The work done by gravity is the height of the cliff times the mass of the block times the acceleration of gravity.

Gravitatsiyaqonunigaasoslanibajarilganishqoyaningbalandligivatoshningmassasiningko paytmasigateng.

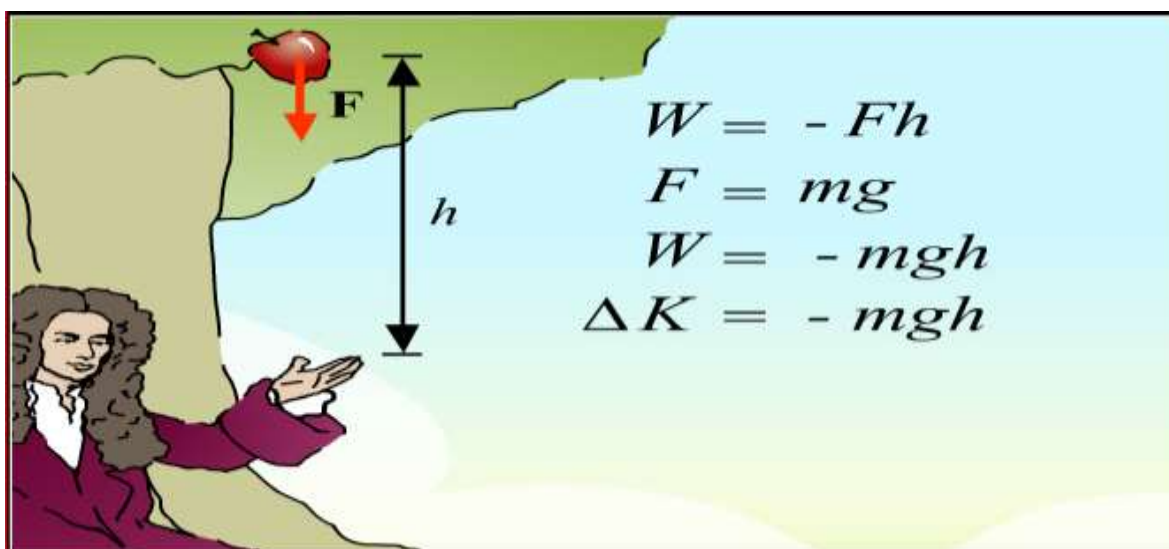
$$A = F_s \cdot S = F \cdot S \cdot \cos \alpha ,$$

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

O'zgaruvchan kuch bajargan ishni aniqlash uchun, bosib o'tilgan yo'lni shunday kichik bo'lakchalarga bo'lamizki, ularning har birini to'g'ri chiziqdan iborat va ulardagi ta'sir kuchni o'zgarimas, deb hisoblaymiz (14-rasm). U holda elementar ish

Shuninguchunish minus $m g h$ gateng.

¹ Virtual laboratoriya ishlarini muqobil va mustaqil ish sifatida "Vlab", "Виртуалка", "PhetPhysics", "Crocodile Technology/Physics", "Beginning Electronics" va "Interactive Physics" pedagogok dasturiy vositalari orqali bajarish tavsiya etiladi



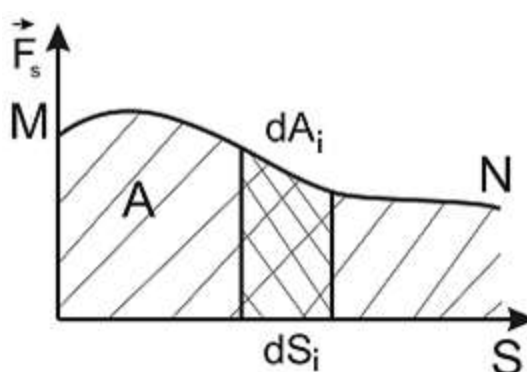
From the work energy theorem, we know this is equal to the change in kinetic energy. Ish energiya siteoremasidan bilamizki bu energiya o'zgarib kinetic energiyaga teng bo'ladi

$$dA_i = F_{S_i} dS_i = F_i dS_i \cos \alpha_i ,$$

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

$$A = \int_M^N F_S dS_i = \int_M^N F_i dS_i \cos \alpha_i ,$$

Ga teng bo'ladi. Bu integralni hisoblash uchun F_S kuchning Stræktoriya bilan bog'liqligini bilish zarur. Bu kuchning bajargan ishi Stræktoriya ostidagi maydon yuziga tengdir.



13-rasm. O'zgaruvchitashqikuchta'siridajismningko'chishdabajarganishi.

Agar jism to'g'ri chiziqli harakat qilsa, ta'sir etuvchi kuch va α – burchak o'zgarmas bo'ladi.

Shu sababli

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

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

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

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

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

Ish birligi – 1 jouldan iborat:

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

Bajarilayotgan ishning jadalligini tavsiflash uchun quvvat tushunchasidan foydalaniladi. *N – quvvat* deb, ΔA bajarilgan ishning, shu ishni bajarish uchun ketgan Δt vaqtga nisbatiga teng fizik kattalikka aytiladi.

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

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

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

Va kuchning harakat yo'nalishiga proektsiyasi F_S ni jismning tezligiga ko'paytmasiga teng bo'ladi.

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

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

Agarda oniy quvvat o'zgaruvchan bo'lib Δt vaqt noldan sezilarli farqqilsa, u holda o'rtacha quvvat tushunchasi o'rinli bo'ladi:

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

Quvvat birligi – Vt bilan o'lchanadi $1Wt = \frac{1G}{sek}$,

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

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

$$dA = dW_k$$

Nyuton II qonunining skalyar ko'rinishidan foydalansak

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

bajarilgan ishni quyidagicha ifodalashimiz mumkin:

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

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

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

To'la kinetik energiya ifodasi esa,

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

ga teng bo'ladi.

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

$$W_k = \frac{mv^2}{2}, \quad \text{ga teng ekan.}$$

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

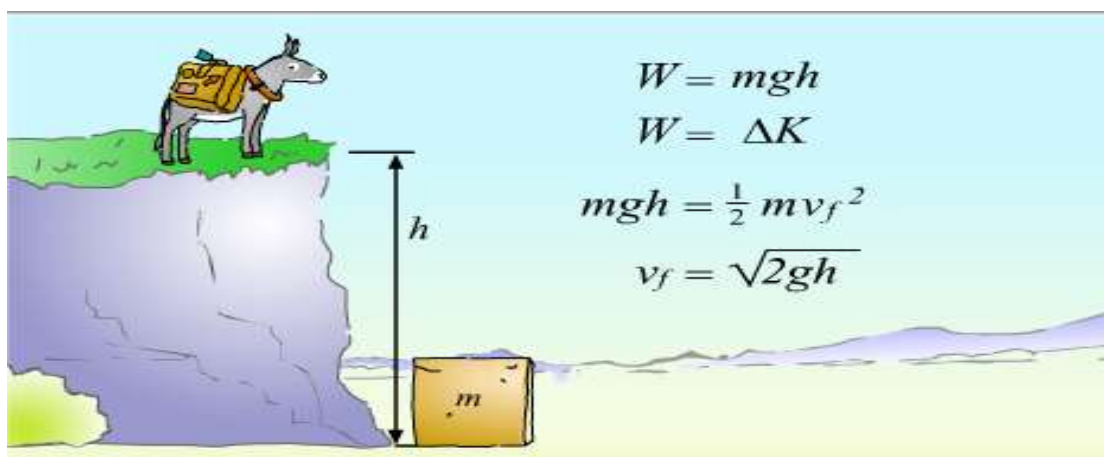
Potensial energiya - umumiy mexanik energiyaning bir qismi bo'lib, jismlarning bir-biriga nisbatan qanday holatda turishi va ular orasidagi ta'sir kuchlarining xarakteriga bog'liqdir.

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

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

Kuchning potensial maydonida turgan jism W_n - potensial energiyaga ega bo'ladi. Odatda, jismning ma'lum bir holatdagi potetsial energiyasini nol deb hisoblab, uni hisob boshi deb, belgilashadi. Boshqa holatdagi energiya hisob boshidagi holatga nisbatan aniqlanadi. Shuning uchun ayrim vaqtlarda potensial energiyalar farqi degan tushunchadan foydalaniladi. Jismga qo'yilgan konservativ kuchlar bajargan ish, shu jism potensial energiyasini o'zgarishiga tengdir.

$$dA = -dW_n,$$



If the cliff 30 meters, high the final velocity will be about 24.5 meters per second.

Agar qoyaning balandligi 30 metr bo'lsa oxirgi tezlanish qiymati sekundiga 24.5 m bo'ladi.

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

$$Fdr = -dW_n,$$

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

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

$$W_n = \int dW_n = \int_0^h Pdh = mgh,$$

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

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

Potentsial energiyani kuch bilan bog'liqligi

$$W = W_k + W_n,$$

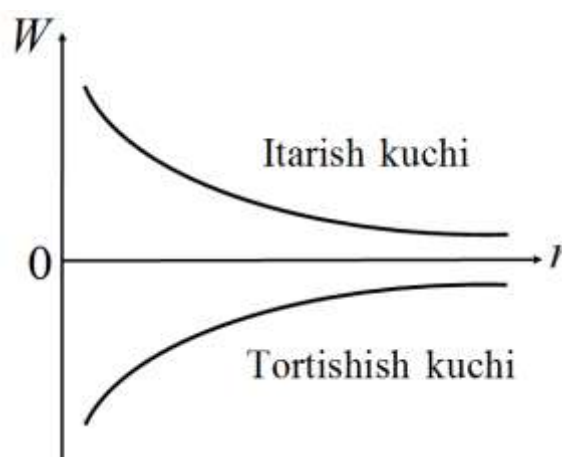
(23.1) - ifodani chuqurroq tahlil qilib ko'ramiz. Agar qo'zg'almas nuqtaviy q_0 - zaryadning maydonida q - zaryad $1(r_1)$ - nuqtadan $2(r_2)$ - nuqtaga ko'chirilsa, uning energiyasi o'zgarib boradi. Bu ish elektrostatik potentsial maydonda bajarilgani uchun q - zaryadning potentsial energiyasi o'zgaradi:

$$A_{12} = \frac{1}{4\pi\epsilon\epsilon_0} \frac{q_0q}{r_1} - \frac{1}{4\pi\epsilon\epsilon_0} \frac{q_0q}{r_2} = W_1 - W_2$$

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

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

$$dA = -dW ,$$



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

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

$$W = \frac{1}{4\pi\epsilon\epsilon_0} \frac{qq_0}{r} ,$$

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

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

$$\varphi = \frac{W}{q} = \frac{1}{4\pi\epsilon\epsilon_0} \frac{q_0}{r}$$

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

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

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

Maydonning ikki nuqtasi orasidagi potentsiallar ayirmasi quyidagiga tengdir:

$$\varphi_1 - \varphi_2 = \frac{A_{12}}{q}$$

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

Agar bajarilgan ish quyidagicha bo'lsa

$$dA = qE dr = -dW = -q d\varphi$$

elektr maydon kuchlanganligi potentsial bilan quyidagicha ifodalanadi:

$$E = -\frac{d\varphi}{dr}$$

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

Elektrostatik maydonning kuchlanganligini boshqacha ko'rinishda yozish mumkin:

$$E = -\text{grad } \varphi$$

yoki

$$\varphi_1 - \varphi_2 = \int_{r_1}^{r_2} E dr$$

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

Ekvipotentsial sirt uchun: $\varphi = const$

5-MAVZU: INERSIAL VA NOINERSIAL SANOQ TIZIMLARIDA ALMASHTIRISHLAR

Reja:

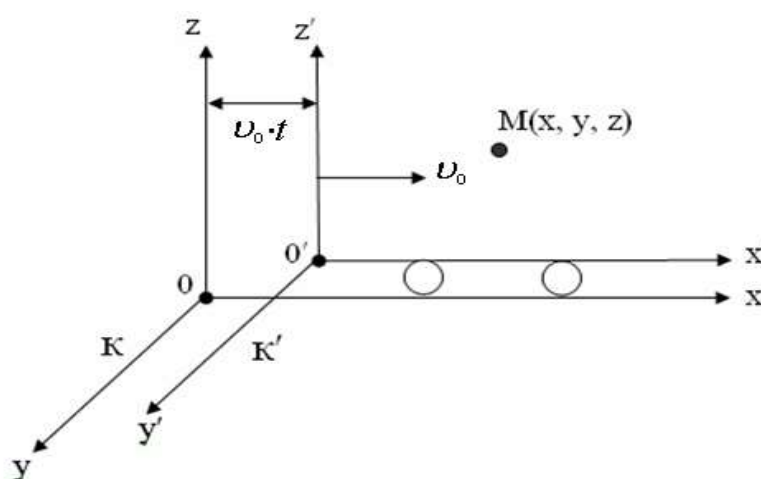
1. Noinersial sanoq tizimlari
2. Inersiya kuchi. Inertsial sanoq tizimlari. Galiley almashtirishlari
3. Eynshteyn postulatlarini. Lorens almashtirishlari. Reliyativistik mexanikada tezliklarni qo'shish
4. Lorens almashtirishlarining harakat tenglamasi bilan invariantligi

Inertsial sanoq tizimlari. Galiley almashtirishlari

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

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

Oddiy misolda bir inertsial tizimdagi nuqta koordinatalaridan ikkinchi tizimdagi koordinatalarga o'tish formulalarini keltirib chiqarishga harakat qilamiz. Shartli tinch holatda bo'lgan K sanoq tizimiga nisbatan OX o'qi bo'ylab $v_0 = \text{const}$ tezlik bilan harakatlanayotgan K' sanoq tizimini olamiz (13 - rasm). $t=0$ momentda ikki sanoq tizimi bir-birining ustiga tushadi.



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

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

K' - sanoq tizimida esa, bu nuqtaning koordinatalari

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

$$K' \rightarrow K$$

Natijada

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

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

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

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

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

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

yoki vektor ko'rinishda:

$$\vec{v} = \vec{v}' + \vec{v}_0$$

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

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

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

$$\frac{d\vec{v}}{dt} = \frac{d\vec{v}'}{dt}; \quad \vec{a} = \vec{a}' ,$$

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

Eynshteyn postulatları. Lorents almashtirishları

Eynshteynning maxsus nisbiylik – relyativistik nazariyasi ikkita postulatga asoslangan:

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

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

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

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

Ammo, ikkala postulatning bir vaqtdagi tadbiqu Galiley almashtirishlariga ziddir.

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

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

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

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

Lorents almashtirishlariga bir necha misollar keltiramiz:

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

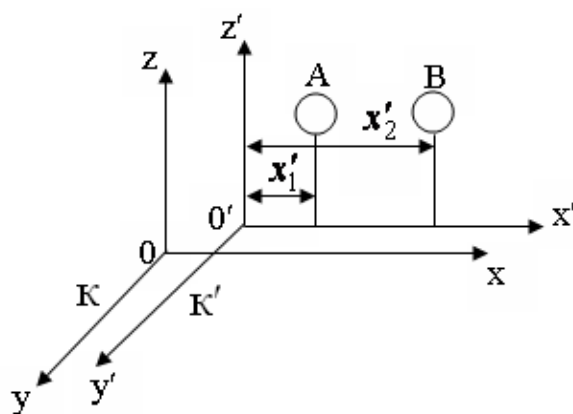
16-rasmda K' sanoq tizimida, koordinatalari

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

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

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

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



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

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

bo'lgani uchun

$$t_1 \neq t_2$$

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

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

K sanoq tizimida sterjenning uzunligi $l_0 = x_2 - x_1$ bo'ladi. K tizimda esa

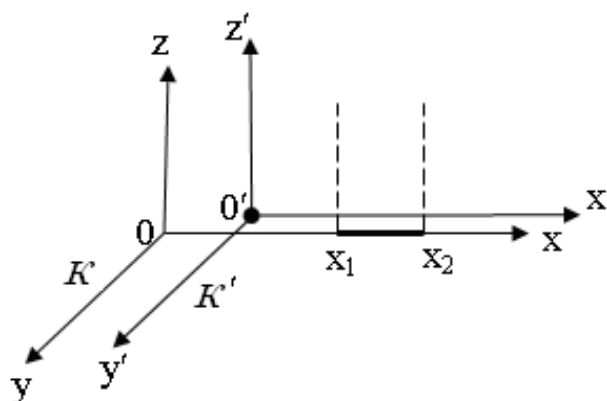
$$l = x'_2 - x'_1$$

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

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

yoki

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



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

Serjen tinch holatda bo'lgan K - sanoq tizimiga nisbatan v_0 - tezlik bilan

harakatlanayotgan K' - sanoq tizimida serjenning uzunligi $\sqrt{1 - \frac{v_0^2}{c^2}}$ marta kichikdir.

Tizimning v_0 - tezligi, yorug'lik tezligiga yaqinlashishi bilan, serjenning uzunligi nolga tenglashadi va uning

haqiqiy uzunligi yoqola boradi.

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

K' - tizimda lampaning yonish vaqti

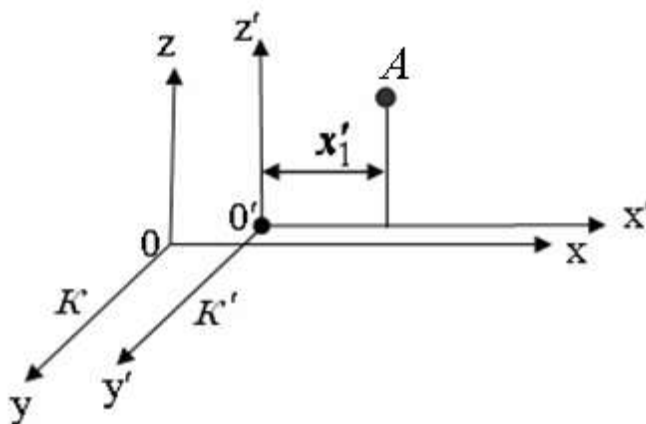
$$\Delta t' = t'_2 - t'_1$$

ga teng.

Lorentsalmashtirishlaridan foydalanib K – tizimda yonish vaqtini ifodalab ko‘ramiz:

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

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



16 - rasm. Bir-biriga nisbatan harakatda bo‘lgan sanoq tizimida vaqtning o‘zgarishi

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

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

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

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

yoki

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

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

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \frac{v_0^2}{c^2}}}$$

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

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

Moddiy nuqta relyativistik dinamikasining asosiy qonunini shunday yozish mumkin:

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

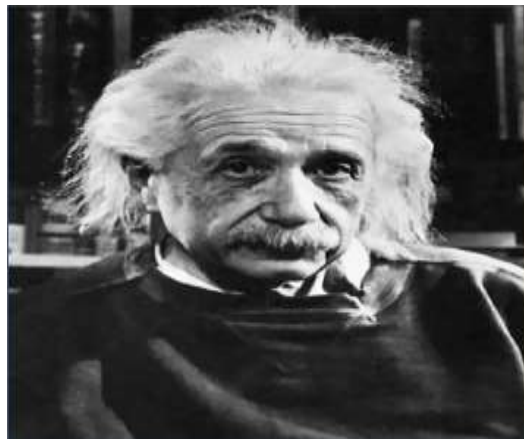
yoki

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

Bu moddiy nuqtaning *relyativistik impulsidir*.

6-MA'RUZA: ELEKTR O'ZARO TA'SIR*REJA:*

1. Markaziy kuchlar
2. Elektrostatik maydon va uning kuchlanganligi
3. Elektr zaryadi va uning diskretligi
4. Kulon qonuni
5. Superpozitsiya printsipti

*Elektr o'zaro ta'sir*

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

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

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




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

Elektromagnit maydonenergiya, impuls va boshqa fizikaviy xususiyatlarga egadir.

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

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

Harqanday q zaryad bir qancha elementar zaryadlardan tashkil topganligi tufayli, u doimo e – g'akarrali bo'ladi. $q = \pm Ne$,

Proton	Electron	Neutron
		
+	-	0
$q = +1.60 \times 10^{-19} \text{ C}$	$q = -1.60 \times 10^{-19} \text{ C}$	$q = 0$
$m = 1.67 \times 10^{-27} \text{ kg}$	$m = 9.11 \times 10^{-31} \text{ kg}$	$m = 1.67 \times 10^{-27} \text{ kg}$

¹The proton mass is $1.67 \times 10^{-27} \text{ kg}$, while the electron mass is $9.11 \times 10^{-31} \text{ kg}$.

The neutron's mass is almost the same as the proton's mass.

Protonni massasi $1.67 \times 10^{-27} \text{ kg}$, elektronning massasi $9.11 \times 10^{-31} \text{ kg}$.

Neytronning massasi Protonning massasigatengdir.

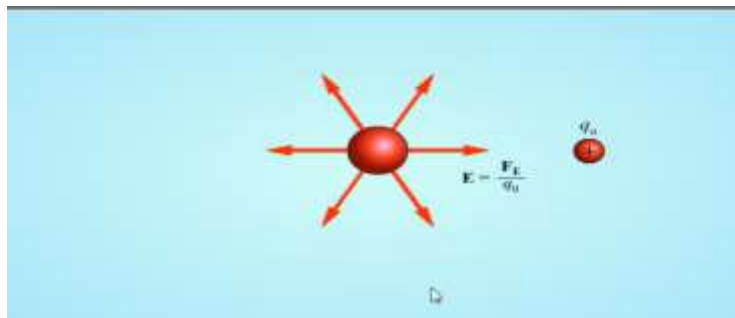
ifodadan, zaryaddi skret qiymatlarni qabul qilgani uchun ukvantlangan hisoblanadi.

Har xil inertsial sanoq tizimlarda o'lchanadigan zaryad miqdori bir xil bo'lgani uchun urelyativistik invariantdir. Boshqacha qilib aytganda, zaryad miqdori zaryad harakatda bo'lsa ham, tinch holatda bo'lsa ham bir xildir.

¹ Virtual laboratoriya ishlarini muqobil va mustaqil ish sifatida "Vlab", "Виртуалка", "PhetPhysics", "Crocodile Technology/Physics" , "Beginning Electronics" va "Interactive Physics" pedagogok dasturiy vositalari orqali bajarish tavsiya etiladi

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

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

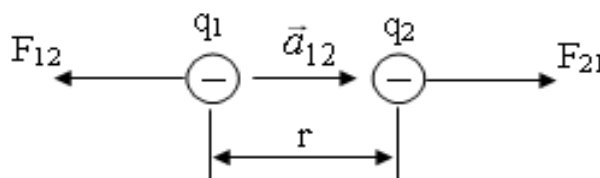


Agar sinov zaryadi erkin bo'lib va ikkalasi ham musbat bo'lsa, sinov zaryadi electr maydon ta'sirida tashqariga harakatlanadi

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

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

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



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

Kuchning yo'nalishi zaryadlarni tutashtiruvchi to'g'ri chiziq bo'ylab yo'nalgandir

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

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

\vec{F}_{12} – q_1 zaryadga ta'sir etuvchi kuchdir.

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

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

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

$$F = k \frac{q_1 q_2}{r^2} ,$$

Ikkita zaryadlar orasidagi o'zaro ta'sir kuchi, ular yaqiniga boshqa zaryadlar yaqinlashtirilsa, o'zgarmaydi. Agar q_a – zaryad atrofida q_1, q_2, \dots, q_n zaryadlar to'plami bo'lsa, natijaviy kuch quyidagiga teng bo'ladi:

$$\vec{F} = \sum_{i=1}^n \vec{F}_{a_i}$$

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

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

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

$$[q] = [F^{1/2}L] = M^{1/2}L^{3/2}T^{-1}$$

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

Zaryadning amaliy birligi qilib 1 Kulon (K) olinadi.

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

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

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

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

Zaryadlar ta'sir etuvchi muhit vacuum bo'lsa, u muhit ϵ_0 – dielektrik singdiruvchanlikka ega bo'ladi, u holda, Kulon qonuni quyidagicha yoziladi:

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

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

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

Ga teng bo'ladi. Boshqa tarafdin

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

Bundan,

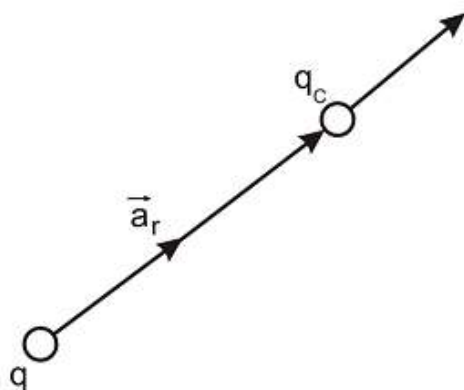
$$\varepsilon_0 = \frac{1}{4\pi \cdot 9 \cdot 10^9} \left(\frac{F}{m} \right) = 8,85 \cdot 10^{-12} \frac{F}{m} \left(\frac{K^2}{N \cdot m^2} \right)$$

c. **Elektr maydoni. Maydon kuchlanganligi**

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

Efirda elektromagnit maydon borligiga oldinroq e'tibor bergan edik. Magnit maydoni asosan harakatdagi zaryadlarga ta'sir etadi. Aksincha, harakatdagi zaryad magnit maydonini hosil qiladi. Shu sababli, zaryadlarning elektrmaydonini o'rganishda doimo qo'zg'almas zaryadlarni tanlab olamiz. Bu bilan elektromagnitmaydonini xuddi ikkiga ajratib, faqat elektrmaydonidagi hodisalarni o'rganamiz, deb tasavvur etamiz.

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



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

Agar q – zaryad maydoniga q_c sinovchi zaryad kiritsak va uni qo'zg'almas deb hisoblasak, q_c – zaryadga quyidagi kuch ta'sir etadi (18 - rasm):

$$\vec{F} = \left(\frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \frac{q}{r^2} \vec{a}_r \right) \cdot q_c ,$$

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

Agar q zaryad maydoni atrofidagi fazoga q_c^1 , q_c^2 har xil Sinovchi zaryadlar

kiritsak, ta'sir etuvchi kuchlar F^1, F^2 bo'ladi va $\frac{F^i}{q_c}$ nisbat doimo o'zgarmas

$\left(\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q}{r^2} \vec{a}_r \right)$ qiymatga teng bo'ladi, ya'ni q zaryadning hosil qilgan

maydonining xususiyatini belgilaydi. Bu nisbat hosil bo'lgan *elektr maydonining kuchlanganligi* deb ataladi:

$$\vec{E} = \frac{\vec{F}}{q_c},$$

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

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

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

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

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

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

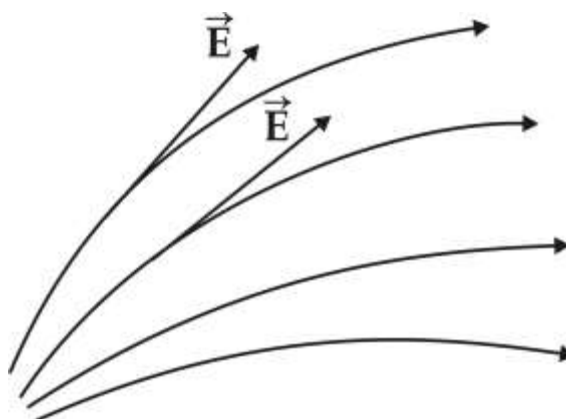
Agar qaralayotgan nuqta, sirt yoki hajmda N ta zaryadlar to'plami bo'lsa, ular hosil qilgan maydon kuchlanganligi alohida zaryadlar elektrmaydon kuchlanganligining vektor yig'indisiga teng bo'ladi:

$$\vec{E} = \sum_{i=1}^n \vec{E}_i ,$$

Ana shu ifoda elektr maydonlarining *super pozitsiyaprintsipi* yoki qo'shilish printsipi deb ataladi.

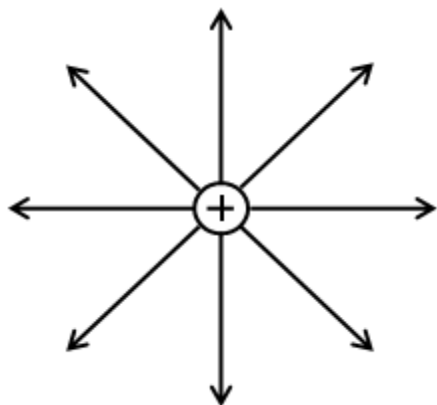
Zaryadning fazodagi elektrmaydonini ko'rinishini tasvirlash uchun elektrmaydon kuchlanganligi chiziqlaridan foydalanamiz (*18-rasm*).

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



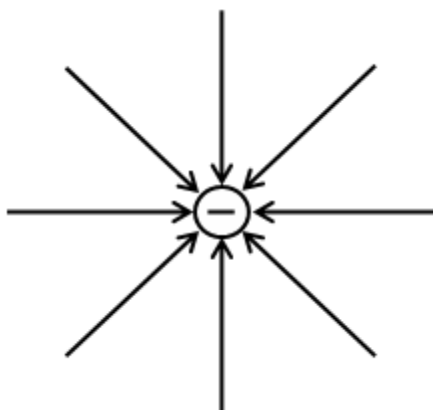
19-rasm. Elektrmaydon kuchlanganligi chiziqlari

Nuqtaviy zaryad maydon kuchlanganligi chiziqlari radial chiziqlardan iboratdir. Musbat zaryad uchun kuch chiziqlari yo'nalishi zaryaddan chiqqan bo'ladi (*19- rasm*).



20-rasm. Musbat nuqtaviy zaryad elektr maydon kuch chiziqlari

Manfiy zaryad uchun esa, kuch chiziqlari yoʻnalishi zaryadga yoʻnalgan boʻladi (20 - rasm). Kuch chiziqlari bir zaryaddan chiqib ikkinchi zaryadda tugaydi.



21-rasm. Manfiy nuqtaviy zaryad elektr maydon kuch chiziqlari

Elektr maydonida zaryadni koʻchirishda bajarilgan ish

Har qanday maydon va shu maydondagi kuchning tabiati bajarilgan ishning koʻrinishi bilan aniqlanadi. Jumladan, bajarilgan ish yoʻlining traektoriyasiga bogʻliq boʻlish yoki boʻlmashligi, kuch va maydon tabiatining mezonini boʻlib xizmat qiladi.

Misol uchun, qoʻzgʻalmas nuqtaviy zaryad q_0 vakuumda

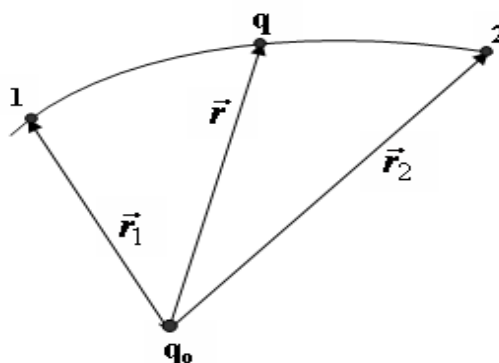
$$\vec{E} = \frac{q_0}{4\pi\epsilon_0 r^3} \cdot \vec{r}$$

elektr maydonini hosil qilgan, deb hisoblaymiz. Shu maydonda boshqa nuqtaviy q zaryad harakat qilayotgan va 1-nuqtadan 2-nuqtaga koʻchgan boʻlsin (32-rasm).

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

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

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



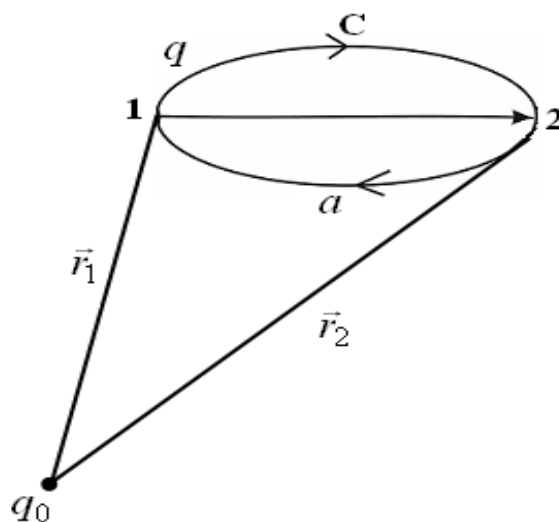
32-rasm. Qo'zg'almas nuqtaviy q zaryad maydonida q sinovchizaryadning harakat traektoriyasi

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

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

Yana misol tariqasida q zaryadni a va s yo'nalishda 1 - nuqtadan 2 - nuqtaga ko'chiramiz (32 - rasm). Bu holda ham bir xil ish bajariladi:

$$A_{12} = A_{1a2} = A_{1c2}.$$



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

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

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

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

Yopiq kontur bo'yicha q - zaryadni ko'chirishda bajarilgan ish quyidagicha ifodalanadi

$$A_0 = q \oint_L \vec{E} d\vec{l},$$

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

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

Shuning uchun

$$\oint_L \vec{E} d\vec{l} = 0,$$

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

d. **Maydon potentsiali. Zaryadning potentsial energiyasi**

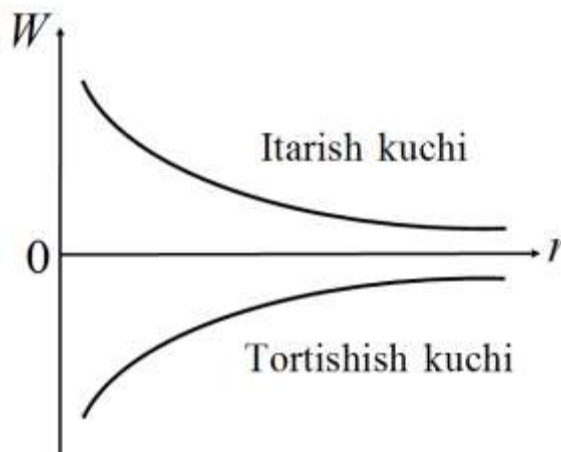
(23.1) - ifodani chuqurroq tahlil qilib ko'ramiz. Agar qo'zg'almas nuqtaviy q_0 - zaryadning maydonida q - zaryad $1(r_1)$ - nuqtadan $2(r_2)$ - nuqtaga ko'chirilsa, uning energiyasi o'zgarib boradi. Bu ish elektrostatik potentsial maydonda bajarilgani uchun q - zaryadning potentsial energiyasi o'zgaradi:

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

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

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

$$dA = -dW,$$



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

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

$$W = \frac{1}{4\pi\epsilon\epsilon_0} \frac{qq_0}{r},$$

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

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

$$\varphi = \frac{W}{q} = \frac{1}{4\pi\epsilon\epsilon_0} \frac{q_0}{r}$$

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

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

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

Maydonning ikki nuqtasi orasidagi potentsiallar ayirmasi quyidagiga tengdir:

$$\varphi_1 - \varphi_2 = \frac{A_{12}}{q}$$

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

Agar bajarilgan ish quyidagicha bo'lsa

$$dA = qE dr = -dW = -qd\varphi$$

elektr maydon kuchlanganligi potentsial bilan quyidagicha ifodalanadi:

$$E = -\frac{d\varphi}{dr}$$

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

Elektr ostatic maydonning kuchlanganligini boshqacha ko'rinishda yozish mumkin:

$$E = -grad\varphi$$

yoki

$$\varphi_1 - \varphi_2 = \int_{r_1}^{r_2} E dr$$

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

Ekvipotensial sirt uchun: $\varphi = const$,

7-MA'RUZA: ELEKTR O'ZARO TA'SIR

Reja :

1. Elektrstatik kuchlar ishi
2. Kuchlanganlik vektori sirkulyatsiyasi
3. Elektrostatik maydon potentsiali
4. Ekvipotentsial sirtlar
5. Kuchlanganlik va potentsiallar orasidagi bog'lanish
6. Zaryadlar tizimining potentsial energiyasi

e. Elektr induksiya vektori kuch chiziqlari va oqimi

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

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

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

Bu vektor kattalik *elektr induksiya vektori* deb ataladi.

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

Electric Field $\mathbf{E} = \frac{\mathbf{F}}{q}$	Electric Potential $V = \frac{W}{q}$
--	--

Elektr maydon birlik zaryadga ta'sir qiluvchi kuch. Elektr potentsial energiya bu birlik zaryad miqdoriga teng energiya va ko'pincha V harfi bilan belgilaymiz

$$\vec{D} = \varepsilon_0 \vec{E} \quad ,$$

ya'ni

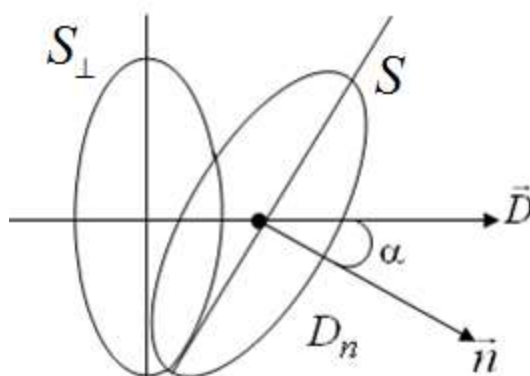
$$\vec{D} = \frac{\varepsilon\varepsilon_0}{4\pi\varepsilon\varepsilon_0} \frac{q}{r^3} \vec{r} = \frac{1}{4\pi} \frac{q}{r^3} \vec{r} ,$$

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

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

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

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



24 - rasm. Elektr induksiya vektori

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

$$N = D_n S = D S_{\perp} = D S \cos \alpha ,$$

Agar elektr maydoni bir jinsli bo'lmasa

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

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

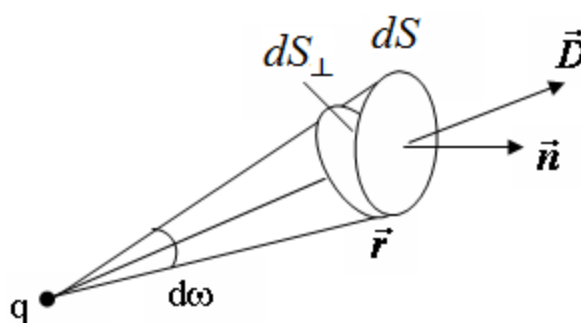
$$dN = D_n dS = D dS \cdot \cos \alpha ,$$

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

$$N = \int_S D_n dS = \int_S D dS_{\perp} .$$

Ostrogradskiy – Gauss teoremasi

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



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

Elektr induksiya vektorining ifodasiga ko'ra:

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

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

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

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

$$dN = \frac{1}{4\pi} q \cdot d\omega ,$$

ega bo'lamiz.

Agar butun shar sirti bo'yicha integrallasak

$$N = \oint_S \frac{q}{4\pi} d\omega = \frac{q}{4\pi} \times 4\pi = q ,$$

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

Ėpiq sirt ichida

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

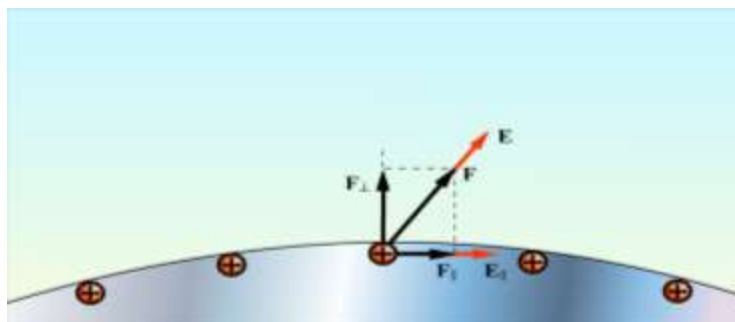
zaryadlar bo'lsa, elektr induksiya vektori quyidagiga teng bo'ladi:

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

Elektr induksiya oqimi esa,

$$N = \sum_{i=1}^n q_i ,$$

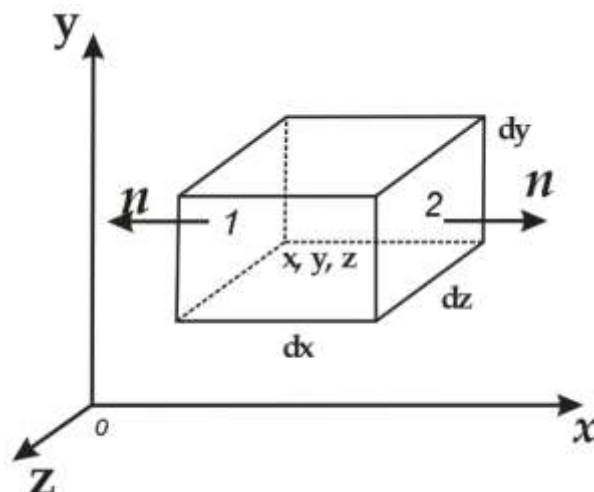
ya'ni yopiq sirt ichidagi zaryadlarning arifmetik yig'indisiga teng bo'ladi.



¹Bu komponentaning qatnashishida yuza bo'ylab yo'nalgan zaryaddagi kuch komponentasi ham taqdim etiladi va bu zaryadni tezlantiradi.

¹ Virtual laboratoriya ishlarini muqobil va mustaqil ish sifatida “Vlab”, “Виртуалка”, “PhetPhysics”, “Crocodile Technology/Physics”, “Beginning Electronics” va “Interactive Physics” pedagogok dasturiy vositalari orqali bajarish tavsiya etiladi

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



26 – rasm. ρ hajmiy zaryad zichligi bilan zaryadlangan elementar hajm

26 – rasmda ρ hajmiy zaryad zichligi bilan zaryadlangan dV elementar hajm keltirilgan.

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

Elementar dV hajmning 1 – tomonidan chiqqan tashqi normal x o'qining manfiy yo'nalishiga mos keladi. Shu sababli, shu sirt bo'yicha vektor oqimi $-E_x(x)dydz$ ga teng bo'ladi. Parallelipipedning 2 – sirtidan chiqqan tashqi normal x o'qining musbat yo'nalishiga mos keladi va shu sirt bo'yicha oqim $+E_x(x + dx)dydz$ ga teng bo'ladi. Ikkala oqim yig'indisi

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

ga teng bo'ladi.

Parallelipipedning butun sirti bo'yicha to'la oqim

$$dN = \text{div} E dV,$$

ga teng bo'ladi, bu yerda

$$\operatorname{div} E = \frac{\partial E_x}{\partial x} + \frac{\partial E_y}{\partial y} + \frac{\partial E_z}{\partial z}$$

Ostrogradskiy – Gauss teoremasiga asosan, shu oqim

$$dN = q = \rho dV$$

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

$$\operatorname{div} E = \rho,$$

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

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

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

$$\rho = \frac{q}{V},$$

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

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

$$\sigma = \frac{q}{S},$$

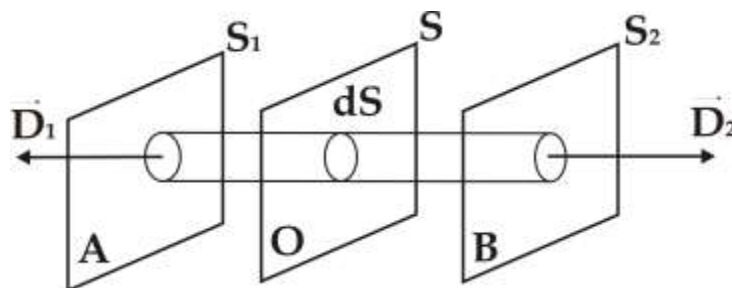
bu yerda q – jismning S yuzasiga mos kelgan zaryad miqdori.

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

$$\tau = \frac{q}{\ell},$$

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

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



27 - rasm. Bir tekis zaryadlangan cheksiz tekislik

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

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

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

Silindrning asoslaridan chiqayotgan induksiya oqimlari quyidagiga teng:

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

Umumiy oqim esa,

$$N = D_1 S_1 + D_2 S_2 = DS + DS = 2DS,$$

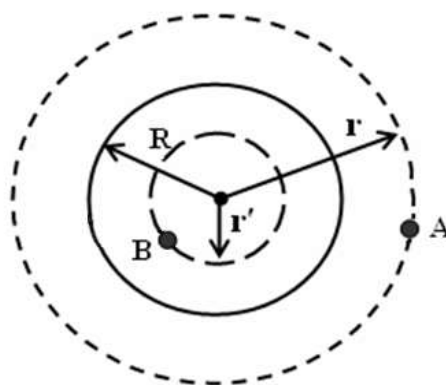
Ostrogradskiy – Gauss teoremasiga asosan yopiq sirtidan chiqayotgan *elektr induksiya oqimi* N , shu yopiq sirt ichidagi zaryad $q = \sigma S$ ga tengdir:

$$N = \oint_S D dS = q = \sigma S,$$

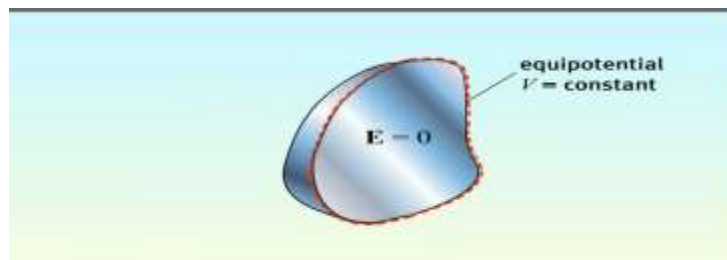
$$\sigma S = 2DS \quad D = \frac{\sigma}{2},$$

$$E = \frac{D}{\epsilon\epsilon_0} = \frac{\sigma}{2\epsilon\epsilon_0},$$

2-misol. Bir tekis hajmiy zaryadlangan sharning maydoni. Radiusi R bo'lgan, hajm bo'yicha zaryadlangan sharning hajmiy zichligi $\rho > 0$ bo'lsin (28 - rasm). Zaryadlangan sharning tashqi ($r > R$) va ichki ($r' < R$) qismlaridagi maydonni hisoblab ko'ramiz.



28 - rasm. Bir tekis hajmiy zaryadlangan shar maydoni



Agar konduktor ichida elektr maydon bo'lmasa, elektr potensial V o'zgarmas bo'lishi kerak. Konduktor yuzasi ekvipotensialdir.

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

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

Maydon induktsiyasi va maydon kuchlanganligi quyidagiga teng bo'ladi

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

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

V nuqtaga nisbatan maydon induksiyasi va kuchlanganligi quyidagiga teng bo'ladi. Ichki sfera zaryadi q' ga teng bo'lsa

$$q' = \rho \cdot V' = \rho \frac{4}{3} \pi r'^3 , \quad \rho = \frac{q}{\frac{4}{3} \pi R^3} ,$$

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

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

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

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

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

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

8-MA'RUZA: ELEKTRO'ZAROT A'SIR

REJA:

1. Elektr induksiya vektori va elektr induksiya kuch chiziqlari
2. Elektr induksiya oqimi
3. Ostrogradskiy-Gauss teoremasi
4. Ostrogradskiy-Gauss teoremasining tadbirlari: cheksiz tekislik, ikki tekislik, shar va ip uchun

Elektr induksiya vektori kuchchiziqlari va oqimi

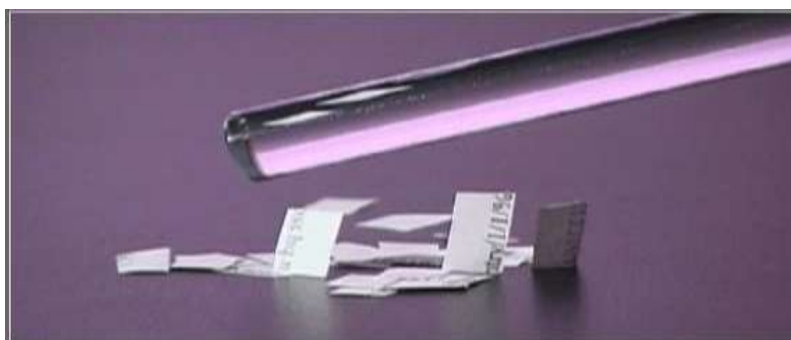
Elektr maydon kuchlanganligi va kuch chiziqlari to'g'risida so'z yuritgan edik: musbat nuqtaviy zaryadning kuch chiziqlari zaryad markazidan tashqariga yo'nalgan radial chiziqlardan iborat edi; manfiy nuqtaviy zaryad kuch chiziqlari markazga yo'nalgan radial chiziqlardan iboratdir. Ammo, bu kuch chiziqlari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

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

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

Bu vektor kattalik *elektr induksiya vektori* deb ataladi.

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



A charged rod attracts small pieces of paper even though they are electrically neutral and are insulators

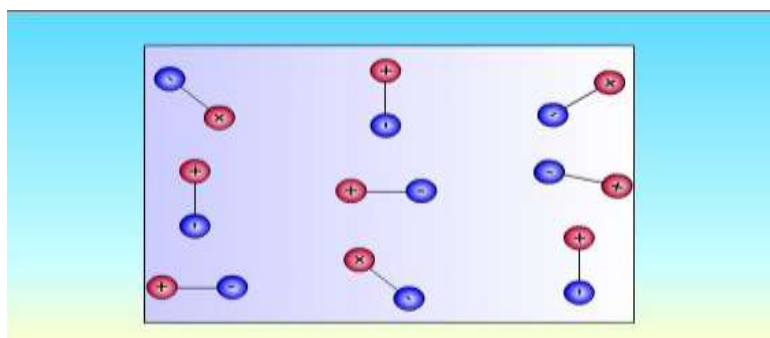
Zaryadlangan tayoqchagakichik qog'oz bo'laklari , ular elektrik neytral va izolyasilangan bo'lsa ham tortishadi.

$$\vec{D} = \varepsilon \vec{E} ,$$

ya'ni

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

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



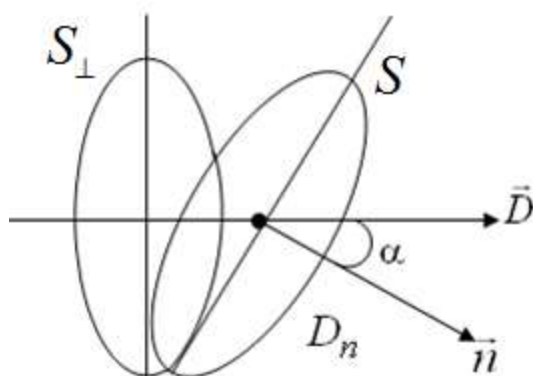
Many materials , even though electrically neutral, are composed of molecules that are electric dipoles. In the absence of an electric field, these dipoles are arranged randomly.

Juda ko'p moddarelektrik neytral hisoblanadi ,ularni tashkil qilgan molekulalar dipollardan iborat. Elektr maydoni bo'lmaganda bu dipolar tartibsis joylashgan bo'ladi.

Skalyar ko'rinishda $D = \frac{1}{4\pi} \frac{q}{r^2}$, ga ega bo'lamiz. Shunday qilib, ixtiyoriy

muhitda nuqtaviy zaryad hosil qilgan maydonning biror nuqtasidagi induksiya shu zaryadga to'g'ri proporsional, masofa kvadratiga teskari proporsionaldir.

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



1-rasm. Elektr induksiya vektori

Bir jinsli elektr maydonidagi ixtiyoriy S yuza orqali tik ravishda o'tayotgan induksiya chiziq-lari *induksiya oqimlari* deb ataladi.

$$N = D_n S = DS_{\perp} = DS \cos \alpha,$$

Agar elektr maydoni bir jinsli bo'lmasa

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

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

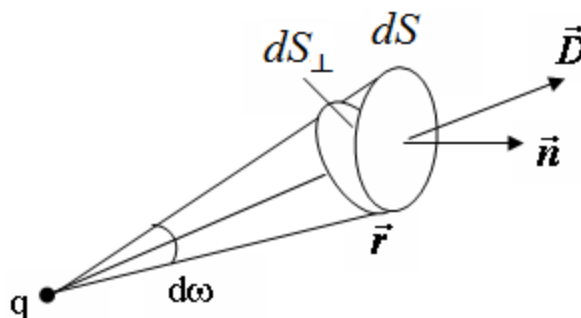
$$dN = D_n dS = D dS \cdot \cos \alpha,$$

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

$$N = \int_S D_n dS = \int_S D dS_{\perp}$$

f. Ostrogradskiy – Gauss teoremasi

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



2-rasm. Yopiq sirtning fazoviy burchagiga to'g'ri keluvchi elektr induksiya vektori

Elektr induksiya vektorining ifodasiga ko'ra:

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

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

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

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

$$dN = \frac{1}{4\pi} q \cdot d\omega$$

ega bo'lamiz.

Agar butun shar sirti bo'yicha integrallasak

$$N = \oint_S \frac{q}{4\pi} d\omega = \frac{q}{4\pi} \times 4\pi = q ,$$

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

Yopiq sirt ichida

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

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

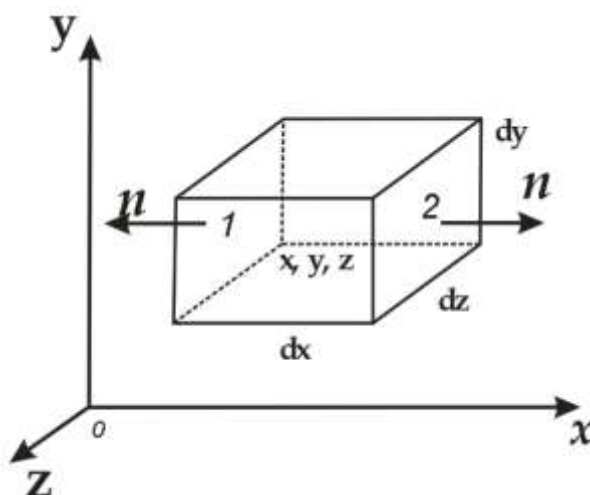
$$\vec{D} = \vec{D}_1 + \vec{D}_2 + \dots + \vec{D}_n = \sum_{i=1}^n \vec{D}_i.$$

Elektr induksiya oqimi esa,

$$N = \sum_{i=1}^n q_i,$$

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

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



3- rasm. ρ hajmiy zaryad zichligi bilan zaryadlangan elementar hajm

*rasm*da ρ hajmiy zaryad zichligi bilan zaryadlangan dV elementar hajm keltirilgan.

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

Elementar dV hajmning 1 – tomonidan chiqqan tashqi normal x o'qining manfiy yo'nalishiga mos keladi. Shu sababli, shu sirt bo'yicha vektor oqimi – $E_x(x)dydz$ ga teng bo'ladi. Parallelipipedning 2 – sirtidan chiqqan tashqi normal x o'qining musbat yo'nalishiga mos keladi va shu sirt bo'yicha oqim $+ E_x(x + dx)dydz$ ga teng bo'ladi. Ikkala oqim yig'indisi

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

ga teng bo'ladi. Parallelipipedning butun sirti bo'yicha to'la oqim

$$dN = \operatorname{div} E dV,$$

ga teng bo'ladi, bu yerda

$$\operatorname{div} E = \frac{\partial E_x}{\partial x} + \frac{\partial E_y}{\partial y} + \frac{\partial E_z}{\partial z}$$

Ostrogradskiy – Gauss teoremasiga asosan, shu oqim

$$dN = q = \rho dV$$

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

$$\operatorname{div} E = \rho,$$

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

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

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

$$\rho = \frac{q}{V},$$

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

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

$$\sigma = \frac{q}{S},$$

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

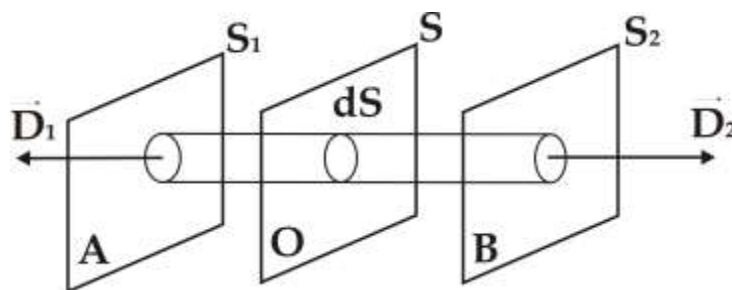
- Zaryadning chiziqli zichligi deb, jismning uzunlik birligiga mos kelgan zaryadga miqdor jihatdan teng fizik kattalikka aytiladi, ya'ni

$$\tau = \frac{q}{\ell},$$

bu yerda q - jismning ℓ uzunligiga mos kelgan zaryad miqdori.

va quyidagi misollarni ko'rib chiqamiz.

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



4-rasm. Bir tekis zaryadlangan cheksiz tekislik

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

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

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

Silindrning asoslaridan chiqayotgan induktsiya oqimlari quyidagiga teng:

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

Umumiy oqim esa,

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

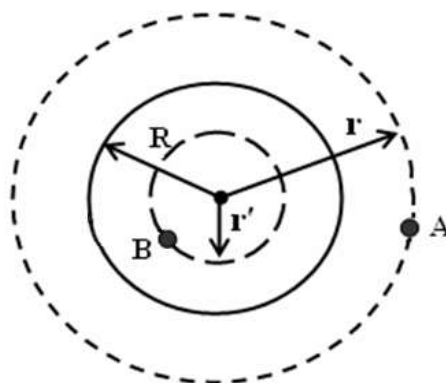
Ostrogradskiy – Gauss teoremasiga asosan yopiq sirtan chiqayotgan *elektr induksiya oqimi* N , shu yopiq sirt ichidagi zaryad $q = \sigma S$ ga tengdir:

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

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

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

2-misol. Bir tekis hajmiy zaryadlangan sharning maydoni. Radiusi R bo'lgan, hajm bo'yicha zaryadlangan sharning hajmiy zichligi $\rho > 0$ bo'lsin (28 - rasm). Zaryadlangan sharning tashqi ($r > R$) va ichki ($r < R$) qismlaridagi maydonni hisoblab ko'ramiz.



5-rasm. Bir tekis hajmiy zaryadlangan shar maydoni

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

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

Maydon induktsiyasi va maydon kuchlanganligi quyidagiga teng bo'ladi

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

$$E = \frac{D}{\epsilon\epsilon_0} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0\epsilon} \cdot \frac{q}{r^2} ; \quad E = \frac{D}{\epsilon\epsilon_0} = \frac{\rho}{3\epsilon\epsilon_0} \cdot \frac{R^3}{r^2} ,$$

V nuqtaga nisbatan maydon induktsiyasi va kuchlanganligi quyidagiga teng bo'ladi. Ichki sfera zaryadi q' ga teng bo'lsa

$$q' = \rho \cdot V' = \rho \frac{4}{3} \pi r'^3, \quad \rho = \frac{q}{\frac{4}{3} \pi R^3}$$

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

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

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

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

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

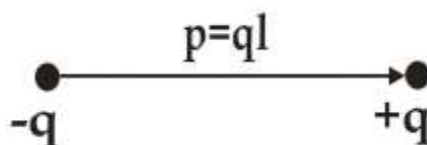
g. ga teng bo'ladi. Agarda shar sirti bir tekis sirt zaryad zichligi bilan zaryadlangan bo'lsa, u holda $q' = 0$, maydon kuchlanganligi ham $E = 0$ bo'ladi.

h. Elektr dipoli

Nuqtaviy zaryadlarning eng sodda tizimlaridan biri elektr dipolidir. Miqdor jihatdan bir – biriga teng, ishoralari bir biriga teskari bo'lgan va bir - biridan ma'lum masofaga siljirilgan $-q_1$ va $+q_2$ zaryadlar majmuasi dipoldeb ataladi. ℓ - manfiy zaryaddan musbat

zaryadga o'tkazilgan radius – vektor deb hisoblaymiz (29 – rasm). U holda $\vec{p} = q \vec{\ell}$ dipolning elektr momenti yoki dipolli moment deb ataladi.

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



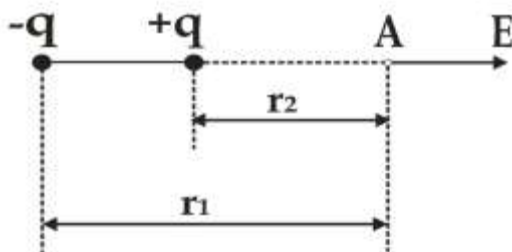
6-rasm. Eng sodda nuqtaviy zaryadlar majmuasi

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

$$E = q \left(\frac{1}{r_2^2} - \frac{1}{r_1^2} \right) \approx qd \left(\frac{1}{r^2} \right) (r_2 - r_1)$$

Yoki

$$\vec{E} = \frac{2q\vec{\ell}}{r^3} = \frac{2\vec{p}}{r^3}$$



7-rasm. Nuqtaviy dipolning A nuqtadagi elektr maydoni

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

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

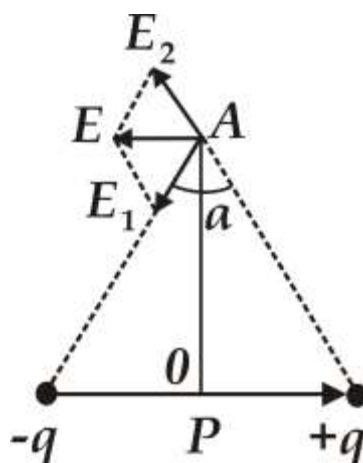
\vec{E} vektor $-q$ va $+q$ nuqtaviy zaryadlar qo'zg'atgan \vec{E}_1 va \vec{E}_2 maydon

kuchlanganliklarining geometrik yig'indisidan iborat bo'ladi. Rasmdan ko'rinishicha, \vec{E} vektor dipol momenti \vec{p} ga antiparalleldir va uning qiymati

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

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

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



8-rasm. Nuqtaviy dipol o'qiga perpendikulyar chiziqda yotgan nuqtadagi elektr maydon

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

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

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

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

¹Elektr maydoni bir jinsli bo'lmaganda, natijaviy kuch $\vec{F} = \vec{F}_1 + \vec{F}_2$ nolga teng bo'lmaydi. U holda $F = q(E_2 - E_1)$. Bu maydonlar kuchlanganliklari $-q$ va $+q$ zaryadlar joylashgan nuqtalarda bo'lgani uchun, ularni elektr maydonining differentsiali bilan ifodalash mumkin:

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

Shunga o'xshash

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

Bu matematik ifodani Gamilton operatori bilan belgilasak,

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

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

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

ga ega bo'lamiz.

¹ Virtual laboratoriya ishlarini muqobil va mustaqil ish sifatida "Vlab", "Виртуалка", "PhetPhysics", "Crocodile Technology/Physics", "Beginning Electronics" va "Interactive Physics" pedagogik dasturiy vositalari orqali bajarish tavsiya etiladi

9- MA'RUZA: DIELEKTRIKLARNING QUTBLANISHI

REJA:

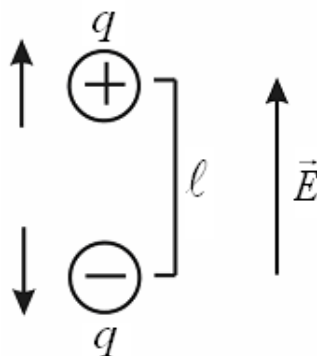
1. Dielektriklarning qutblanishi
2. Dielektriklarning elektron va dipolli qutblanishi, qutblanish vektori
3. Segneto elektrklar
4. Pezoelektrik effekt
5. «Dielektrik-Dielektrik» chegarasidagi chegaraviy shartlar

Dielektriklarning qutblanishi

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

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

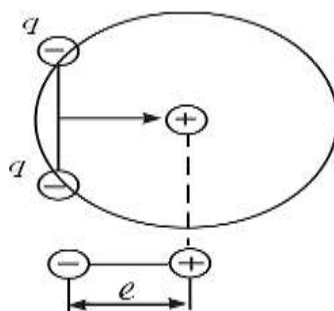
Birinchi turdagi dielektriklar (N_2 , H_2 , O_2 , CO_2 vab.) molekularidagi elektronlar yadro atrofida simmetrik joylashib tashqi elektrostatik maydon bo'lmaganda, musbat va manfiy zaryadlarning og'irlik markazlari ustma-ust tushgan bo'ladi. Bunday dielektriklar molekulari *qutbsiz molekular* deyiladi.



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

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

Ikkinchiturdagidielektriklar (H_2O , NH_3 , SO_2 , CO ,.....) molekularidagielektronlaryadroatrofidanosimmetrikjoylashganbo'ladi tashqielekrostatik maydonbo'lmagandahammusbatvamanfiy zaryadlarningog'irlik markazlariustma-usttushmaydi. Bundaydielektrikmolekulalaritashqimaydonsizhamdipolmomentigaegabo'lib, ular *qutbli molekular* debataladi(2 - rasm).



2 - rasm. Qutbli molekula dipoli

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

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

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

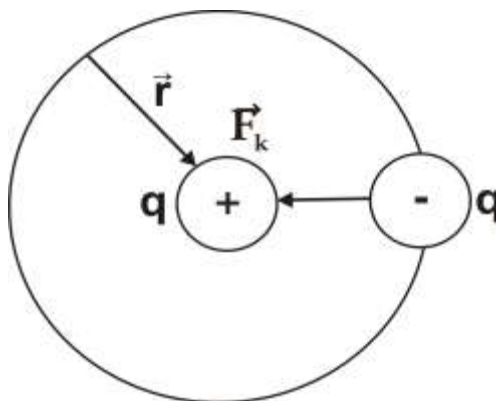
Quyidagi qutblanish turlari mavjuddir:

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

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

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

Molekulalari qutbsiz bo'lgan dielektriklarning eng soddasi vodorod molekulasining atomidir. Tashqi elektrostatik maydon bo'lmaganda $\vec{E} = 0$, vodorod atomidagi bitta elektron yadro atrofida \vec{r} radiusli orbita bo'ylab harakatlanadi (3-rasm).



3-rasm. Vodorod atomining dipoli

Bu holda elektronning yadroga tortilish kuchi Kulon qonuniga asosan:

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

Dan iborat bo'ladi, markazga intilma kuch esa

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

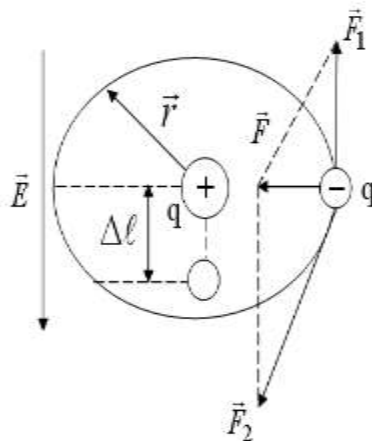
ga teng. Elektronning yadroga tortilish kuchi markazga intilma kuch bilan muvozanatda bo'ladi:

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

bu yerda ω – elektronning orbita bo'ylab harakatining burchak tezligidir.

Kuchlanganligi \vec{E} bo'lgan elektrostatik maydonga atom kiritilsa,

elektron orbitasi deformatsiyalanib, \vec{E} – vektorning yo'nalishiga qarama-qarshi tomonga $\Delta\ell$ – masofaga siljiydi. Bunda $F_{mi} = m\omega^2 r$ markazga intilma kuch teng ta'sir etuvchi uch F dan iborat bo'lib, elektrostatik maydonning elektronga ta'sir kuchi $F_1 = qE$ va elektronning yadroga tortilish kuchi F_2 dan iborat bo'ladi (4 - rasm).



4-rasm. Vodorod atomi dipolining tashq elektrostatik maydondagi deformatsiyasi

Rasmdagi burchaklardan

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

Munosabatlarga ega bo'lamiz.

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

$$\Delta\ell = \frac{qE}{m\omega^2} ,$$

Va shu dipolning elektrmomentini quyidagicha ifodalash mumkin:

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

Agar 1 – ifodadagi $m\omega^2$ ni 2 – ifodaga qo'yilsa, dipolning elektrmomenti quyidagicha ko'rinishni oladi:

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

yoki

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

Buni vector ko'rinishda quyidagicha ifodalash mumkin:

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

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

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

Ga ega bo'lamiz.

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

$$\vec{P}_\ell = \alpha \varepsilon_0 \cdot \vec{E} \quad ,$$

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

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

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

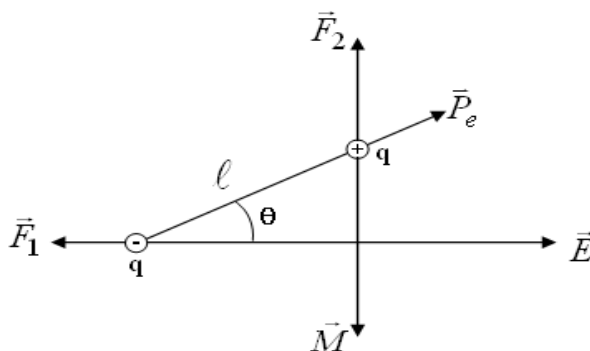
Bu juft kuchlarning moment \vec{M} ning son qiymati quyidagiga teng bo'ladi

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

Vector ko'rinishda esa

$$\vec{M} = [\vec{P}_\ell \cdot \vec{E}] \quad ,$$

Bilan ifodalanadi.



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

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

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

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

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

Juft kuchlar yig'indisi quyidagiga teng bo'ladi.

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

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

$$\vec{E}_1 - \vec{E}_2 = l \cdot \left(\frac{d\vec{E}}{dl} \right) ,$$

demak,

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

Skalyar ko'rinishda esa,

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

Ga tengdir. (25.13) – ifodani quyidagicha ifodalashimiz mumkin

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

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

Qutblanish vektor (\vec{P}_ℓ) deb, dielektrikning bir birlik hajmidagi barcha Dipollar elektrmomentlarining vektor yig'indisiga miqdor jihatdan teng bo'lgan fizik kattalikka aytiladi, ya'ni ΔV elementar hajmdagi n ta dipolning elektr momentlari yig'indisini ΔV hajmgabo'lgan nisbatigateng

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

bunda $\vec{P}_{\ell i}$ – qutblangan i – molekulaning elektrmomenti.

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

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

Bu yerda n_0 – dielektrikning birlik xajmidagi molekular soni – konsentratsiyasidir.

Demak, qutbsiz molekulada induktsiyalangan dipolning elektrmomenti quyidagicha ifodalanadi:

$$\vec{P}_\ell = n_0 \cdot \varepsilon_0 \alpha \cdot \vec{E},$$

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

$$\chi_\ell = 4\pi r^3 \cdot n_0,$$

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

10-MA'RUZA: ELEKTROSTATIK MAYDONIDAGI O'TKAZGICHLAR

Reja:

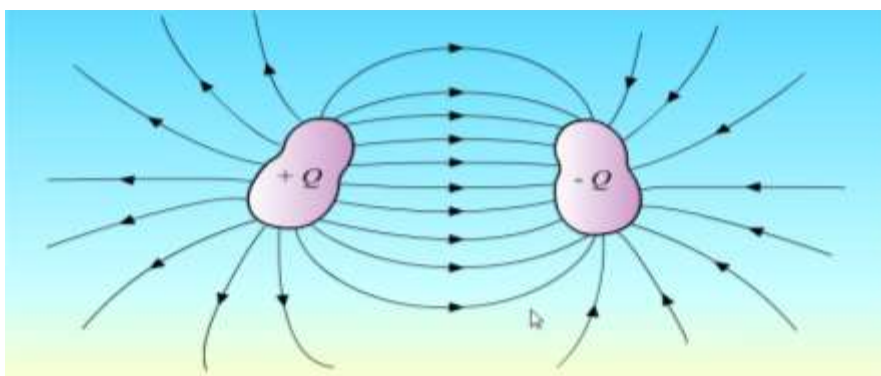
1. O'tkazgichlarning elektr sig'imi
2. Kondensator va ularning sig'imi
3. Har xil geometrik shaklli kondensatorlar elektr sig'imi
4. Zaryadlangan o'tkazgichlar tizimining energiyasi
5. Elektr maydon energiya zichligi

Elektr sig'imi

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

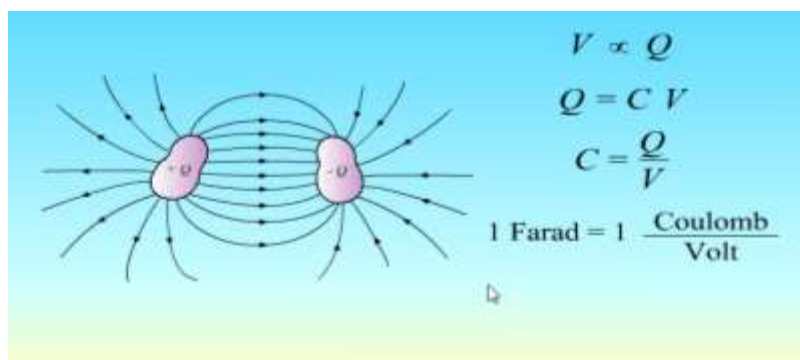


¹Kondensatorlar elektraylanishidakeng qo'llaniladigan qurilmahisoblanadi. Ularelektrozaryadva energiyani saqlashda qo'llaniladi. Quyida ikki turdagi kondensator gamisolari berilgan



Kondensator ikki ta teng va qarshizaryalarga ega bo'lgan o'tkazgichdan iborat. Kondensator dagi o'tkazgichlar shaklidan qat'iy nazar platalar deb ataladi

¹ Virtual laboratoriya ishlarini muqobil va mustaqil ish sifatida "Vlab", "Виртуалка", "PhetPhysics", "Crocodile Technology/Physics", "Beginning Electronics" va "Interactive Physics" pedagogik dasturiy vositalari orqali bajarish tavsiya etiladi

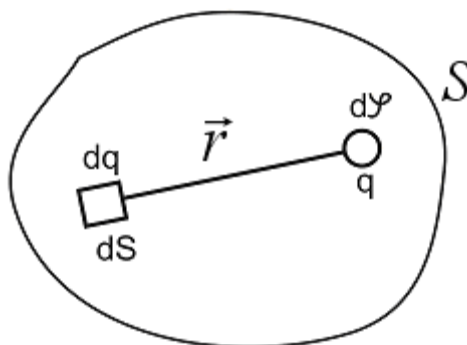


Sig'imbirligik ulontaqsim volt gaya'ni 1 farad gateng

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

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

Zaryadlangan o'tkazgich ekvipotensial sirtining φ - potensialini aniqlash uchun uning butun S sirti bo'ylab zaryadini aniqlaymiz (*1 - rasm*).



1-rasm. dq - zaryadning r masofadagi potentsiali

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

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

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

yoki

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

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

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

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

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

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

Sharchaning elektr sig'imi

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

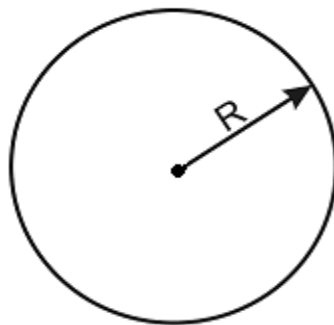
$$\varphi = \frac{q}{4\pi\epsilon_0\epsilon R},$$

bu yerda

$$C = \frac{q}{\varphi} = \frac{q4\pi\epsilon_0\epsilon \cdot R}{q} = 4\pi\epsilon_0\epsilon \cdot R, \quad (28.6)$$

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

$$\epsilon = \frac{C}{4\pi\epsilon_0 R}, \quad (28.7)$$

2- rasm. R radiusli yakkalangan shar

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

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

bu yerda vakuumning dielektrik singdiruvchanlik ifodasidan foydalansak:

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

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

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

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

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

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

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

Kondensatorlar

Elektr sig'imining ifodasi quyidagidan iborat bo'lgani uchun

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

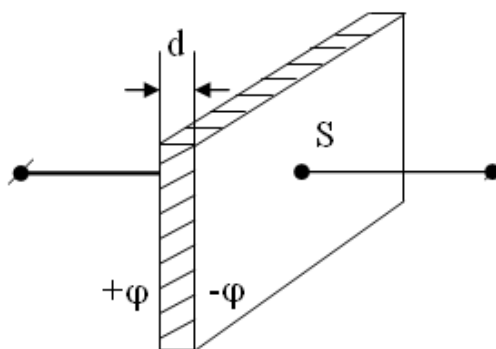
sig'im asosan, o'tkazgichning shakli va o'lchamlariga hamda muhitning dielektrik singdiruvchanligiga proporsionaldir.

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

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

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

Odatda kondensatordagi elektr maydoni kuch chiziqlari bir qoplamada boshlanib, ikkinchisida tugaydi.



3 - rasm. Yassi kondensator

Kondensator sig'imi qoplamalardagi zaryad miqdoriga to'g'ri proporsional va qoplamalar orasidagi potentsiallar farqiga teskari proporsionaldir.

$$C = \frac{q}{\varphi_1 - \varphi_2}, \quad (28.8)$$

44-rasmda kondensator tasvirlangan. S – yuzali ikkita yassi metall plastinkalar orasidagi masofani d ga teng deb hisoblaymiz, qoplamalarda esa $-q$ va $+q$ sirt zaryadlari induktsiyalangan bo'ladi.

Qoplamalar orasidagi elektr maydonini bir jinsli, S – yuzali ikkita yassi metall plastinkalar orasidagi masofani d ga teng deb hisoblaymiz, qoplamalarda esa $-q$ va $+q$ sirt zaryadlari induktsiyalangan bo'ladi.

Qoplamalar orasida ε dielektrik singdiruvchanlikka ega bo'lgan modda bo'lsa, potentsiallar farqi quyidagiga teng bo'ladi:

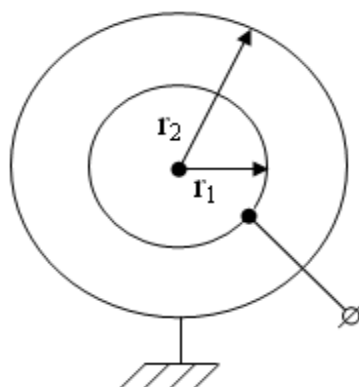
$$\varphi_1 - \varphi_2 = \frac{\sigma d}{\pi \varepsilon_0 \varepsilon}, \quad (28.9)$$

bu yerda $q = \sigma \cdot S$, σ - sirt zaryadi zichligi, S – qoplamalar yuzasi. Natijada, yassi kondensator sig'imi quyidagiga teng bo'ladi.

$$C = \frac{\epsilon_0 q}{\sigma d} = \frac{\epsilon_0 \sigma \cdot S}{\sigma d} = \epsilon_0 \epsilon \frac{S}{d}, \quad (28.10)$$

Sferik kondensator

Qoplamalarining radiuslari r_1 va r_2 bo'lgan sferik kondensator 45 - rasmda tasvirlangan.



4-rasm. Sferik kondensator

Kondensator qoplamalarida q zaryad induktsiyalangan bo'lganda, ular orasidagi potentsiallar farqi quyidagicha ifodalanadi :

$$\varphi_1 - \varphi_2 = \frac{q}{4\pi\epsilon_0\epsilon} \left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} \right), \quad (28.11)$$

bu yerda r_1 va r_2 ichki va tashqi sferik qoplamalar radiuslaridir. Shuning uchun sig'im quyidagicha ifodalanadi:

$$C = \frac{q}{\varphi_1 - \varphi_2} = 4\pi\epsilon_0\epsilon \left(\frac{r_1 \cdot r_2}{r_2 - r_1} \right), \quad (28.12)$$

Agarda r_2 tashqi radius va r_1 ichki radiusdan juda katta bo'lsa, (28.12) – ifoda soddalashadi:

$$C = 4\pi\epsilon_0\epsilon r_1, \quad (28.13)$$

Bu natija tashqi qoplama sferik bo'lmaganda ham o'rinli bo'lgani uchun, (28.13) – ifodani *yakkalangan shar sig'imi* deb hisoblaymiz.

Agarda $r_1 - r_2 = d$ – qoplamalar orasidagi masofa qoplamalarning o'rtacha radiusidan juda kichik bo'lsa, sferik kondensatorning sig'imi quyidagicha ifodalanadi:

$$C = 4\pi\epsilon_0\epsilon \cdot \frac{r_1 \cdot r_2}{r_2 - r_1} \approx 4\pi\epsilon_0\epsilon \frac{r^2}{d} = \epsilon_0\epsilon \frac{S}{d}$$

bu yerda $S=4\pi r^2$ – qoplamalar sirtlarining yuzasidir.

Silindrik kondensator

Bu holda kondensatorni radiuslari r_1 (ichki) va r_2 (tashqi) ikkita koaksial Silindr ko'rinishdagi qoplamalardan iborat bo'ladi, deb hisoblaymiz. Silindrlarning uzunligi ular orasidagi masofadan juda katta deb hisoblanadi. Qoplamalar orasidagi potentsiallar farqi quyidagidan iborat bo'ladi:

$$\varphi_1 - \varphi_2 = \frac{q}{2\pi\epsilon_0\epsilon\ell} \ln \frac{r_2}{r_1} ,$$

bu yerda q - Silindr uzunligidagi zaryad, $\frac{q}{\ell}$ - birlik uzunlikdagi zaryad va ℓ - Silindr uzunligidir.

Birluk uzunlikka to'g'ri keluvchi Silindrik kondensator sig'imi quyidagiga tengdir:

$$C = \frac{2\pi\epsilon_0\epsilon\ell}{\ln \frac{r_2}{r_1}} ,$$

Boshqa tarafdin, (28.15) – ifoda metall sim izolyator qatlami bilan o'ralgan kabel sig'imini eslatadi.

Qoplamalar orasidagi masofa d , Silindrlar radiuslariga nisbatan juda kichik bo'lsa, bu holda Silindrik kondensator sig'imi quyidagidan iborat bo'ladi:

$$C = \epsilon_0\epsilon \frac{S}{d} ,$$

Elektrostatik maydon energiyasi

Elektrostatik maydon – potentsial maydondir, shuning uchun unga kiritilgan zaryadlar potentsial energiyaga ega bo'ladilar.

q_1 va q_2 nuqtaviy zaryadlarning potentsial energiyalarini baholaymiz. Har bir zaryad, boshqa zaryad maydonida potentsial energiyaga ega bo'ladi:

$$W_1 = q_1 \cdot \varphi_{12}, \quad W_2 = q_2 \cdot \varphi_{21} ,$$

φ_{12} - q_2 – zaryadning q_1 zaryad turgan joyda hosil qilgan potentsialidir,

φ_{21} - q_1 – zaryadning q_2 zaryad turgan joyda hosil qilgan potentsialidir.

$$\varphi_{12} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0\epsilon} \frac{q_2}{r} , \quad \varphi_{21} = \frac{q_1}{4\pi\epsilon_0\epsilon r}$$

shuning uchun

$$W_1 = W_2 = W$$

$$W = q_1 \cdot \varphi_{12} = q_2 \cdot \varphi_{21} = \frac{q_1 \cdot \varphi_{12} + q_2 \cdot \varphi_{21}}{2}$$

Yakkalangan zaryadli o'tkazgich energiyasi

O'tkazgich q - zaryadga, S – sig'imga va φ - potentsialga ega bo'lsin. O'tkazgich zaryadini dq ga oshiramiz. Uning uchun cheksizlikdan, (ya'ni $\varphi \neq 0$ bo'lgan joydan) dq zaryadni o'tkazgichga ko'chiramiz. Bu holda bajarilgan ish

$$dA = \varphi \cdot dq = \varphi \cdot C \cdot d\varphi$$

ga teng bo'ladi, chunki

$$q = C\varphi , \quad dq = C \cdot d\varphi .$$

Bajarilgan to'la ish

$$A = \int_0^{\varphi} C \cdot \varphi d\varphi = C \int_0^{\varphi} \varphi d\varphi = C \frac{\varphi^2}{2} ,$$

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

Zaryadlangan kondensator energiyasi quyidagiga teng bo'ladi:

$$W = \frac{C(\varphi_1 - \varphi_2)^2}{2} = \frac{C(\Delta\varphi)^2}{2} = \frac{q \cdot \Delta\varphi}{2}$$

11-MA'RUZA: ELEKTRODINAMIKA ASOSLARI

REJA:

1. Elektr toki
2. Tokning kuchi va zichligi
3. Om va Djoul-Lents qonunlarining integral va differentsial ko'rinishlari

Elektr toki

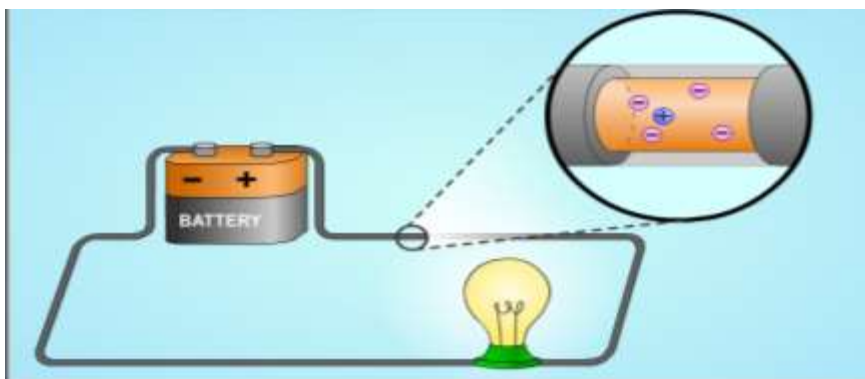
Agar o'tkazgichning ikki nuqtasi orasidagi potentsiallar ayirmasi doimiy saqlansa ($\varphi_1 - \varphi_2 = \text{const}$), o'tkazgichidan oldan farqli maydon hosil bo'ladi. Bu maydon o'tkazgichdagi erkin zaryadlarning bir tomonga yo'nalgan tartibli harakatini yuzaga keltiradi. Bu holda musbat zaryadlar o'tkazgichning katta potentsialli nuqtasidan kichik potentsialli nuqtasiga, manfiy zaryadlar esa, aksincha harakatlanadilar.

Elektr zaryadining tartibli harakatiga *elektr toki* deb aytiladi.

Elektr tokini metallarda erkin elektronlarning, elektrolitlarda musbat va manfiy ionlarning, gazlarda esa musbat,

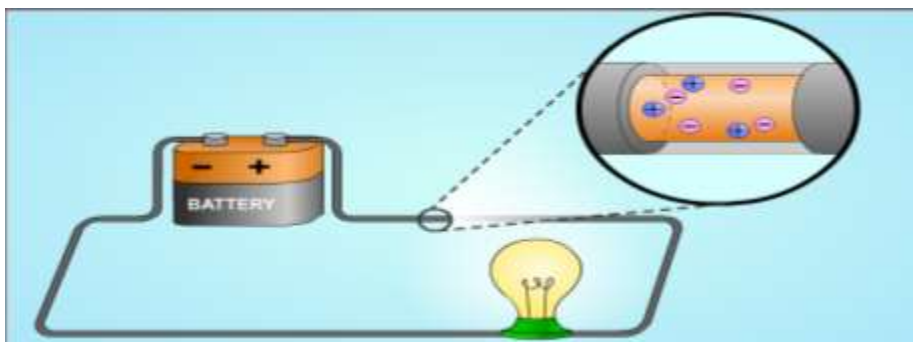
manfiy ionlar va elektronlarning harakati hosil qiladi.

Tok kuchi deb, o'tkazgichning ko'ndalang kesimi yuzasidan vaqt birligi ichida o'tgan elektr zaryadiga miqdor jihatidan teng bo'lgan fizik kattalikka aytiladi.



Ushbu xolatni biz elektr xolatni xisoblaymiz tartibli xarakat

Now we will consider the case of moving charges, that is, electric current
Endi biz sarflanishni o`rganib chiqamiz.

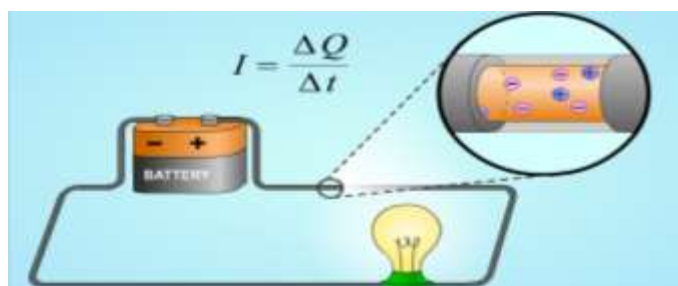


Consider an electrically neutral conductor.

Netral bo`lgan elektir o`tkazgichni qarab chiqing.

$$I = \frac{dq}{dt}$$

Tokning kuchi va yo`nalishi vaqt o`tishi bilan o`zgarmay qoladigan bo`lsa, *o`zgarmas tok* deb ataladi:



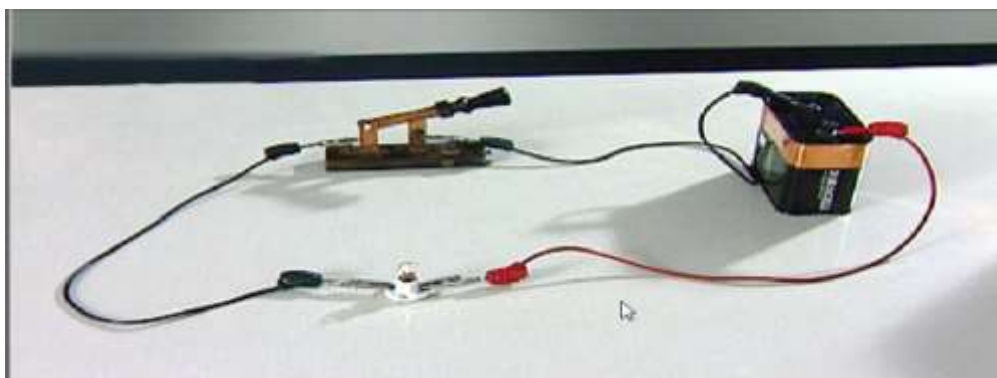
The current, I , is equal to ΔQ , the net charge passing a point, divided by the elapsed time, Δt .

Oqim I delta Q ga tenglashganda bita nuqtani boshqa nuqtaga ko'chadi delta va t orqali

$$I = \frac{q}{t},$$

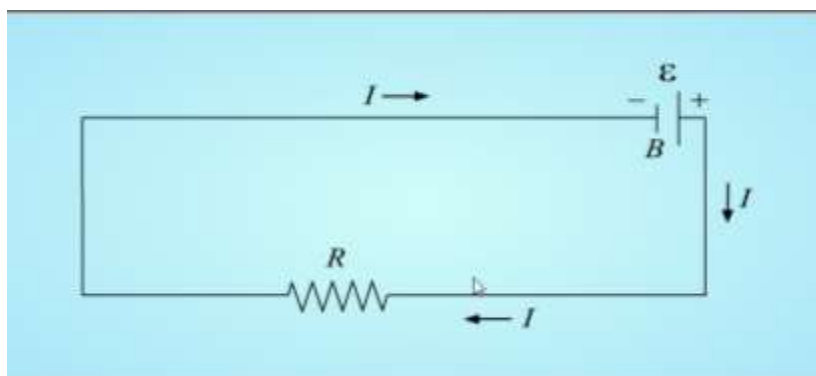
XB tizimida tok kuchining birligi Amper (A) bilan o'lchanadi. 1 Amper – o'tkazgichning ko'ndalang kesimidan 1 sekund ichida 1 Kulon zaryad miqdori o'tishini ko'rsatuvchi kattalikdir.

Agar tok kuchi o'tkazgichning ko'ndalang kesimi bo'yicha bir jinsli bo'lmasa, u holda o'tkazgichning ko'ndalang kesimi bo'yicha tok kuchining taqsimlanishini ifodalash uchun *tok kuchining zichligi* deb ataluvchi fizik kattalik tushunchasi kiritiladi:



In this unit, we continue our discussion of circuits with batteries and resistors

Bu bo'limda biz zaryad va rezistor to'g'risidagi bahsni davom etiramiz



For circuit analysis, circuits can be represented by simplified diagrams

Aylanish analizida, aylanish oddiy diagrammada ta'svirlangan

$$j = \frac{dI}{dS_{\perp}} = \frac{dI}{dS \cos \alpha},$$

bu yerda α - dS yuza bilan unga o'tkazilgan \vec{n} normal orasidagi burchakdir. Bu ifodadan o'tkazgichning ixtiyoriy yuzasidan o'tayotgan tok kuchini hisoblab topish mumkin

$$I = \int_S j dS_{\perp} = \int_S j dS \cos \alpha, \quad (30.4)$$

Tok kuchining zichligi deb, o'tkazgichning bir birlik ko'ndalang kesim yuzasidan o'tgan tok kuchiga miqdor jihatidan teng bo'lgan fizik kattalikka aytiladi.

O'tkazgichning ichida, Kulon kuchi hosil qilgan maydonning kuchlanganligi \vec{E} o'tkazgichning ikki uchidagi potentsiallar farqi yo'qolguncha saqlanadi. Demak, zanjirda uzluksiz o'zgarmas tok o'tib turishi uchun, Kulon kuchidan tashqari potentsiallar farqini hosil qiluvchi tashqi noelektrik kuchlar ham mavjud bo'lishi zarur. Bunday kuchlarni *elektrga yot kuchlar* deb ataymiz.

Elektrga yot kuchlar uzluksiz tokni ta'minlab turishi uchun har xil ishorali zaryadlarni ajratib, potentsiallar farqini doimiy saqlab turadi. Bunday elektrga yot kuchlarni elektr energiya manbalari (galvanik elementlar, akkumulyatorlar, elektr generatorlari) yetkazib turadi.

Elektrga yot kuchlarni hosil qiluvchi qurilmalar *tok manbalari* deb ataladi.

Tok manbalari, elektrga yot kuchlarning ish bajarishi natijasida, u yoki bu energiya turining elektr energiyaga aylanishi sababli xosil bo'ladi. Shu sababli bu kuch *elektr yurituvchi kuch* (*EYuK*) deb ataladi.

$$\varepsilon = \frac{A}{q}, \quad (30.5)$$

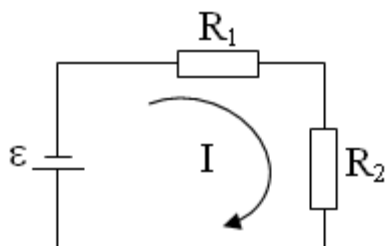
Manbaning *EYuK* zanjir ochiq bo'lganda, uning qutblaridagi potentsiallar ayirmasiga teng bo'ladi va Voltlarda o'lchanadi.

Om va Djoul-Lents qonunlarining differentsial va integral ifodalari

Elektrga yot kuchlar ta'sir etmaydigan zanjirning qismi *bir jinsli o'tkazgich* deb ataladi (R_1, R_2) (*I-rasm*).

Om qonuniga asosan, bir jinsli o'tkazgichdan o'tayotgan tok kuchi kuchlanishga to'g'ri proporsional, o'tkazgich qarshiligiga teskari proporsionaldir:

$$I = \frac{U}{R}, \quad (31.1)$$

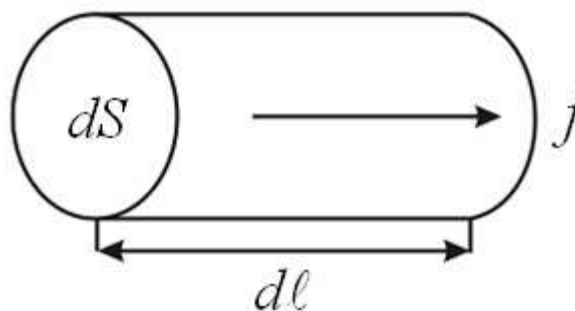


1-rasm. Ikkita bir jinsli qarshilikdan iborat elektr zanjiri

bu yerda R – o‘tkazgichning elektr qarshiligi. Bir jinsli Silindrik o‘tkazgich qarshiligi quyidagicha ifodalanadi:

$$R = \rho \cdot \frac{\ell}{S}, \quad (31.2)$$

bu yerda ℓ - o‘tkazgich uzunligi, S – uning ko‘ndalang kesimi yuzasi, ρ - o‘tkazgichning solishtirma elektr qarshiligidir. Tok zichligi – \vec{j} va maydon kuchlanganligi yo‘nalishiga mos bo‘lgan, uzunligi $d\ell$ ga teng bo‘lgan Silindrik o‘tkazgichni olamiz (2-rasm).



2-rasm. Bir jinsli Silindrik o‘tkazgich

\vec{j} - tok zichligi yo‘nalishi maydon kuchlanganligi yo‘nalishiga mos keladi. O‘tkazgichning ko‘ndalang kesimi yuzasidan oqib o‘tuvchi tok kuchi

$$I = j dS$$

ga teng. O'tkazgichning qarshiligini $\rho \cdot \frac{d\ell}{dS}$ va undagi kuchlanish tushishini

$$U = Ed\ell$$

deb olsak, bu holda Om qonunini shunday ifodalasak bo'ladi:

$$jdS = \frac{Ed\ell dS}{\rho d\ell} \quad \text{yoki} \quad j = \frac{1}{\rho} \cdot E$$

Tok zichligi va maydon kuchlanganligining yo'nalishlari bir xil bo'lgani uchun

$$\vec{j} = \frac{1}{\rho} \vec{E} = \sigma \cdot \vec{E}, \quad (31.3)$$

bu yerda σ - o'tkazgichning solishtirma o'tkazuvchanligi. Bu ifoda *Om qonunining differentsial ko'rinishi* deb ataladi. Tok kuchi qarshilikdan o'tayotganda, uning energiyasi o'tkazgichni qizitishga sarf bo'ladi

$$Q = I \cdot U \cdot t = I \cdot I \cdot R \cdot t = I^2 \cdot R \cdot t, \quad (31.4)$$

bu ifoda *Djoul-Lents qonuni* deb ataladi.

Agar, tok kuchi vaqt bo'yicha o'zgarsa, u holda t - vaqt ichida ajralib chiqayotgan issiqlik miqdori quyidagicha hisoblanadi:

$$Q = \int_0^t I^2 R dt, \quad (31.5)$$

Elementar hajmda $dV = d\ell \cdot dS$ hajmda ajralib chiqayotgan issiqlik miqdori quyidagicha hisoblanadi:

$$dQ = RI^2 dt = \rho \frac{d\ell}{dS} (j \cdot dS)^2 \cdot dt = \rho d\ell \cdot dS \cdot j^2 dt,$$

$$dQ = \rho \cdot j^2 \cdot dV \cdot dt, \quad (31.6)$$

bu yerdan birlik hajmdan birlik vaqt ichida ajralib chiqayotgan issiqlik miqdorini topamiz:

$$Q_{sol.} = \frac{dQ}{dV \cdot dt} = \rho \cdot j^2 = \rho \cdot (\sigma^2 \cdot E^2)$$

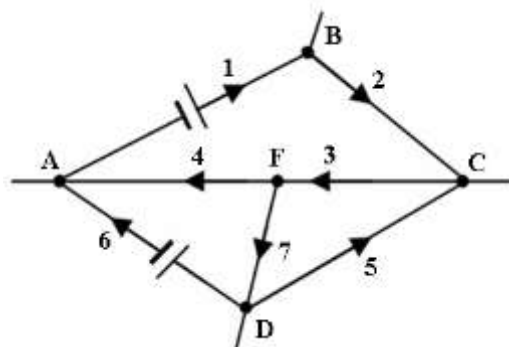
$$Q_{sol.} = \sigma \cdot E^2, \quad (31.7)$$

Bu ifoda *Djoul-Lents qonunining differentsial* ko'rinishidir.

Kirxgof qoidalari

Amalda murakkab tarmoqlangan zanjirlar bilan ishlashga to'g'ri keladi. 48 - rasmda shunday tarmoqlangan zanjir tasvirlangan.

Bu zanjirda 7 ta zanjir qismlari va beshta A, B, C, D, F tarmoqlanish tugunlari mavjud bo'lib, bu nuqtalarda 3 tagacha o'tkazgichlar (simlar) tutashadi. Zanjirning 7 ta qismlari tarkibida r_1, r_2, \dots, r_7 qarshiliklar va $\varepsilon_1, \varepsilon_2, \dots, \varepsilon_7$ manbalar mavjuddir.



3 - rasm. Murakkab elektr zanjirida o'tkazgichlarning tutashish nuqtalari

Zanjirning barcha qismlarida tok kuchini hisoblashga harakat qilamiz. Tarmoqlanish tugunlaridan 7 - sini olamiz. Bu nuqtada $i_3, i_4,$

toklar oqadigan 3, 4 va 7 zanjirning qismlari tutashadi. 7 - nuqtaga keluvchi i_3 tokning ishorasini musbat, nuqtadan tarqaluvchi i_4 va i_7 toklar ishorasini manfiy, deb hisoblaymiz.

Birlik vaqt ichida 7 - tugunga keluvchi zaryadlar miqdori yuqorida keltirilgan toklarning algebraik yig'indisiga tengdir $i_3 - i_4 - i_7$. Agarda zanjirda toklar doimiy bo'lsa, natijaviy tok nolga teng bo'ladi, chunki, aks holda kuzatilayotgan nuqta potentsiali vaqt bo'yicha o'zgargan bo'lar edi. Bu qoida zanjirning barcha tarmoqlanish nuqtalariga talluqlidir.

Shu sababli, elektr zanjirning tuguniga keluvchi toklarning algebraik yig'indisi tugundan chiquvchi toklarning algebraik yig'indisiga teng bo'ladi va shu nuqtadagi natijaviy

tok qiymati nolga teng bo'ladi:

$$\sum_{i=1}^n i_k = 0,$$

Bu ifoda *Kirxgofning birinchi qoidasi* deb ataladi.

Murakkab elektr zanjirning $A B C F A$ yopiq konturini olamiz. Uning alohida qismlariga zanjirning bir qismi uchun Om qonunini qo'llaymiz. U holda A va V nuqtalardagi potentsiallar farqi uchun quyidagiga ega bo'lamiz:

$$U_{AB} = U_A - U_B = i_1 r_1 - \varepsilon_1$$

Zanjirning boshqa qismlariga ham qo'llasak:

$$U_B - U_C = i_2 r_2 - \varepsilon_2,$$

$$U_C - U_F = i_3 r_3 - \varepsilon_3,$$

$$U_F - U_A = i_4 r_4 - \varepsilon_4$$

Bu tengliklarni hadma-had qo'shsak, chap tarafdagi hadlar yig'indisi nolga teng bo'ladi va quyidagi ifodaga ega bo'lamiz:

$$i_1 r_1 + i_2 r_2 + i_3 r_3 + i_4 r_4 = \varepsilon_1 + \varepsilon_2 + \varepsilon_3 + \varepsilon_4$$

Elektr zanjirning istalgan yopiq konturi uchun shunday munosabat doimo o'rinlidir:

$$\sum_{i=1}^n I_i \cdot R_i = \sum_{i=1}^n \varepsilon_i,$$

Bu *Kirxgofning ikkinchi qoidasi* deb ataladi va uni shunday ta'riflash mumkin: tarmoqlangan elektr zanjirining ixtiyoriy yopiq konturi

qismlaridagi tok kuchlarining mos ravishda qarshiliklarga ko'paytmalarining algebraik yig'indisi, shu konturdagi *EYuK*larning algebraik yig'indisiga tengdir.

12-MA'RUZA: MAGNIT MAYDONI

Reja:

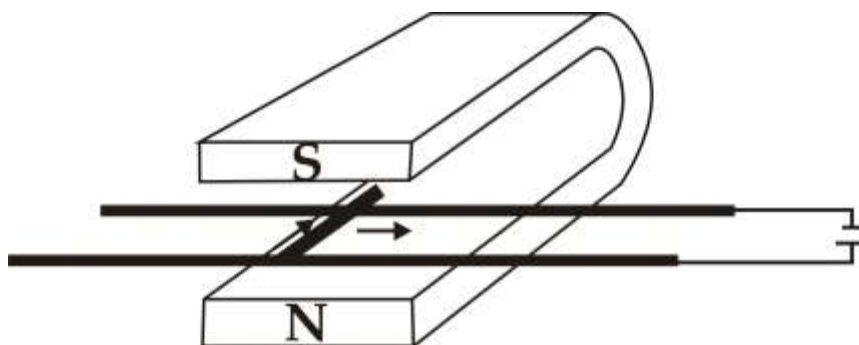
1. Magnit maydoni
2. Magnit induksiyasi vektori
3. Magnit induksiyasi chiziqlari
4. Magnit maydonlar superpozitsiya prinsipi
5. Bio-Savar-Laplas qonuni va uning to'g'ri, aylanma toklar magnit maydonlarini hisoblashda qo'llash
6. Harakatlanayotgan zarrachaning magnit maydoni

Magnit maydoni induksiyasi.

Magnitlarning va toklarning o'zaro ta'sirini uchta tajrib orqali ko'rib chiqamiz:

1. Tok magnit strelkasi ustida joylashgan to'g'ri o'tkazgich bo'ylab o'tayotgan bo'lsin. Bunda, magnit strelkasiga tokning yo'nalishiga bog'liq bo'lgan juft kuchlar ta'sir etadi va magnit strelkas itekli o'tkazgichga perpendikulyar holda joylashadi.

2. Tok ikki ta o'tkazgichni tutashtirib, uning ustida erkin dumalay oladigan Silindr orqali o'tayotgan bo'lsin (*1 - rasm*).



1 - rasm. Magnit maydonida erkin harakatlanadigan tokli Silindrik o'tkazgich

Silindr doimiy magnit qutblari orasiga joylashtirilgan bo'lib, Silindrni harakatga keltiruvchi kuch tok yo'nalishiga va magnit qutblarining joylashishiga bog'liq bo'ladi.

3. Tok o'tayotgan ikkita parallel o'tkazgichlar, ulardagi tok yo'nalishlari bir xil bo'lganda tortishadi, tok yo'nalishlari qarama-qarshi bo'lganda itarishadi (50, 51 - rasmlar). Parallelo'tkazgichlar b masofada joylashgan, ulardan I_1 va I_2 tok o'tayotgan bo'lsa, o'tkazgichning ℓ uzunlikdagi bo'lagiga ta'sir etuvchi kuchni Xalqaro birliklar tizimida quyidagi tenglama orqali ifodalash mumkin:

BIO-SAVAR VA AMPER QONUNLARI



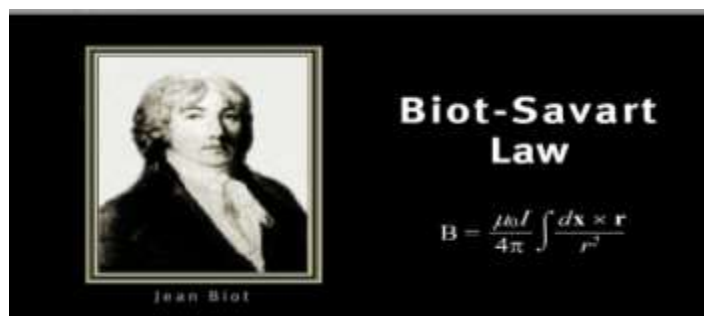
1819 yilda Erstedelektrotokio'tayotgano'tkazgich atrofidamagnitmaydoni hosil bo'lishini aniqladi.



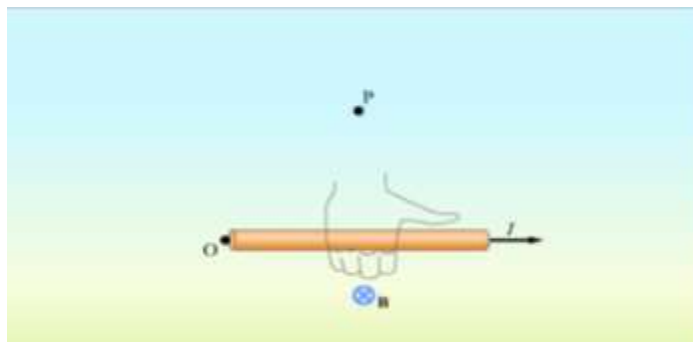
Bu kashfiyotdansa'ng, ikkita olim Jon Baptist Bio va Feliks Savarlar favquloddabu hodisanio'rganishgakinirishishdi.



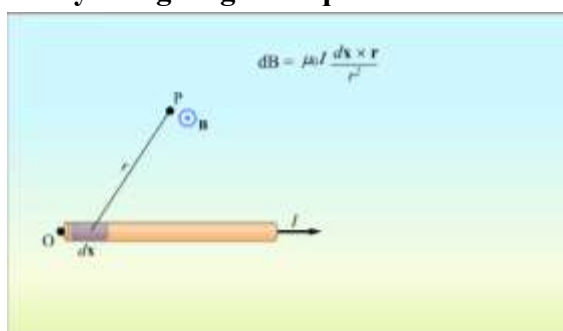
Ularning ishi fazodaginuqtada magnitmaydonini tok kuchi bilan bog'langan ifodasiniberdi.



Bu ifodahozirda Bio-Savar qonuni deb ataladi.



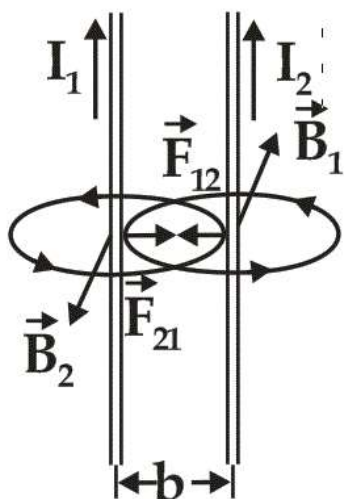
O'ng qo'l qoidasidan foydalanib, simdanyuqoridagiva P nuqtadagi magnit maydoni ekrandan bizga yo'nalganinivasimpastidaekrangatomon yo'nalganliginia niqlash mumkin.



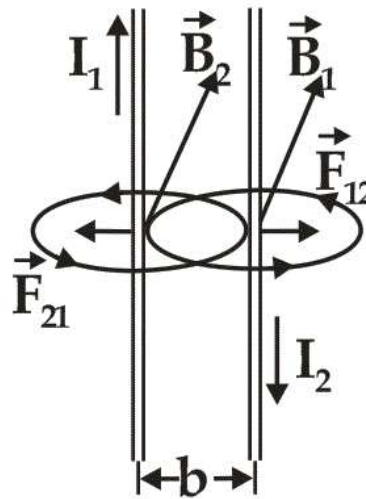
Bio-Savar qonunifaqat simning kichik elementlari biror nuqtadahosil qiladigan magnit maydoninagina berish hini tushinish juda muhimdir.

$$F = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{2I_1 I_2 \ell}{b}$$

Bu yerda μ_0 – magnit doimiysidir.



2 – rasm. Tok



3 – rasm. Tok

yo'nalishlari bir xil yo'nalishlari har xil

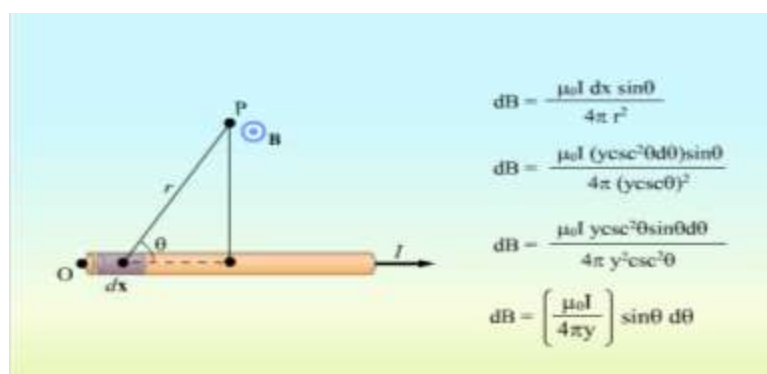
bo'lgano'tkazgichlar bo'lgano'tkazgichlar

orasidagi ta'sir etuvchi orasidagi ta'sir etuvchi

kuchlar

Tok kuchi XBT da Amperda o'lchanadi. *Amper*, miqdor jihatidan vakuumda bir-biridan 1 metr masofada joylashgan, ikkita parallel tokli o'tkazgichlar orasida $2 \cdot 10^{-7}$ Nyutonga teng o'zaro ta'sir kuchini hosil qiluvchi tok kuchiga tengdir. Ikkinchi tarafdin, tok kuchi 1 Amper bo'lganda, 1 sekund ichida o'tkazgichning ko'ndalang kesimi yuzasidan o'tayotgan zaryadlar miqdori 1 Kulonga teng bo'ladi.

Agar $I_1 = I_2 = 1A$, $\ell = b = 1$ m bo'lsa, u holda,



Bu yerda Bio-Savar qonuni doimiy I tok oqayotgan simning juda qisqa dx segmenti P nuqtada hosil qilayotgan magnit maydon induksiyasi uchun mos ifoda keltirilgan.

$$F = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{2I_1 I_2 \ell}{b},$$

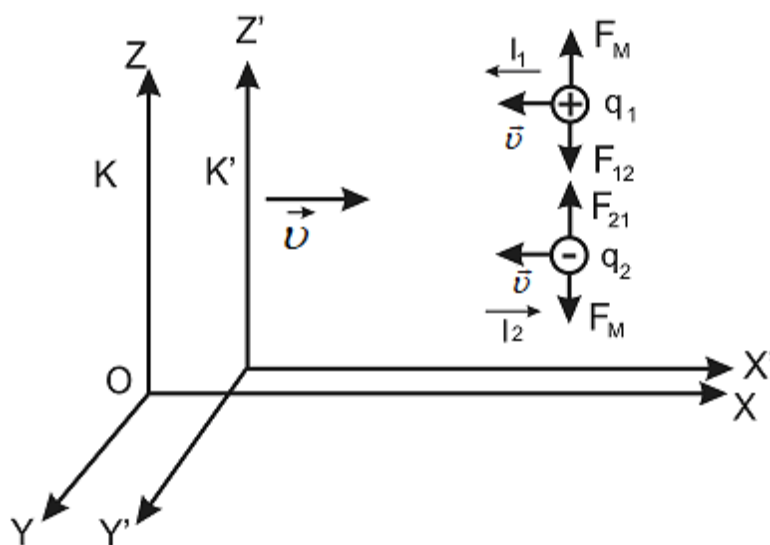
Ifodadan magnit doimiysini hisoblash mumkin

$$\mu_0 = \frac{4\pi b \cdot F}{2I_1 I_2 \ell} = \frac{12,56 \cdot 1 \cdot 2 \cdot 10^{-7}}{2 \cdot 1 \cdot 1 \cdot 1} \frac{N}{A^2} = 12,56 \cdot 10^{-7} \frac{N}{A^2},$$

Yaqindan ta'sir nazariyasiga ko'ra, harqanday tokli o'tkazgich (yoki harakatlanuvchi zaryad) qo'shni nuqtalarda, ya'ni o'z atrofida magnit maydonini hosil qiladi. Magnit kuchlarining paydo bo'lishini quyidagicha tushuntirish mumkin: ikkita $+q_1$ va $-q_2$ zaryadlar bir-biridan r masofada joylashgan bo'lsin (3 - rasm). "Qo'zg'almas" K sanoq tizimida ular orasida, Kulon qonuniga ko'ra, o'zaro tortishish kuchlari ta'sir etadi:

$$\vec{F}_{12} = -\vec{F}_{21} = \frac{q_1 q_2 \vec{r}}{4\pi\epsilon_0 r^3},$$

O'ng tarafga \vec{U} tezlik bilan harakatlangan K' sanoq tizimida bu zaryadlar chap tarafga $\vec{U} = -\vec{U}$ tezlik bilan harakatlana yotgandek tuyuladi. Lorents almashtirishlari ifodalaridan foydalansak, bu K' tizimda Kulon kuchlari quyidagicha ifodalanadi:



3-rasm. Harakatlanuvchi zaryadlarda magnit maydonining hosil bo'lishi

$$\vec{F}' = \frac{q_1 q_2 \vec{r}}{4\pi\epsilon_0 r^3} \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}} = \frac{q_1 q_2 \vec{r}}{4\pi\epsilon_0 r^3 \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} - \frac{q_1 q_2 \vec{r}}{4\pi\epsilon_0 r^3 \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \cdot \frac{v^2}{c^2},$$

Bu ifodaning o'ng tomonidagi birinchi qo'shiluvchi – elektr tortishish kuchlarini, ikkinchisi esa – ancha zaif bo'lib, harakatlanuvchi zaryadlar o'rtasidagi *magnit itarish kuchini* ifodalaydi.

$$\vec{F}'_e = \frac{q_1 q_2 \vec{r}}{4\pi\epsilon_0 r^3 \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}};$$

$$\vec{F}'_m = - \frac{q_1 q_2 \vec{r}}{4\pi\epsilon_0 r^3 \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \cdot \frac{v^2}{c^2},$$

$\vec{v} \ll c$ bo'lganda magnit kuchlarini, elektr kuchlariga nisbatan hisobga olmasa ham bo'ladi.

Agar elektronlar metall o'tkazgichda harakatlanayotgan bo'lsa, qo'shni o'tkazgichdagi elektronlar orasidagi o'zaro itarish kuchlari, elektronlar va panjaralardagi musbat ionlarning o'zaro tortishish kuchlari bilan muvozanatlashadi, harakatlanuvchi elektronlar orasidagi magnit kuchlari esa qo'shiladi. Elektronlar sonining ko'pligi natijaviy magnit kuchlarini sezilarli bo'lishiga olib kelad. Hosil bo'lgan magnit kuchi – qo'zg'almas sanoq tizimidan ,zaryadlar harakatlanayotgan sanoq tizimiga o'tishdagi elektr kuchlarining Lorents almashtirishlari natijasidir.

Magnit doimiysini $\frac{1}{\epsilon_0 c^2} = \mu_0$ deb belgilab, $v^2 = (-v')^2$ ekanligini hisobga olib,

magnit kuchini quyidagicha yozish mumkin:

$$\vec{F}_m' = q_1 [\vec{v}', \frac{\mu_0 q [\vec{v}' \vec{r}]}{4\pi r^3 \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}] = q_1 [\vec{v}', \vec{B}],$$

Bu yerda $\vec{B} = \frac{\mu_0 q [\vec{v}' \vec{r}]}{4\pi r^3 \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}$ - *magnit maydon induksiya vektoridir.*

Magnit maydon induksiyasi qo'zg'almas q zaryaddan \vec{r} - radius-vektor uzoqlikdagi nuqtadan \vec{v}' tezlik bilan harakatlanuvchi q_1 zaryadning hosil qilgan magnit maydonini xarakterlovchi kattalikdir.

XBT da magnit maydon induksiyasi «Tesla» (Tl) bilan o'lchanadi va u $1 \text{ N/A}\cdot\text{m}$ ga tengdir.

Bio-Savar-Laplas qonunining differentsial va integral ko'rinishlari

Magnit maydonini xarakterlovchi asosiy kattalik- magnit induksiya tashqari, ikkinchi kattalik - magnit maydon kuchlanganligi tushunchasi kiritiladi.

Ular bir-biri bilan quyidagicha bog'langandir:

$$\vec{H} = \frac{\vec{B}}{\mu\mu_0} \text{ yoki } \vec{B} = \mu\mu_0 \vec{H} ,$$

XB tizimida magnit maydon kuchlanganligining o'lchov birligi

$$1 \frac{\text{N}}{\text{A}\cdot\text{m}} : 1 \frac{\text{N}}{\text{A}^2} = 1 \frac{\text{A}}{\text{m}}$$

Ga tengdir.

\vec{v} - tezlik bilan harakatlanayotgan q zaryadning \vec{r} masofada joylashgan nuqtada hosil qilgan magnit maydon kuchlanganligi quyidagicha ifodalanadi:

$$\vec{H} = \frac{\vec{B}}{\mu_0} = \frac{q[\vec{v} \cdot \vec{r}]}{4\pi r^3 \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}},$$

Shu zaryadning o'sha yerda hosil qilgan elektrmaydon kuchlanganligini ifodalaymiz:

$$\vec{E} = \frac{q}{4\pi\epsilon_0 r^3} \frac{q \cdot \vec{r}}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}$$

1- ifodadan foydalanib 2- ifodani quyidagicha yozish mumkin (*Ersted* ifodasi):

$$\vec{H} = \frac{q[\vec{v} \cdot \vec{r}]}{4\pi r^3 \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} = [\vec{v} \cdot \epsilon_0 \cdot \vec{E}] ,$$

Endi elektro magnetizmning asosiy qonunlaridan birini ifodalashga harakat qilamiz.

Uzunligi dl va ko'ndalang kesimi S bo'lgan metall o'tkazgichda bir xil tezlik bilan $nS \cdot dl$ zaryadlangan zarrachalar harakat qilayotgan bo'lsin (62 - rasm). Ularning har biri ye zaryadga ega bo'lib, \vec{r} radius - vektorli M - nuqtada quyidagi magnit maydon kuchlanganligini hosil qiladi:

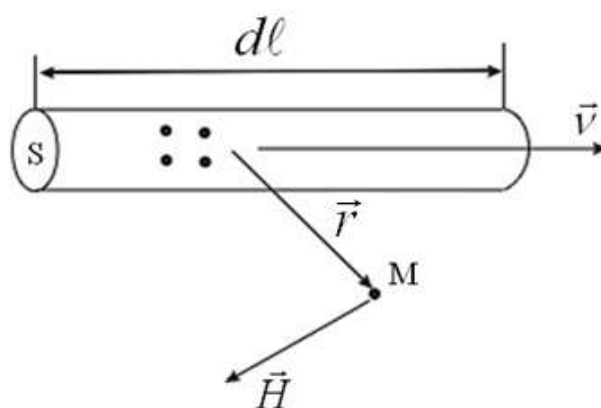
$$\vec{H} = \frac{e[\vec{v} \cdot \vec{r}]}{4\pi r^3 \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}},$$

Shu nuqtada barcha zaryadlar quyidagi natijaviy magnit maydon kuchlanganligini hosil qiladi:

$$d\vec{H} = \frac{n \cdot S \cdot d\ell \cdot e[\vec{v} \cdot \vec{r}]}{4\pi r^3 \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}},$$

Agar, \vec{v} - vektor va $d\ell$ skalyar kattaliklarni v - skalyar va $d\vec{\ell}$ vektor kattaliklarga almashtirsak, quyidagiga ega bo'lamiz:

$$d\vec{H} = \frac{n \cdot S \cdot v \cdot e[d\vec{\ell} \cdot \vec{r}]}{4\pi r^3 \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}},$$



62-rasm. Tokliotkazgichning nuqtadagi magnit maydon kuchlanganligi

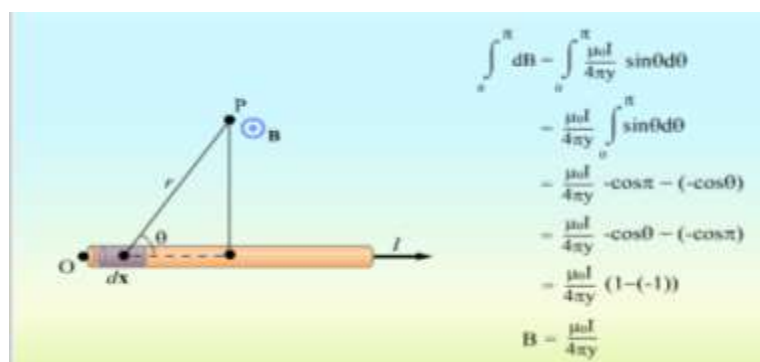
Zarrachalar harakati tezligi $v \ll c$ bo'lsa va r o'rniga o'rtacha radius-vektor qiymatidan foydalansak:

$$\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}} \approx 1, \quad I = n \cdot S \cdot v \cdot \ell,$$

$$d\vec{H} = \frac{I \cdot [d\vec{\ell} \cdot \vec{r}]}{4\pi r^3},$$

ga ega bo'lamiz. Bu Bio-Savar-Laplas qonunining differentsial

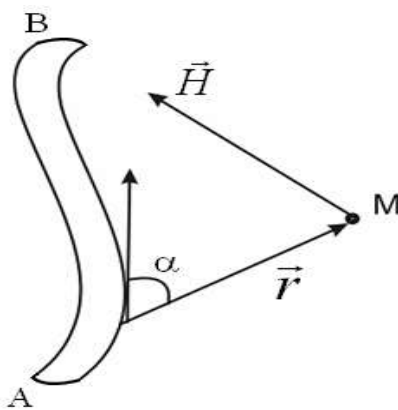
ko'rinishidir.



Bio-Savarqonuni P nuqtada tok oqayotgan o'tkazichning kichik elementi hosil qilgan magnet maydonini berishini eslang

Chegaralangan uzunlikdagi o'tkazgich kesimidan oqayotgan tokning M nuqtada hosil qilgan magnet maydon kuchlanganligini, kesimning A va B nuqtalari chegarasida (34.7) ifodani integrallash bilan topamiz (4 - rasm):

$$\vec{H} = \frac{I}{4\pi} \int_A^B \frac{1}{r^3} [d\vec{\ell} \cdot \vec{r}]$$

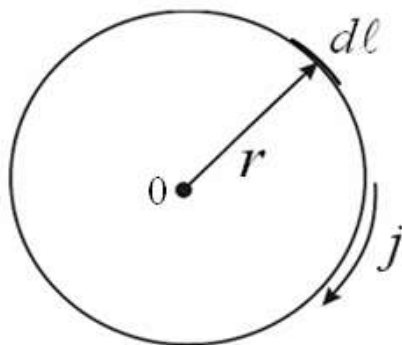


4-rasm. Chegaralangan uzunlikdagi o'tkazgich magnet maydon kuchlanganligi

Bu *Bio-Savar-Laplas qonunining integral ko'rinishidir*. Hisoblash qulay bo'lishi uchun (35.8)- ifodani quyidagicha skalyar ko'rinishday ozish mumkin:

$$H = \frac{I}{4\pi} \int_A^B \frac{d\ell \cdot \sin \alpha}{r^2} ,$$

1 - misol. Aylana ko'rinishdagi tokli o'tkazgichning markazida hosil bo'ladigan magnit maydon kuchlanganligini aniqlab ko'ramiz (64 - rasm).



4 - rasm. Aylana shaklidagi tokli o'tkazgich

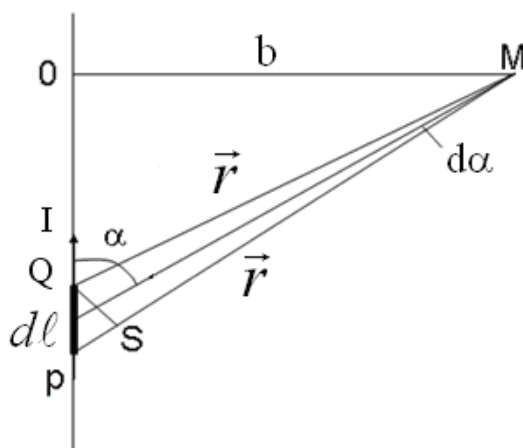
O'tkazgich bo'laklarini hosil qilgan magnit maydon kuchlanganligi bir xil yo'nalishda bo'lgani sababli, ularning yig'indisini skalyar ko'rinishda quyidagicha yozish mumkin, $d\vec{\ell} \perp \vec{r}$ bo'lganligi uchun $\sin \alpha = 1$ ga teng

$$H = \frac{I}{4\pi r^2} \int_{\ell} d\ell = \frac{I}{4\pi r^2} \cdot 2\pi r = \frac{I}{2r}$$

2 - misol. To'g'ri chiziqli, uzunligi cheksiz bo'lgan o'tkazgichdan b masofada joylashgan M nuqtada maydon kuchlanganligini hisoblab ko'ramiz (65 - rasm). Bu yerda ham o'tkazgich elementlari hosil qilgan magnit maydon kuchlanganligi yo'nalishlari bir xildir.

ROM uchburchakdan $r = \frac{b}{\sin \alpha}$ ekanligini topamiz. QS kesma r radiusning kichik yoyi deb

bilsak, u QMS kichik burchak yoki $d\alpha$ burchakka yondashadi. U holda $QS = r \cdot d\alpha$ ga teng bo'ladi.



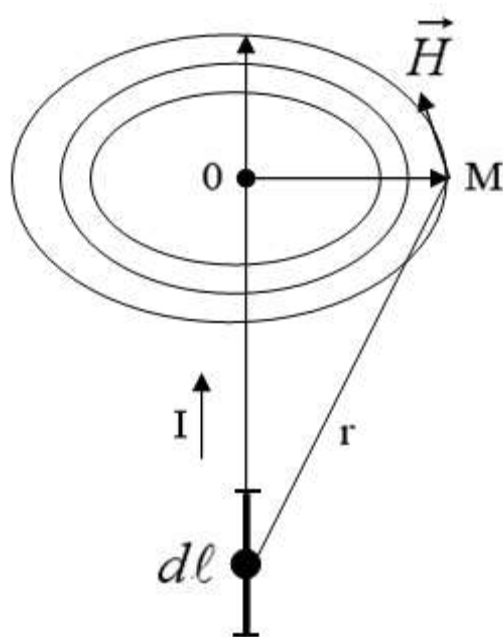
65-rasm. Uzunligi cheksiz bo'lgan tokli o'tkazgichning magnit

Maydon kuchlanganligi

Ikkinchi tarafdin PQS uchburchakdan dl gipotenuza QS katet bilan quyidagicha bog'langan

$$PQ = dl, \quad QS = dl \sin \alpha$$

$$rd\alpha = dl \cdot \sin \alpha, \quad dl = \frac{rd\alpha}{\sin \alpha} = \frac{bd\alpha}{\sin^2 \alpha}$$



5-rasm. Tokli o'tkazgichning magnit maydon kuchlanganligining yo'nalishi

O'tkazgich uzunligi cheksiz bo'lganligi uchun integrallash chegarasi $\alpha = 0$ dan $+\pi$ orasida bo'ladi.

$$H = \frac{I}{4\pi b} \int_0^{\pi} \sin d\alpha = \frac{I}{4\pi b} (-\cos \alpha) \Big|_0^{\pi} = \frac{I}{2\pi b} ,$$

Magnit maydon kuchlanganligi yo'nalishi $d\vec{\ell}$ va \vec{r} vektorlar joylashgan tekislikka perpendikulyardir (*5 - rasm*).

13-MA'RUZA: AMPER QONUNI

REJA:

1. Toklarning o'zaro ta'siri
2. Magnit maydonida tokli kontur. Magnit momenti
3. Elektr va magnit maydonlarida zaryadlangan zarrachaning harakati
4. Lorens kuchi
5. Magnit oqimi
6. Magnit maydonlar uchun Gauss teoremasi
7. Magnit maydonda tokli o'tkazgichni ko'chirishda bajarilgan ish

**Amper qonuni**

Induksiyasi \vec{B} bo'lgan magnit maydoniga, uzunligi $d\ell$, ko'ndalang kesim yuzasi S va I – tok o'tayotgan o'tkazgich joylashtirilgan bo'lsin

(54 - rasm).

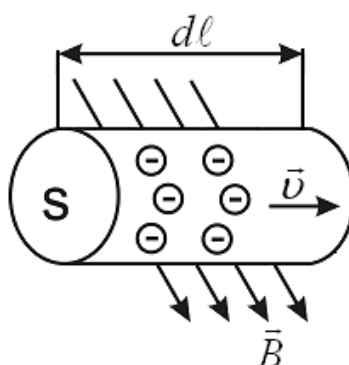
O'tkazgichning birlik hajmida n_0 – elektronlar bo'lib, ular o'rtacha v – tezlik bilan harakatlanayotgan bo'lsa, ularning har biriga shunday kuch ta'sir qiladi:

$$\vec{f} = -e[\vec{v}, \vec{B}]. \quad (1)$$

Barcha elektronlarga ta'sir etuvchi kuch:

$$d\vec{F} = -n_0 S \cdot d\ell \cdot [\vec{v} \cdot \vec{B}] \cdot e$$

bo'ladi.



1 - rasm. v induksiyali magnit maydonida o'tkazgich

Agarda $d\vec{\ell}$ vektori \vec{v} - tezlik yo'nalishiga teskari deb hisoblasak,

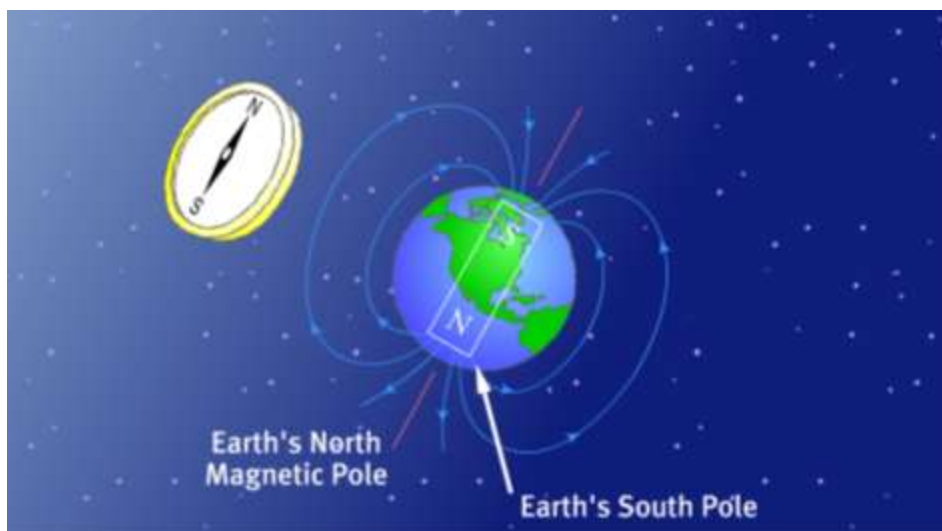
$$d\vec{F} = +n_0 S v e [d\vec{\ell} \cdot \vec{B}], \quad (2)$$

Bu *Amper qonunining differentsial ko'rinishidir.*

Agar o'tkazgich to'g'ri chiziqli va o'tkazgichning butun l uzunligi bo'yicha $B = const$ bo'lsa, shu o'tkazgichga ta'sir etuvchi kuch quyidagicha ifodalanadi:

$$\vec{F} = I[\vec{l}, \vec{B}], \quad (4)$$

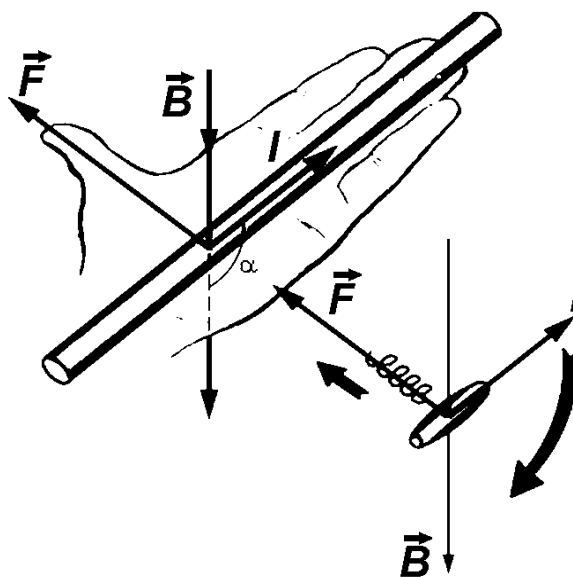
Bu *Amper qonunining integral ifodasidir.*



Aslida Yer magnit maydonining shimoliy qutbi, Yerning janubiy geografik qutbida joylashgan.

Lorens kuchining yo'nalishi chap qo'l qoidasi yoki parma qoidasi bilan aniqlanadi (55 - rasm).

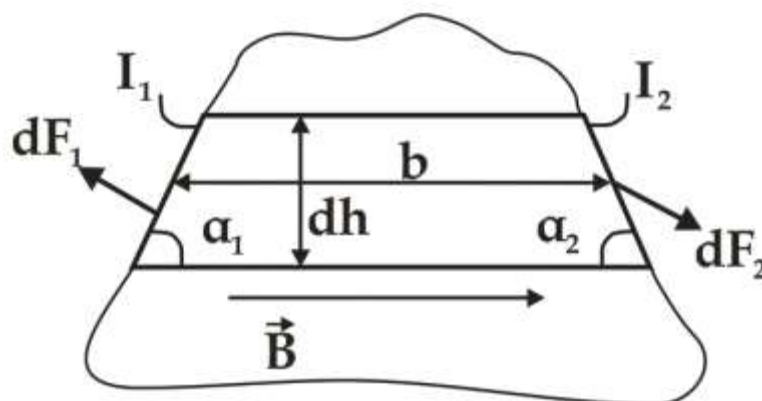
Magnit maydon induksiyasi \vec{B} chap qo'lining kaftiga tik yo'nalgan, zaryadning harakat yo'nalishi ko'rsatkich barmoq yo'nalishida bo'lsa, zaryadga ta'sir qiluvchi Lorents kuchi bosh barmoq yo'nalishida bo'ladi.



2 - rasm. Chap qo'l qoidasi.

Magnit maydonidagi tokli kontur

Induksiya vektori \vec{B} bo'lgan bir jinsli magnit maydoniga I tokli yassi kontur joylashtirilgan, deb hisoblaymiz (3 - rasm).



3 - rasm. Yassi kontur tekisligiga parallel bo'lgan magnit maydonining ta'siri

1-hol. \vec{B} magnit induksiya vektori kontur tekisligiga paralleldir.

O'tkazgichning $d\ell_1$ va $d\ell_2$ kesmalar bilan ajratilgan dh qismini ajratib olaylik. Amper qonuniga binoan ularga qarama-qarshi yo'nalgan juft kuchlar ta'sir etadi. Kesmalarga ta'sir etuvchi kuchlar quyidagicha aniqlanadi.

$$dF_1 = IBd\ell_1 \sin \alpha_1 = IB \cdot dh, \quad (5)$$

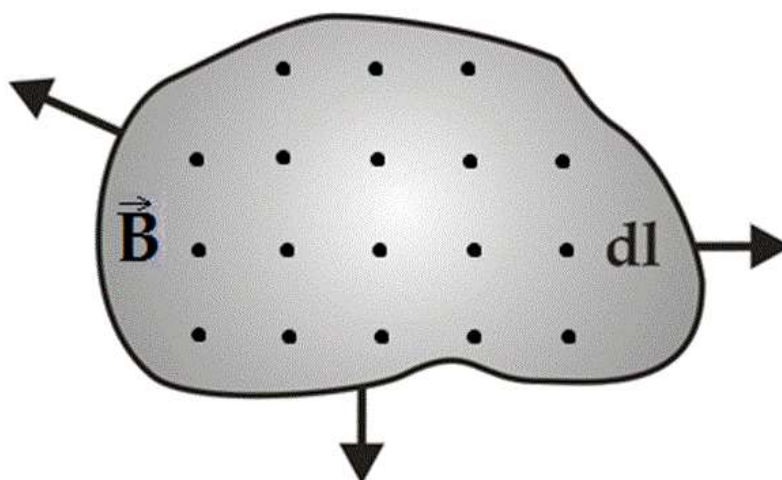
$$dF_2 = IBd\ell_2 \sin \alpha_2 = IBdh, \quad (6)$$

Bu kuchlar qarama-qarshi yo'nalgan va aylanish momentini tashkil etuvchi juft kuchlardir:

$$dM = dF_1 \cdot b = IB \cdot b \cdot dh = IB \cdot dS$$

bu yerda b - bo'lakning uzunligi, dS - esa uning yuzasi. Agar butun kontur yuzasini parallel bo'lakchalarga bo'lsak va ularga ta'sir etuvchi juft kuchlarning kuch momentlarini yig'ib chiqsak, butun konturga qo'yilgan natijaviy kuch momentini hosil qilamiz:

$$M = \int IB \cdot dS = IB \cdot \int dS = IB \cdot S, \quad (7)$$



4 - rasm. Yassi konturga uning tekisligiga perpendikulyar bo'lgan magnit maydonining ta'siri.

2-hol. Magnit maydon induksiya vektori kontur tekisligiga perpendikulyar joylashgan (4 - rasm).

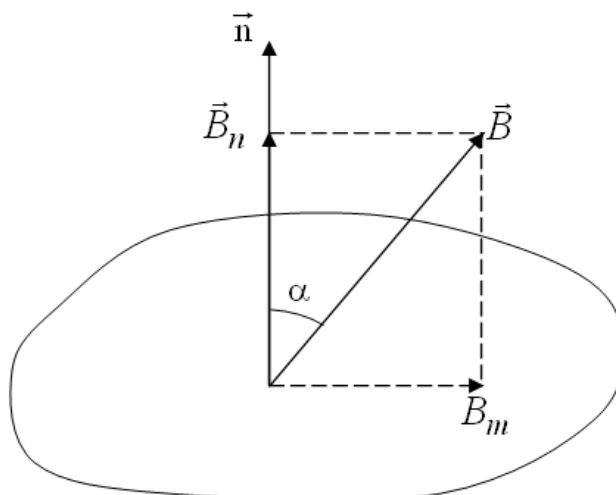
Konturning istalgan kichik bo'lagi ($d\vec{\ell}$) ga ta'sir etuvchi kuch quyidagiga tengdir:

$$d\vec{F} = I[d\vec{\ell} \cdot \vec{B}], \quad (8)$$

bu kuch normal bo'yicha bo'laklarga yo'nalgan bo'ladi va konturni aylantirmay, cho'zadi.

Agar tok kuchi yoki magnit maydon induksiyasi qarama-qarshi tomonga yo'nalishini o'zgartirsa, bu kuchlarning yo'nalishi o'zgarib, konturni siqadi yoki kengaytiradi.

Umumiy hol. \vec{B} induksiya vektori konturga o'tkazilgan normal bilan α burchak tashkil qilsa, \vec{B} vektorni ikkita tashkil etuvchiga ajratamiz (58 - rasm).



5 - rasm. Istalgan yo'nalishdagi magnit maydonining yassi konturga ta'siri.

Induksiya vektorining normal tashkil etuvchisi $\vec{B}_n = \vec{B} \cos \alpha$ konturni cho'zishi yoki siqishi mumkin.

Induksiya vektorining tangentsial tashkil etuvchisi $\vec{B}_m = \vec{B} \sin \alpha$ konturga ta'sir etuvchi aylanma momentni hosil qiladi:

$$M = I \cdot B \sin \alpha.$$

Vektor ko'rinishida quyidagicha ifodalaymiz:

$$\vec{M} = I \cdot S[\vec{n} \cdot \vec{B}] = [\vec{P}_m \cdot \vec{B}], \quad (9)$$

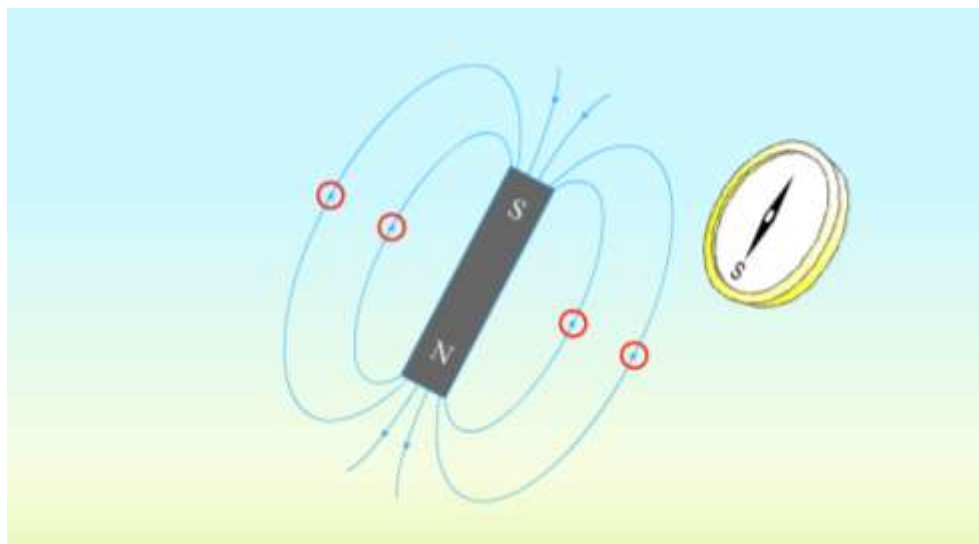
bu yerda \vec{n} normal yo'nalishdagi birlik vektor, $\vec{P}_m = IS\vec{n}$ - tokning magnit momentidir.

$\vec{M} = [\vec{P}_m \cdot \vec{B}]$ - umumiy hol bo'lib, undan 1- va 2- xususiy hollarni olish mumkin ($\alpha = \frac{\pi}{2}$ va $\alpha = 0$).

Magnit momenti \vec{P}_m bo'lgan kichik tokli konturni, muvozanat holatida ($\vec{P}_m \cdot \vec{B}$) magnit maydonidagi nuqtaga joylashtiramiz va kontur tekisligida yotuvchi ixtiyoriy o'q atrofida 90° burchakka buramiz. Bu holda unga ta'sir etuvchi aylantiruvchi moment maksimal qiymatga erishadi ($M_{max} = R_m B$) va magnit induksiyasi

$$B = \frac{M_{max}}{P_m}, \quad (10)$$

ga teng bo'ladi. Muvozanat holatda V ning yo'nalishi kontur tekisligiga normal bo'yicha yo'nalgandir.



Kompas strelkasining ko'rsatishi shimoliy qutbga buriladi.

Elektr maydon kuchlanganligi \vec{E} va magnit maydon induksiyasi \vec{B} bo'lgan nuqtada v - tezlik bilan harakatlanayotgan q zaryadga ta'sir etuvchi kuch – **Lorens kuchi** deb ataladi va quyidagicha ifodalanadi:

$$\vec{F}_l = q(\vec{E} + [\vec{v}, \vec{B}]), \quad (11)$$

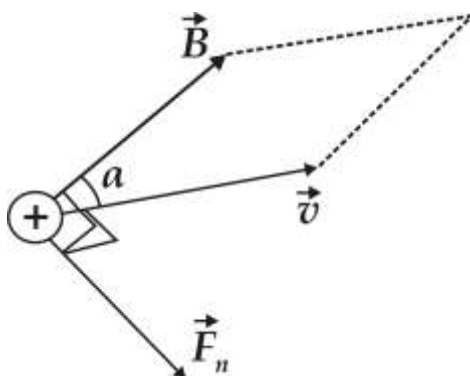
$$F_{max} = qvB$$

Bu formula magnit maydonida harakatlanayotgan zaryadga ta'sir etayotgan maksimal kuchini ko'rsatadi.

Faqat magnit kuchi bo'lgan holda:

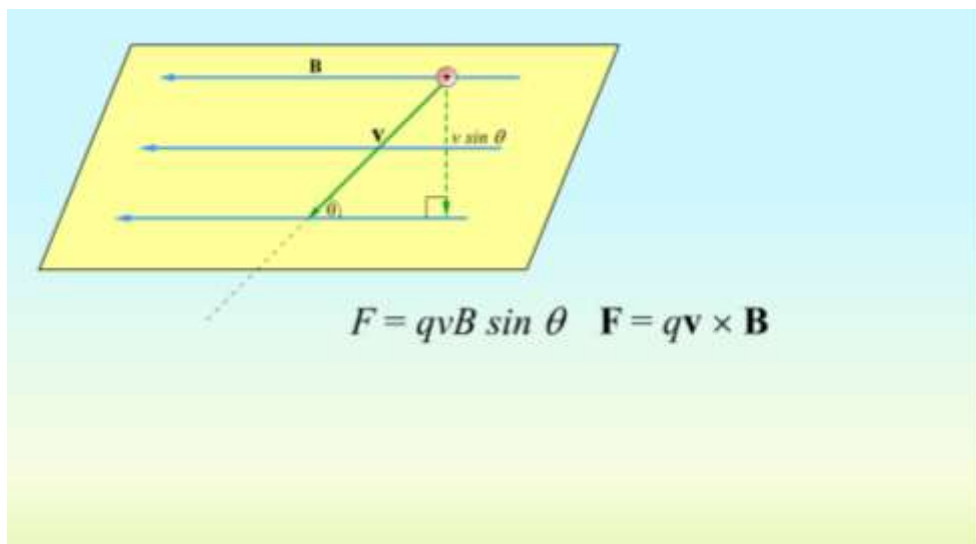
$$\vec{F}_m = q[\vec{v}, \vec{B}], \quad (12)$$

ga teng bo'ladi.



6 - rasm. Harakatlanayotgan zaryadga ta'sir etuvchi Lorens kuchi.

6 - rasmda zaryadning harakat tezligi va magnit maydon induksiyasi vektorining yo'nalishlari yotgan tekislikka perpendikulyar bo'lgan \vec{F}_l - Lorens kuchining yo'nalishi keltirilgan.



Bu formulaning boshqacha ifodalanishi bu $\mathbf{F} = q\mathbf{v} \times \mathbf{B}$.

14-MA'RUZA: MODDANING MAGNIT KOSSALARI

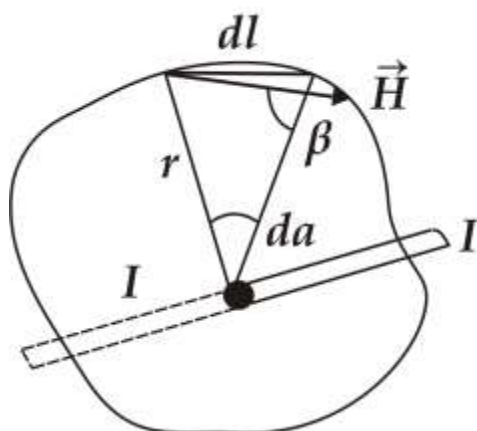
REJA:

1. Magnit induktsiyasi vektori sirkulyatsiyasi
2. Solenoid va toroidning magnit maydoni
3. Moddanning magnit maydoni
4. Molekulyar toklar
5. Magnitlanish
6. Magnit singdiruvchanlik va qabul qiluvchanlik
7. Magnit maydonining kuchlanganligi
8. Diamagnetiklar, paramagnetiklar va ferromagnetiklar

Magnit induktsiyasi vektori sirkulyatsiyasi

I tokli, to'g'ri chiziqli uzun o'tkazgichga perpendikulyar joylashgan yopiq yassi konturni tasavvur etamiz (I - rasm). Konturda tokli o'tkazgichdan r masofada joylashgan $d\vec{\ell}$ elementar kesmani olamiz. Tokning magnit maydon kuchlanganligi $d\vec{\ell}$ kesma nuqtalarida radius- vektorga perpendikulyar joylashgan bo'lib, $d\vec{\ell}$ kesma bilan β burchak tashkil etadi.

$$H = \frac{I}{2\pi r}, \quad H_{\ell} = H \cos \beta$$



1 - rasm. To'g'ri chiziqli o'tkazgichga perpendikulyar joylashgan yassi kontur.

\vec{H}_{ℓ} - magnit maydon kuchlanganligi \vec{H} ning $d\vec{\ell}$ yo'nalishga proektsiyasidir, $d\ell_{\ell} = d\ell \cdot \cos \beta$ - $d\ell$ kesmaning \vec{H} - yo'nalishga proektsiyasidir. Ikkinchi tarafdin $d\ell_{\ell}$ yoyning uzunligi $r d\alpha$ ga teng. Bu holda,

$$H_{\ell} d\ell = H \cdot \cos \beta \cdot d\ell = H d\ell_H = Hr \cdot d\alpha$$

$$H \cdot r d\alpha = \frac{I}{2\pi r} \cdot r \cdot d\alpha = \frac{I d\alpha}{2\pi}, \quad (1)$$

(1) ifodani yopiq kontur uzunligi bo'yicha integrallaymiz:

$$\oint H_l dl = \oint \frac{I \times da}{2\pi} = \frac{I}{2\pi} \times 2\pi = I, \quad (2)$$

Agar, yopiq kontur ichidan bir nechta o'tkazgichlar o'tsa, u holda I - barcha o'tkazgichlardan o'tayotgan toklar yig'indisiga tengdir.

$$\oint H_l dl = \sum I_i = I, \quad (3)$$

Bu ifoda magnit maydon kuchlanganligi vektorining yopiq kontur bo'yicha tsirkulyatsiyasi deb ataladi.

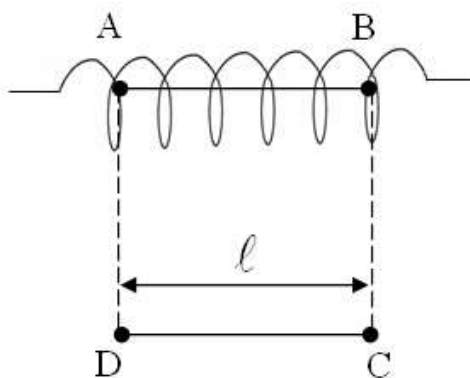
Magnit maydon induksiyasi vektorining tsirkulyatsiyasi quyidagicha ifodalanadi:

$$B = \mu_0 H, \quad \oint B_l dl = \mu_0 I, \quad (4)$$

Elektrostatik maydon kuchlanganligi vektorining yopiq kontur bo'yicha tsirkulyatsiyasi nolga teng va u potentsial xarakterga ega edi.

(3) va (4) ifodalardan ko'rinadiki, tokning magnit maydoni uchun kuchlanganlik va induksiya tsirkulyatsiyasi nolga teng emas, shuning uchun magnit maydon uyurmali yoki solenoid ko'rinishli xarakterga egadir. Bu maydonda ma'lum bir nuqtadagi potentsial har xil qiymatlarga ega bo'ladi.

Bir tekis o'ralgan o'ramali va to'g'ri chiziqli uzun solenoidning ichida magnit maydon kuch chiziqlari solenoid o'qiga parallel yo'nalgan deb hisoblaymiz (68 - rasm).



2 - rasm. To'g'ri chiziqli solenoid.

Shunday solenoid uchun magnit maydon kuchlanganligi \vec{H} miqdorini topishga urinib ko'ramiz.

$ABCD$ - to'g'ri burchakli yopiq konturni olamiz. Konturning AV qismi solenoid ichida bo'lib, maydon kuch chiziqlariga paralleldir.

Magnit maydon kuchlanganligi (\vec{H}) yopiq kontur bo'yicha tsirkulyatsiyasini konturning alohida bo'laklariga tegishli to'rtta integral ko'rinishda olamiz:

$$\oint H_l dl = \oint_{AB} H_l dl + \oint_{BC} H_l dl + \oint_{CD} H_l dl + \oint_{DA} H_l dl = nll$$

Bu yerda ℓ - AB va CD bo'laklar uzunligi, n - o'ramlar zichligi, $n\ell$ - o'ramlar soniga tengdir.

Solenoid tashqarisidagi katta masofada maydon kuchlanganligi juda kichikdir, shuning uchun CD bo'lakda u nolga teng. BC va DA bo'laklar kuch chiziqlariga perpendikulyar bo'lgani uchun \vec{H} ham nolga tengdir. VS va DA bo'laklarga $H\ell$ ning proektsiyasi ham nolga tengdir. Shu sababli to'rtta integraldan faqat bittasi

$$\oint_{AB} H_l dl$$

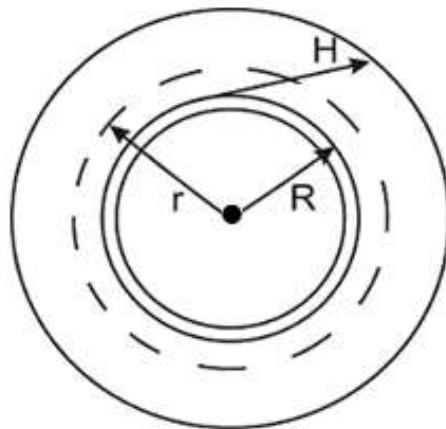
nolga teng emas. AV bo'lakning nuqtalarida H_ℓ o'zgarmas bo'ladi

$$H_\ell = H = const$$

natijada

$$\oint H_l dl = H \int_{AB} dl + Hl + nll, \quad (5)$$

N ta o'ramli solenoidni bukib, halqa shakliga keltirsak – toroid hosil bo'ladi (3 - rasm). r – toroidning o'rta chizig'ining radiusi, n – toroidning birlik uzunligidagi o'ramlar soni.



3 - rasm. Toroid

Toroid magnit maydoni kuch chiziqlari aylana ko'rinishida bo'ladi. \vec{H} vektor istalgan nuqtada maydon kuch chiziqlariga urinma bo'ylab yo'nalgan, shu sababli

$$H_\ell = H = const$$

R radiusli konturni olamiz. Toroiddagi simlar o'ramining soni $n \cdot 2\pi r$ ga teng va barcha kuch chiziqlari konturni sizib o'tadi.

\vec{H} vektor istalgan nuqtada maydon kuch chiziqlariga urinma bo'ylab yo'nalgan, shu sababli

$$H_{\ell} = H = \text{const}.$$

R radiusli konturni olamiz. Toroiddagi simlar o'ramining soni $n \cdot 2\pi r$ ga teng va barcha kuch chiziqlari konturni sizib o'tadi.

Tsirkulyatsiya ifodasiga asosan:

$$\oint H_{\ell} dl = H \oint dl = H 2\pi R = n 2\pi r I, \quad (6)$$

bu yerdan

$$H = \frac{r}{R} n \cdot I, \quad (7)$$

Agar toroid juda tor bo'lsa,

$$\frac{r}{R} = 1$$

ga tengdir. U holda

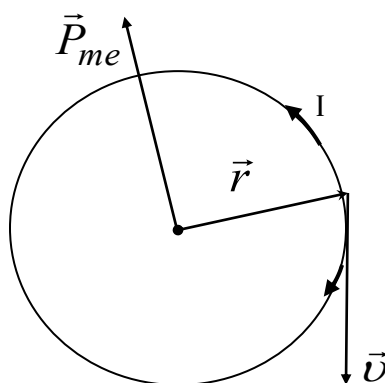
$$H = nI$$

ga teng bo'ladi.

Magnetiklarda magnit maydoni

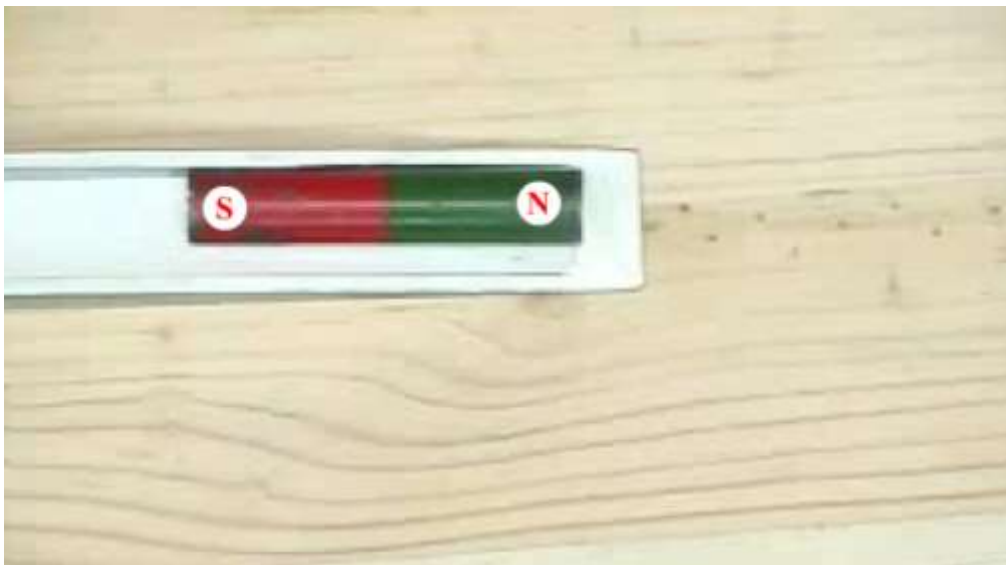
Tashqi magnit maydonida magnitlanish xususiyatiga ega bo'lgan va atrof - muhitdagi natijaviy magnit maydonini o'zgartira oladigan moddalar – magnetiklar deb ataladi.

Magnetiklarning magnitlanishini Amperning molekulyar toklar to'g'risidagi gipotezasi orqali tushunish mumkin. Klassik fizika tushunchasiga asosan, atomlardagi elektronlar aylana shaklidagi traektoriya – orbita bo'ylab harakatlanadi va orbital tokni hosil qiladilar.



4 - rasm. Elektronning orbital tok magnit moment.

Magnit xususiyatlariga asosan, har bir atom yoki molekulaning yopiq elektron toklar tizimi – molekulyar toklar deb ataladi. Har bir elektron orbital tok P_{me} magnit momenti bilan xarakterlanadi (4 - rasm).



Eng oddiy magnitlardan biri bu uzun ingichka magnitdir.

Bu magnit momenti – elektronning orbital magnit momenti deb ataladi. Bitta elektronning orbital magnit momenti

$$P_{me} = IS$$

ga teng. Bu yerda $I = e\nu$ - orbital tok, e - elektron zaryadi, ν - aylanish chastotasi, $S = \pi r^2$ - orbital tok yuzasi. U holda

$$P_{me} = e\nu\pi r^2, \quad (1)$$

Atom va molekuladagi har bir elektron shunday orbital magnit momentiga ega bo'lgani uchun, atom va molekulaning molekulyar toklari hosil qilgan natijaviy magnit momenti elektronlar magnit momentlarining yig'indisiga tengdir:

$$\vec{P}_{mi} = \sum \vec{P}_{me}, \quad (2)$$

Magnetiklarning magnitlanishini tavsiflash uchun \vec{j} *magnitlanganlik vektori* deb ataladigan kattalik kiritiladi. Bu kattalik magnetikning birlik hajmidagi atom va molekularining orbital magnit momentlari yig'indisiga tengdir:

$$\vec{j} = \frac{\sum \vec{P}_{mi}}{\Delta V}, \quad (3)$$

bu yerda ΔV – magnetikning mumkin bo'lgan eng kichik hajmi va unda magnit maydoni bir jinsli deb hisoblanadi.

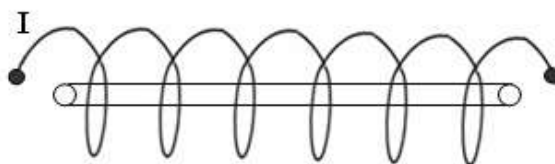


O'xshash qutblar bir birini itarsa, qarama qarshi qutblar bir biriga tortadi.

Induksiyasi \vec{B}_0 bo'lgan tashqi magnet maydoniga joylashtirilgan magnetikda, induksiyasi \vec{B}' bo'lgan ichki maydon hosil bo'ladi, shu sababli \vec{B} - natijaviy magnet maydoni quyidagicha teng bo'ladi:

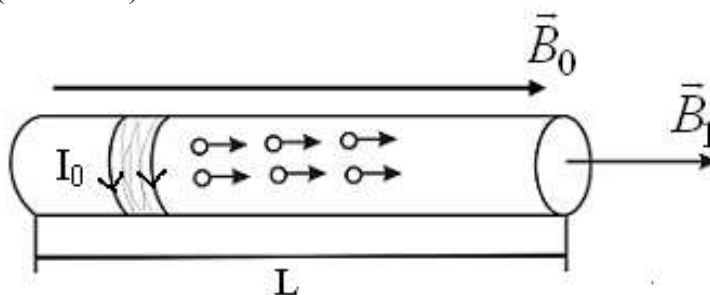
$$\vec{B} = \vec{B}_0 + \vec{B}' , \quad (4)$$

Magnetikning \vec{B}' vektor bilan ifodalanadigan xususiy maydoni bir yo'nalishga yo'naltirilgan molekulyar toklarning magnet momenti bilan aniqlanadi. Faraz qilaylik, \vec{B}_0 induksiyali tashqi bir jinsli magnet maydonida Silindr ko'rinishda, ko'ndalang kesim yuzasi S va uzunligi L bo'lgan bir jinsli magnetik joylashgan bo'lsin (*81 - rasm*).



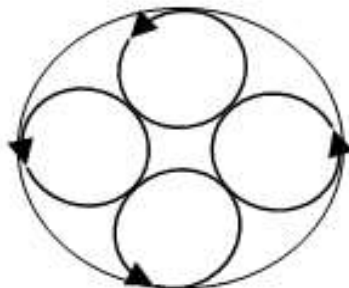
5 - rasm. Induksiyali bir jinsli magnet maydonida magnetik.

Atom va molekular orbital magnet momentlari magnetikda hosil qilgan \vec{B}' induksiyali ichki magnet maydoni, tashqi magnet maydoni induksiya vektori \vec{B}_0 yo'nalishi bilan mos tushadi (*82 - rasm*).



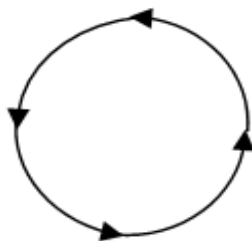
6 - rasm. Atomlar orbital magnit momentlari ichki maydoni induksiya vektorining yo'nalishi.

Silindrik magnetik o'qiga perpendikulyar bo'lgan S ko'ndalang kesimida barcha molekulyar toklar o'zaro kompensatsiyalashadi (83 - rasm).



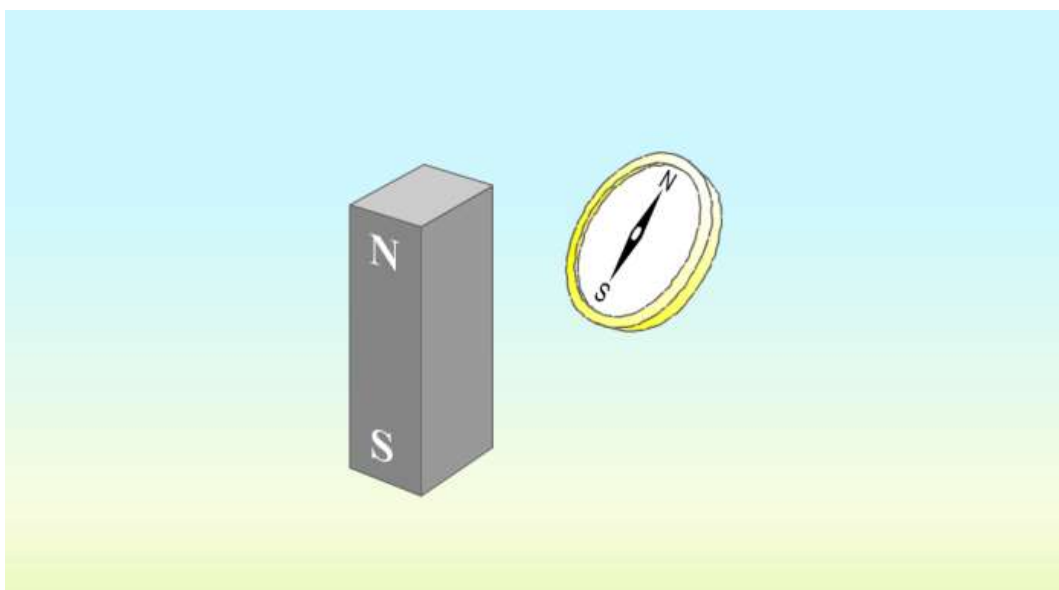
7 - rasm. Silindrik magnetik ko'ndalang kesimidagi molekulyar toklar.

Magnetikning yon sirtida, ko'ndalang kesimning perimetrida toklar noldan farqli bo'ladi (7 - rasm).



8 - rasm. Magnetikning yon sirtidagi molekulyar toklar.

Natijada, silindrik magnetikni solenoidga o'xshatish mumkin va uning tashqi sirtining birlik uzunligida o'tkazgichning I_0 tokli bitta o'rami bor deb hisoblash mumkin. Bu tok magnetikning molekulyar toklariga ekvivalent bo'lganligi uchun N' kuchlanganlikli va $V' = \mu_0 I_0$ induksiyali ichki magnit maydonini hosil qiladi.



Har bir magnit uning shaklidan qat'iy nazar ikkita qutbga ega.

I_0 tok kattaligini \vec{j} – magnitlanganlik vektori bilan quyidagicha bog'lash mumkin:

$$|\vec{j}| = \frac{I_0 L S}{L S} = I_0, \quad (5)$$

u holda

$$\vec{B}' = \mu_0 \vec{j}, \quad (6)$$

Tajribalar ko'rsatishicha, magnitlanganlik vektori

$$\vec{j} = \chi \vec{H}, \quad (7)$$

ga tengdir. Bu yerda χ - magnetikning magnit qabul qiluvchanligi, \vec{j} va \vec{H} ning o'lchov birliklari $\left(\frac{A}{M}\right)$ bir xil bo'lgani uchun χ - o'lchovsiz kattalik hisoblanadi.

(6) – va (7) – tenglamalardan quyidagiga ega bo'lamiz.

$$\vec{B}' = \mu_0 \chi \vec{H}, \quad (8)$$

Natijaviy magnit induksiya ($\vec{B} = \vec{B}' + \vec{B}_0$) ga teng bo'lgani uchun

$$\vec{B} = \mu_0 \vec{H} + \mu_0 \chi \vec{H}, \quad (9)$$

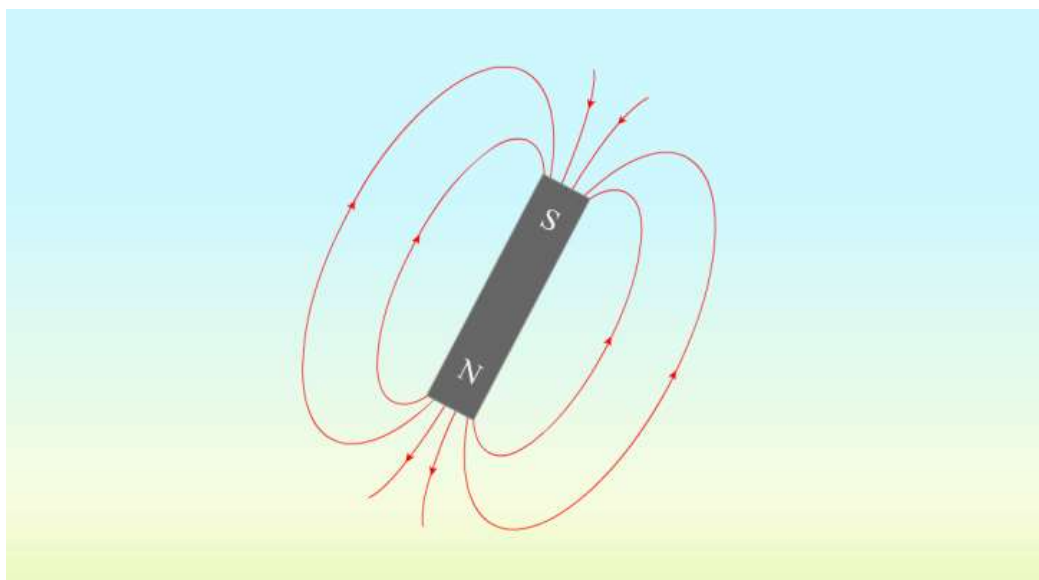
$$\vec{B} = \mu_0 (1 + \chi) \vec{H}, \quad (10)$$

$(1+\chi)$ ga teng bo'lgan o'lchovsiz kattalik *magnetikning magnit singdiruvchanligi* deb ataladi:

$$\mu = 1 + \chi, \quad (11)$$

Shunday qilib, magnetikdagi natijaviy magnit maydoni induksiyasi \vec{B} magnit maydoni kuchlanganligi \vec{H} bilan quyidagicha bog'langan bo'ladi:

$$\vec{B} = \mu_0 \mu \vec{H} \quad \text{yoki} \quad \vec{H} = \frac{\vec{B}}{\mu \mu_0}, \quad (12)$$



Yo'naltirilgan magnet maydoni chiziq lari magnet maydoni joylashuvini aniqlab beradi.

Maksvell tenglamalari

Maksvell nazariyasiga asosan zaryadlarning tartibli harakati bo'lgan toklardan tashqari, o'zgaruvchan elektr maydoni ham magnet maydoni manbai bo'lishi mumkin.

Elektr maydon induksiya (siljish) vektori \vec{D} uchun Gauss teoremasini yozamiz

$$N_D = \oint D_n dS = q$$

Bu tenglikning ikki tarafini vaqt bo'yicha differentsiallasak, quyidagiga ega bo'lamiz:

$$\frac{dN_D}{dt} = \frac{d}{dt} \oint D_n dS = \oint \frac{\partial D_n}{\partial t} dS = \frac{dq}{dt}$$

\vec{D} induksiya vektori faqat vaqtga emas, balki koordinataga ham bog'liq bo'lgani uchun $\frac{\partial D_n}{\partial t}$ xususiy hosila belgisini tanladik, q zaryadning o'zgarishi faqat zaryadlarning kelishi yoki ketishida, ya'ni tok mavjud bo'lganda sodir bo'ladi.

Tok kuchi

$$I = \frac{dq}{dt} = \int_{(s)} j_n dS ,$$

ga teng. Bu yerda,

$$j_n = \frac{\partial D_n}{\partial t} .$$

Tenglikning o'ng tarafi – siljish vektorining o'zgarish tezligidir va u *siljish tokining zichligi* deb ataladi.

Maksvell faraz qilishicha, siljish toki, o'tkazuvchanlik tokiga o'xshash magnit maydonning manbai hisoblanadi. U holda magnit maydoni kuchlanganligi tsirkulyatsiyasi formulasini quyidagicha qayta yozish mumkin:

$$\oint H_l dl = I + I_{\text{siljish}} = I + \frac{dD_n}{dt}, \quad (1)$$

bu yerda I - o'tkazuvchanlik toki, $I_{\text{siljish}} = \frac{dD_n}{dt}$ siljish toki.

Bu tenglama *Maksvellning birinchi tenglamasining* differentsial ko'rinishidir.

Dielektrikda, o'tkazuvchanlik toki bo'lmagani uchun, bu tenglama quyidagicha yoziladi:

$$\oint H_l dl = \frac{dD_n}{dt}, \quad (2)$$

Bu tenglama quyidagi ma'noga ega: elektr maydonining istalgan o'zgarishi magnit maydonini hosil qiladi. O'z navbatida, magnit maydonining o'zgarishi uyurmali elektr maydonini vujudga keltiradi, uning kuchlanganlik vektori tsirkulyatsiyasi, berilgan konturni kesib o'tuvchi, ishorasi teskari bo'lgan magnit maydoni induksiya oqimining o'zgarish tezligiga tengdir.

$$\oint E_l dl = -\frac{d\Phi}{dt}, \quad (3)$$

Bu *Maksvellning ikkinchi tenglamasidir*.

Elektr maydon induksiya oqimi uchun Gauss teoremasi ifodasi

$$\oint D_n dS = q, \quad (4)$$

Maksvellning uchinchi tenglamasi hisoblanadi.

Magnit maydoni induksiya oqimi uchun Gauss teoremasi ifodasi

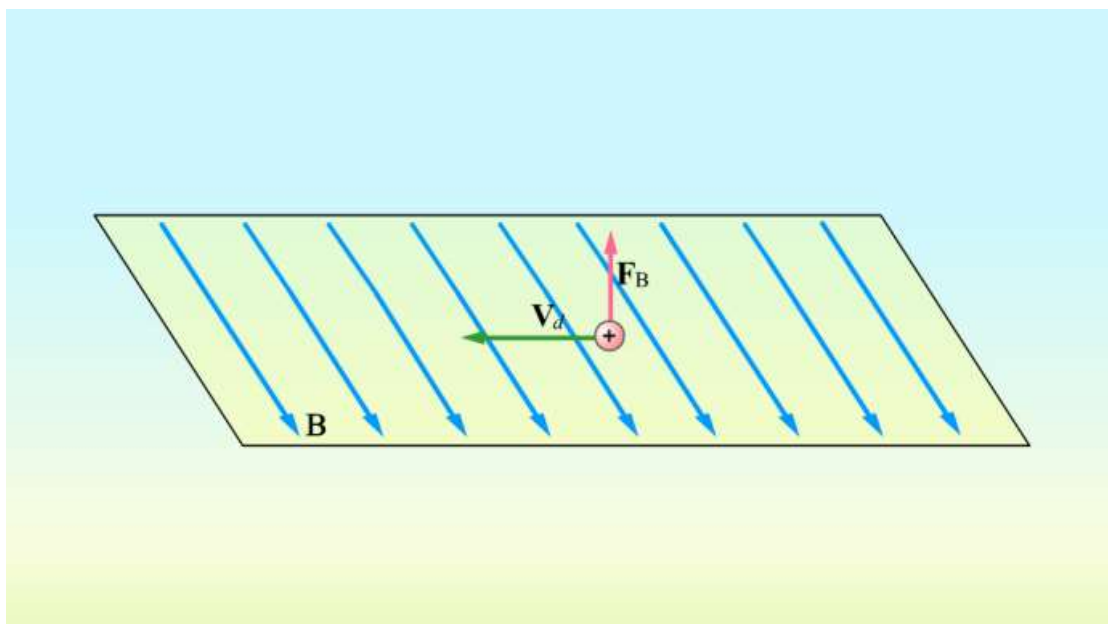
$$\oint B_n dS = 0, \quad (5)$$

Maksvellning to'rtinchi tenglamasidir.

Elektr maydonining kuchlanganligi va induksiya vektorlarining o'zaro bog'lanishi

$$\vec{D} = \epsilon\epsilon_0 \vec{E}, \quad (6)$$

Maksvellning beshinchi tenglamasidir.



Magnit maydon induksiyasi, magnit maydonda harakatlanayotgan zaryadlangan yakka zaryadga ta'sir ko'rstadi.

Magnit maydonining kuchlanganligi va induksiya vektorlarining o'zaro bog'liqlik tenglamasi

$$\vec{B} = \mu\mu_0 \vec{H}, \quad (7)$$

Maksvellning oltinchi tenglamasidir.

Elektr maydoni kuchlanganligini o'tkazuvchanlik toki zichligi bilan bog'liqlik ifodasi

$$\vec{j} = \sigma \vec{E}, \quad (8)$$

Maksvellning yettinchi tenglamasi deb ataladi.

Bu yuqorida sanab o'tilgan yettita tenglamalar *Maksvellning tenglamalar tizimi* deb ataladi.

Bu tenglamalardan elektr va magnetizmga mavjud bo'lgan barcha qonunlarni keltirib chiqarish mumkin.

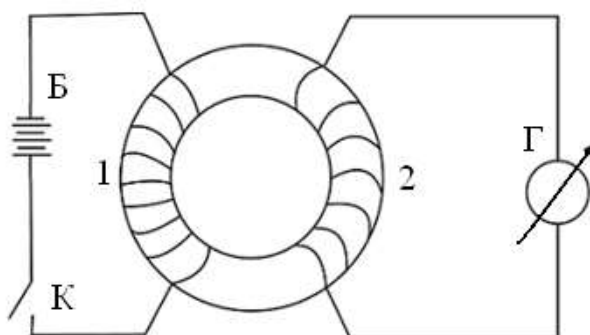
15-MA'RUZA: ELEKTROMAGNIT INDUKTSIYA HODISASI

REJA:

1. Elektromagnit induksiya hodisasi
2. Induksiya elektr yurituvchi kuch
3. Faradeyning elektromagnit induksiya qonuni
4. Lents qoidasi
5. O'zgaruvchan elektr tokini hosil bo'lishi
6. O'zgaruvchan elektr toklarining generatorlari
7. Uyurmali elektr maydoni
8. O'tkazgich induktivligi
9. O'zinduksiya va o'zaroinduksiya hodisalari
10. Solenoid induktivligi
11. Magnit maydon energiyasi va uning zichligi

Faradeyning elektromagnit induksiya hodisasi. Lens qonuni

Elektromagnit induksiya hodisasi hozirgi zamon fizikasi va texnikasining eng muhim hodisalaridan biri bo'lib, u Faradey tomonidan 1831 yilda ochilgan. Faradey o'tkazgan tajribalaridan birida temir halqa olib, unga ko'p o'ramlardan iborat bo'lgan ikkita mis cho'lg'am o'radi: 1 - cho'lg'am uchlariga tok manbai bilan K kalit ulangan bo'lib, ikkinchisiga galvanometr ulangan (70 - rasm).



1-rasm. Ikki cho'lg'amli transformator.

Birinchi cho'lg'amda kalit ulanib, tok hosil bo'lganda, ikkinchi cho'lg'amda tok impulsi hosil bo'lgan va galvanometr mili bir tomonga og'a boshlagan va juda tez nolga qaytgan. Birinchi cho'lg'am kaliti uzilganda ham ikkinchi cho'lg'amda tok impulsi hosil bo'lib, galvanometr mili teskari tarafga og'ib, yana juda tez nolga qaytgan.



Bu hodisa elektromagnit induksiya deyiladi.

Ko'p sonli tajribalardan quyidagi qonuniyatlar aniqlangan:

Vaqt bo'yicha o'zgaradigan tashqi magnit maydonida joylashgan o'tkazgichda *elektr yurituvchi kuch* paydo bo'ladi.

Agar o'tkazgich yopiq bo'lsa, unda induksiyaviy tok hosil bo'ladi. O'tkazgichda *induksiya hisobiga* hosil bo'lgan *EYuK* kattaligi shu o'tkazgichni kesib o'tuvchi magnit induksiyasi oqimining o'zgarish tezligiga proporsionaldir:

$$\varepsilon_U = -\frac{d\Phi}{dt}, \quad (1)$$

Bu ifoda *Faradey-Maksvell qonuni* deb ataladi.

Yopiq zanjirni kesib o'tuvchi magnit induksiyasi oqimining o'zgarishini, shu zanjir atrofidagi magnit maydonini o'zgartirish yoki yopiq o'tkazgichni vaqt bo'yicha o'zgarmas magnit maydonida siljitish hisobiga hosil qilish mumkin.



Faradey bu hodisalar ustida tajribalar o'tkazdi.

Birinchi holda, elektr va magnit maydonlarining, Maksvell kashf etgan o'zaro ta'sirga asosan, ya'ni magnit maydonining istalgancha o'zgarishi, elektr maydonining hosil bo'lishiga olib keladi va aksincha.

Ikkinchi holda esa, o'tkazgichdagi erkin elektronlar harakatga kelib induksiyaviy elektr tokini hosil qiladi.

Elektromagnit induksiya qonunini energiyaning saqlanish qonuniga asoslanib keltirib chiqarish mumkin.

31-Ma'ruzadagi 61 - rasmga qaytamiz.

ℓ uzunlikdagi o'tkazgich qisqa vaqt ichida, magnit maydon ta'sirida, db kichik masofaga siljigan bo'lsin. Bu holda tok manbai bajarigan ish

$$dA = \varepsilon I \cdot dt, \quad (2)$$

ga teng bo'ladi. Boshqa tarafdin, sarflangan energiya ikki qismdan iborat bo'ladi.

a) Djoul-Lents qonuniga asosan o'tkazgichda issiqlik ajralishiga

$$I^2 R \cdot dt, \quad (3)$$

va b) magnit maydonida $F = I\ell B$ kuch ta'sirida o'tkazgichni siljitishda bajarilgan ishdan iborat bo'ladi.

$$F \cdot db = I\ell \cdot db \cdot B = I \cdot B \cdot dS = I \cdot d\Phi, \quad (4)$$

bu yerda R - zanjir qarshiligi. Energiyaning saqlanish qonuniga asosan

$$\varepsilon \cdot I \cdot dt = RI^2 \cdot dt + I \cdot d\Phi, \quad (5)$$

bu ifodaning ikki tarafini Idt ga bo'lsak,

$$\varepsilon = RI + \frac{d\Phi}{dt}, \quad (6)$$

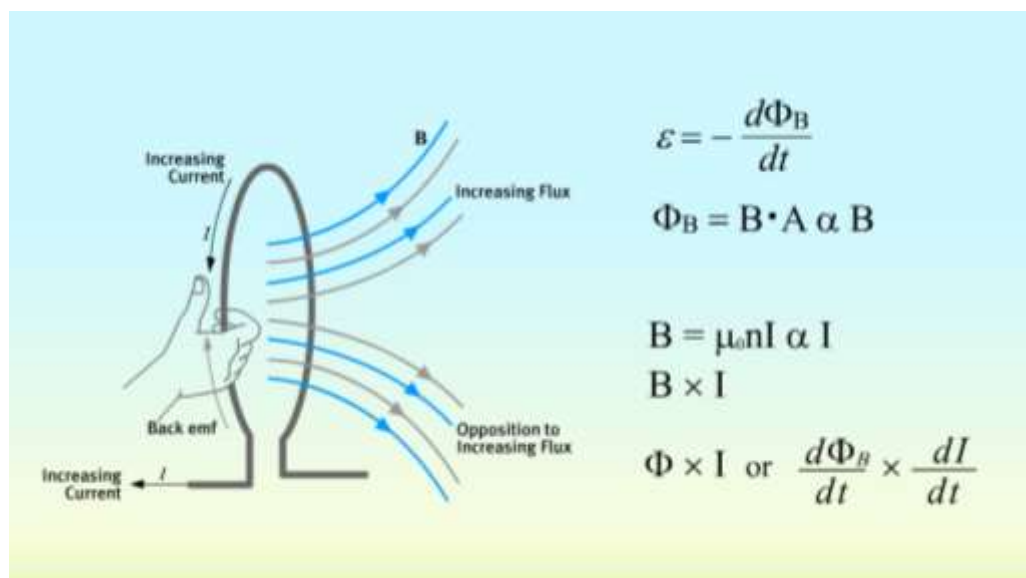
ga ega bo'lamiz. Bu yerdan

$$I = \frac{\varepsilon - \frac{d\Phi}{dt}}{R} = \frac{\varepsilon + \varepsilon_U}{R}, \quad (7)$$

Manbaning ε EYuK dan tashqari induksiyaviy EYuK deb ataluvchi qo'shimcha EYuK ham ta'sir etadi:

$$\varepsilon_U = -\frac{d\Phi}{dt}, \quad (8)$$

va yana (1) - ifodaga ega bo'ldik.

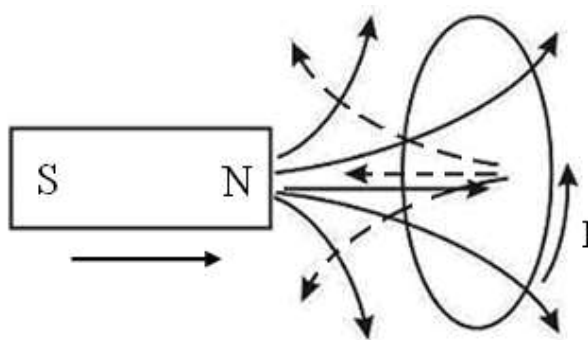


Shuningdek, ifoda B, A nuqta, magnit oqim kuchiga proporsional deb xulosa qilsak bo'ladi.

Bu yerda minus ishora, yopiq zanjirni kesib o'tuvchi $\left(\frac{d\Phi}{dt} > 0\right)$ oqim ortishi bilan induksiyaviy E_{YuK} manba E_{YuK} ga teskari yo'nalgan bo'ladi, oqim kamayganda $\left(\frac{d\Phi}{dt} < 0\right)$ ikkala E_{YuK} larning yo'nalishlari bir xil bo'ladi.

Lents qoidasiga asoslanib induksiyaviy E_{YuK} ning yo'nalishini aniqlash mumkin: induksiyaviy E_{YuK} va tok doimo shunday yo'nalishga ega bo'ladiki, u hosil qilgan magnit maydoni shu tokni vujudga keltiruvchi magnit oqimining o'zgarishiga qarshilik qiladi.

1-misol. O'tkazgichdan yasalgan halqaga magnitning shimoliy qutbini yaqinlashtirsak (71 - rasm),



2 - rasm. Doimiy magnitning halqali o'tkazgichda induksiyaviy tokni hosil qilishi.

halqada I induksiyaviy tok hosil bo'ladi, uning magnit maydoni magnitning shimoliy qutbini itarishga harakat qiladi, ya'ni uni yana yaqinlashishiga to'sqinlik qiladi. Natijada, bu induksiyaviy tokning magnit kuch chiziqlari halqada o'ngdan chapga tomon yo'nalgan bo'ladi, ya'ni biz tarafda pastdan yuqoriga qarab yo'nalgandir.

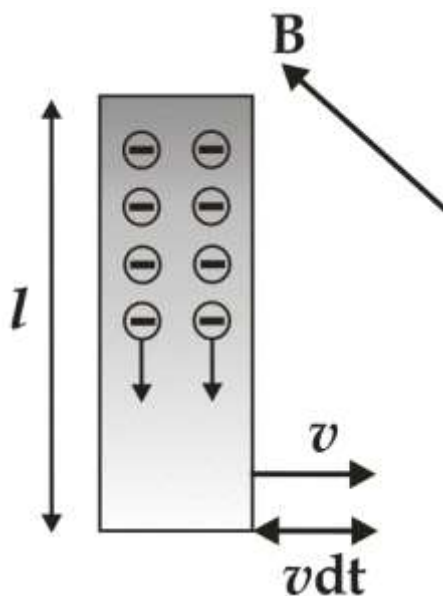
2-misol. l uzunlikdagi o'tkazgich, uning uzunligiga perpendikulyar yo'nalishda v tezlik bilan harakatlansin (2 - rasm). B induksiyali magnit maydon harakat yo'nalishi o'tkazgich uzunligiga perpendikulyar bo'lsin. O'tkazgichdagi ye zaryadli erkin elektronlarning har biri o'tkazgich bilan v tezlikda harakatlanadi. Ularning har biriga $f = e\upsilon B$ ga teng Lorents kuchi ta'sir qiladi. Fikran, Lorents kuchini unga teng $eE = e\upsilon B$ elektr kuchi bilan olmashtiramiz.

$E = \upsilon \cdot B$ kattalikni Lorents kuchi maydonining kuchlanganligi deb ataymiz. Bu kuchlanganlik xuddi o'tkazgichning l uzunlikka teng kesmasiga

$$\Delta\varphi = E\ell = \upsilon B\ell$$

potentsiallar farqi qo'yilganday tasavvur etamiz va u induksiyaviy elektr yurituvchi kuchga tengdir.

$$\varepsilon_U = -\frac{d\Phi}{dt} = -\upsilon B\ell$$



3 - rasm. Harakat yo'nalishiga perpendikulyar bo'lgan magnit maydonining o'tkazgich elektronlariga ta'siri.

Shunday qilib, o'tkazgichda harakat qilayotgan erkin elektronlarga Lorents kuchining ta'siri (1) - ifodasiga olib keladi.

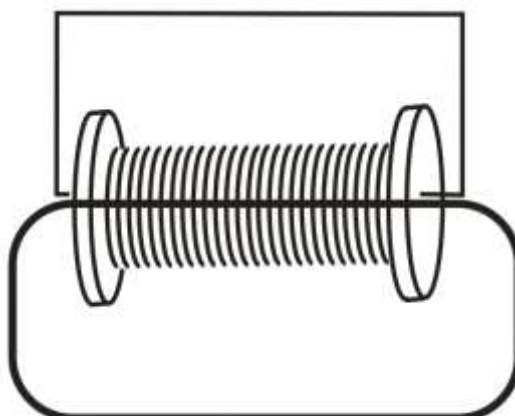


Bu ikkala tajriba asosida Faradey faqat magnet oqimini o'zgartirib, chulg'amni biror tokmanbaiga ulamasdan tok hosil qilish mumkinligini isbotladi.

Agar yopiq zanjir N - ta o'ramlardan iborat bo'lsa va magnit oqimining kuch chiziqlarining har biri shu o'ramlarni kesib o'tsa (*4 - rasm*), u holda bu oqimning o'zgarishi, zanjirda induksiyaviy *EYuK* ni hosil qiladi:

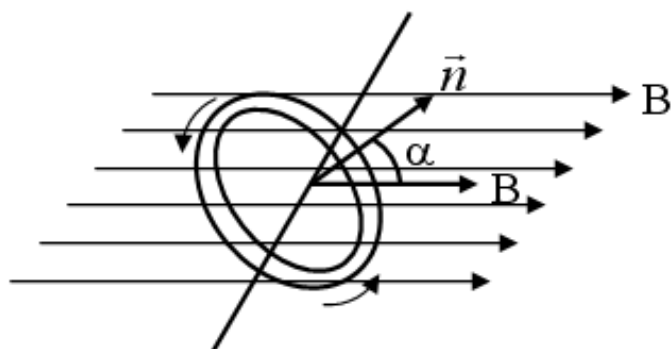
$$\varepsilon_U = -N \frac{d\Phi}{dt} = -\frac{d\psi}{dt}, \quad (9)$$

bu yerda $\psi = NF$ - oqim tutilishi deb ataladi.



4 - rasm. N ta o'ramlardan iborat yopiq zanjir.

Kuch chiziqlariga perpendikulyar bo'lgan o'q atrofida, V induksiyali bir jinsli magnit maydonida ω doimiy burchak tezlik bilan aylanayotgan, har bir S yuzaga ega bo'lgan N o'ramlardan iborat ramkaning elektromagnit induksiyasini ko'rib chiqamiz (*74 - rasm*).



5 - rasm. V induksiyali magnit maydonida aylanayotgan N o'ramli ramka.

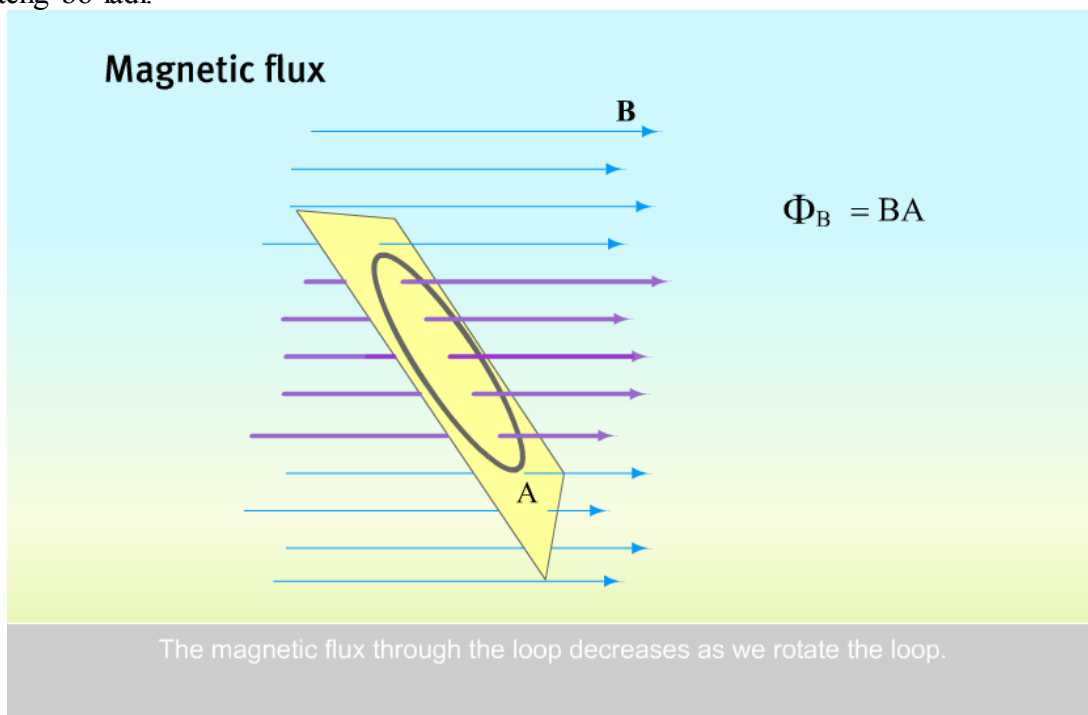
Boshlang'ich momentda ($t = 0$), ramka tekisligi V yo'nalishga perpendikulyar bo'lsin. Bu ramkani kesib o'tuvchi magnit oqimi

$$\Phi_0 = BS$$

dan borat. t momentda esa, u

$$\Phi = BS \cdot \cos \alpha$$

ga teng bo'ladi.



Chulg'amni bursak, chulg'amdan o'tuvchi magnit oqimi kamayadi.

Ramkada magnit oqimining tutilishi

$$\psi = NBS \cdot \cos \alpha$$

ga teng. Induksiyaviy E_{YuK} esa, quyidagiga teng bo'ladi:

$$\varepsilon_U = \frac{d\psi}{dt} = NBS \cdot \omega \cdot \sin \omega t = \varepsilon_o \sin \omega t$$

Zanjir qarshiligi R bo'lsa, ramkadagi induksiyaviy tok

$$I = \frac{\varepsilon_o}{R} \sin \omega t = I_o \cdot \sin \omega t, \quad (10)$$

ga teng bo'ladi. Bu yerda, ε_o va I_o – induksiyaviy E_{YuK} va tokning maksimal qiymatlaridir.

(10) - ifoda bo'yicha o'zgaruvchi tok, *sinusoidal o'zgaruvchan tok* deb ataladi.

Magnit oqimi tutilishi ψ_1 dan ψ_2 qiymatgacha o'zgarishi uchun ketgan vaqtda zanjir orqali o'qib o'tgan Q zaryad miqdorini hisoblab ko'ramiz:

t - vaqt momentida induksiyaviy tok

$$I = \frac{\varepsilon_U}{R} = -\frac{I}{R} \frac{d\psi}{dt}$$

ga teng. dt kichik vaqt ichida zanjir orqali dQ zaryad oqib o'tadi:

$$dQ = -\frac{I}{R} \frac{d\psi}{dt} \cdot dt = -\frac{I}{R} d\psi, \quad (11)$$

ψ_1 dan ψ_2 gacha intervalda (11) - ifodani integrallasak quyidagiga ega bo'lamiz:

$$Q = -\frac{I}{R} \int_{\psi_1}^{\psi_2} d\psi = \frac{\psi_1 - \psi_2}{R} I, \quad (12)$$

Magnit maydonining o'zgarishi hisobiga hosil bo'lgan elektr maydon kuch chiziqlari magnit kuch chiziqlarini chirmab oladi.

V induksiya vaqt bo'yicha o'zgarishi uchun

$$\frac{\partial B}{\partial t} \neq 0,$$

\vec{E} sirkulyatsiya vektori, elektrostatik maydon induksiya vektoridan farqli ravishda nolga teng emas.

Shuning uchun bunday elektr maydoni potensial maydon emas, u uyurmali bo'ladi va bunday maydon nuqtalarida potensial bir xil qiymatga ega bo'lmaydi. Kuch chiziqlarini boshi va oxiri bo'lmay, ular yopiq chiziqlardan iborat bo'ladi.

O'tkazgichning induktivligi

Elektr toki oqayotgan har bir o'tkazgich o'zining xususiy magnit maydoni ta'sirida bo'ladi. Tok hosil qilgan magnit oqimi yoki oqim tutilishi, barcha sharoitlarda tok kuchiga proporsionaldir:

$$\psi = LI, \quad (1)$$

bu yerda L - proporsionallik koeffitsienti - *o'tkazgichning induktivligi* deb ataladi. O'tkazgichning induktivligi uning shakli, o'lchami va magnit singdiruvchanlikka bog'liqdir.

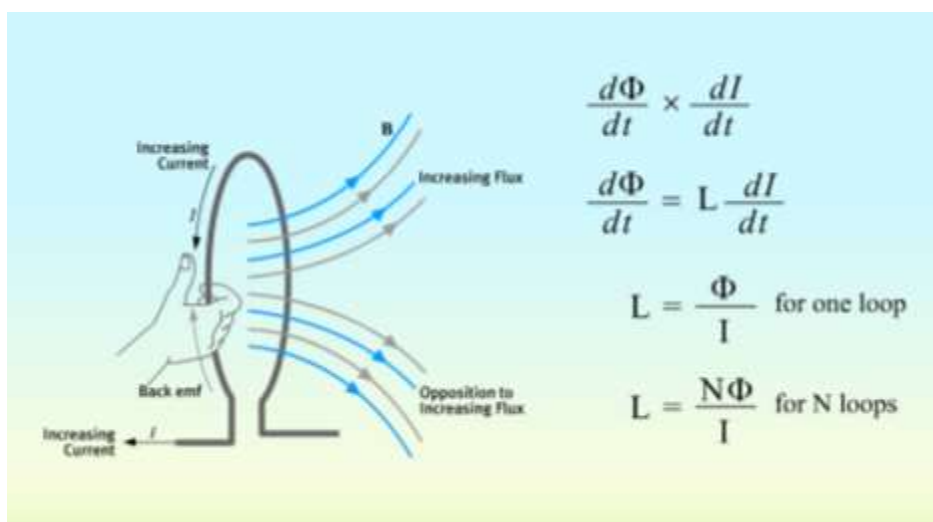
O'tkazgichda magnit maydonining o'zgarishi unda induksiya elektr yurituvchi kuchini qo'zg'atadi va u *o'zinduksiya EYuK* deb ataladi.

(1) - ifodadan ko'rinib turibdiki, o'zinduksiya EYuK ni vujudga kelishi o'tkazgichda tok kuchining yoki o'tkazgich induktivligining o'zgarishi hisobiga sodir bo'ladi. Bu o'zgarishlarda, konturda hosil bo'ladigan o'zinduksiya EYuK ε quyidagiga tengdir:

$$\varepsilon_{y3} = -\frac{d\psi}{dt} = -\frac{d(IL)}{dt} = -\left(L\frac{dI}{dt} + I\frac{dL}{dt}\right), \quad (2)$$

Agarda tok kuchi o'zgarishida induktivlik o'zgarmasdan qolsa ($L = const$, bu hol faqat moddada ferromagnit xususiyati yo'qligida yuz berishi mumkin), u holda o'zinduksiya EYuK quyidagiga teng bo'ladi:

$$\varepsilon_{y3} = -L\frac{dI}{dt}, \quad (3)$$



Induktivlik ifodasini quyidagicha magnit oqimni tok kuchiga nisbati orqali, agar cho'lg'am o'ramlardan iborat bo'lsa, ifodani soniga ko'paytiramiz.

Bu ifodadagi minus ishora Lens qoidasiga asosan paydo bo'lgan va induksiyaviy tok uni vujudga keltiruvchi sabablarga doimo qarshilik qilish tarafiga yo'nalganligini bildiradi.

XBT da o'tkazgich induktivligining birligi sifatida, o'tkazgichdagi tok kuchi har sekunda 1 A ga o'zgarganda 1 Vb ga teng ψ - magnit oqimi tutilishini hosil qila oladigan induktivlik qabul qilingan:

$$1Gn = 1\frac{Vb}{A}\left(\frac{Veber}{Amper}\right), \quad (4)$$

(3) - ifodadan $1Gn = 1 V\cdot s/A$ ga teng bo'ladi.

$$\varepsilon_i = -\frac{d\Phi_n}{dt}$$

$$\varepsilon_i = -L \frac{dI}{dt}$$

$$L = \frac{\varepsilon_i}{\frac{dI}{dt}}$$

$$1H = 1 \frac{V \cdot s}{A}$$

Induktivlikning SI dagi birligi Genri bo'lib, H bilan belgilanadi, chunki biz ko'rdikki, ushbu formuladagi birliklar nisbati 1 volt ko'paytiruv sekund taqsim amperdir.

Solenoidning induktivligi

Uzunligi diametridan katta bo'lgan solenoid induktivligini hisoblab ko'ramiz. I tok oqayotganda, solenoid ichida induksiyasi $B = \mu_0 \mu_n I$ ga teng bo'lgan bir jinsli magnit maydoni hosil bo'ladi.

Har bir o'ramdan o'tayotgan magnit oqimi $F=BS$ ga teng bo'lib, solenoid bo'yicha to'la magnit oqim tutilishi

$$\psi = N\Phi = n\ell \cdot B \cdot S = \mu_0 \mu_n^2 \ell \cdot S \cdot I, \quad (1)$$

ga teng bo'ladi. Bu yerda ℓ - solenoid uzunligi, S - uning ko'ndalang kesimi yuzasi, n - birlik uzunlikdagi o'ramlar soni. Solenoidning umumiy o'ramlari soni

$$N = n\ell$$

dan iborat bo'lganda, $\psi = N\Phi = n\ell \cdot B \cdot S = \mu_0 \mu_n^2 \ell \cdot S \cdot I$ va $\psi = LI$ ifodalarni solishtirish orqali, uzun solenoid induktivligi ifodasini keltirib chiqarish mumkin:

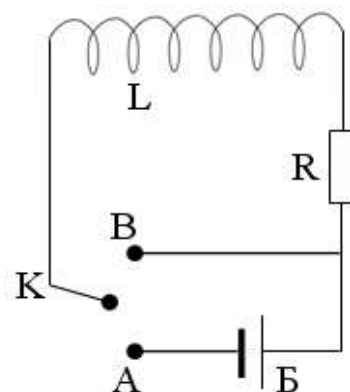
$$L = \mu_0 \mu_n^2 \ell \cdot S = \mu_0 \mu_n^2 \cdot V, \quad (2)$$

bu yerda $V = \ell \cdot S$ - solenoid hajmi. Bu ifodadan μ_0 ning o'lchov birligini topishimiz mumkin:

$$\mu_0 = \frac{L}{n^2 \cdot V}, \quad \frac{\text{Genri}}{\text{metr}} \left(\frac{\text{Gn}}{\text{m}} \right)$$

Zanjirni tok manбайдan uzishda hosil bo'ladigan o'zinduksiya

Katta induktivlikka ega bo'lgan zanjirni tok manбайдan uzishda vujudga keladigan o'zinduksiya hodisasini ko'rib chiqamiz (*6 - rasm*).



6 - rasm. Katta induktivli elektr zanjiri.

K kalit A kontaktga ulanganda, zanjirdan miqdori Om qonuni bilan aniqlanadigan I_0 o'zgarmas tok oqa boshlaydi.



Induksiya chiziqlarini oshirish vaqtida halqa atrofida magnit maydonlari o'zgarishi sababli elektron yo'nalishini o'zgartiradi va o'zinduksiya hosil bo'ladi.

$t = 0$ momentda kalitni tok manбайдan uzib, V kontaktga ulaymiz va yopiq zanjir hosil qilamiz. Tok o'zgarib, kamaya boshlaydi, zanjirning induktivlik qismida o'zinduksiya E_{YuK} hosil bo'ladi va tokning kamayishiga qarshilik qilib, uni ma'lum vaqtgacha saqlab qolishga intiladi. Om qonuniga asosan:

$$IR = \varepsilon_{o'z} = -L \frac{dI}{dt}$$

yoki

$$\frac{dI}{dt} = -\frac{R}{L} I,$$

o'zgaruvchilarni alohida guruhlasak

$$\frac{dI}{I} = -\frac{R}{L} dt, \quad (1)$$

ga ega bo'lamiz.



Shuningdek, induksiya oqimi birinchi halqaning o'zida bo'lganligi uchun kontur bo'ylab harakatlanadi.

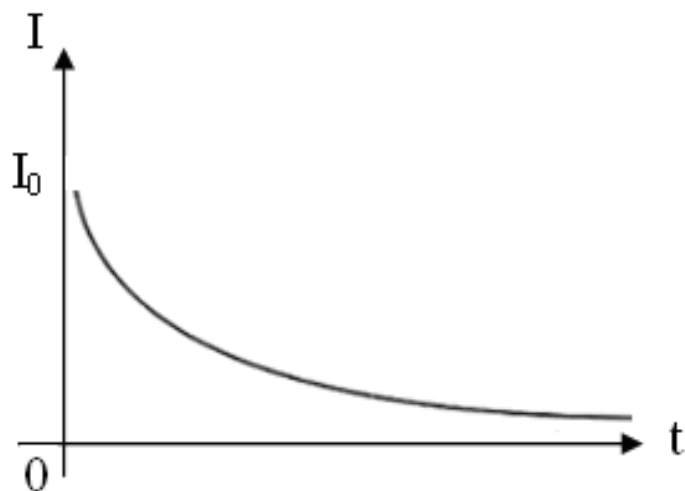
Bu differensial tenglamaning chap tarafini I_0 dan I gacha, o'ng tomonini 0 dan t gacha integrallasak, quyidagiga ega bo'lamiz:

$$\int_{I_0}^I \frac{dI}{I} = -\frac{R}{L} \int_0^t dt \quad \text{yoki} \quad \ln \frac{I}{I_0} = -\frac{R}{L} t.$$

Bu ifodani potentsiallasak

$$I = I_0 e^{-\frac{R}{L} t}, \quad (2)$$

ga ega bo'lamiz.

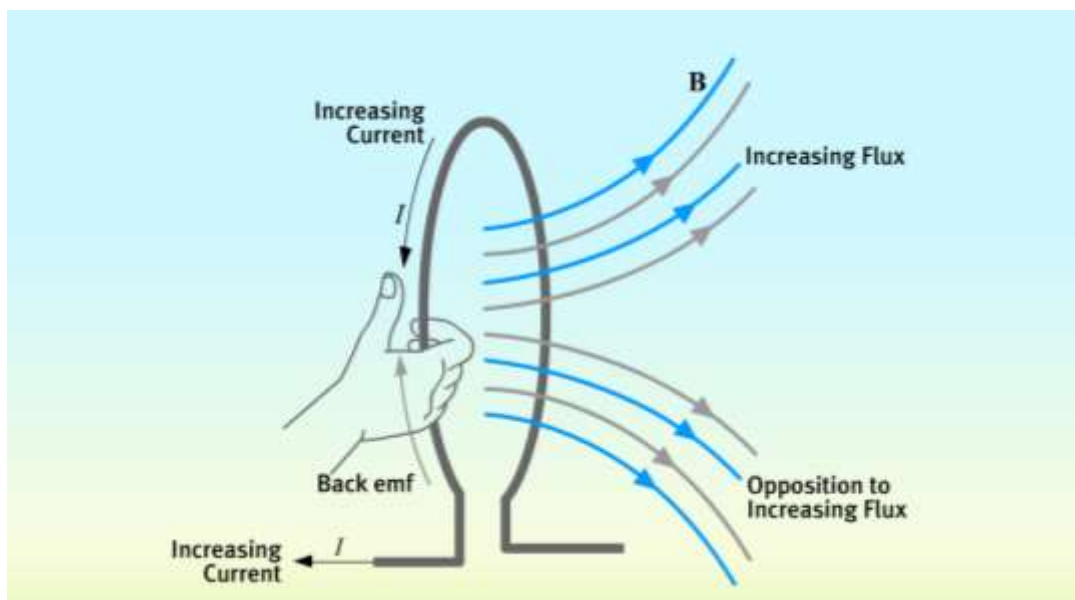


7 - rasm. Induktivlikka ega bo'lgan elektr zanjirida induksiyaviy tokning vaqtga bog'liq o'zgarishi.

Katta induktivli zanjirni tok manбайдan uzishda xosil bo'lgan tokning vaqt bo'yicha o'zgarish grafigi 7 - rasmda keltirilgan.

Zanjir manбайдan uzilib, yopiq zanjir hosil qilingandan so'ng tokning vaqt bo'yicha o'zgarishi eksponenta bilan xarakterlanadi.

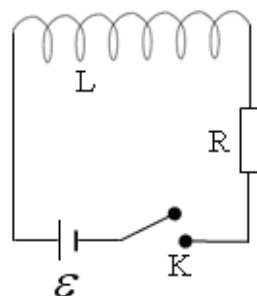
Tok qiymatining nolga tenglashish vaqti $\frac{R}{L}$ nisbatga bog'liq, L induktivlik qancha katta bo'lsa, u vaqt shuncha katta bo'ladi.



Bosh barmog'ingiz magnit maydoniga qarama-qarshi yo'nalishida bo'ladi.

Zanjirni tok manbaiga ulashda hosil bo'ladigan o'zinduksiya

Boshlang'ich momentda zanjir ochiq va zanjirdagi tok qiymati nolga teng (8 - rasm).



8 - rasm. Induktivlik va qarshilikdan iborat elektr zanjiri.

$t = 0$ vaqt momentida zanjirni manbaga ulasak, undagi tok 0 dan I_0 qiymatgacha orta boradi.

Tokning ortishi (o'zgarishi) qo'shimcha o'zinduksiya E_{YuK} ni vujudga keltiradi. Om qonuniga asosan, quyidagi ifodani yozishimiz mumkin:

$$IR = \varepsilon + \varepsilon_{o'z} = \varepsilon - L \frac{dI}{dt}$$

Ifodaning barcha qismlarini L ga bo'lsak

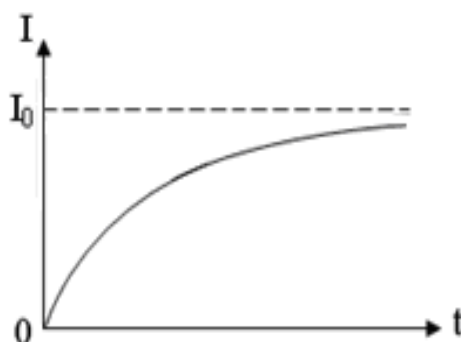
$$\frac{dI}{dt} + \frac{R}{L}I - \frac{\varepsilon}{L} = 0, \quad (1)$$

ga ega bo'lamiz. Bu bir jinsli bo'lmagan differentsial tenglamaning yechimi ($t = 0$ da $I = I_0$ ga teng bo'lganda)

$$I = I_0 \left(1 - e^{-\frac{R}{L}t} \right), \quad (2)$$

dan iboratdir. 9 - rasmda zanjir manbaga ulangandagi tokning o'zgarish grafigi keltirilgan.

Tok qiymati eksponentsial ko'rinishda oshib boradi va bunga tegishli vaqt $\frac{R}{L}$ nisbatga kuchli bog'liqdir.



9 - rasm. Zanjirni tok manbaga ulashda hosil bo'lgan induksiyaviy tokning vaqtga bog'liq o'zgarishi.

O'zaroinduksiya

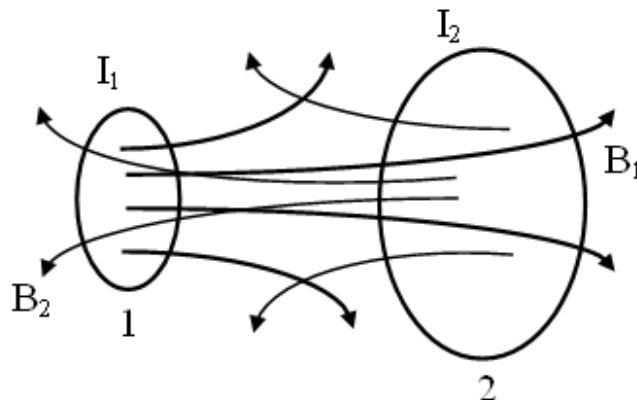
10 - rasmda bir-biriga yaqin joylashgan ikkita konturni olamiz.

1 - konturda qandaydir manba orqali I_1 tok oqadi.

Bu tok $\psi_1 = L_1 I_1$ magnit oqimini hosil qiladi va uning ψ_{12} qismi 2 - konturni sizib o'tadi.

$$\psi_{12} = L_{12} \cdot I_1,$$

dt vaqt ichida I_1 tokni dI_1 qiymatga o'zgartirsak, 2 - konturda o'zinduksiya EYuK ni hosil qilamiz



10 - rasm. Ikkita yopiq kontur orasidagi o'zaroinduksiya.

$$\varepsilon_{12} = -\frac{d\psi_{12}}{dt} = -L_{12} \frac{dI_1}{dt}, \quad (1)$$

Endi esa, konturlar holatini o'zgartirmasdan, 2 - konturga tok manbaini ulab, unda I_2 tok hosil qilamiz. O'z navbatida I_2 tok $\psi_2 = L_2 I_2$ magnit oqimini vujudga keltiradi. Bu oqimning $\psi_{21} = L_{21} I_2$ qismi birinchi konturni kesib o'tadi.

I_2 tok qiymatini o'zgartirsak, 1 - konturda ε_{21} - o'zinduksiya EYuK hosil bo'ladi:

$$\varepsilon_{12} = -\frac{d\psi_{21}}{dt} = -L_{21} \frac{dI_2}{dt}, \quad (2)$$

Agarda konturlarning o'lchamlari va holatlari o'zgarmas saqlansa L_{12}, L_{21} ga teng bo'ladi.

$$L_{21} = L_{12} = M$$

bu yerda M - *ikki konturning o'zaro induksiya koeffitsientidir* va uning qiymati ikkita konturning o'zaro bog'lanish darajasini bildiradi.

Bir konturda tokning o'zgarishi ikkinchisida induksiya EYuK ni hosil qilish hodisasi - *o'zaro induksiya* hodisasi deb ataladi.

L_{12} va L_{21} koeffitsientlar qiymatlari konturlarning shakli, o'lchamlari va o'zaro joylashishiga bundan tashqari, atrof muhitning magnit singdiruvchanligiga ham bog'liqdir.

Shunday qilib, ikkinchi zanjirda induksiyalangan EYuK qiymati o'zaro induksiya koeffitsienti va birinchi zanjirdagi tokning o'zgarish tezligiga proporsionaldir:

$$\varepsilon = -M \frac{dI}{dt}, \quad (3)$$

Bunday induksiya EYuK ning paydo bo'lishi, odatda transformatorlarda kuzatiladi.

Tokning magnit maydon energiyasi

6 - rasmda keltirilgan chizmani ko'rib chiqamiz. I_0 boshlang'ich tok L induktivlikli g'altakda magnit maydoni hosil qiladi. K kalitni V kontaktga ulanganda zanjirda vaqt bo'yicha so'nuvchi, $\varepsilon_{o'z}$ - o'zinduksiya E_{YuK} ni tiklab turuvchi I tok o'q boshlaydi. dt vaqt ichida bu tokning bajargan ishi quyidagiga teng bo'ladi:

$$dA = \varepsilon_{o'z} \cdot I \cdot dt = -\frac{d\psi}{dt} \cdot I \cdot dt = -I \cdot d\psi, \quad (1)$$

Agarda solenoid induktivligi I tokka bog'liq bo'lmasa ($L = const$), u holda

$$d\psi = L \cdot dI$$

ga teng bo'ladi.

$$dA = -L \cdot I \cdot dI, \quad (2)$$

bu ifodani I dan 0 qiymatgacha integrallasak, magnit maydon yo'qolguncha ketgan vaqt ichida tokning bajargan ishini baholay olamiz:

$$A = -\int_I^0 L I dI = \frac{LI^2}{2}, \quad (3)$$

Magnit maydoni butunlay yo'qolganda, tok oqimi to'xtaydi, bajarilgan ish zanjirda ajralgan issiqlik miqdoriga teng bo'ladi:

$$W_M = \frac{LI^2}{2}, \quad (4)$$

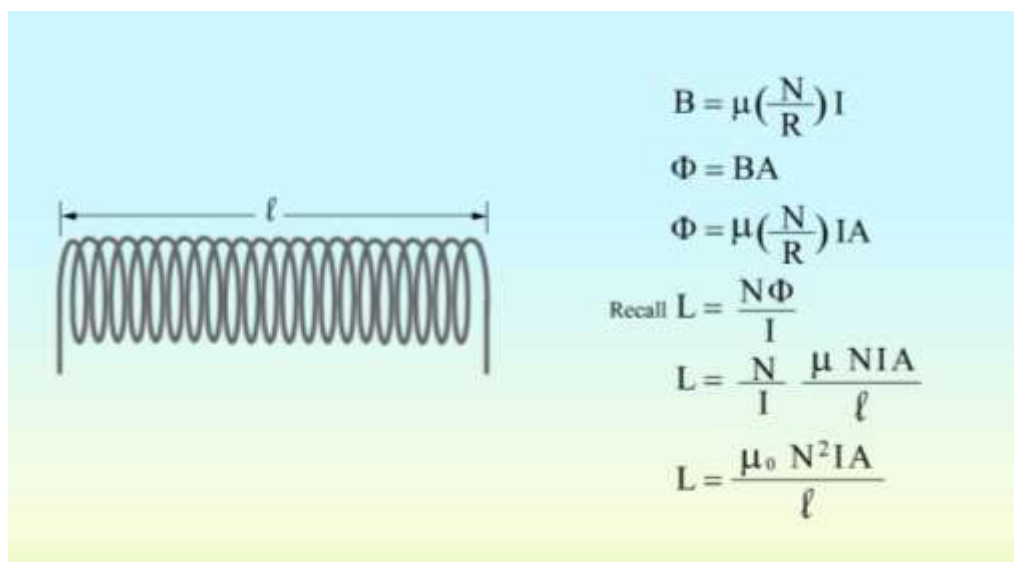
bu yerda, W_m - magnit maydon energiyasidir, u o'tkazgichda (induktivlikda) joylashgan bo'lib, asosan o'tkazgichdan o'tayotgan tokka bog'liqdir (L - o'tkazgich induktivligi, I - tok).

Magnit maydon energiyasini

$$I = \frac{H}{n}$$

ifoda yordamida maydon bilan bog'liq bo'lgan kattalik orqali ham ifodalashimiz mumkin:

$$L = \mu_0 \mu n^2 \cdot V, \quad H = nI, \quad I = \frac{H}{n}$$



Shundayqilib, induktivlik, μ_0 ni o'ramlar soni N^2 va yuzalarni ko'paytirib solenoid uzunligiga bo'lganimizga tengdir.

Shuning uchun:

$$W_M = \frac{\mu_0 \mu H^2}{2} \cdot V, \quad (5)$$

ga teng bo'ladi. Bu yerda, μ va N - muhitning magnit sindiruvchanligi va solenoid ichidagi maydon kuchlanganligi, V - solenoid hajmi.

$\delta_M = \frac{\mu_0 \mu H^2}{2}$ - kattalik, magnit maydon energiyasi o'zgarmas zichlik bilan taqsimlanganligini ko'rsatadi.

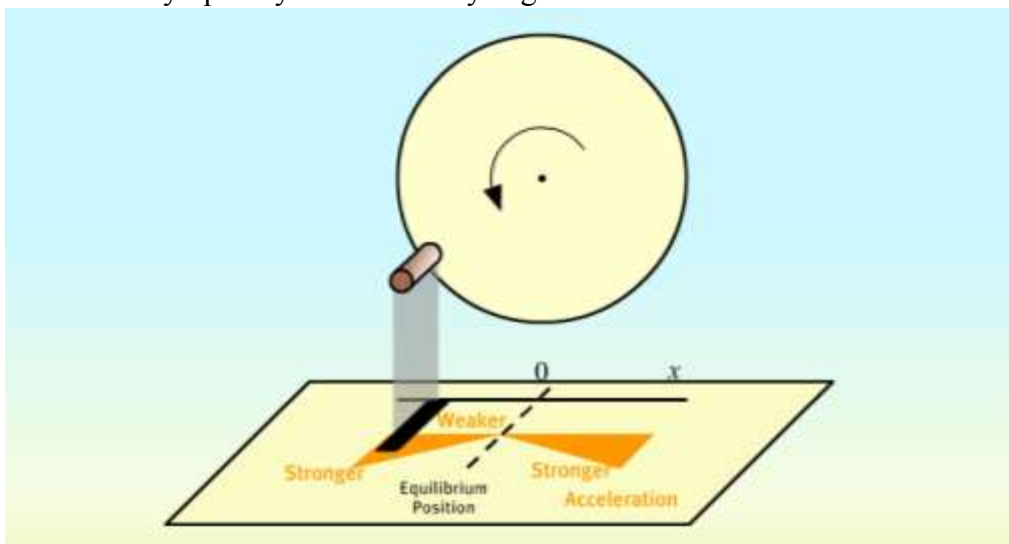
16-MA'RUZA: TEBRANMA HARAKATLAR

REJA:

1. Garmonik tebranma harakat kinematikasi va dinamikasi
2. Garmonik tebranma harakat energiyasi
3. Matematik, fizik, prujinali mayatniklar va tebranish konturi

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 va boshqa tebranishlarga ajratish mumkin. Ammo tebranma harakat yoki jarayonlar turli bo'lishiga qaramay, ularning barchasi umumiy qonuniyatlar asosida yuzaga keladi.



Sodda garmonik harakatda jismning tezlanishi uning muvozanat holatidan jism holatigacha bo'lgan masofaga to'g'ri proporsional bo'ladi.

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

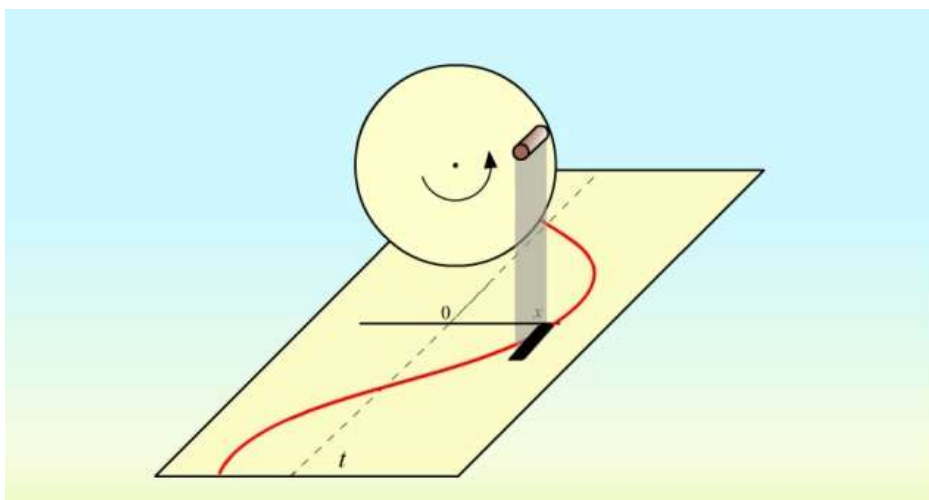
Garmonik tebranishlarda tebranuvchi kattaliklar vaqt o'tishi bilan sinus yoki kosinus qonuniyatlariga bo'ysungan holda o'zgarishi kuzatiladi:

$$y = A \cdot \sin(\omega_0 t + \varphi), \quad (1)$$

bu yerda u – tebranuvchi kattalik, A - tebranuvchi kattalikning amplitudasi (maksimal

siljishi), $\omega_0 = \frac{2\pi}{T} = 2\pi\nu$ - doiraviy yoki tsiklik chastota, φ $t = 0$ vaqtdagi

tebranishning boshlang'ich fazasi, $\omega_0 t + \varphi$. t – vaqtdagi tebranish fazasi.



Oldindan aytib o`tilgan ma`lumotlar asosida, siz tebranayotgan jism harakatining grafigini chiza olish imkoniyatiga ega bo`lasiz.

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 yerdan tebranish davri quyidagiga teng bo`ladi:

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

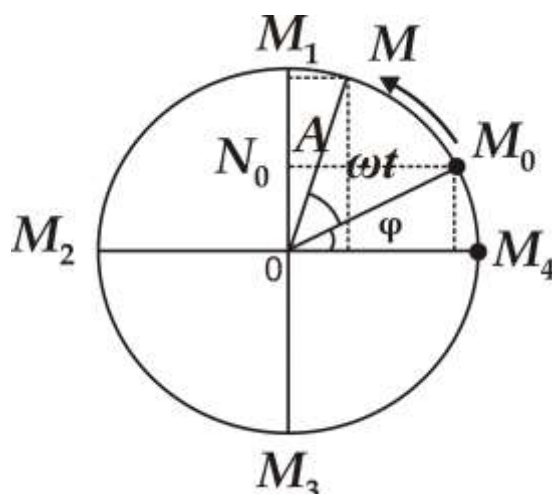
Tebranish davriga teskari bo`lgan kattalik, birlik vaqt ichidagi to`la tebranishlar sonini belgilaydi va u *tebranishlar chastotasi* deb ataladi:

$$\nu = \frac{1}{T}, \quad (3)$$

Chastota birligi Gerts hisoblanadi va 1 Gerts - 1 sekund davomida 1 tsikl tebranish sodir bo`lishini ko`rsatadi.

Garmonik tebranishlarga bir misol keltiramiz. M nuqta A radiusli aylana bo`ylab

$\omega = \frac{2\pi}{T}$ burchak tezlik bilan tekis harakatlanayotgan bo`lsin (1 - rasm). Harakat boshlanishida, $t = 0$ da



1 - rasm. Moddiy nuqtaning aylana bo'ylab harakati.

nuqta M_0 holatda deb hisoblaymiz. Shu nuqtaga o'tkazilgan $A = OM_0$ aylananing radiusi M nuqtaning burchak tezligiga teng tezlik bilan ko'rsatgich yo'nalishida aylanadi. Agar $t = 0$ da radius 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 proektsiyasi N aylana markazi atrofida garmonik tebranishlar hosil qiladi.

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

$$y = A \sin(\omega t + \varphi), \quad (4)$$

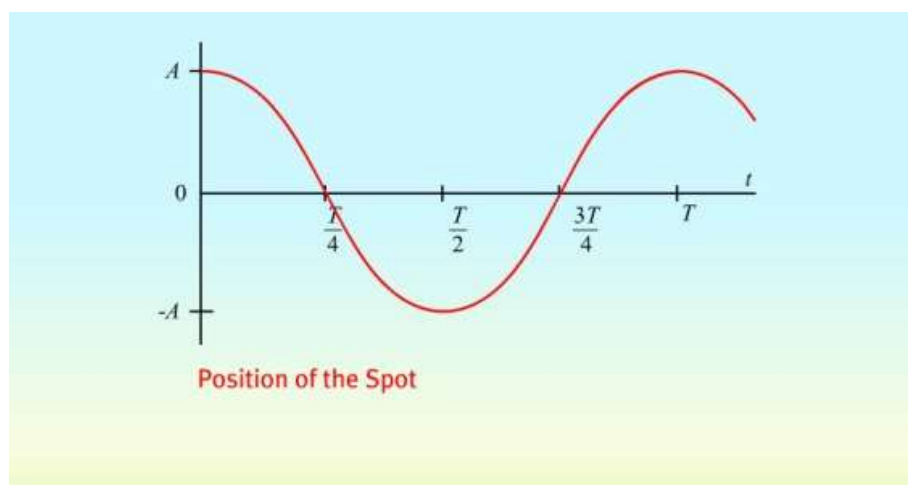
bu yerda u – M nuqtaning tik diametrga proektsiyasi N nuqtaning O aylana markaziga nisbatan holatidir va *tebranuvchi kattalik* hisoblanadi.

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

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

(4) – ifodada t ni $t + T$ bilan almashtirib, $\omega = \frac{2\pi}{T}$ ga tengligini hisobga olsak, M

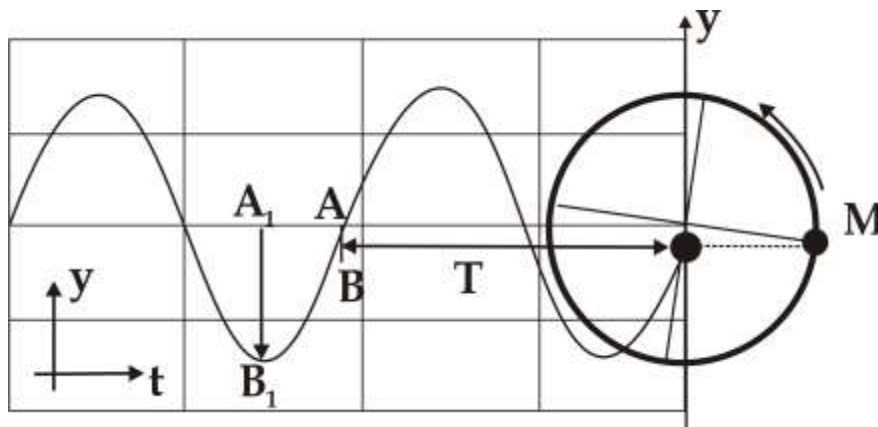
nuqtaning tik diametrga proektsiyasi N ni O nuqta atrofidagi tebranish qiymatiga ega bo'lamiz va x siljish kattaligining davriy ravishda o'zgarishini kuzatamiz.



Bu grafik soyaning orqadan oldinga bir marta to'liq aylanib chiqqanligini ko'rsatadi.

Gorizontal o'q bo'yicha vaqtning o'zgarishini, vertikal o'q bo'yicha esa siljishning o'zgarishini keltirsak, siljishning o'zgarishini grafik ravishda tassavur qilish mumkin. Natijada sinusoida qonuniyatini kuzatamiz (2 - rasm).

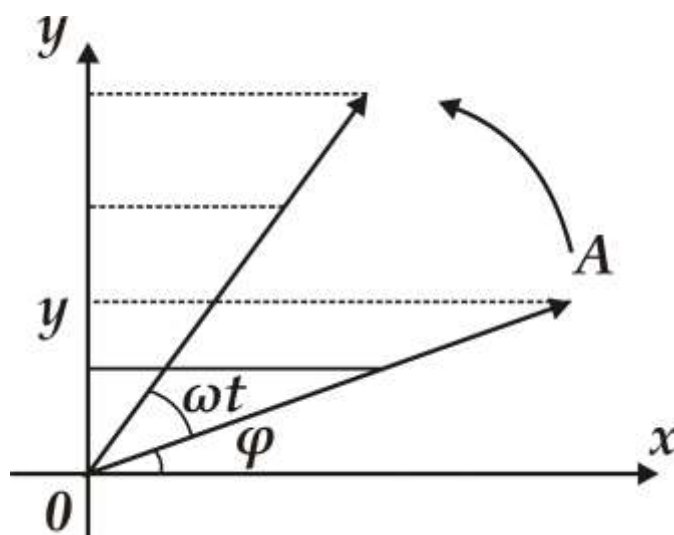
Bu yerda istalgan vertikal AV kesma shu vaqtdagi siljishni ko'rsatadi, A_1V_1 – amplitudaning maksimal qiymatini, T – tebranish davrini ko'rsatadi.



2 - rasm. Moddiy nuqtaning aylana traektoriyasidagi holatini u o'qiga proektsiyasining garmonik tebranishi.

Garmonik tebranishlarning grafik tasvirlash usullaridan yana biri **vektor diagrammalar** usuli hisoblanadi (3 - rasm).

0 nuqta atrofida ω_0 o'zgarmas burchak tezlik bilan aylanayotgan, miqdor jihatdan o'zgarmas A amplitudaga teng bo'lgan vektorni tasavvur qilamiz. Istalgan t vaqtdagi A vektorning vertikal o'qqa proektsiyasi siljishga tengdir, gorizontal o'q bilan hosil qilgan burchagi esa tebranishning fazasini bildiradi.



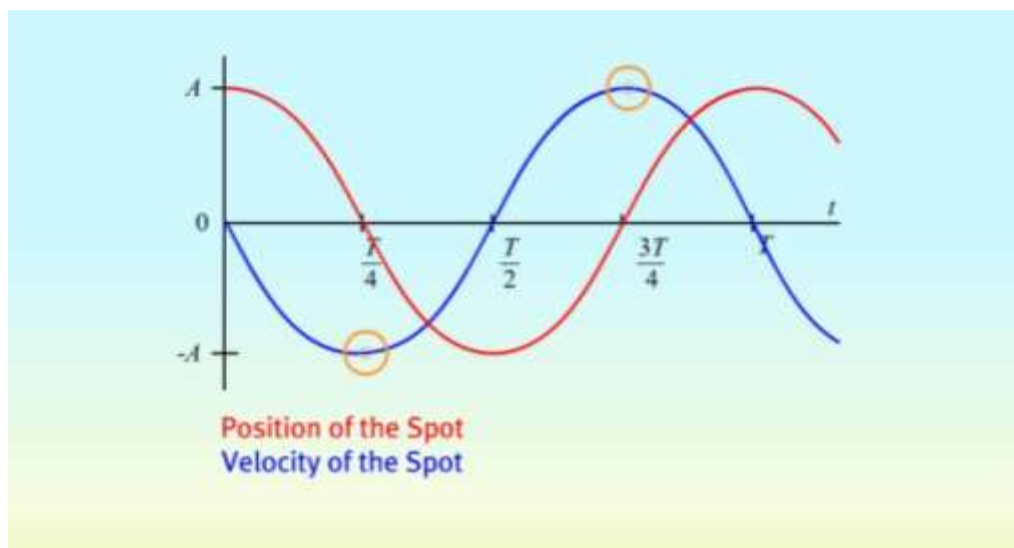
3 - rasm. Garmonik tebranishning vektor diagramma orqali grafik tasviri.

N nuqtaning siljishini t vaqt ichidagi bosib o'tgan yo'li deb hisoblasak, t vaqtdagi uning tezligi quyidagiga teng bo'ladi:

$$v = \frac{dy}{dt} = \omega A \cos(\omega t + \varphi), \quad (5)$$

Tezlanishni ham shunday aniqlaymiz:

$$a = \frac{dv}{dt} = -\omega^2 A \sin(\omega t + \varphi) = -\omega^2 y, \quad (6)$$



Shunga e'tibor beringki, maksimum tezlanish soya o'zining maksimum amplitudasida bo'lgan paytda yuzaga keladi va tezlanish markazga intilgan bo'ladi.

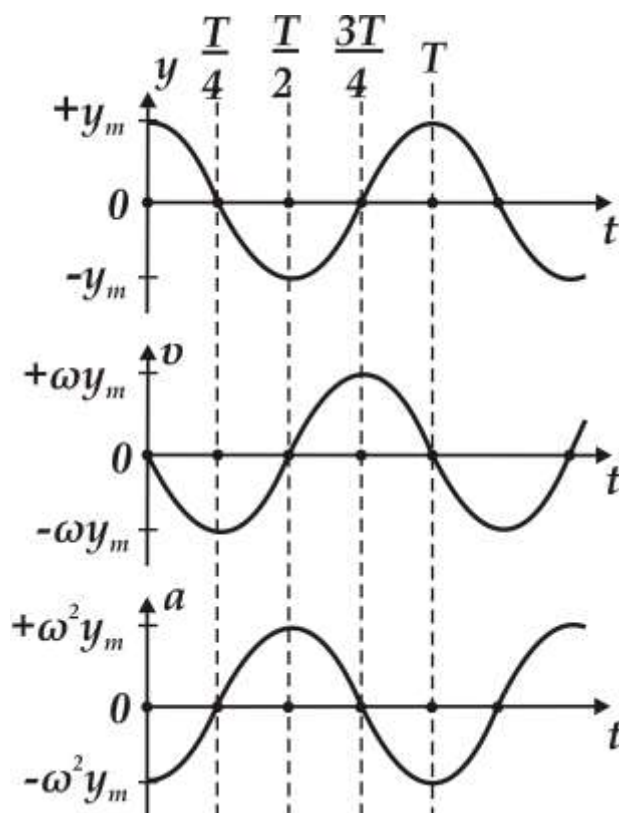
Garmonik tebranayotgan nuqtaning tezlanishi siljishga proporsional bo'lib, ishorasi yo'nalishga teskaridir. (1) -, (5) - va (6) - ifodalar garmonik tebranishning *kinematika qonunlaridir* (4 - rasm).

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

Vektor ko'rinishda quyidagicha ifodalanadi:

$$\vec{F} = m\vec{a} = -m\omega^2 A \sin(\omega t + \varphi) = -m\omega^2 y, \quad (7)$$

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



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

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

$$E = T + U = \text{const}, \quad (8)$$

Garmonik qonuniyat bilan tebranayotgan jismning kinetik energiyasi quyidagicha ifodalanadi:

$$T = \frac{m v^2}{2} = \frac{m \omega^2 A^2 \cos^2(\omega t + \varphi)}{2}, \quad (9)$$

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

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

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

$$U = E - T = \frac{m \omega^2 A^2}{2} - \frac{m \omega^2 A^2 \cos^2(\omega t + \varphi)}{2} = \frac{m \omega^2 A^2 \sin^2(\omega t + \varphi)}{2}, \quad (10)$$

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

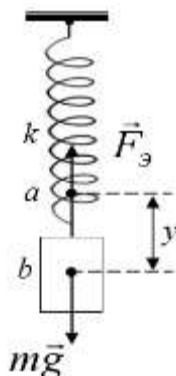
$$F = ma = m \frac{d^2 y}{dt^2} = -m \omega^2 y, \quad \frac{d^2 y}{dt^2} + \omega^2 y = 0, \quad (11)$$

Bu ifoda garmonik tebranishlarning *differentsial tenglamasi* deb ataladi. Uning yechimi $y = A \cdot \sin(\omega t + \varphi)$ dan iboratdir.

Prujinali mayatnik

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

Prujinali mayatnik – yuqori tarafi qo'zg'almas etib qotirilgan spiralli prujinaning pastiga ilingan m – massali yukchadan iboratdir (5 - rasm).



5 - rasm. Prujinali mayatnik.

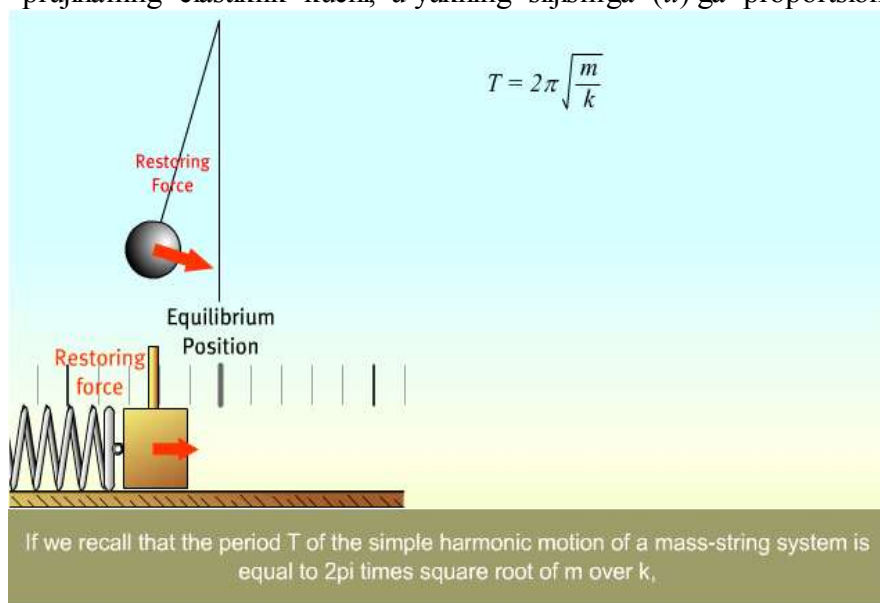
Prujinaning massasi yukchanning massasidan juda kichik deb hisoblanadi. Shuning uchun uning massasi hisobga olinmaydi.

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:

$$F = -ky, \quad (1)$$

Bu yerda k – prujinaning elastiklik kuchi, u yukning siljishiga (u) ga proportsionaldir.



Prujinali mayatnikning oddiy garmonik harakatining davrini T desak, u 2 pining m ni k ga nisbatidan olingan ildiziga ko'paytmasiga teng.

Agarda prujinali mayatnikning garmonik tebranishini hisobga olsak, (1) - ifodani (4) - ifoda bilan solishtirib quyidagi tenglikka ega bo'lamiz:

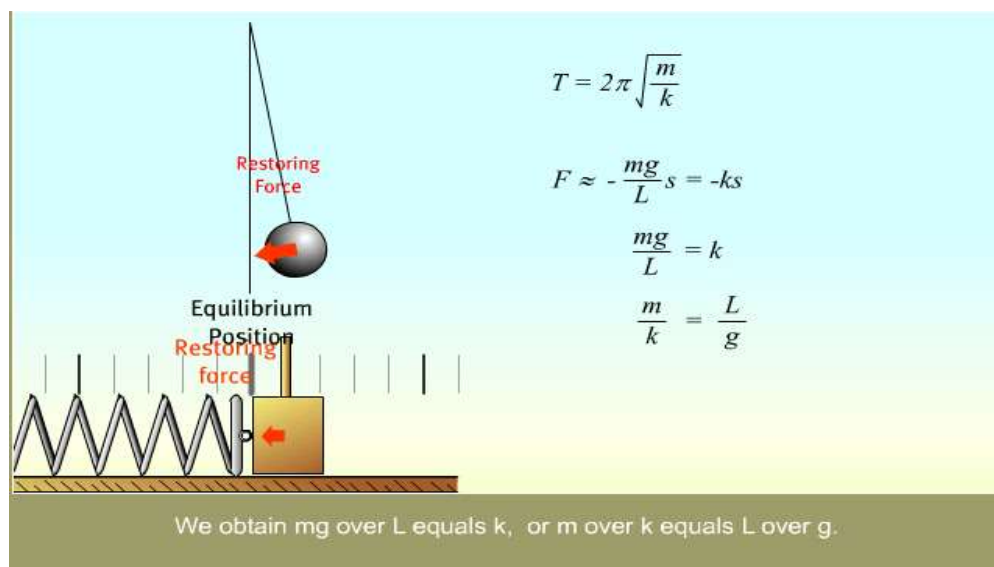
$$\vec{F} = m\vec{a} = -m\omega^2 \cdot A \cdot \sin(\omega t + \varphi) = -m\omega^2 \vec{y} = -k\vec{y}$$

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

Prujinali mayatnikning tebranish davri

$$T = 2\pi \sqrt{\frac{m}{k}}, \quad (3)$$

ga teng bo'ladi.



Biz mg/L qiymat k yoki m ning k ga nisbati L ning g ga nisbatiga teng ekanligini keltirib chiqardik.

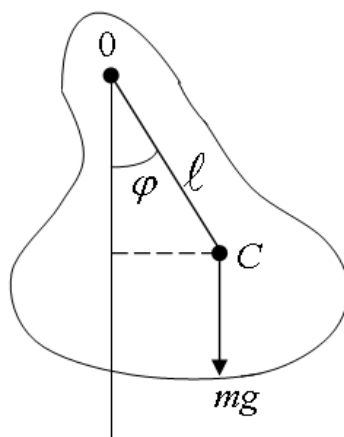
Fizik mayatnik

Fizik mayatnik – bu og'irlik markazi S nuqtadan o'tgan, O o'q markazi atrofida tebranadigan jismdan iboratdir (*6 - rasm*).

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

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

$$M = -mgl \cdot \sin \varphi \approx -mgl \cdot \varphi, \quad (1)$$



6 - rasm. Fizik mayatnik.

ga teng bo'ladi. Aylanma harakatning asosiy qonunini

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

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

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

$$\frac{d^2 \varphi}{dt^2} + \frac{mgl}{I} \varphi = 0, \quad (3)$$

Bundan fizik mayatnikning tsiklik chastotasi

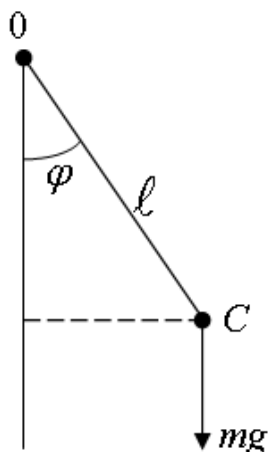
$$\omega = \sqrt{\frac{mgl}{I}}$$

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

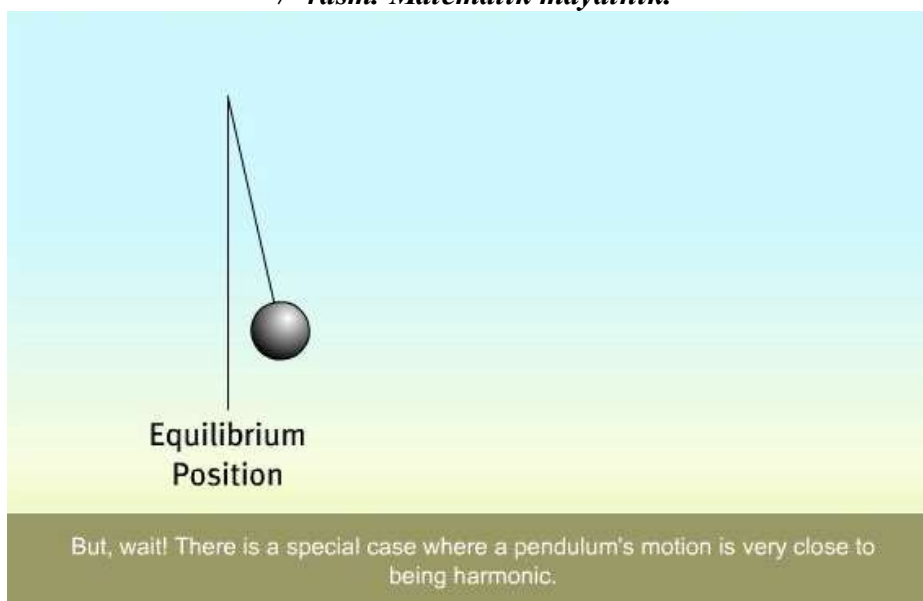
$$T = 2\pi \sqrt{\frac{I}{mgl}}, \quad (4)$$

Matematik mayatnik

Matematik mayatnik – og'irligi hisobga olinmaydigan, l uzunlikdagi cho'zilmaydigan ipga osilgan m massali moddiy nuqtadir (7 - rasm).



7- rasm. Matematik mayatnik.



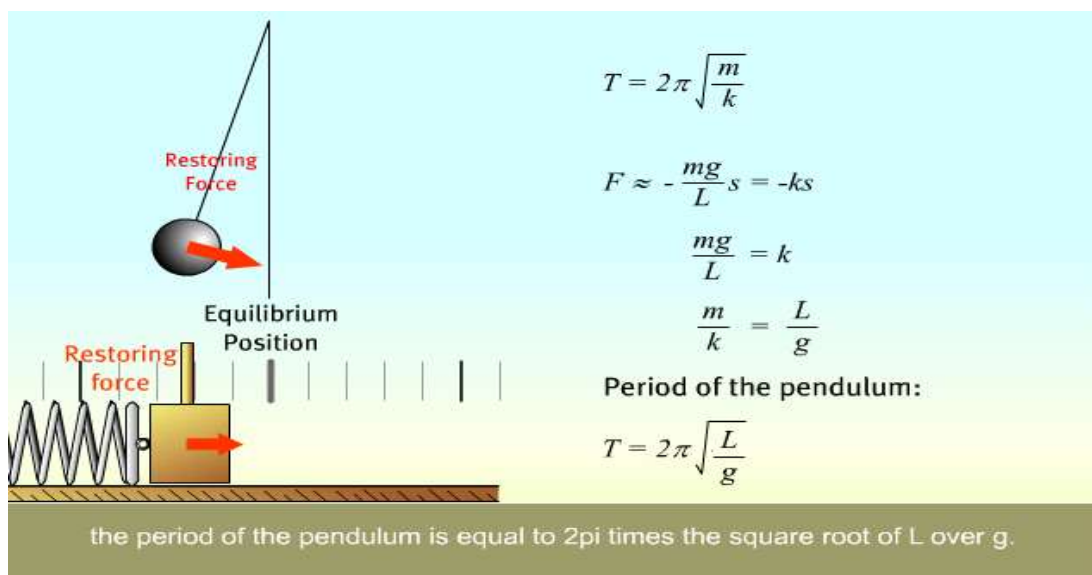
Ammo kuting! Matematik mayatnikning harakati garmonik tarzda bo'lishida alohida holat mavjud.

U fizik mayatnikning xususiy holdir. Ip vertikal o'qdan kichik φ burchakka siljitsa, m massali moddiy nuqtaning inertsia momenti

$$I = ml^2$$

ga teng bo'ladi. (48.4) - ifodaga inertsia momenti qiymatini qo'ysak, matematik mayatnikning tebranish davri ifodasiga ega bo'lamiz:

$$T = 2\pi \sqrt{\frac{I}{mgl}} = 2\pi \sqrt{\frac{ml^2}{mgl}} = 2\pi \sqrt{\frac{l}{g}}, \quad (1)$$



Matematik mayatnikning tebranish davri T L ning g ga nisbatidan olingan kvadrat ildizining 2π ga ko'paytmasiga teng bo'lishini topamiz.

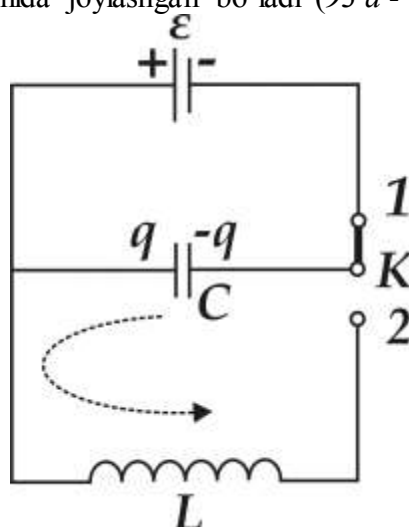
Elektromagnit tebranishlar

S kondensator va L induktivlikdan tashkil topgan yopiq elektr zanjirida yuz beradigan zaryad, kuchlanish va toklarning tebranishlarini kuzatamiz. Eng sodda tebranish konturi 8 - rasmda keltirilgan.

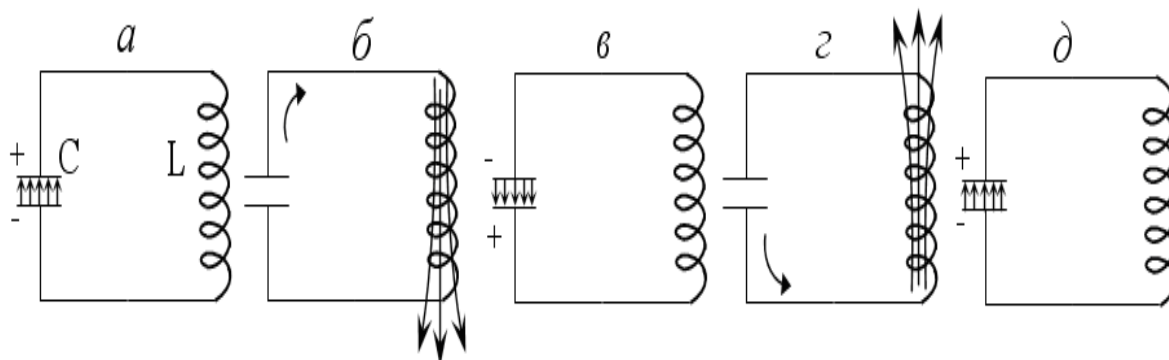
Berk zanjirning qarshiligini hisobga olmaymiz. K kalitni 1 - holatga ulab, kondensatorni U_c potentsiallar farqigacha zaryadlaymiz. Keyin K kalitni 2 - holatga keltirib, yopiq zanjir hosil qilamiz. Boshlanishda energiyaning hammasi

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

kondensatorning elektr maydonida joylashgan bo'ladi (93 a - rasm).



8 - rasm. Eng sodda yopiq elektr zanjir.



9 - 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 (9, b - rasm).

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

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

$$\varepsilon_{o'z} = -L \frac{dI}{dt}$$

paydo bo'ladi. Bu EYuK zanjirdan o'tayotgan tokni o'sha yo'nalishda tiklashga intiladi. Natijada S kondensator yana zaryadlana boshlaydi (9v - 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 (9g - rasm). Shunday qilib, zanjirdagi elektromagnit tebranish bitta to'la tebranish davridan o'tadi.

Kondensatordagi potentsiallar farqi

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

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

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

Bu tenglamaning yechimi 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, quyidagi ifodaga

$$Q = Q_0 \sin\left(\frac{1}{\sqrt{LC}} t + \varphi\right), \quad (2)$$

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

$$U_c = \frac{Q_0}{C} \sin\left(\frac{1}{\sqrt{LC}}t + \varphi\right), \quad (3)$$

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

$$I = \frac{dQ}{dt} = \frac{Q_0}{\sqrt{LC}} \cos\left(\frac{1}{\sqrt{LC}}t + \varphi\right) = \frac{Q_0}{\sqrt{LC}} \sin\left(\frac{t}{\sqrt{LC}} + \varphi + \frac{\pi}{2}\right), \quad (4)$$

(2) -, (3) -, (4) - ifodalardan kondensator qoplamalaridagi potentsiallar farqi va kontur bo'yicha toklar o'zgarishi garmonik qonunlarga bo'ysunishi, ularning tebranish chastotalari bir xil qiymatga ega bo'lishi, kuchlanish va zaryadning fazalari bir xil ekanligi va tokning fazasidan $\pi/2$ qiymatga orqada qolishi ko'rinib turibdi.

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

$$T = \frac{2\pi}{\omega} = 2\pi\sqrt{LC}, \quad (5)$$

Bu ifoda **Tomson formulasi** deb ataladi.

17-MA'RUZA: TEBRANMA HARAKATLAR

REJA:

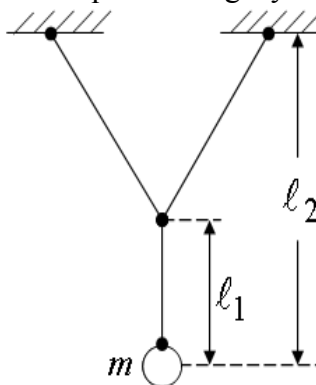
1. Tebranishlarni qo'shish
2. So'navchi mexanik va elektromagnit tebranishlar
3. Tebranishlarning so'nish koeffitsiyenti
4. So'nishning logarifmik dekrementi va tizimning aslligi

Tebranishlarni qo'shish

Ayrim tebranuvchi tizimlarda jism bir vaqtning o'zida bir necha harakatda qatnashishi mumkin. Shunday tizimlardan biri quyidagi 94 - rasmda keltirilgan.

m massali jism rasm tekisligida 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.



1 - rasm. M massali jismning bir-biriga perpendikulyar tekisliklardagi tebranishi.

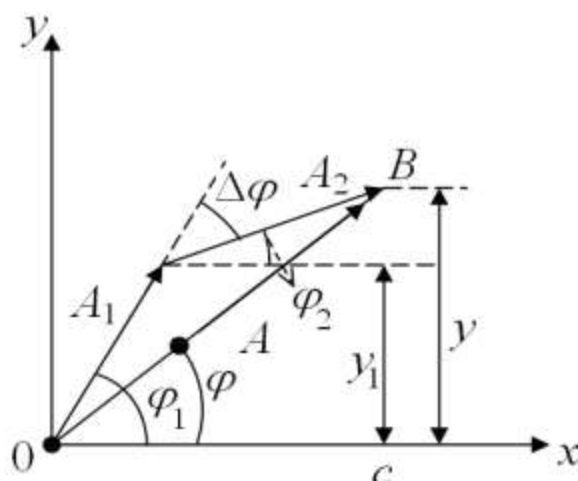
1) Bir yo'nalishdagi tebranishlarni qo'shish.

Jism chastotalari bir xil, amplituda va fazalari farq qiladigan ikkita

$$y_1 = A_1 \sin(\omega t + \varphi_1), \quad y_2 = A_2 \sin(\omega t + \varphi_2), \quad (1)$$

tebranishlarda ishtirok etadi, deb hisoblaymiz. Tebranishlarni vektorlar diagrammasi usulidan foydalanib qo'shish qulaydir (2 - rasm). \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:

$$y = y_1 + y_2 = A \sin(\omega t + \varphi), \quad (2)$$



2 - rasm. Bir yo'nalishdagi tebranishlarni vektorlar diagrammasi usulida qo'shish.

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

Natijaviy tebranish amplitudasining kvadrati quyidagiga teng:

$$A^2 = A_1^2 + A_2^2 + 2A_1A_2 \cos(\varphi_1 - \varphi_2), \quad (3)$$

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

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{A_1 \sin \varphi_1 + A_2 \sin \varphi_2}{A_1 \cos \varphi_1 + A_2 \cos \varphi_2}, \quad (4)$$

ga tengdir. Shunday qilib, jism bir xil chastotali, bir yo'nalishda sodir bo'ladigan ikkita garmonik tebranishlarda qatnashib, o'sha chastota bilan, o'sha yo'nalishda garmonik tebranadi. (3) - ifodadan, A amplituda $\varphi_1 - \varphi_2 = m\pi$ bo'lganda maksimal,

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

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

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

$$\left. \begin{aligned} y_1 &= A_1 \sin(\omega_1 t + \varphi_1) \\ y_2 &= A_2 \sin(\omega_2 t + \varphi_2) \end{aligned} \right\}, \quad (5)$$

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

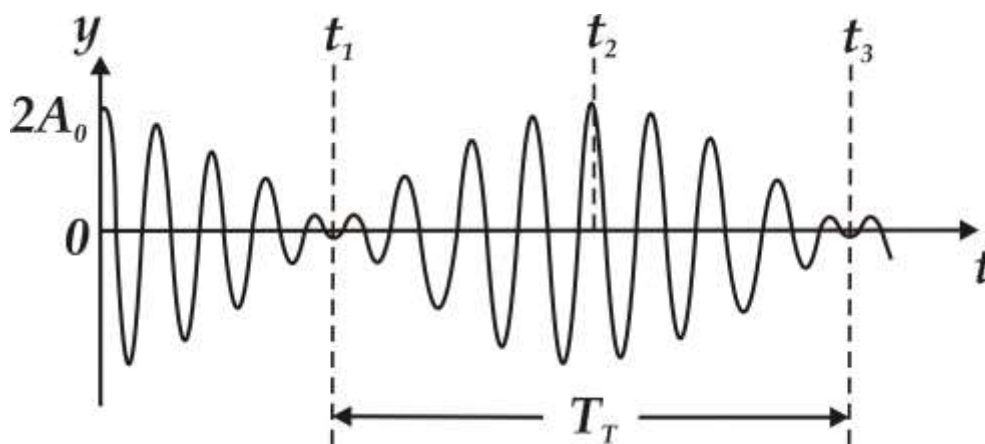
Faraz qilaylik, $\omega_2 > \omega_1$ bo'lsin. Bu holda, tebranishlarni qo'shishni analitik usul bilan amalga oshirish qulaydir.

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

$$y = y_1 + y_2 = 2A_0 \cos\left(\frac{\omega_1 - \omega_2}{2}t\right) \sin\left(\frac{\omega_1 + \omega_2}{2}t + \varphi\right), \quad (6)$$

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

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



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

Amplituda vaqtga bog'liq bo'lib, ω_1 va ω_2 yarim farqlariga teng bo'lgan chastota bo'yicha o'zgarib turadi. Bunday tebranish 3 - rasmda keltirilgan, uzluksiz chiziq siljish o'zgarishini, amplituda o'zgarishi esa natijaviy tebranishni tasvirlaydi. Natijaviy tebranish amplitudasi goh ortib, goh kamayib turadi. Shunday davriy o'zgaradigan amplitudali tebranish *tepkilar* yoki *tepkili tebranishlar* deb ataladi.

Tebranishni tashkil etuvchilarning amplitudalari bir-biriga teng bo'lmasa, natijaviy tebranish amplitudasi nolgacha tushmaydi va fazalar farqi π ga teng bo'lganda minimumdan o'tadi. (6) - tenglamadan quyidagiga ega bo'lamiz:

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

bu yerda, $\Omega = 2\pi\nu = \frac{\omega_1 - \omega_2}{2}$, $\nu = \frac{\nu_1 - \nu_2}{2}$, ya'ni $\omega = |\omega_1 - \omega_2|$ tsiklik

chastota $\nu = |\nu_1 - \nu_2|$ chastotaga mos keladi.

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

3) Bir-biriga perpendikulyar bo'lgan tebranishlarni qo'shish.

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

Nuqtaning siljish tenglamasi mos ravishda u va x o'qlari bo'ylab quyidagicha bo'lsin:

$$y = A_1 \sin(\omega_0 t + \varphi_1), \quad x = A_2 \sin(\omega_0 t + \varphi_2), \quad (7)$$

bu yerda $\Delta\varphi = \varphi_2 - \varphi_1$ ikkala tebranish fazalari farqidir. (51.7) - tenglamalardan ikkita bir-biriga o'zaro perpendikulyar bo'lgan tebranishlarda qatnashayotgan nuqtaning harakat traektoriyasi tenglamasiga ega bo'lamiz:

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

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

$$\frac{y^2}{A_1^2} + \frac{x^2}{A_2^2} + 2 \frac{xy}{A_1 A_2} \cos(\varphi_2 - \varphi_1) = \sin^2(\varphi_2 - \varphi_1), \quad (8)$$

Bu tenglama, o'qlari x va u koordinata o'qlari bo'yicha yo'nalgan ellipsning tenglamasidir.

Bir necha xususiy hollarda traektoriya formulalarini tekshirib ko'ramiz.

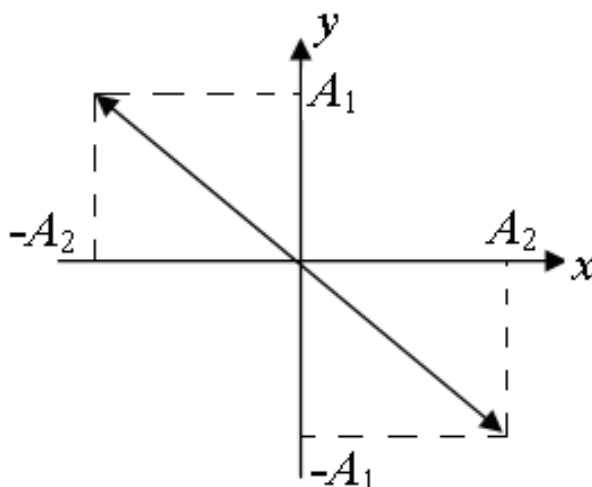
a) Fazalar farqi nolga teng bo'lsin, ya'ni $\Delta\varphi = 0$. U holda (8) - tenglama quyidagi ko'rinishni oladi

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

Bu tenglamaning yechimi $\frac{y}{A_1} = -\frac{x}{A_2}$ yoki $y = -\frac{A_1}{A_2} x$

to'g'ri chiziqdan iboratdir. Nuqta koordinatalar tizimining ikkinchi va to'rtinchi kvadrantlaridan o'tuvchi chiziq bo'ylab tebranadi (4 - rasm).

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



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

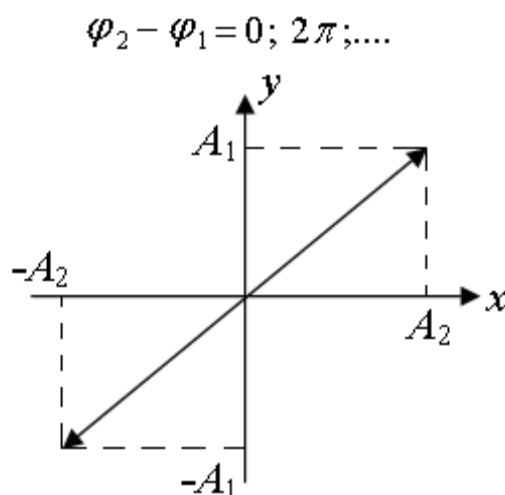
Nuqtaning siljishi $r = \sqrt{A_1^2 + A_2^2} \cdot \sin \omega_0 t$ ga teng bo'ladi. Bu yerda $A = \sqrt{A_1^2 + A_2^2}$ - uning amplitudasi, ω_0 - tsiklik chastotasidir.

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

(51.8) - tenglamadan quyidagi to'g'ri chiziq tenglamasini keltirib chiqaramiz:

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

Bu to'g'ri chiziq koordinatalar tizimining birinchi va uchinchi kvadrantlaridan o'tadi (5 - rasm).



5 - 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 (8) - tenglama ellips tenglamasiga o'tadi:

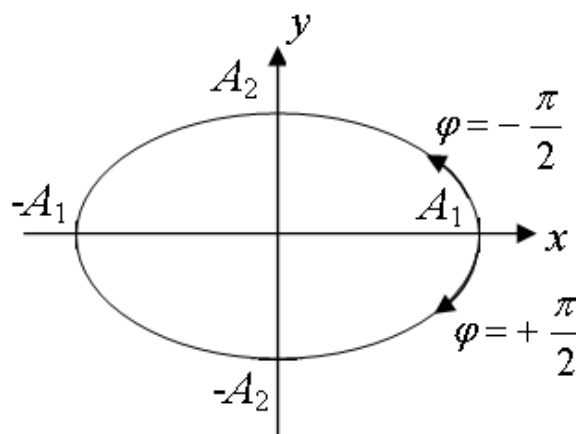
$$\frac{x^2}{A_1^2} + \frac{y^2}{A_2^2} = 1$$

Bu yerda ellipsning yarim o'qlari tebranish amplitudalariga teng bo'ladi. $\Delta\varphi = \frac{\pi}{2}$ va

$\Delta\varphi = -\frac{\pi}{2}$ hollar ellips bo'yicha harakat yo'nalishlari bilan farq qiladilar (99 - rasm).

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

$$\varphi_2 - \varphi_1 = 3\pi/2; 7\pi/2\pi; \dots$$

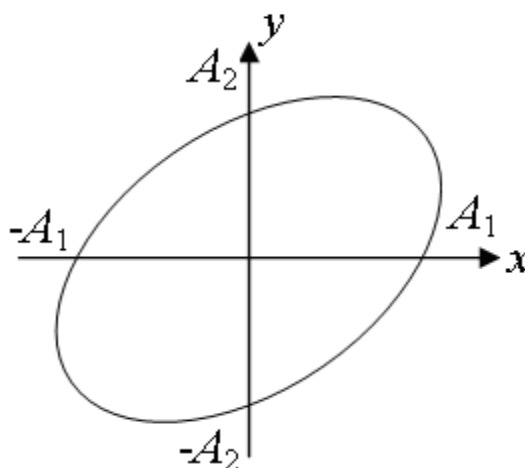


6 -rasm. Fazalar farqi $\pm \frac{\pi}{2}$ ga teng bo'lgan tebranishlar qo'shilishidagi natijaviy tebranish.

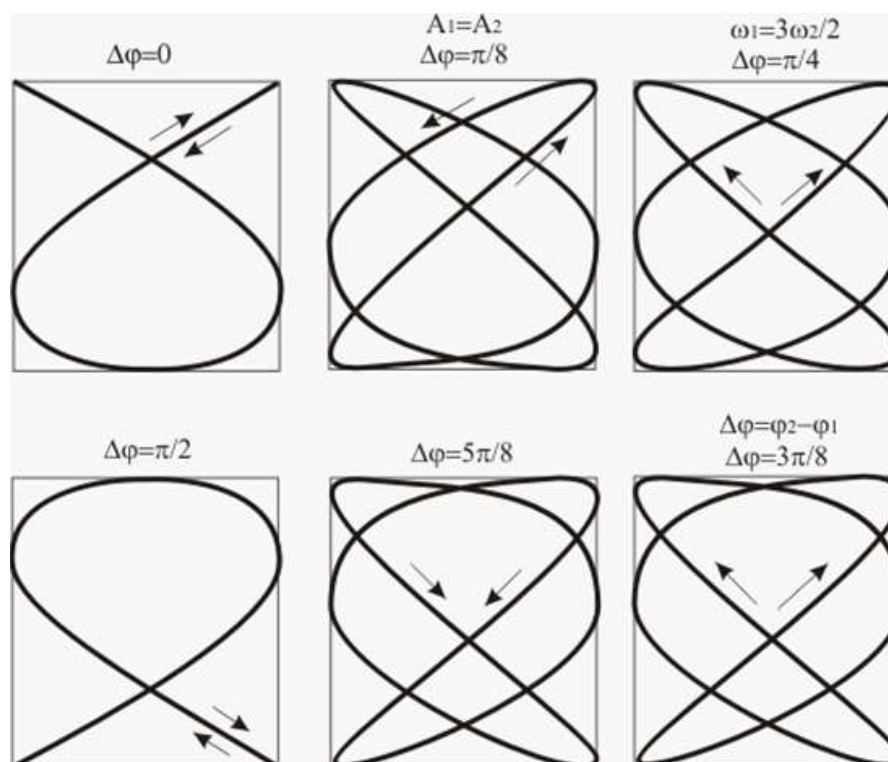
g) Ikkala tebranish davrlari bir xil bo'lib, fazalar farqi $\frac{\pi}{2}$ dan farq qilsa, nuqtaning traektoriyasi og'ishgan ellips ko'rinishga ega bo'ladi (10 - rasm).

d) Tebranishni tashkil etuvchilar davrlari har xil bo'lganda va har xil boshlang'ich fazalarda natijaviy tebranish traektoriyalari murakkab ko'rinishga ega bo'ladi. Ularning ayrim ko'rinishlari 101 - rasmda keltirilgan.

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



10 -rasm. Og'ishgan ellips ko'rinishidagi natijaviy tebranish $\Delta\varphi \neq \frac{\pi}{2}$



1 – rasm. Lissaju figuralari.

Bunday egri chiziqlar *Lissaju figuralari* deb ataladi.

So‘nuvchi mexanik va elektromagnit tebranishlar

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 yengishga 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 mexanik energiya issiqlik energiyasiga o‘tib, kamaya boradi.

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

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

Erkin mexanik tebranishlar

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

Bu yerda $F_q = -r \frac{dy}{dt}$ qarshilik kuchi, r - qarshilik koeffitsienti, $\frac{dy}{dt}$ - harakat

tezligi, “-“ ishora ishqalanish kuchi doimo harakat tezligi yo‘nalishiga teskari ekanligini bildiradi.

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

$$m \frac{d^2 y}{dt^2} = F + F_k = -m\omega_0^2 y - r \frac{dy}{dt}, \quad (1)$$

Bu yerda 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:

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

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

Bu yerda $\frac{r}{m} = 2\beta$, β - *so'nish koeffitsienti* deb ataladi.

(52.2) tenglamani quyidagi ko'rinishda ham yozish mumkin:

$$\frac{d^2 y}{dt^2} + 2\beta \frac{dy}{dt} + \omega_0^2 y = 0, \quad (3)$$

Bu tenglamaning yechimi

$$y = A_0 e^{-\beta t} \sin(\omega' t + \varphi), \quad (4)$$

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

$$\omega' = \sqrt{\omega_0^2 - \beta^2} = \sqrt{\omega_0^2 - \frac{r^2}{4m^2}}, \quad (5)$$

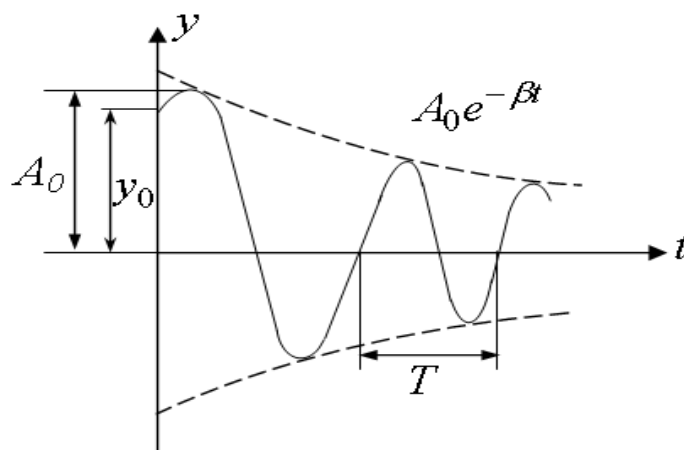
Muhitning qarshiligi bo'lmagan holatda ($r = 0$) (5) - ifoda tizimning *xususiy chastotasiga* tenglashadi:

$$\omega' = \omega_0.$$

(4) - funksiya ko'rinishiga qarab, tizimning harakatini ω' chastotali, amplitudasi vaqt bo'yicha o'zgaradigan quyidagi

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

so'nuvchi tebranish deb qarash mumkin. Bu yerda A_0 - vaqtning boshlang'ich holatidagi tebranish amplitudasidir.



2 - rasm. Erkin soʻnuvchi tebranishning amplitudasining vaqtga bogʻliq oʻzgarishi.

102 - rasmda amplituda va siljishning vaqtga bogʻliq egri chiziqlari keltirilgan. Egri chiziqlarning yuqorigisi

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

funksiya grafigini belgilaydi. Bu yerda A_0 va y_0 boshlangʻich momentdagi amplituda va siljishning qiymatlaridir.

Boshlangʻich siljish y_0 oʻz vaqtida, A_0 dan tashqari, boshlangʻich fazaga ham bogʻliqdir:

$$y_0 = A_0 \sin \alpha$$

Tebranishning soʻnish tezligi $\beta = \frac{r}{2m}$ bilan aniqlanadi va u *soʻnish koeffitsienti* deb ataladi.

Amplituda “e” marta kamayishga ketgan vaqt

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

ga tengdir. Soʻnuvchi tebranishlar davri

$$T = \frac{2\pi}{\omega'}, \quad (6)$$

ifoda bilan aniqlanadi. Muhitning qarshiligi sezilarli ravishda kichik boʻlganda ($\beta^2 < \omega_0^2$), tebranish davri xususiylar davrga teng boʻladi:

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

Soʻnish koeffitsienti ortishi bilan tebranish davri ortib boradi.

Bitta toʻla davrning boshlangʻich va oxirgi holatlariga mos keluvchi amplitudalar nisbati quyidagiga tengdir:

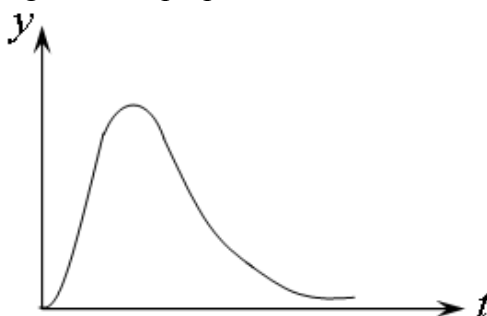
$$\frac{A(t)}{A(t+T)} = e^{\beta\tau}, \quad (7)$$

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

$$\delta = \ln \frac{A(t)}{A(t+T)} = \ln e^{\beta\tau} = \beta\tau, \quad (8)$$

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

Yuqorida ta'kidlangandek, so'nish koeffitsienti r qarshilik koeffitsientiga to'g'ri va tebranuvchi jismning massasiga teskari proportsionaldir.



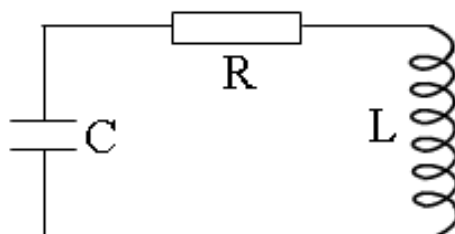
3 - rasm. Davriy bo'lmagan aperiodik tebranish $\beta > \omega_0$.

(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, tsiklik chastota esa mavhum bo'ladi. Bu holatda jism davriy bo'lmagan - **aperiodik** harakat qilaboshlaydi (3 - rasm).

Qarshilikli elektromagnit zanjirdagi erkin so'nuvchi tebranishlar

Kondensator, g'altak va qarshilikdan iborat bo'lgan har qanday zanjirda elektromagnit so'nuvchi tebranishlar sodir bo'ladi. Shunday zanjir 104 - rasmda tasvirlangan.



4 - rasm. Qarshilikli elektromagnit zanjiri.

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

So'navchi elektromagnit tebranish uchun Kirxgofning II qoidasini yozamiz:

$$-L \frac{dI}{dt} = RI + \frac{Q}{C}, \quad (9)$$

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

$$\frac{d^2Q}{dt^2} + 2\beta \frac{dQ}{dt} + \omega_0^2 Q = 0, \quad (10)$$

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

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

Endi $\beta = \frac{R}{2L}$, $\omega_0^2 = \frac{1}{LC}$ belgilashlarni kiritsak (10) – ifoda quyidagi ko'rinishni oladi

$$\frac{d^2Q}{dt^2} + 2\beta \frac{dQ}{dt} + \omega_0^2 Q = 0, \quad (11)$$

Bu differentsial tenglama so'navchi mexanik tebranishlarning differentsial tenglamasiga o'xshashdir. $\beta^2 < \omega_0^2$ yoki $\frac{R^2}{4L^2} < \frac{1}{LC}$ shartlar bajarilgan holda, (11) – ifodaning yechimi quyidagidan iborat bo'ladi.

$$Q = Q_0 e^{-\beta t} \sin(\omega' t + \alpha), \quad (12)$$

bu yerda

$$\omega' = \sqrt{\omega_0^2 - \beta^2} = \sqrt{\frac{1}{LC} - \frac{R^2}{4L^2}}, \quad (13)$$

Bu holda ham, elektromagnit so'navchi 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.

$$Q = Q_0 e^{-\beta t} \sin \omega' t, \quad (14)$$

Tok uchun

$$I = Q_0 e^{-\beta t} [-\beta \sin \omega' t + \omega' \cos \omega' t], \quad (15)$$

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

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

Natijada tok qiymati quyidagi ko'rinish oladi:

$$I = \omega_0 Q e^{-\beta t} \left[-\frac{\beta}{\sqrt{\omega'^2 + \beta^2}} \sin \omega' t + \frac{\omega'}{\sqrt{\omega'^2 + \beta^2}} \cos \omega' t \right], \quad (16)$$

Kondensator qoplamalaridagi kuchlanish tushishi quyidagiga teng bo'ladi:

$$U = \frac{Q}{C} = \frac{Q_0}{C} e^{-\beta t} \sin(\omega' t + \alpha) = U_0 e^{-\beta t} \sin(\omega' t + \alpha), \quad (17)$$

Qarshilikli tebranish konturida kondensator qoplamalaridagi zaryad, kuchlanish tushishi va toklar bir xil so'nish koeffitsienti bilan erkin so'nuvchi tebranish hosil qiladilar.

Bu holda zaryad va kuchlanish bir xil fazada tebranadilar, tok fazasi esa doimo $\frac{\pi}{2}$ burchakda oldinda boradi.

18-MA'RUZA: TEBRANMA HARAKATLAR

REJA:

1. Majburiy mexanik tebranishlar
2. Majburiy elektromagnit tebranishlar
3. Rezonans hodisasi
4. Tok va kuchlanishning rezonansi va ularning radiotexnikada qo'llanishi

Majburiy mexanik tebranishlar

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

Oddiy holatlarda bu kuch garmonik qonuniyatlarga asosan o'zgaradi:

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

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



Mayatnik oddiy garmonik tebranishlarni namoyish qilyapti.

$$ma = -ky - rV + F_0 \sin \omega t, \quad (1)$$

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

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

Quyidagi almashtirishlardan so'ng

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

majburiy tebranishlarning tenglamasiga ega bo'lamiz:

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



Bu savolga javob bera olasizmi?

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

$$y = A_0 e^{-\beta t} \sin\left(\sqrt{\omega_0^2 - \beta^2} t\right) + A \sin(\omega t + \varphi), \quad (3)$$

Shunday qilib, majburiy tebranish

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

tsiklik chastotali so'navchi tebranish va ω chastotali garmonik tebranishlar yig'indisidan iboratdir.

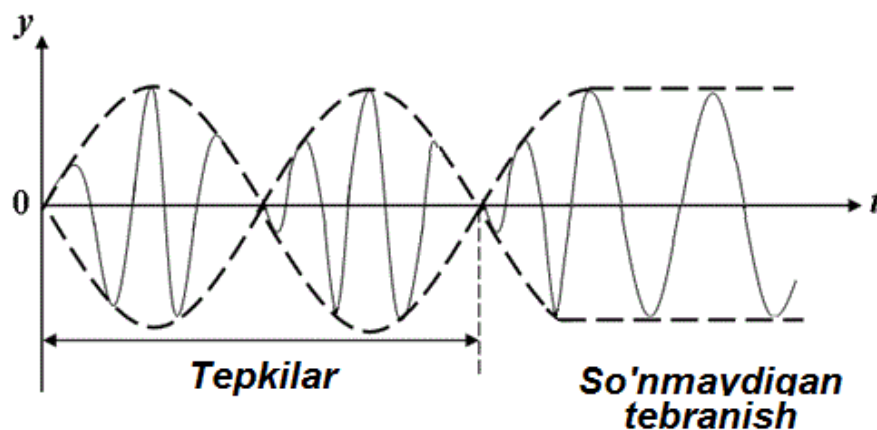
Avval, $\omega' \neq \omega$ holatda *tepkilar* hosil bo'ladi, undan keyin birinchi tebranish so'nadi va toza majburiy garmonik tebranish

$$y = A \sin(\omega t + \varphi), \quad (4)$$

qoladi (105 - rasm).

Bu yechimni (2)-ifodaga qo'yib, ayrim o'zgartirishlardan so'ng quyidagiga ega bo'lamiz:

$$A^2(\omega_0^2 - \omega^2) + 4\beta^2 A^2 \omega^2 = f_0^2, \quad (5)$$



1 - rasm. Toza majburiy garmonik tebranishning hosil bo'lishi.

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

$$A = \frac{f_0}{\sqrt{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + 4\beta^2\omega^2}}, \quad (6)$$

$$\operatorname{tg}\varphi = -\frac{2\beta\omega}{\omega_0^2 - \beta^2}, \quad (7)$$

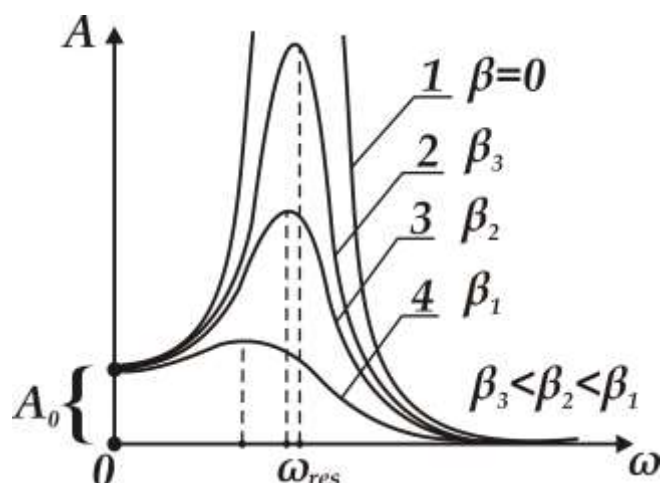
Tebranishning amplitudasi va fazasi tizimning ω_0 va β parametrlariga bog'liqdir. ω_0 va β ning aniq qiymatlarida ω chastotani o'zgartirib, amplitudaning maksimal qiymatiga erishish mumkin.

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

Rezonans hodisasi sodir bo'ladigan chastota *rezonans chastotasi* deb ataladi va uni (6) - ifodaning maxraji minimumga erishishi sharti orqali aniqlanadi

$$\begin{aligned} \frac{d}{d\omega} \sqrt{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + 4\beta^2\omega^2} &= 0 \\ 4(\omega_0^2 - \omega^2) \cdot \omega + 8\beta^2\omega &= 0 \quad (\omega_0^2 - \omega^2) + 2\beta^2 = 0 \\ \omega_{rez} &= \sqrt{\omega_0^2 + 2\beta^2}, \end{aligned} \quad (8)$$

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

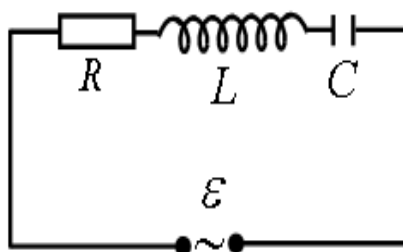


2 - rasm. Majburiy tebranishlar amplitudalarining rezonans chiziqlari.

Rezonans chastotasi β -soʻnish koeffitsientiga bogʻliq va $\beta \rightarrow 0$ boʻlganda, $\omega_{pez} = \omega_0$, $A \rightarrow \infty$ ga intiladi. β qancha kichik boʻlsa, egri chiziq shuncha yuqoriga koʻtariladi va oʻtkir xarakterga ega boʻladi. Natijada, rezonans chastotasi tizimning ω_0 xususiy chastotasiga yaqinlashadi.

Majburiy elektromagnit tebranishlar

Elektromagnit tebranishlar soʻnmasligi uchun, tebranish konturiga R - qarshilik, L - induktivlik va S - sigʻimga ketma-ket va parallel ulangan, $\mathcal{E} = \mathcal{E}_0 \sin \omega t$ garmonik qonun boʻyicha oʻzgaradigan, majbur etuvchi tashqi EYuK kiritiladi (3 - rasm).



3 - rasm. Majburiy elektromagnit tebranishni hosil qiluvchi elektr zanjir.

Kirxgof qonuniga asosan \mathcal{E} ning oniy qiymati kontur elementlaridagi kuchlanish tushishlarining oniy qiymatlari yigʻindisiga tengdir

$$U_L + U_R + U_C = \mathcal{E}, \quad (1)$$

bu yerda U_L - induktivlikdagi, U_R - qarshilikdagi va U_C - kondensatordagi kuchlanish tushishlaridir. (1) - ifodada quyidagi almashtirishlarni amalga oshirsak

$$U_L = L \frac{d^2 Q}{dt^2}; \quad U_R = R \frac{dQ}{dt}; \quad U_C = \frac{Q}{C}; \quad \mathcal{E} = \mathcal{E}_0 \sin \omega t$$

majburiy elektromagnit tebranishlarning differentsial tenglamasiga ega boʻlamiz.

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

Bu tenglamaning yechimini konturdagi tok uchun quyidagicha ifodalash mumkin:

$$I = I_0 \sin(\omega t - \varphi), \quad (3)$$

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

$$Q = \int I_0 \sin(\omega t - \varphi) dt = -\frac{I_0}{\omega} \cos(\omega t - \varphi) = \frac{I_0}{\omega} \sin\left(\omega t - \varphi - \frac{\pi}{2}\right), \quad (4)$$

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

$$\frac{d^2 Q}{dt^2} = I_0 \omega \cos(\omega t - \varphi) = I_0 \omega \sin\left(\omega t - \varphi + \frac{\pi}{2}\right), \quad (5)$$

54.1÷54.4 - ifodalardan foydalansak, quyidagi majburiy elektromagnit tebranishlar tenglamasini keltirib chiqaramiz:

$$L \omega I_0 \sin\left(\omega t - \varphi + \frac{\pi}{2}\right) + R I_0 \sin(\omega t - \varphi) + \frac{I_0}{\omega C} \sin\left(\omega t - \varphi - \frac{\pi}{2}\right) = \varepsilon_0 \sin \omega t, \quad (6)$$

(1)- va (6)- tenglamalardan quyidagi qonuniyatlarni tasavvur qilishimiz mumkin:

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

qarshiligidagi kuchlanishning tebranish qonuni;

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

$$3) U_C = \frac{1}{\omega C} I_0 \sin\left(\omega t - \varphi - \frac{\pi}{2}\right), R_C = \frac{1}{\omega C} \text{ sig'im qarshiligidagi}$$

kuchlanishning tebranish qonuni.

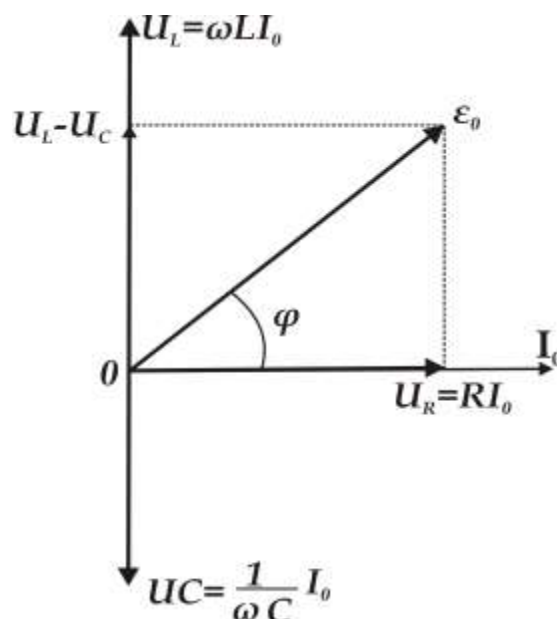
Bu yerda $\omega L I_0 = U_{L0}$; $R I_0 = U_{R0}$; $\frac{I_0}{\omega C} = U_{C0}$ - induktivlik, qarshilik va sig'imdagi kuchlanishlarining amplituda qiymatlaridir.

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 (108 - rasm).

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

$$\varepsilon_0^2 = R^2 I_0^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right)^2 I_0^2, \quad (7)$$



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

Bu yerdan

$$I_0 = \frac{\mathcal{E}_0}{\sqrt{R^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right)^2}}, \quad (8)$$

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

deb ataladi.

Kuchlanishlar diagrammasidan φ boshlang'ich fazani ham topish mumkin.

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{\omega L - \frac{1}{\omega C}}{R}, \quad (9)$$

Tok kuchining amplitudasi konturning (L , R va C) parametrlaridan tashqari \mathcal{E}_0 majburlovchi EYuK va uning tsiklik chastotasiga bog'liq.

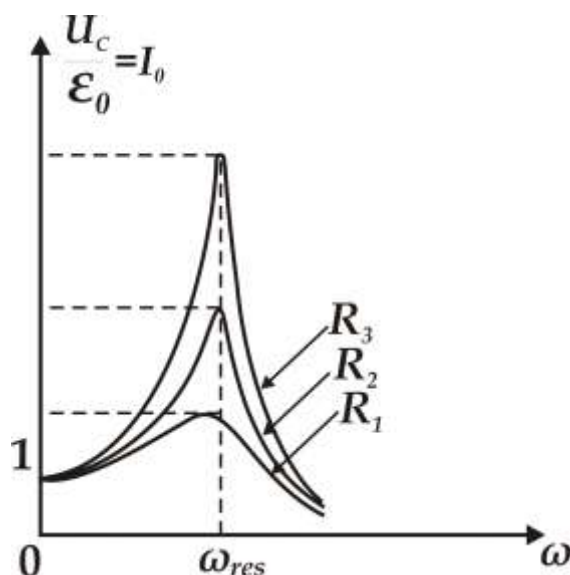
I_0 tok kuchi amplitudasining ω - tsiklik chastotaga bog'liqligi 5 - rasmda keltirilgan.

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:

$$\left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right) = 0, \quad (10)$$



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

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

$$I_{0\max} = \frac{\varepsilon_0}{R}, \quad (11)$$

R , L , C ga majbur etuvchi EYuK ni ketma-ket ulanganda tebranish konturidagi tok kuchi amplitudasining birdan ortish hodisasi *kuchlanishning rezonansi* deb ataladi. Rezonans sodir bo'ladigan ω_{rez} chastota *rezonans chastotasi* deb ataladi va (54.10) - shart bilan aniqlanadi:

$$\omega_{rez} = \frac{1}{\sqrt{LC}} = \omega_0, \quad (12)$$

bu yerda ω_0 - tebranish konturining xususiy chastotasidir. 109 - rasmda keltirilgan egri chiziqlar *rezonans egri chiziqlari* deb ataladi. Barcha egri chiziqlarning maksimumi, mexanik rezonansdan farqli ravishda,

ω_{rez} chastotaga to'g'ri keladi.

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

$$U_{L_0} = U_{C_0} = \varepsilon_0 \frac{\sqrt{L}}{\sqrt{C} R}, \quad \frac{U_{C_0}}{\varepsilon_0} = \frac{\sqrt{L}}{\sqrt{C} R} = \eta, \quad (13)$$

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

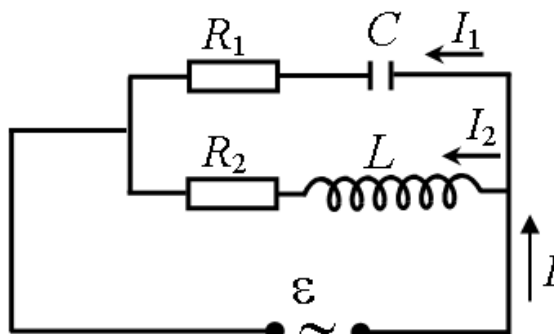
Endi majbur etuvchi EYuK ning tebranish konturi induktivligi va sig'imiga parallel ulanish holatini ko'rib chiqamiz (110 - rasm).

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

$$R_1 = R_2 = 0.$$

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

$$U_L = U_C = \varepsilon$$



6 - rasm. Induktivlik va sig'imga parallel ulangan EYuK li tebranish konturi.

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

$$I_{01} = \frac{\varepsilon_0}{\omega C}; \quad (R_1 = 0, \omega L = 0) \text{ va } \operatorname{tg} \varphi_1 = -\frac{1}{\omega C} = -\infty, \quad (14)$$

$$I_{02} = \frac{\varepsilon_0}{\omega L}; \quad \left(R_2 = 0, \omega = \frac{1}{\infty} = 0 \right) \text{ va } \operatorname{tg} \varphi_2 = \frac{\omega L}{0} = \infty, \quad (15)$$

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

$$I_0 = |I_{01} - I_{02}| = \varepsilon_0 \left| \omega C - \frac{1}{\omega L} \right|, \quad (16)$$

ga teng.

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

$$I_0 = \varepsilon_0 \left| \frac{C}{\sqrt{LC}} - \frac{\sqrt{LC}}{L} \right| = \varepsilon_0 \left| \sqrt{\frac{C}{L}} - \sqrt{\frac{C}{L}} \right| = 0, \quad (17)$$

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

19-MA'RUZA: TO'LQIN HODISALARI

REJA:

1. Yassi to'lqinning siljish va differentsial tenglamasi
2. To'lqinning amplitudasi, fazasi, davri, chastotasi, to'lqin uzunligi va tarqalish tezligi.
3. To'qinlar superpozitsiyasi
4. Kogerent to'lqinlar va kogerentlik sharti
5. To'lqinlar interferentsiyasi
6. Turg'un to'lqinlar

To'lqin hodisalari

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

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



Tovush to'lqinlari to'lqin turlarining yana bir muhim turi.

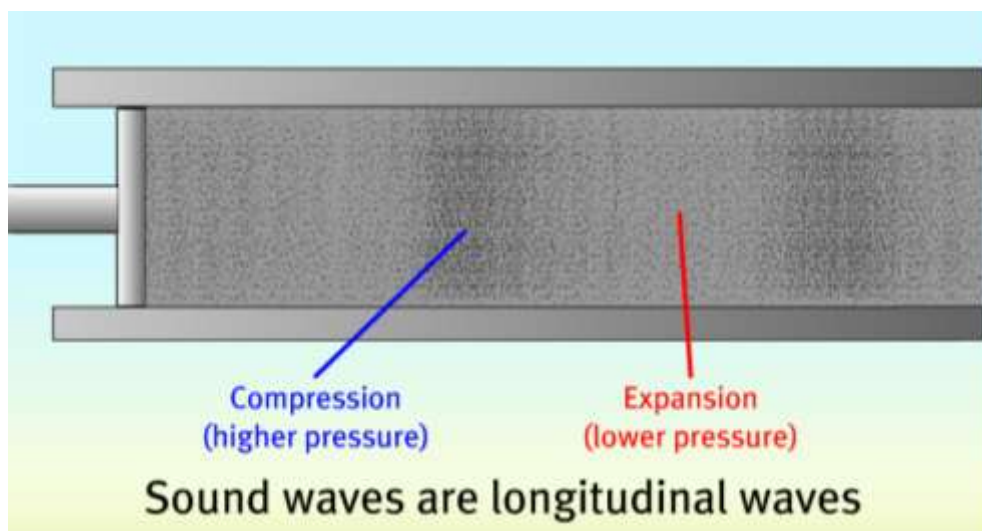
Muhitning tebranayotgan zarrachalarini hali tebranishga ulgurmaganlaridan ajratuvchi sirt *to'lqin fronti* deb ataladi.

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 to'lqinlar.



Tovush to'liqlari uzunlik to'liqlari bo'lib siqilish va yoyilish orqali hosil bo'ladi.

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

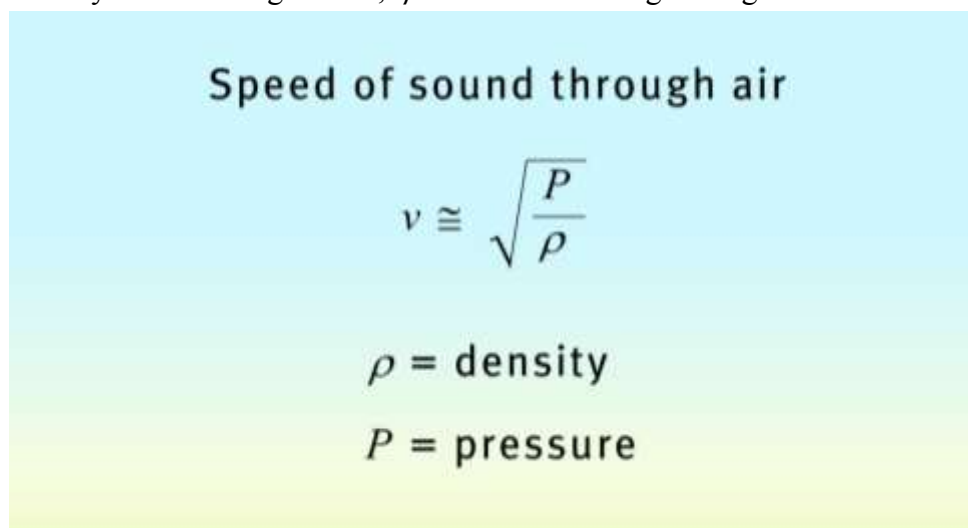
Muhitda hosil bo'ladigan elastik deformatsiyalarning xarakteriga qarab ularni ko'ndalang va bo'ylama to'liqinlarga ajratish mumkin.

Bo'ylama to'liqinlarda muhitning zarrachalari to'liqin tarqalish yo'nalishi bo'ylab tebranadilar. Bo'ylama to'liqinlarning tarqalishi elastik muhitning siqilish va cho'zilish deformatsiyalariga bog'liqdir va barcha muhitlarda: suyuqlik, qattiq jism va gazlarda sodir bo'ladi.

Bo'ylama to'liqinlarning tarqalish tezligi

$$v_b = \sqrt{\frac{E}{\rho}}, \quad (1)$$

dan iborat. Bu yerda E - Yung moduli, ρ - elastik muhitning zichligi.



Havodagi tovush tezligi:

$$\vartheta \cong \sqrt{\frac{P}{\rho}}, \quad \text{bunda, } P \text{ bosim, } \rho \text{ zichlik}$$

Havo kabi gazdagi tovush to'qlinining tezligi gazning zichligi va bosimiga va albatta absolyut temperaturaga proporsional bog'liq bo'ladi.

Ko'ndalang to'qlinlarda muhit zarrachalari to'qlin tarqalish yo'nalishiga perpendikulyar yo'nalishlarda tebranadilar. Ko'ndalang to'qlinning tarqalishi siljish deformatsiyasiga bog'liq bo'ladi va u faqat qattiq jismlarda kuzatiladi.

Ko'ndalang to'qlin tarqalish tezligi quyidagidan iborat:

$$v_k = \sqrt{\frac{G}{\rho}}, \quad (2)$$

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

$$v_b > v_k$$

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

$$v = \sqrt{\frac{\gamma RT}{M}} \quad \gamma = 1.4$$

$$R = 8.314 \text{ J/mol} \cdot \text{K}$$

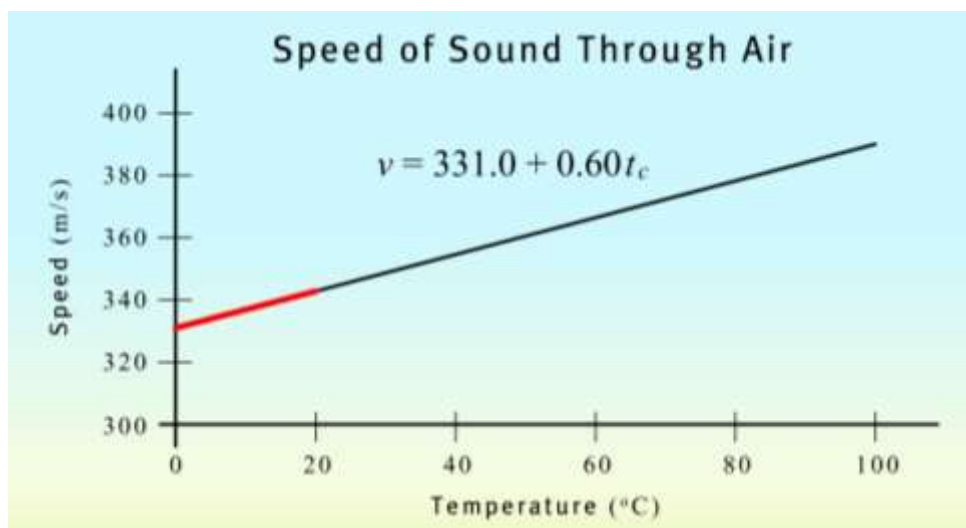
$$T = t_c + 273 \text{ K}$$

$$M = 29 \times 10^{-3} \text{ kg/mol}$$

Havo uchun gamma $\gamma=1,4$ ga teng va $M=29 \cdot 10^{-3}$ kg/mol ga teng.

¹ * -belgisi bilan mustaqil ta'limga ajratiladigan mavzular belgilanadi

¹ ** - belgisi bilan mustaqil ta'limga ajratiladigan boblar belgilanadi



O'rtacha havo haroratida tovush tezligi 330 dan 340 m/s gacha atrofida bo'ladi.

Speed of Sound (20°C)	
medium	speed(m/s)
Air (0°C)	331
Helium (0°C)	972
Hydrogen (0°C)	343
Oxygen (0°C)	317
Water	1440
Seawater	1560
Aluminum	5100
Hard wood	4000
Iron	5130
Lead	1322
Vulcanized rubber	54

Tovush tezligi balandroq haroratda yoki geliy kabi, yorug'roq gazlarda tezroq bo'ladi. Shuning uchun geliyda sizning ovozingiz chiyillab qoladi.

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

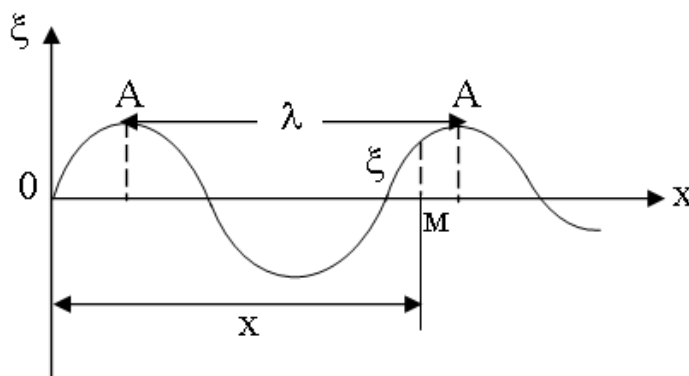
$$\xi = A \sin(\omega t + \varphi), \quad (3)$$

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

$$\xi = A \sin[(\omega t - \tau) + \varphi] = A \sin\left(\omega t - \frac{\omega}{v} x + \varphi\right) = A \sin(\omega t - kx + \varphi), \quad (4)$$

Bu yerda $\tau = \frac{X}{v}$ – to‘lqinning $0M = X$ masofaga yetib kelishi uchun zarur bo‘lgan

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



1 - rasm. Garmonik tebranuvchi to‘lqin.

To‘lqin uzunligi deb to‘lqin frontining T bir davrga teng vaqtda ko‘chgan masofasiga aytiladi. Nuqta ko‘chishining masofaga bog‘liq grafigida bir-biriga yaqin ikkita maksimum orasidagi masofa to‘lqin uzunligiga tengdir.

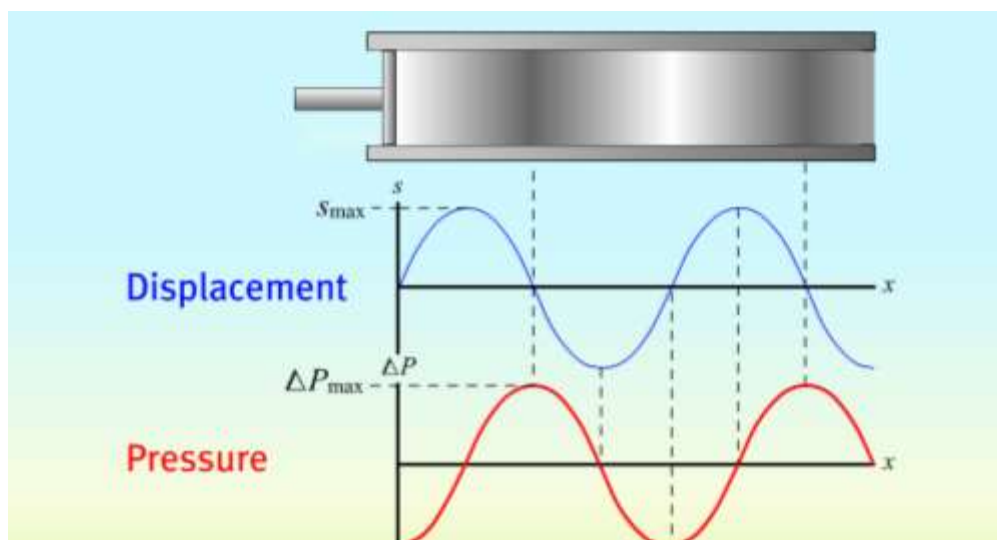
To‘lqin soni deb 2π masofadagi uzunlik birligida joylashadigan to‘lqin uzunliklari soniga aytiladi.

4 – tenglama yassi to‘lqinning tenglamasini eslatadi. Yassi to‘lqinning amplitudasi barcha tebranayotgan nuqtalar amplitudasi bir-xil ekanligini bildiradi, chunki yassi to‘lqin tarqalganda, har birlik vaqtda, tebranma harakatga muhitning bir xil hajmi jalb qilinadi.

Sferik to‘lqin tarqalganda, manbadan to‘lqin fronti uzoqlashganda, bir xil vaqtda, tebranma harakatga oshib boruvchi miqdorda muhit hajmi jalb qilinadi. Shu sababli vaqt o‘tishi bilan amplituda kamayib boradi:

$$\xi = \frac{A_0}{r} \sin(\omega t - kr + \varphi), \quad (5)$$

bu yerda A - muhitning r - masofadagi nuqtalarida to‘lqin amplitudasidir.



Tovush to'liqlarining amplitudasi odatda o'rtacha havo tezligi yoki bosimning o'zgarishi bilan ifodalanadi.

Istalgan to'liqning funksiyasi to'liq deb ataluvchi differensial tenglamaning yechimidir.

Ox yo'nalishda tarqalayotgan yassi to'liq uchun to'liq tenglamasini topib ko'ramiz.

ξ dan t va x bo'yicha ikkinchi tartibli xususiy hosilarni olamiz.

$$\frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2} = -\omega^2 A \sin(\omega t - kx + \varphi) = -\omega^2 \xi, \quad (6)$$

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

Ikki tenglamaning o'ng taraflarini taqqoslasak

$$\frac{\partial^2 \xi}{\partial x^2} = \frac{1}{v^2} \frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2}, \quad (7)$$

Ox o'qi bo'yicha tarqalayotgan yassi to'liqning to'liq tenglamasiga ega bo'lamiz.

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

Umumiy holda, istalgan yo'nalishlarda tarqaladigan to'liq uchun, ξ x , y , z kordinatalar va t vaqtga bog'liq bo'ladi

$$\frac{\partial^2 \xi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \xi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \xi}{\partial z^2} = \frac{1}{v^2} \frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2}, \quad (8)$$

Sinusoidal to'qlinlarning tarqalish tezligi fazaviy tezlik deb ataladi. U fazaning belgilangan qiymatiga mos keladigan to'qlin sirtlarining ko'chish tezligini bildiradi

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

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

$$\frac{dx}{dt} = \frac{\omega}{k} = \frac{\alpha}{T} = v, \quad (9)$$

Amalda, doimo to'qlinlar guruhiga duch kelamiz, ya'ni real to'qlin, yaqin chastotaga ega bo'lgan ko'p sonli sinusoidal to'qlinlarning ustma-ust tushgan *to'qlin paketidan* iborat bo'ladi. Bu to'qlin paketining tarqalish tezligi - *guruhli tezlik* deb ataladi.

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

$$U = v - \lambda \frac{dv}{dt}, \quad (10)$$

Agarda, har xil uzunlikdagi to'qlinlar bir xil tezlik bilan tarqalsa

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

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

To'qlin 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

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

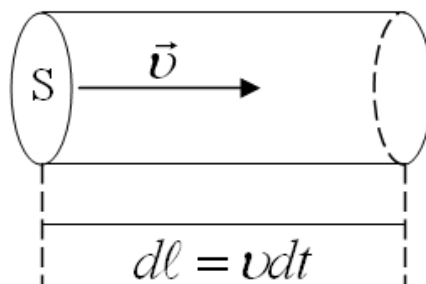
dan iborat bo'ladi.

Energiyaning hajmiy zichligi, ya'ni birlik hajmdagi zarrachalar energiyasi

$$w = \frac{dE}{dV} = \frac{mn\omega^2 A^2}{2} = \frac{\omega^2 A^2}{2} \rho, \quad (11)$$

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

Birlik vaqtda to'qlin tarqalish yo'nalishiga perpendikulyar bo'lgan birlik sirt yuzasidan ko'chiriladigan energiya - *energiya oqimining zichligi* deb ataladi. Uni shunday tasavvur etish mumkin: Kesimi dS va $d\ell = vdt$ bo'lgan kichik tsilindr bo'ylab (2 - rasm),



2 - 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 tsilindr hajmidagi energiya quyidagiga teng bo'ladi.

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

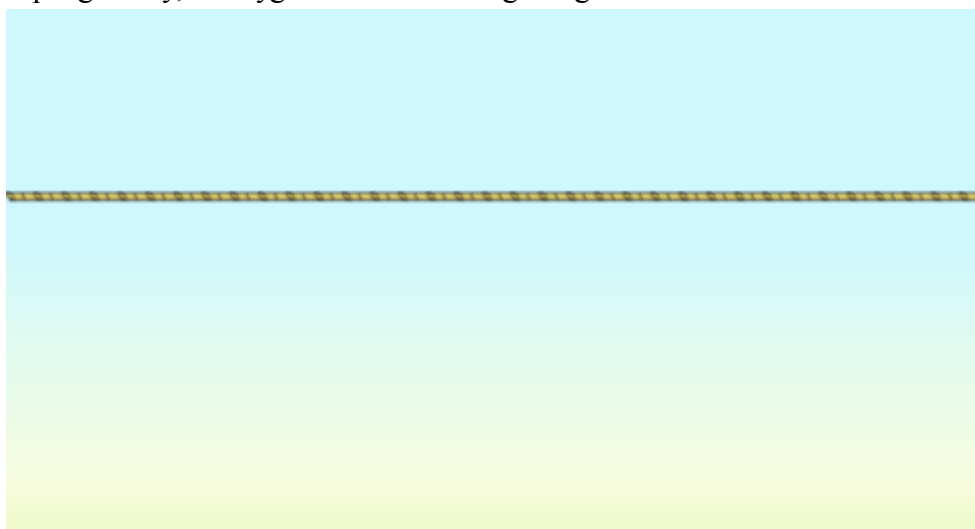
Energiya oqimi zichligi esa

$$j = \frac{dE}{ds \cdot dt} = \frac{w \cdot v \cdot dt \cdot ds}{ds \cdot dt} = w \cdot v = \frac{S w^2 A^2 v}{2}, \quad (12)$$

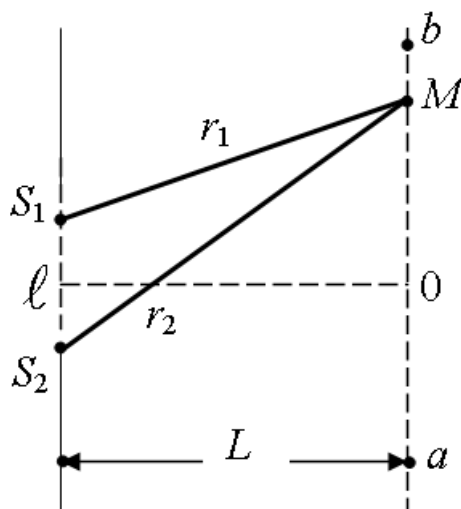
ga teng bo'ladi. Buni vektor ko'rinishda shunday ifodalash mumkin $\vec{j} = w \vec{v}$. Energiya ko'chishi bo'yicha yo'nalgan bu vektor *energiya oqimi zichligining vektori* yoki *Umov vektori* deb ataladi.

To'liqin superpozitsiyasi

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

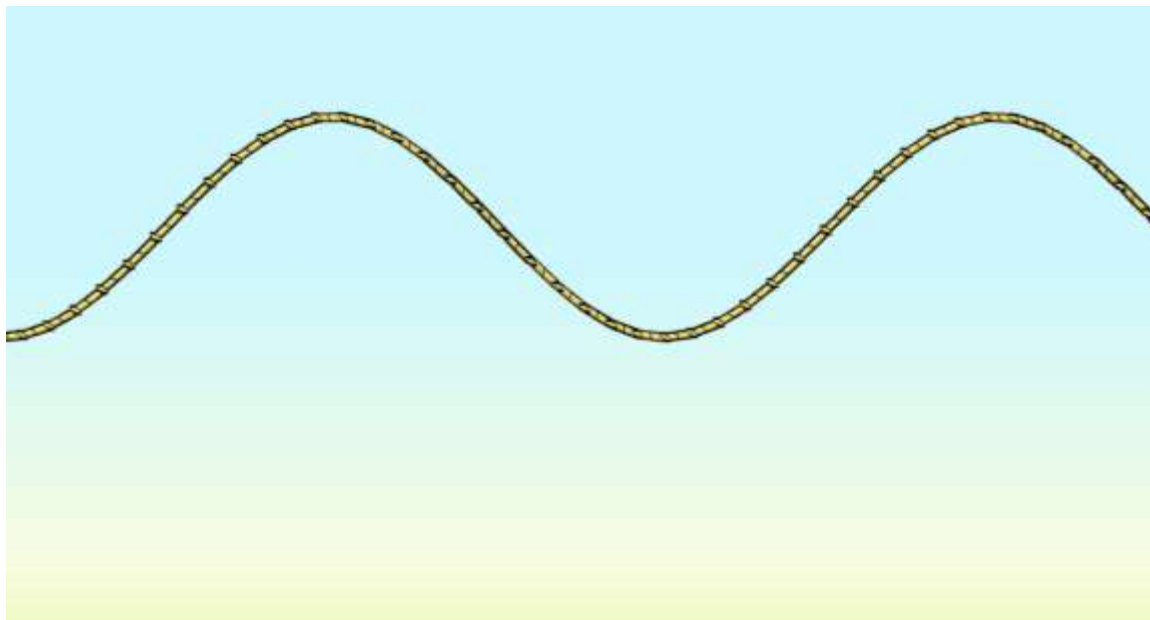


Shu vaqtga qadar impul's ko'rinishidagi to'lqinlar bilan ish ko'rgan edik, ammo odatda sinusoidal funksiya ko'rinishidagi to'lqinlar bilan ishlash osonroq.



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

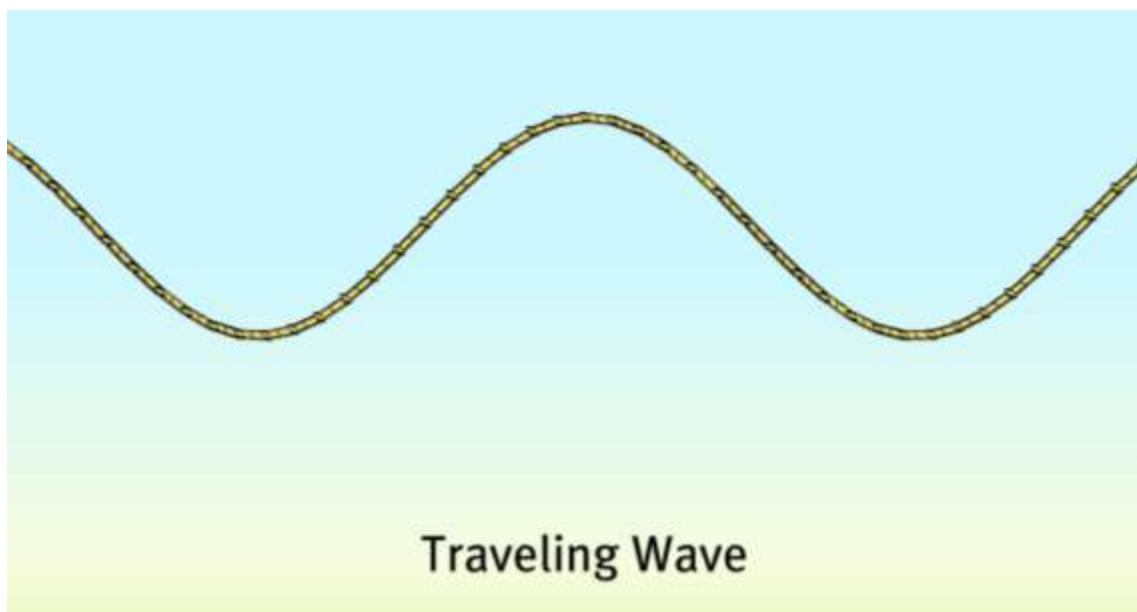
Tajribalardan olingan bu tasdiq to'lqinlarning *superpozitsiya printsipi* deb ataladi. Zarrachalarning natijaviy harakati tashkil etuvchi tebranishlarning chastota, amplituda va fazalariga bog'liqdir. Bir xil yo'nalishga ega bo'lgan manbadan chiqayotgan ikkita to'lqinning qo'shilishi alohida qiziqish 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 (3 - rasm).



Bu sinusoidal to'lqin deb ataladi.

Ixtiyoriy M nuqtada hosil bo'lgan tebranishlar quyidagi tenglamalarni qanoatlantiradilar:

$$\left. \begin{aligned} \xi_1 &= A_1 \sin\left(\omega_1 t - \frac{2\pi}{\lambda_1} r_1\right) \\ \xi_2 &= A_2 \sin\left(\omega_2 t - \frac{2\pi}{\lambda_2} r_2\right) \end{aligned} \right\}, \quad (1)$$



Bir tomonga qarab harakatlanayotgan to'liqin chopar to'liqin deb ataladi.

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

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

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

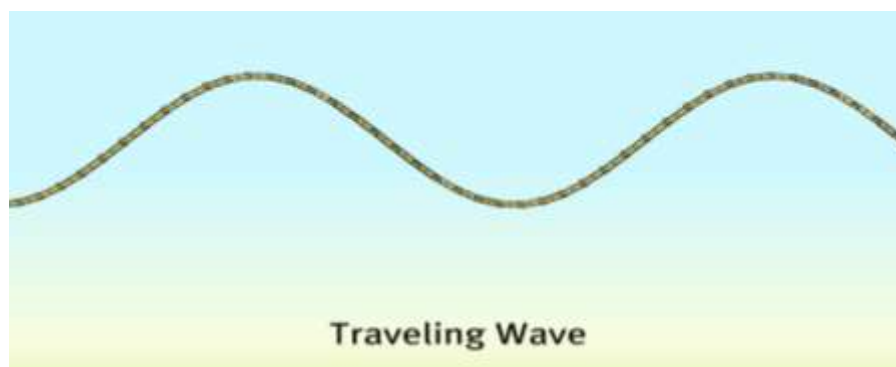
$$\varphi_1 - \varphi_2 = \left(\omega_1 t - \frac{2\pi}{\lambda_1} r_1\right) - \left(\omega_2 t - \frac{2\pi}{\lambda_2} r_2\right)$$

Agarda tebranishlar chastotasi bir-biriga teng bo'lmasa

$$\omega \neq \omega_2,$$

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

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



To'lqinning eng yuqori nuqtasi do'nglik deb ataladi.

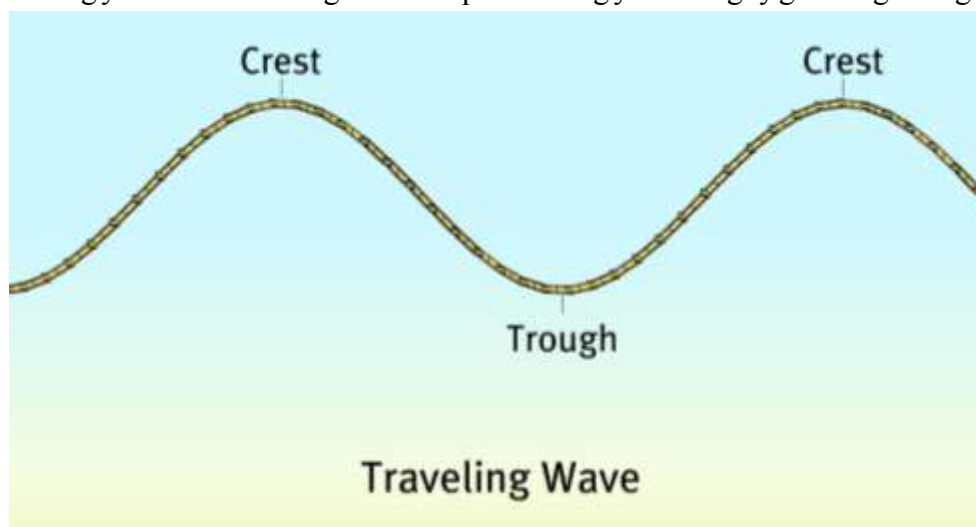
*Bunday to'lqinlar *kogerent bo'lmagan to'lqinlar* deb ataladi, chunki vaqt o'tishi bilan natijaviy tebranish amplitudasi ham o'zgarib boradi. Kogerent bo'lmagan to'lqinlar bir - birining ustiga tushganda natijaviy to'lqin amplitudasi kvadratining o'rtacha qiymati qo'shiladigan to'lqinlar amplitudalarining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

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

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



****To'lqinning eng pastki nuqtasi tublik deb ataladi.**

¹ * -belgisi bilan mustaqil ta'limga ajratiladigan mavzular belgilanadi

¹ ** - belgisi bilan mustaqil ta'limga ajratiladigan boblar belgilanadi

Agarda manbalar to'qlinlarining chastotalari teng bo'lsa,

$$\omega_1 = \omega_2 ,$$

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

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

Chastotalari bir xil va tebranishlari o'zgarmas fazalar farqiga ega bo'lgan to'qlinlar *kogerent to'qlinlar* deb ataladi.

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

$$\Delta = r_1 - r_2$$

kattalikka bog'liq bo'ladi va bu *yo'lning geometrik farqi* deb ataladi. (55.2) - ifodadan kogerent to'qlinlar uchun

$$\text{Cos}(\varphi_1 - \varphi_2) = 1$$

bo'lgan nuqtalarda amplituda maksimal qiymatga erishadi:

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

$\text{Cos}(\varphi_1 - \varphi_2)$ qiymati quyidagi hollarda birga teng bo'ladi:

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

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

$$\Delta = m\lambda , \quad (3)$$

Bu shart, to'qlinlar qo'shilishida *tebranishlarning kuchayish sharti* deb ataladi.

Kogerent to'qlinlar uchun,

$$\text{cos}(\varphi_1 - \varphi_2) = -1$$

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

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

$\text{Cos}(\varphi_1 - \varphi_2) = -1$ shart quyidagi hollarda bajariladi:

$$\varphi_1 - \varphi_2 = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot \Delta = (2m + 1)\pi \quad \text{yoki} \quad \Delta = (2m + 1)\frac{\lambda}{2} , \quad (4)$$

Bu tenglik *tebranishlarning susayish sharti* deb ataladi.

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

$$A_1 = A_2$$

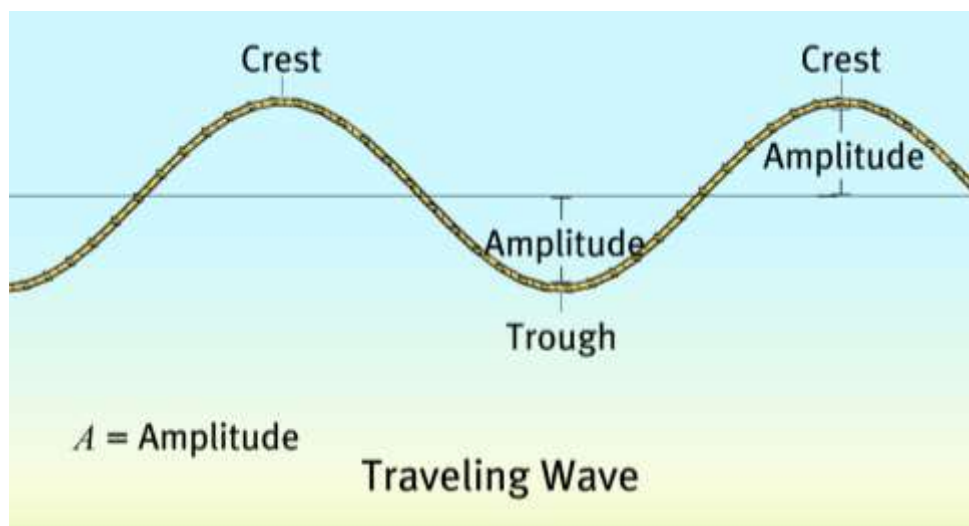
u holda to'qlinlar kuchayadigan nuqtalarda

$$A = 2A_1$$

ga teng bo'ladi, to'qlinlar susayadigan nuqtalarda

$$A = 0$$

ga teng bo'ladi.



Markazdan o'tgan chiziqdan to'liqning eng baland nuqtasi yoki eng kichik nuqtasigacha bo'lgan masofa amplituda deb ataladi va u katta A harfi bilan belgilanadi.

Shunday qilib, kogerent to'liqlarning bir-birining ustiga tushishi fazaning ayrim nuqtalarida muhit zarrachalari tebranishlarining turg'un kuchayishiga va boshqa nuqtalarida tebranishning susayishiga olib keladi. Bu hodisa *tebranishlarning interferentsiyasi* deb ataladi. (3) - va (4) tengliklardagi m kattalik *interferentsiya maksimumi* yoki *minimumining tartibi* deb ataladi.

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

Agarda manbalar orasidagi masofa

$$\ell \ll L$$

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

$$\Delta = \frac{\ell y}{L}, \quad (5)$$

ga teng bo'ladi.

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

$$Y_m = \frac{m\lambda L}{l}, \quad Y_{m+1} = \frac{(m+1)\lambda L}{l}, \quad (6)$$

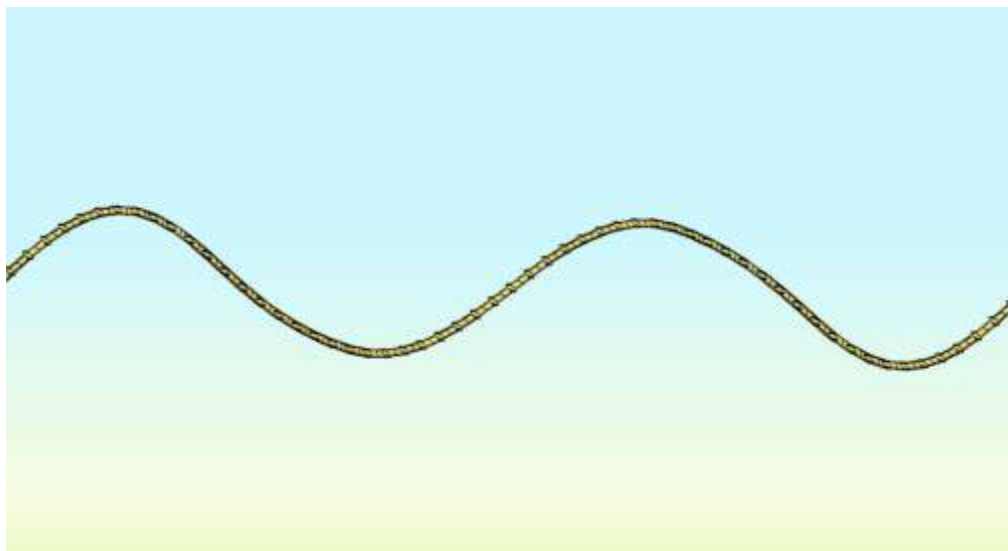
Qo'shni maksimumlar yoki minimumlar orasidagi masofa *interferentsiya yo'llari kengligi* deb ataladi. (56.6) -ifodadan interferentsiya yo'llari kengligi quyidagiga tengdir:

$$\Delta y = Y_{m+1} - Y_m = \frac{\lambda}{l} \lambda, \quad (7)$$

To'lqinlar interferentsiyasida energiyalar yig'indisi murakkab ko'rinishga ega. To'lqinlar interferentsiyasi muhitning qo'shni sohalari orasida tebranishlar energiyasining qayta taqsimlanishiga olib keladi. Ammo energiyaning umumiy miqdori o'zgarmay qoladi.

Turg'un to'lqinlar

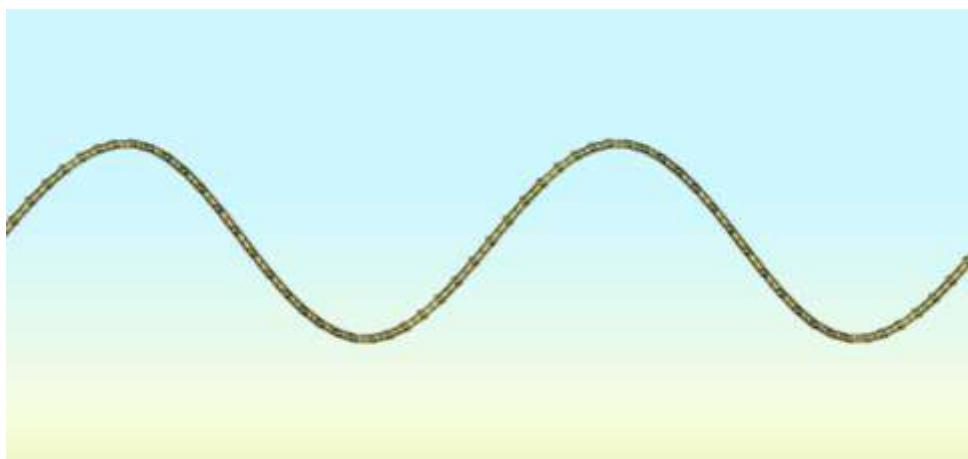
Bir xil amplitudali ikkita qarama-qarshi yo'nalgan to'lqinlarni qo'shilishida juda muhim bo'lgan interferentsiya hodisasi kuzatiladi. Natijada paydo bo'lgan tebranma jarayon *turg'un to'lqin* deb ataladi.



Ushbu ikki to'lqin qo'shilgandagi joylashuv 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.

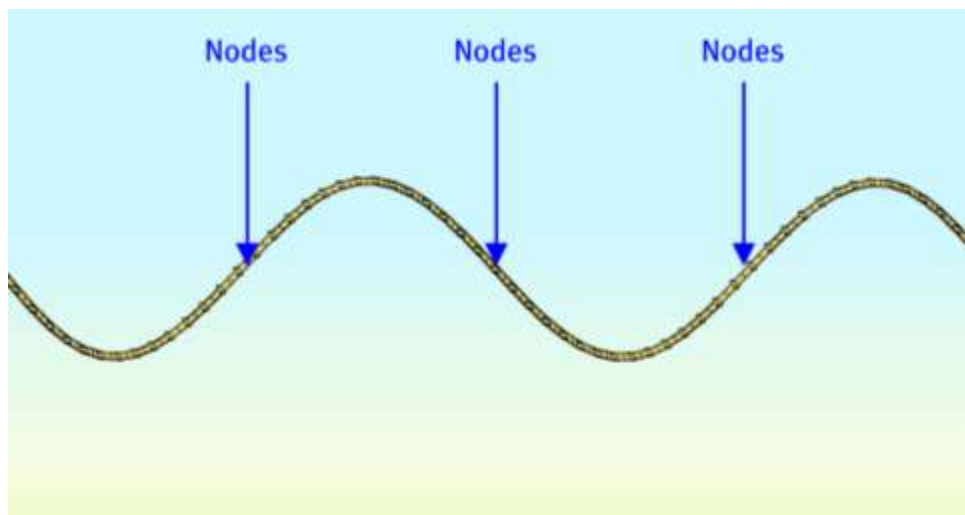
$$\left. \begin{aligned} \xi_1 &= A \sin\left(\omega t - \frac{2\pi}{\lambda} x\right) \\ \xi_2 &= A \sin\left(\omega t + \frac{2\pi}{\lambda} x\right) \end{aligned} \right\}, \quad (1)$$



To'lqin hech qayerga ketib qolmaydi, lekin u tepaga va pastga tebranma harakat qiladi.

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

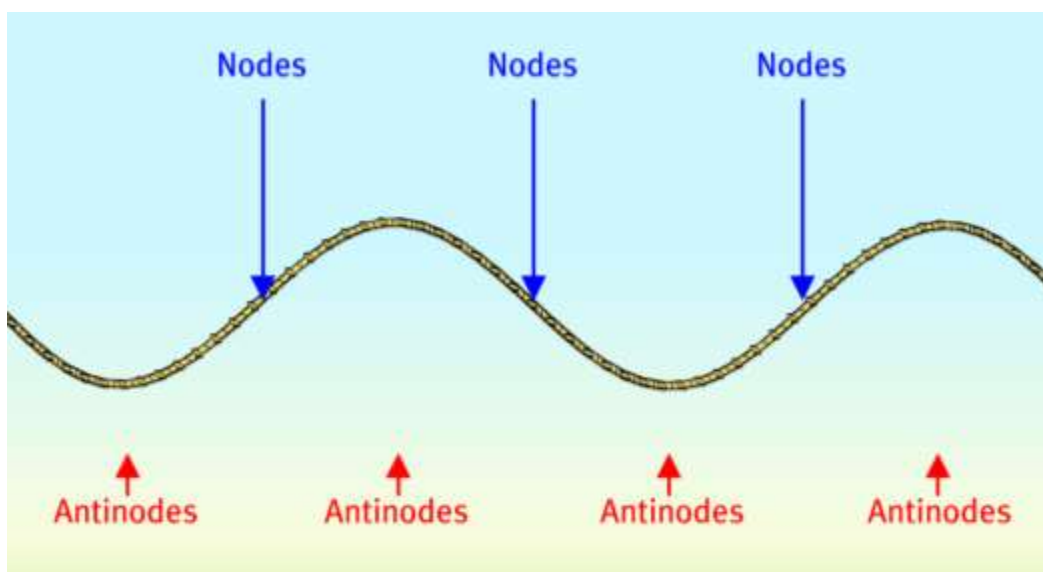
$$\xi = \xi_1 + \xi_2 = 2A \cos \frac{2\pi}{\lambda} x \cdot \sin \omega t, \quad (2)$$



Arqonning ba'zi bir nuqtalari umuman harakat qilmayotganiga e'tibor bering. Bu qo'zg'almas nuqtalar tugunlar deb ataladi.

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

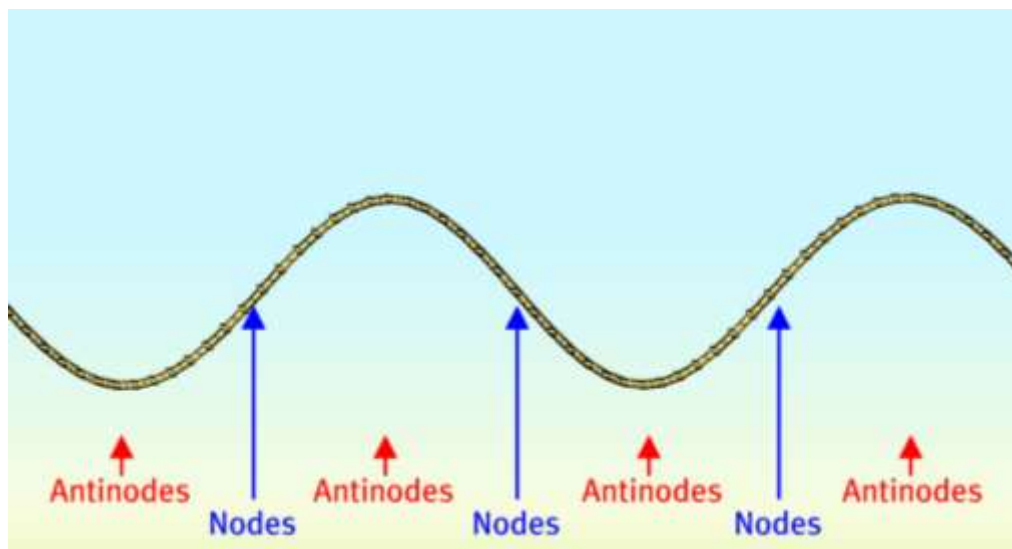
$$A_{tur} = 2A \cos \frac{2\pi}{\lambda} x$$



Boshqa nuqtalar esa o'zlarining maksimum harakatlarini bajaradi. Bular esa do'ngliklar deb ataladi.

Koordinatalari quyidagi shartlarni:

$$\frac{2\pi}{\lambda}x = 2m\pi \quad (m = 0,1,2,\dots), \quad (3)$$



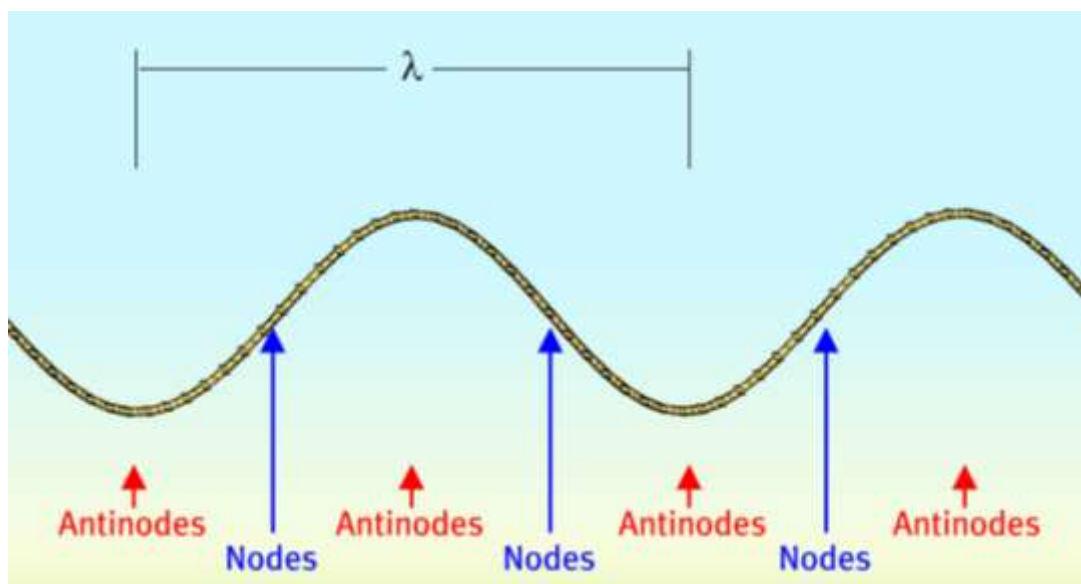
Agar biz to'liqinni bir momentga to'xtatib qo'ysak, bir xil turg'un to'liqin bo'ladi.

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

$$\frac{2\pi}{\lambda}x = \pm(2m+1)\frac{\pi}{2}, \quad (4)$$

shartni qanoatlantiradigan nuqtalarda to'liqin amplitudasi nolga aylanadi va bu nuqtalar *turg'un to'liqinning tugunlari* deb ataladi. Qo'shni tugunlar yoki do'ngliklar orasidagi masofa turg'un to'liqinning to'liqin uzunligi deb ataladi va u (3) - va (4) - ifodadan, chopar to'liqinning to'liqin uzunligini yarmiga teng bo'ladi

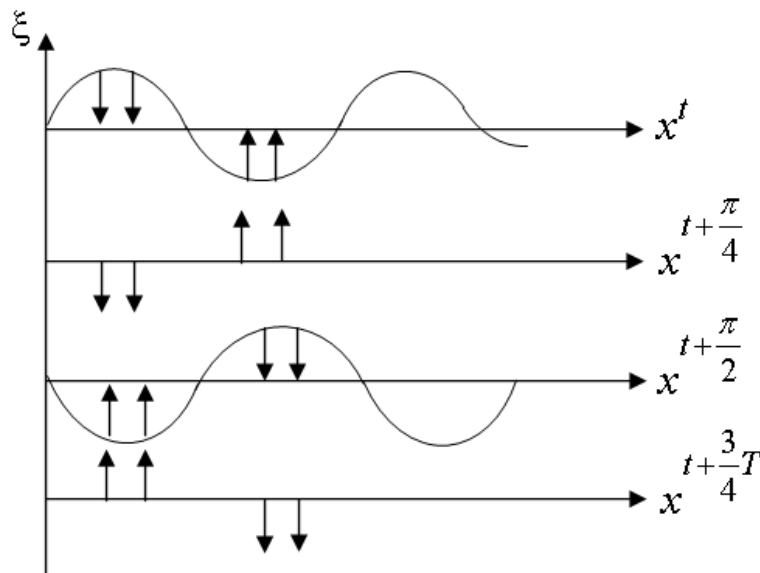
$$\lambda_{tur} = \frac{\lambda_{yug}}{2}$$



hattoki turg'un to'liqlarda ham do'nglikdan do'nglikkacha, tubidan keyingi tubigacha yoki to'liqning ixtiyoriy nuqtasidan keyingi ekvivalent nuqtasigacha bo'lgan masofa to'liq uzunligi hisoblanadi.

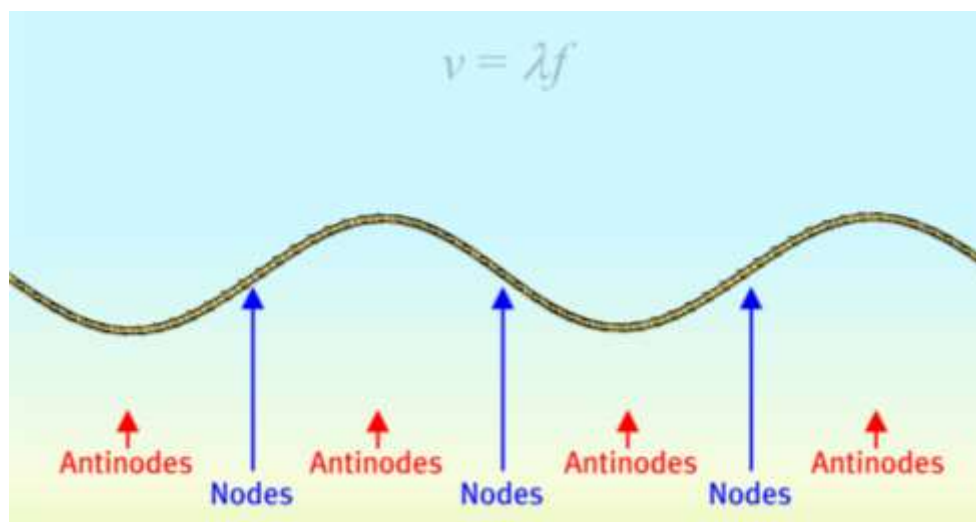
$$2A \cos \frac{2\pi}{\lambda} x \quad - \text{ko'paytma, nol qiymatni kesib o'tganda o'zining ishorasini}$$

o'zgartiradi, shu sababli, tugunning har xil tomonlaridagi tebranishlar fazasi π ga farq qiladi, ya'ni ikki tomondagi zarrachalar qarama - qarshi fazalarda tebranadilar.



4 - rasm. Turg'un to'liqlar.

4 - rasmda muhit zarrachalarining 1/4 davrga teng vaqt momentlaridagi holatlari keltirilgan. Ko'rsatkichlar bilan zarrachalar tezligi ko'rsatilgan. Yugurayotgan to'liqdan farqli ravishda turg'un to'liqida energiya uzatilishi kuzatilmaydi.



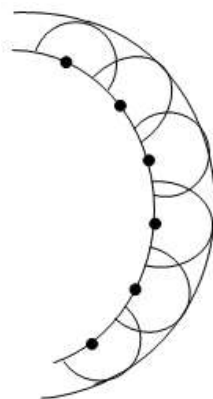
Arqonning tezligi, u hech qayerga yurmayotgan bo'lsa ham, to'liq uzunligini chastotaga ko'paytmasi bilan aniqlanadi.

Energiya davriy ravishda, muhitni elastik deformatsiyalab, kinetik energiyadan potentsial energiyaga va teskariga o'tib turadi. Qaytish nuqtalarida, tushayotgan va qaytayotgan to'liqlar tebranishi bir xil fazada sodir bo'ladi, shuning uchun bu tebranishlar qo'shilganda amplitudalar kuchayadi.

Gyuygens prinsipi

Gyuygens prinsipi yordamida to'liqlarning tarqalish hodisalarini kuzatish osonlashadi. Bu printsipga asosan, to'liq harakati yetib borgan har bir nuqta ikkilamchi to'liqlar manbaiga aylanadi: bu to'liqlarni o'rab oluvchi egri chiziq keyingi momentdagi to'liqlar fronti holatini beradi (5 - rasm).

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

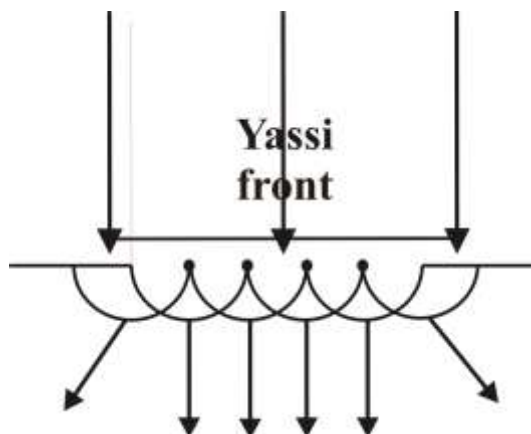


5 - rasm. Ikkilamchi to'liqlarning hosil bo'lish markazlari.

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

Gyuygens printsipti, to'qlinlarga xos bo'lgan, ularning to'g'ri chizikli tarqalishidan og'ishini tushuntirib bera oladi.

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



6 - rasm. Ikkilamchi to'qlinlar frontining hosil bo'lishi.

Masalan, ko'p teshikli yassi to'siqqa unga parallel bo'lgan to'qlin fronti tushayotgan bo'lsin (6 - rasm).

Gyuygens printsiptiga asosan, yassi to'qlinning har bir teshigiga to'g'ri kelgan nuqtalar ikkilamchi to'qlinlar markaziga aylanadilar. Bu ikkilamchi to'qlinlarni o'rab oluvchi egri chiziqni chizsak, u ikkilamchi to'qlin fronti geometrik soya sohasini ham egallay boshlaydi.

20-MA'RUZA: ELEKTROMAGNIT TO'LQINLAR

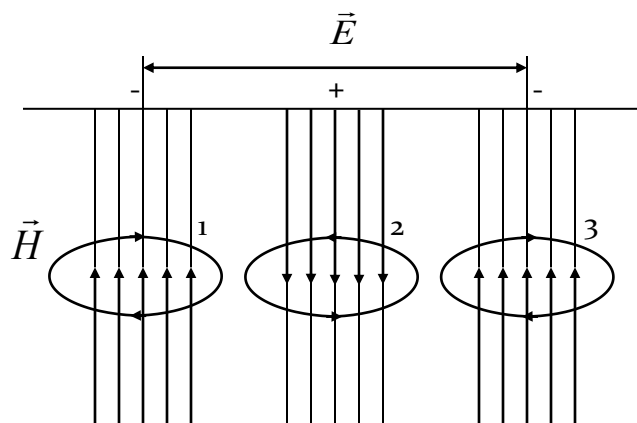
REJA:

1. Elektromagnit to'lqinning differentsial tenglamasi
2. Elektromagnit to'lqin energiyasi
3. Umov-Poyting vektori
4. Energiya zichligi
5. Elektromagnit to'lqinlar shkalasi

Elektromagnit to'lqinlar

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

Faraz qilaylik, fazoning qandaydir joyida (117 - rasm, 1-nuqtada) kuchlanganligi \vec{E} bo'lgan elektr maydoni hosil qilingan.



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

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

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

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

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

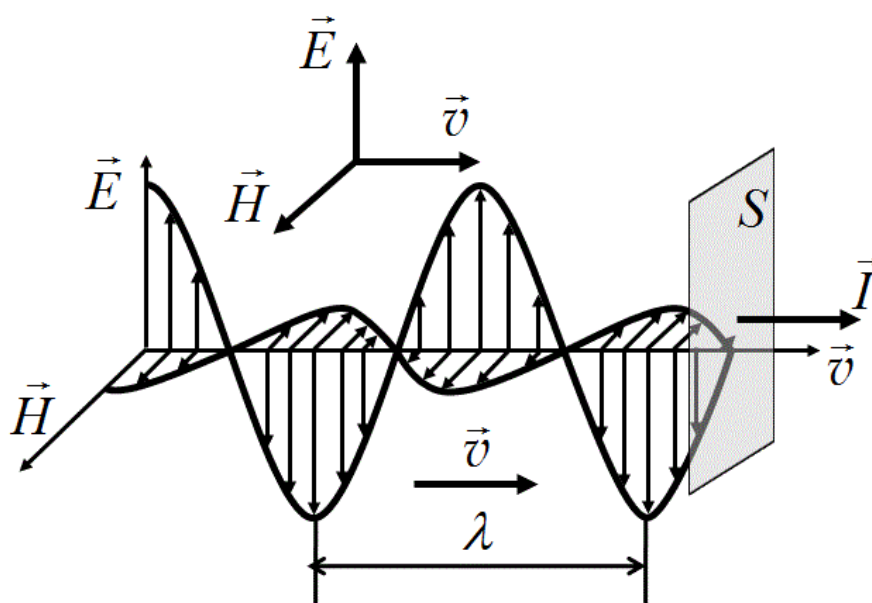
$$\oint E_{\ell} dl = -\frac{d\Phi}{dt}$$

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

Shunday qilib, qandaydir nuqtada paydo bo'lgan elektr (yoki magnit) maydoni barcha yo'nalishlarda bir vaqtda tarqaladigan elektr va magnit to'qlinlarning manbai bo'lib qoladi. Elektr va magnit to'qlinlarining majmuasi *elektromagnit to'qlin* deb ataladi.

Bu holda, elektromagnit to'qlin 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'qlin 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'qlin tarqalishi yo'nalishiga perpendikulyardir, ya'ni elektromagnit to'qlin *ko'ndalang to'qlindir*.



2- rasm. Elektromagnit to'qlinning elektr va magnit kuchlanganlik vektorlari yo'nalishlari.

Ikki maydon kuchlanganliklari vektorlarining vaqtning bir onida har xil nuqtalarda yo'nalganliklari 2 - rasmda keltirilgan.

Maksvell tenglamalaridan quyidagi differentsial tenglamalarni keltirib chiqarish mumkin:

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial z^2} &= \varepsilon_0 \mu \mu_0 \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} \\ \frac{\partial^2 \vec{H}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \vec{H}}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \vec{H}}{\partial z^2} &= \varepsilon_0 \mu \mu_0 \frac{\partial^2 \vec{H}}{\partial t^2} \end{aligned} \right\}, \quad (1)$$

Bu elektr va magnit to'qlinlarining mos ravishda to'qlin tenglamalaridir. Bu tenglamalarni to'qlinning differentsial tenglamasi

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

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

$$U = \frac{1}{\sqrt{\epsilon \mu}}$$

yani faqat to'qin tarqaladigan muhitning dielektrik va magnit singdiruvchangliklariga bog'liq ekan.

Vakuumba $\epsilon = \mu = 1$ ga teng bo'lgani uchun to'qlinlarning fazali tezliklari yorug'likning vakuumbdagi tezligiga tengdir.

$$U = c = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0 \mu_0}} = 299729 \text{ km/s.}$$

Agar $c = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0 \mu_0}}$ ekanligini hisobga olsak, elektromagnit to'qlinining istalgan muhitdagi tarqalish tezligi uchun Maksvell formulasini keltirib chiqaramiz:

$$U = \frac{c}{\sqrt{\epsilon \mu}} \quad (2)$$

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

$$E_x = H_x = 0$$

$E_z = H_z = 0$ ekanligini hisobga olsak, Maksvell tenglamasidan X o'qi bo'ylab tarqalayotgan yassi elektromagnit to'qlinning differentsial tenglamalarini keltirib chiqaramiz:

$$\frac{\partial^2 E_y}{\partial x^2} = \frac{\epsilon \mu}{c^2} \frac{\partial^2 E_y}{\partial t^2}; \quad \frac{\partial^2 H_z}{\partial x^2} = \frac{\epsilon \mu}{c^2} \frac{\partial^2 H_z}{\partial t^2}, \quad (3)$$

Bu tenglamalarning eng oddiy yechimlari quyidagi funksiyalardan iboratdir:

$$E_y = E_0 \text{Sin}(\omega t - kx + \alpha_1); \quad H_z = H_0 \text{Sin}(\omega t - kx + \alpha_2), \quad (59.4)$$

Bu yerda ω - to'qin chastotasi, $k = 2\pi/\lambda = \omega/v$ to'qin sonidir, α_1 va α_2 $x = 0$ nuqtadagi tebranishlarning boshlang'ich fazalaridir.

Elektromagnit to'qin uchun, quyidagi tenglik

$$\varepsilon_0 E_0^2 = \mu\mu_0 H^2, \quad (5)$$

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.

$$E_0 \sqrt{\varepsilon\varepsilon_0} = H_0 \sqrt{\mu\mu_0}, \quad (6)$$

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

$$\vec{E} = \vec{E}_0 \sin(\omega t - kx); \quad \vec{H} = H_0 \sin(\omega t - kx), \quad (7)$$

bu yerda fazalar farqi nolga tengdir $\alpha_1 = \alpha_2 = 0$.

Elektromagnit to'lqinlar, har qanday to'lqinlarga o'xshash, energiyani ko'chirish xususiyatiga egadirlar.

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

$$w = w_E + w_H = \frac{\varepsilon_0 E^2}{2} + \frac{\mu\mu_0 H^2}{2}, \quad (8)$$

Fazoning berilgan nuqtasida \vec{E} va \vec{H} vektorlar bir xil fazada o'zgaradilar. Shu sababli, Y_{e0} va N_0 larning amplituda qiymatlari orasidagi (60.6) - nisbat ularning boshqa oniy qiymatlari uchun ham o'rinlidir. Bundan, to'lqinning elektr va magnit maydonlari energiyalari zichligi vaqtning har bir momenti uchun bir xildir degan fikr tug'iladi, yani

$$w_E = w_H$$

Shuning uchun

$$w = 2w_E^* = \varepsilon_0 E^2, \quad (9)$$

$E\sqrt{\varepsilon\varepsilon_0} = H\sqrt{\mu\mu_0}$ tenglikdan foydalanib, (60.9) - ifodani quyidagicha qayta yozish mumkin:

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

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

$$S = w \cdot v = EH, \quad (10)$$

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

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

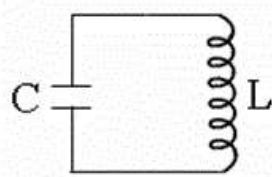
$$\vec{S} = [\vec{E} \cdot \vec{H}] , \quad (11)$$

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

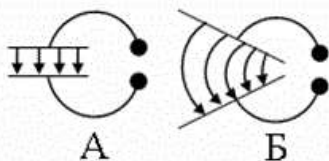
Elektromagnit to'liqinlar shkalasi

Amalda elektromagnit to'liqinlar manbai bo'lib istalgan elektr tebranish konturi yoki o'zgaruvchan elektr toki oqayotgan o'tkazgich bo'lishi mumkin. Elektromagnit to'liqinlarni 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.

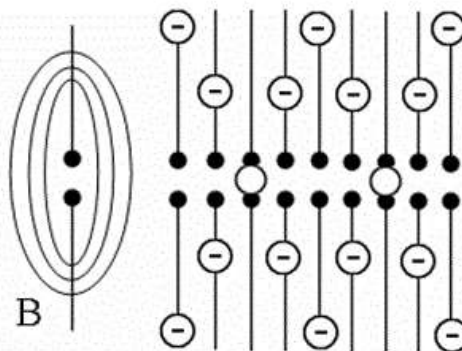
Nurlanish sezilarli bo'lishi uchun, o'zgaruvchan elektr maydoni hosil bo'ladigan fazoning hajmi katta bo'lishi kerak. Shu sababli,



3 rasm.
Elektromagnit to'liqining eng oddiy manbai



4 rasm
Ochiq tebranish konturi



5 rasm.
Dipolli elektr maydon tebranishi

elektromagnit to'liqinlar hosil qilish uchun yopiq tebranish konturlarini ishlatib bo'lmaydi, chunki kondensator qoplamalari orasida elektr maydoni, induktivlik g'altagi ichida magnit maydoni joylashgan bo'ladi. Epiq tebranish konturida (3 - rasm) sig'im va induktivlik katta qiymatga ega bo'lgani uchun tebranish davri va elektromagnit to'liqin uzunligi katta bo'ladi:

$$\lambda = vT = 2\pi v \sqrt{LC} , \quad (1)$$

To'liqin uzunligini qisqartirish uchun induktivlik va sig'im qiymatini qisqartirish kerak. Shu sababli, Gerts o'z tajribalarida g'altak o'rami va kondensator qoplamalari yuzasini kamaytirib, qoplamalar orasini kengaytirish hisobiga yopiq tebranish konturidan ochiq tebranish konturiga o'tish usulini topdi (4 - rasm, A, B).

Natijada chaqnash oralig'i bilan ajralgan ikkita sterjenli (simli) tebranish konturini hosil qildi (4 - rasm, V). Agarda, yopiq tebranish konturida o'zgaruvchan elektr maydoni kondensator qoplamalari orasiga joylashgan bo'lsa (4 - rasm, A), ochiq tebranish konturida

esa, o'zgaruvchan elektr maydoni kontur atrofida fazoni egallaydi (4 - rasm, B) va elektromagnit nurlanish jadalligini kuchaytiradi.

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

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

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

Gerts shunday vibrator orqali 100 *mGts* chastotali elektromagnit to'liqlarni hosil qila oldi. Bu to'liqlarning to'liq 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'liqlarini hosil qildi.

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

To'liq uzunligi $0,1 \div 10^3 \text{ m}$ kenglikdagi elektromagnit to'liqlar radioaloqa va tasvirni uzatishda (uzun, o'rta, qisqa, ultraqisqa va detsimetrli radioto'liqlar) ishlatiladi.

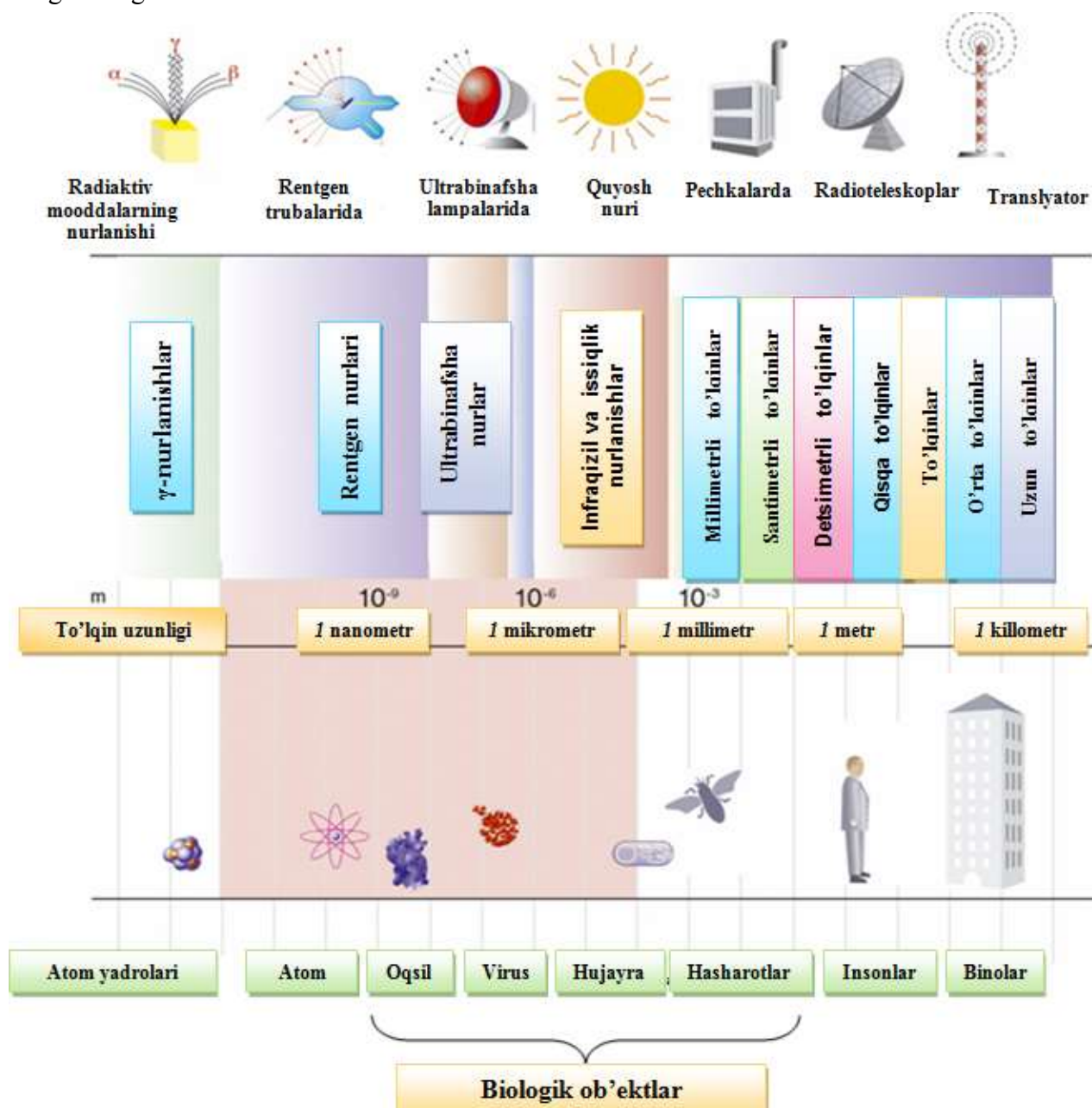
Elektromagnit to'liqlar shkalasi

1-jadval

Nurlanish turlari	To'liq uzunligi, <i>m</i>	To'liq chastotasi, <i>Hz</i>	Nurlanish manbalari
Radioto'liqlar	$10^{-4} - 10^3$	$3 \cdot 10^5 - 3 \cdot 10^{12}$	Tebranish konturi Gerts vibratori lampali generator
Yorug'lik to'liqlari:	$5 \cdot 10^{-4} - 10^{-9}$	$6 \cdot 10^{11} - 3 \cdot 10^{17}$	
Infraqizil	$8 \cdot 10^{-7} - 5 \cdot 10$	$8 \cdot 10^{11} - 3,75 \cdot 10^{14}$	Lampalar
Ko'zga ko'rinadigan nurlar	$8 \cdot 10^{-7} - 4 \cdot 10^{-7}$	$3,75 \cdot 10^{14} - 7,5 \cdot 10^{14}$	Lazerlar
Ultrabinafsha nurlar	$10^{-9} - 4 \cdot 10^{-7}$	$7,5 \cdot 10^{14} - 3 \cdot 10^{17}$	Lazerlar
Rentgen nurlari	$6 \cdot 10^{-12} - 2 \cdot 10^{-9}$	$1,5 \cdot 10^{17} - 5 \cdot 10^{19}$	Rentgen trubalari
γ -nurlanish	$< 6 \cdot 10^{-12}$	$> 5 \cdot 10^{19}$	Radioaktiv parchalanish, yadro jarayonlari, kosmik nurlanish

*To'liq uzunligi $10^{-8} \div 10^{-4} \text{ m}$ kenglikda bo'lgan elektromagnit to'liqlar, uchta gruppada optik to'liqlardan iboratdir: infraqizil, ko'zga ko'rinadigan ($7,6 \cdot 10^{-7} \div 4 \cdot 10^{-4} \text{ m}$) va ultrabinafsha nurlardir.

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



6-rasm. Elektromagnit to'liqlar shkalasi.

¹ * -belgisi bilan mustaqil ta'limga ajratiladigan mavzular belgilanadi

¹ ** - belgisi bilan mustaqil ta'limga ajratiladigan boblar belgilanadi

21-MA'RUZA: YORUG'LIK NURLARI

REJA:

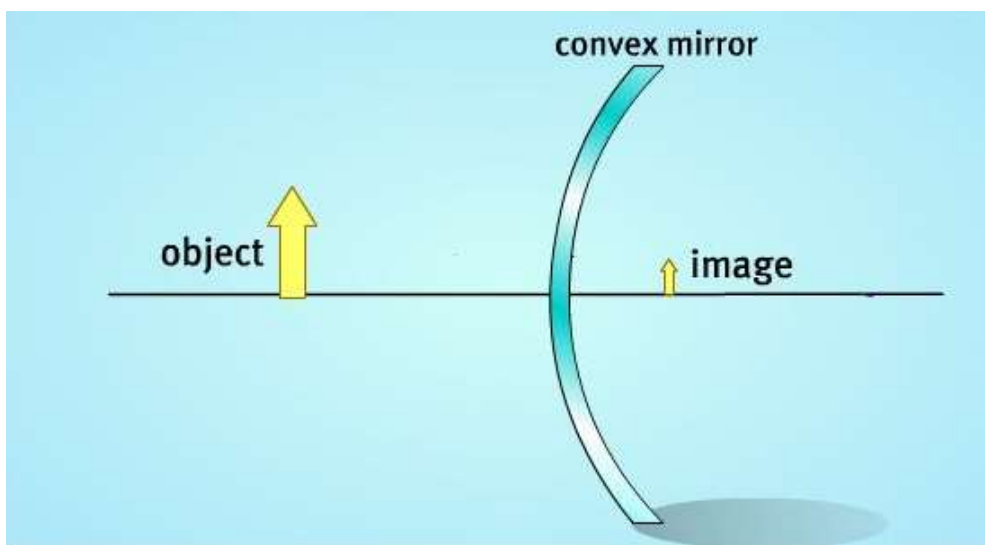
1. Yorug'lik nurining tabiati
2. Yorug'lik to'lqinlarining kogerentligi va monoxromatikligi
3. Yorug'lik to'lqinlar interferensiyasi
4. Yorug'lik difraksiyasi
5. Frenelg va Frungofer difraksiyasi
6. Frenelg zonalari
7. Difraktsion panjara
8. Rentgen nurlar difraksiyasi

Optikaning asosiy qonunlari

Yorug'lik nurining tabiati o'rnatilishidan oldin optikaning quyidagi asosiy qonunlari ma'lum edi:

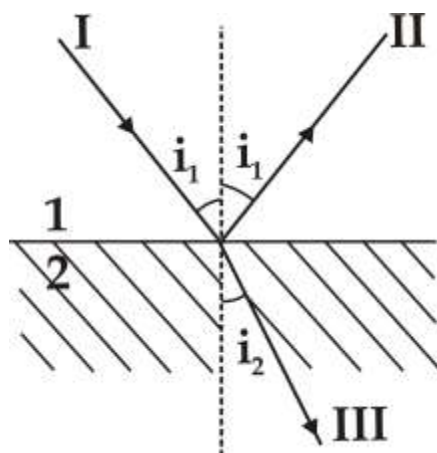
Yorug'lik nurining optik bir jinsli muhitda to'g'ri chiziqli tarqalish qonuni; yorug'lik nuri dastalarining bir-biriga bog'liq bo'lmaslik qonuni; yorug'likning qaytish va sinish qonunlari.

Yorug'likning to'g'ri chiziqli tarqalish qonuni. Optikaviy bir jinsli muhitda yorug'lik nuri to'g'ri chiziqli tarqaladi, chunki nuqtaviy yorug'lik manbai bilan shaffof bo'lmagan buyumlar yoritilganda, buyumlar shaklida aniq soya hosil bo'ladi. Yorug'lik nurlari to'lqin uzunligiga yaqin bo'lgan o'lchamli buyumlar yoritilganda, bu qonundan chetlashish kuzatiladi.



Oldingi bo'limda biz ko'zgularda tasvir yasashni o'rgangan edik.

***Yorug'lik nurlari dastalarining bir-biriga bog'liq bo'lmaslik qonuni.** Alohida yorug'lik nuri dastasida kuzatiladigan hodisalar boshqa dastalar bir vaqtda mavjud bo'lish yoki bo'lmasligiga bog'liq bo'lmaydi. Yorug'lik oqimini alohida yorug'lik dastalariga ajratib, tanlangan yorug'lik dastasi ta'siri boshqa dastalarga bog'liq emasligini oson isbotlash mumkin.



1-rasm. Ikki muhit chegarasida yorug'likning sinishi va qaytishi.

Agarda, yorug'lik nuri ikki muhit chegarasiga tushsa (*1 - rasm*), I tushuvchi nur II qaytgan va III singan nurlarga ajraladi, ularning tarqalish yo'nalishlari qaytish va sinish qonunlari bilan belgilanadi.

Qaytish qonuni. Qaytgan nur tushuvchi nur va tushish chegarasiga o'tkazilgan perpendikulyar bilan bir tekislikda yotadi, qaytish burchagi tushish burchagiga teng bo'ladi:

$$i_1' = i_1, \quad (1)$$

****Sinish qonuni.** Tushuvchi nur singan nur va tushish nuqtasida ikki muhit chegarasiga o'tkazilgan perpendikulyar bilan bir tekislikda yotadi, tushish burchagining sinusini sinish burchagi sinusiga nisbati berilgan muhitlar uchun o'zgarmas kattalik hisoblanadi:

$$\frac{\sin i_1}{\sin i_2} = n_{21}, \quad (2)$$

bu yerda n_{21} – ikkinchi muhitning birinchi muhitga nisbatan *nisbiy sindirish ko'rsatkichidir*. Ikki muhitning nisbiy sindirish ko'rsatkichlari ularning absolyut sindirish ko'rsatkichlarining nisbatiga tengdir:

$$n_{21} = \frac{n_2}{n_1}, \quad (3)$$

Muhitning absolyut sindirish ko'rsatkichi elektromagnit to'liqning vakuumdagi tezligining muhitdagi fazaviy tezligiga nisbatiga tengdir:

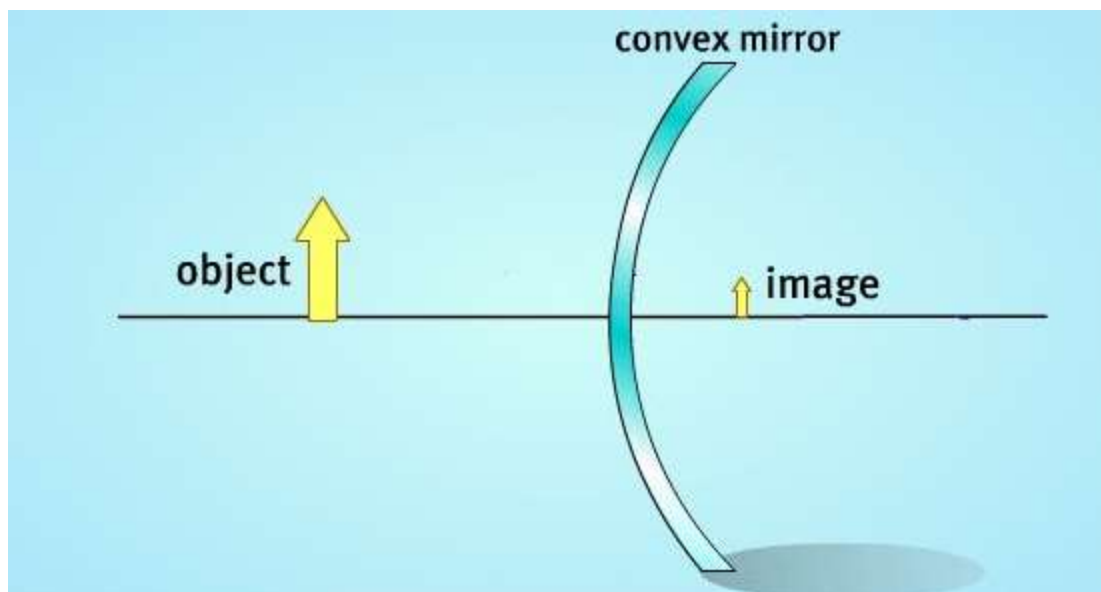
$$n = \frac{c}{v}, \quad (4)$$

bu yerda $n = \sqrt{\epsilon\mu}$ ga teng, ϵ va μ – muhitning dielektrik va magnit singdiruvchanligidir. Sinish qonunini quyidagicha qayta ifodalash mumkin:

¹ * -belgisi bilan mustaqil ta'limga ajratiladigan mavzular belgilanadi

¹ ** - belgisi bilan mustaqil ta'limga ajratiladigan boblar belgilanadi

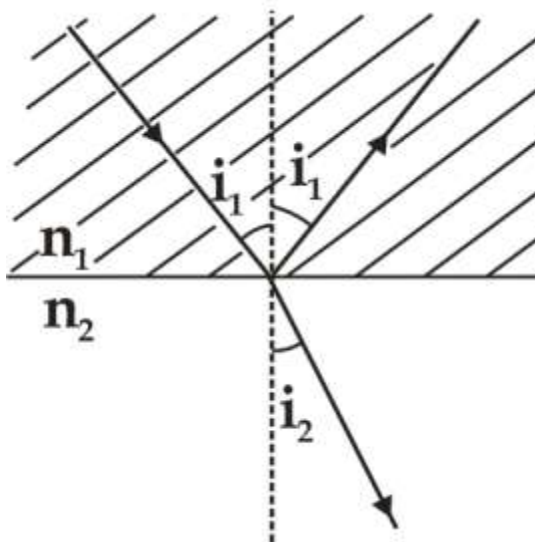
$$n_1 \sin i_1 = n_2 \sin i_2, \quad (5)$$



Linzaladagi sinish orqali ham optik tasvirlarni yaratish mumkin.

Agarda, yorug'lik katta sindirish ko'rsatkichli n_1 muhitdan o'tib kichik sindirish ko'rsatkichli n_2 muhitda, misol uchun, shishadan suvga o'tib tarqalsa, u holda

$$\frac{\sin i_2}{\sin i_1} = \frac{n_1}{n_2} > 1$$



2 - rasm. Har xil sindirish ko'rsatkichli muhitlar chegarasida sinish hodisasi.

bo'lib, singan nur normaldan uzoqlashadi va i_2 sinish burchagi i_1 tushish burchagidan katta bo'ladi (2 - rasm).

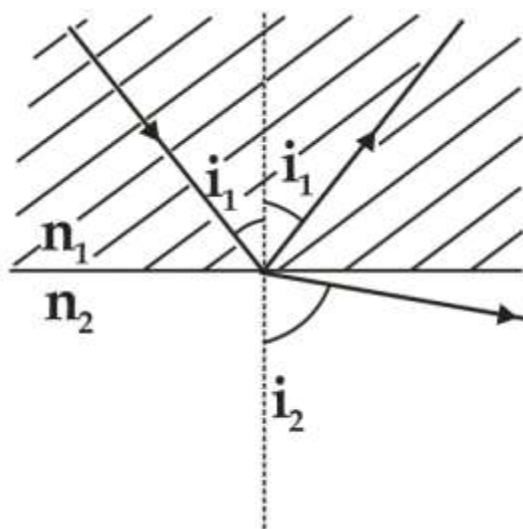
Tushish burchagi oshishi bilan sinish burchagi asta-sekin osha boradi va qandaydir chegaraviy tushish burchagi qiymatida ($i_1 - i_{\text{cheg.}}$ chegaraviy burchakda) sinish burchagi $\frac{\pi}{2}$ ga tenglashadi. $i_1 = i_{\text{cheg.}}$ holatda tushayotgan nur to'liq qaytadi (3 - rasm).

Demak, tushish burchagining $i_{\text{cheg.}}$ qiymatlarida to'la qaytish hodisasi kuzatiladi.

Chegaraviy tushish burchagi $i_2 = \frac{\pi}{2}$ shartdan topiladi.

$$n_1 \sin i_{\text{cheg.}} = n_2 \sin \frac{\pi}{2}, \quad \sin i_{\text{cheg.}} = \frac{n_2}{n_1} = n_{21} \quad (6)$$

To'la qaytish hodisasi, yorug'lik optikaviy zich muhitdan zich bo'lmagan muhitga o'tganda, kuzatiladi.



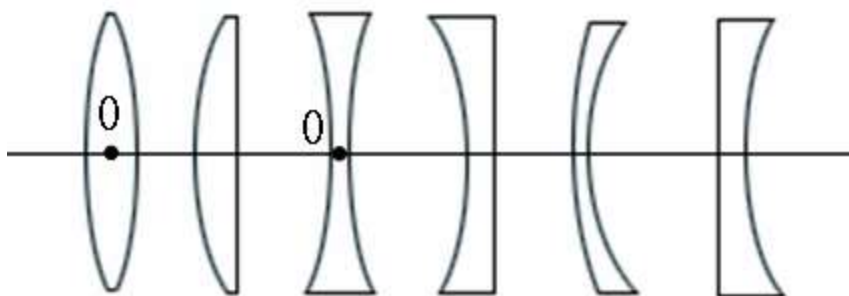
3 – rasm. Ikki muhit chegarasida nurning to'la qaytishi.

Geometriyaviy optika elementlari

Yorug'likning tarqalish qonunlarini yorug'lik nurlari tushunchalari orqali o'rganiladigan optika bo'limi *geometriyaviy optika* deb ataladi.

Yorug'lik nurlari deb, to'liq sirtlariga normal bo'lgan chiziqlar bo'yicha tarqaladigan yorug'lik energiyalari oqimiga aytiladi.

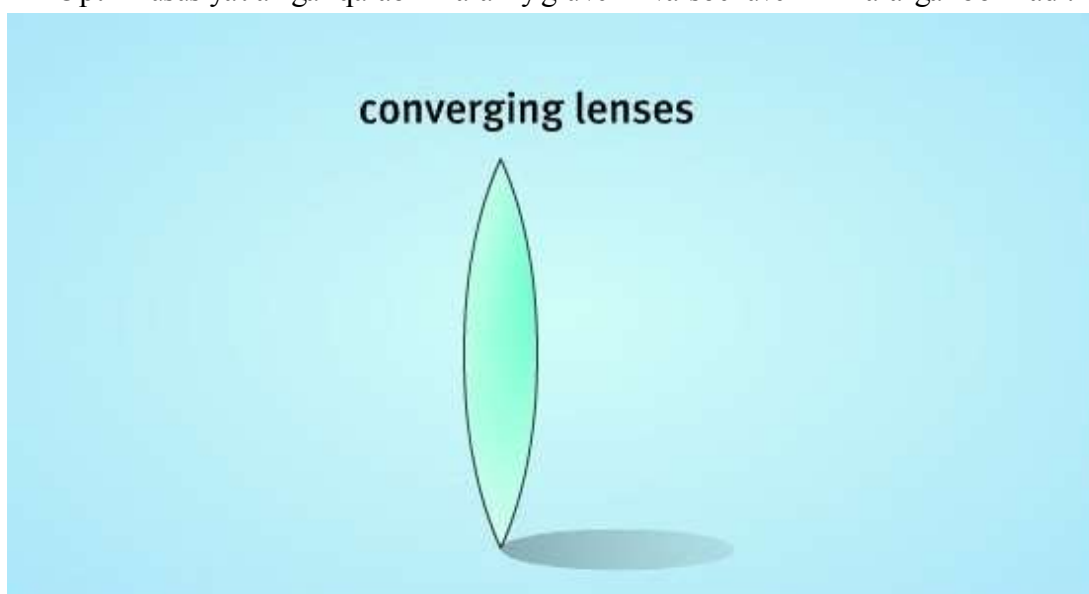
Linzalar deyilganda, ikkita sirt bilan chegaralangan tiniq jismlar tushuniladi. Ikkita sirtidan biri, odatda, sferik yoki tsilindrik, ikkinchisi–sferik yoki yassi bo'lishi mumkin. Bu sirtlar yorug'lik nurini sindirib, buyumlarning optik tasvirini shakllantirishi mumkin. Odatda linzalar shisha, kvarts, kristall va plastmassa moddalaridan tayyorlanadi.



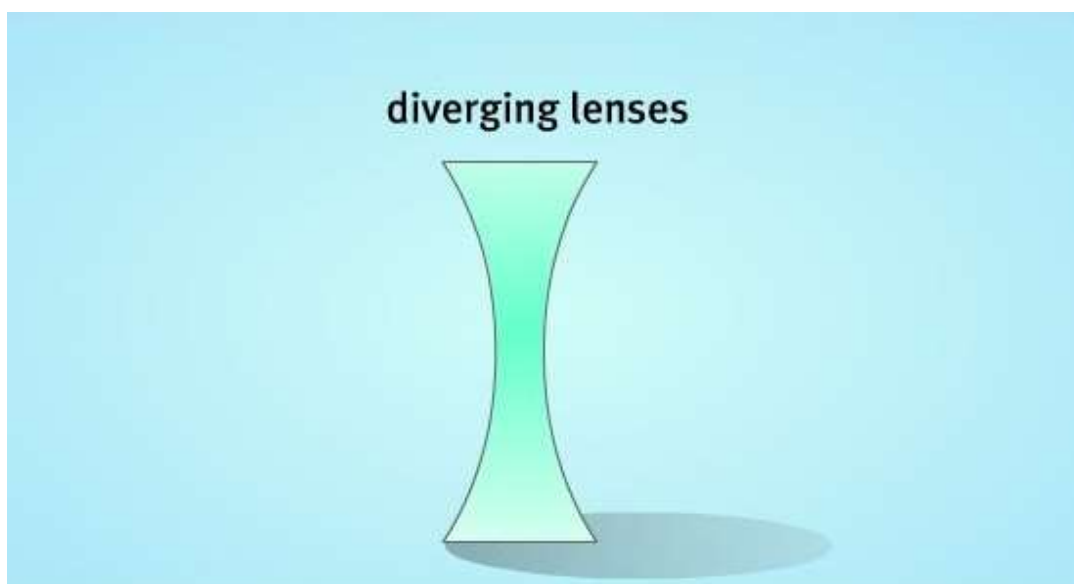
4 – rasm. Linzalarning turlari.

Tashqi ko‘rinishiga qarab linzalar: ikki tarafi qavariqli, yassi qavariqli, ikki tarafi botiqli, yassi botiqli, bir tarafi qavariq-ikkinchisi botiqli, bir tarafi botiq ikkinchisi qavariqli bo‘lishi mumkin (126 - rasm).

Optik xususiyatlariga qarab linzalar yig‘uvchi va sochuvchi linzalarga bo‘linadi.

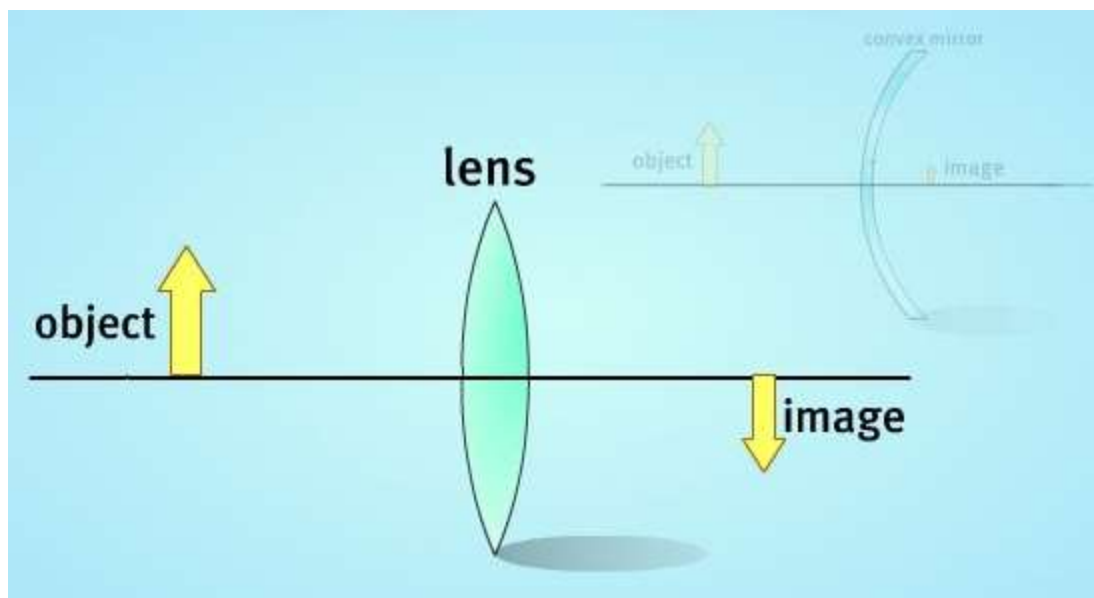


Yig‘uvchi linza ko‘pincha ikki tomonlama qavariq bo‘ladi.



Sochuvchi linzalar ko'pincha ikki tomonlama botiq bo'lib, qum soat shaklida bo'ladi.

Sirt radiuslariga nisbatan qalinligi kichik bo'lgan linzalar yupqa linzalar deb ataladi. Linzalarning sirlari egriligi markazidan o'tuvchi to'g'ri chiziq *linzaning bosh optik o'qi* deb ataladi. Bosh optik o'qda yotuvchi va undan yorug'lik nuri o'tganda sinmaydigan nuqta *linzaning optik markazi* deb ataladi.

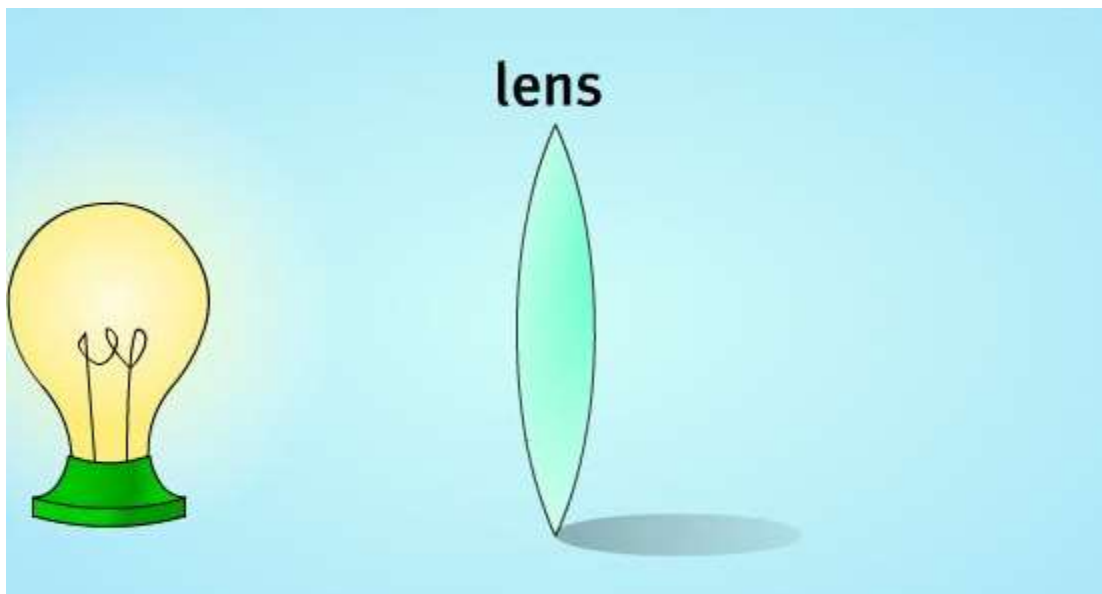


Linza oynaning oddiy qismi, plastik yoki ,bitta yuzasi yoki ikkala yuzasi ham qiyshiq bo'lgan boshqa shaffof material bo'lishi mumkin.

Linza sirlari egrilik radiuslarini (R_1 va R_2), linzadan buyumgacha (a) va uning tasvirigacha (b) bo'lgan masofalar bilan bog'liqligini ko'rsatuvchi nisbat – *yupqa linzaning ifodasi* deb ataladi. Bu ifodani keltirib chiqarish uchun eng qisqa vaqt talab qilinadigan usuldan foydalaniladi, ya'ni yorug'lik nuri traektoriyasini bosib o'tish uchun eng minimal vaqt talab qilinadigan traektoriya olinadi.

¹ * -belgisi bilan mustaqil ta'limga ajratiladigan mavzular belgilanadi

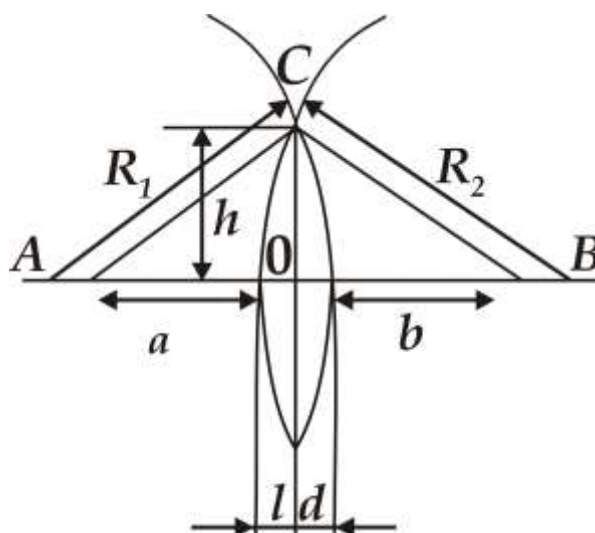
¹ ** - belgisi bilan mustaqil ta'limga ajratiladigan boblar belgilanadi



Qiyshilik yorug'lik nurlarining linza orqali o'tayotganda burilishiga sabab bo'ladi.

Yorug'lik nurining linza orqali o'tgan ikkita traektoriyasini ko'rib chiqamiz (5 - rasm). Bosh optik o'qdan o'tuvchi, A va V nuqtalarni tutashtiruvchi AOV va linzaning yuqori qirrasidan o'tuvchi ASV nurlarni ko'rib chiqamiz. OV traektoriyani nur t_1 vaqtda bosib o'tadi:

$$t_1 = \frac{a + N(l + d) + b}{c}$$



5 – rasm. Yorug'lik nurining linza orqali o'tishi.

bu yerda $N = \frac{n}{n_1}$ – nisbiy sindirish ko'rsatkichidir. Nur AOV traektoriyani bosib o'tish

uchun t_2 vaqt sarflaydi

$$t_2 = \frac{\sqrt{(a+l)^2 + h^2} + \sqrt{(b+d)^2 + h^2}}{c}$$

$t_1 = t_2$ ga teng bo'lgani uchun, quyidagi ifodaga ega bo'lamiz:

$$a + N(l+d) + b = \sqrt{(a+l)^2 + h^2} + \sqrt{(b+d)^2 + h^2}, \quad (1)$$

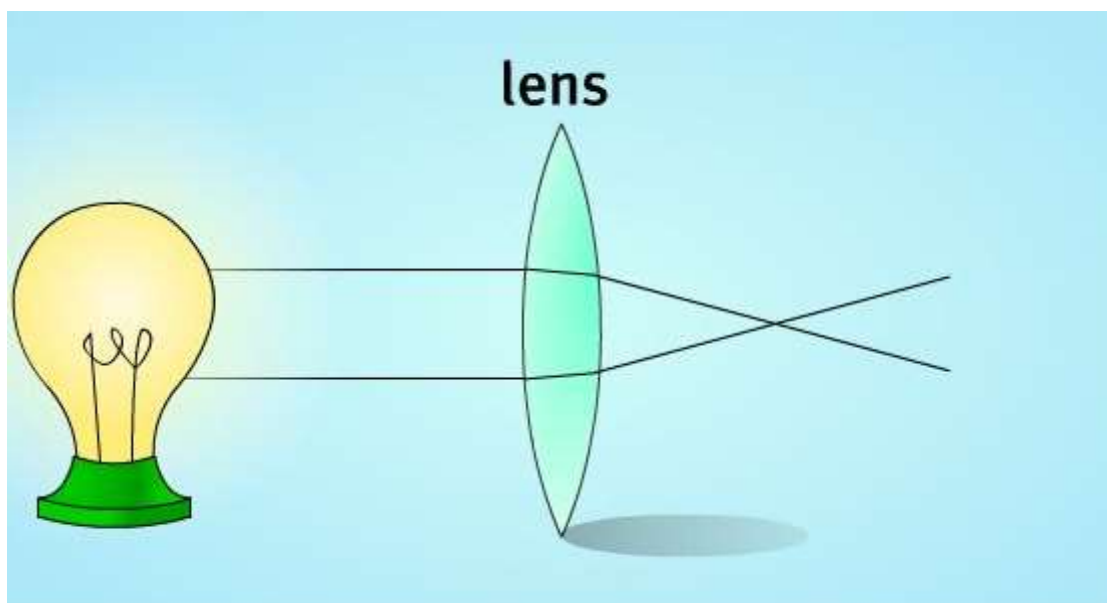
agarda, yupqa linza uchun $h \ll (a+l)$, $h \ll (b+d)$ ekanligini hisobga olsak, quyidagi ifodalarni keltirib chiqarish mumkin:

$$\sqrt{(a+l)^2 + h^2} = a+l + \frac{h^2}{2(a+l)}$$

$$\sqrt{(b+d)^2 + h^2} = (b+d) + \frac{h^2}{2(b+d)}$$

Bu tengliklarni (2.1) ifodaga qo'ysak *linzalarning umumiy ifodasiga* ega bo'lamiz:

$$(N-1)(l+d) = \frac{h^2}{2} \left(\frac{1}{a+l} + \frac{1}{b+d} \right), \quad (2)$$



Ammo, juda yupqa linzadan o'tishdagi burilish juda murakkab bo'ladi.

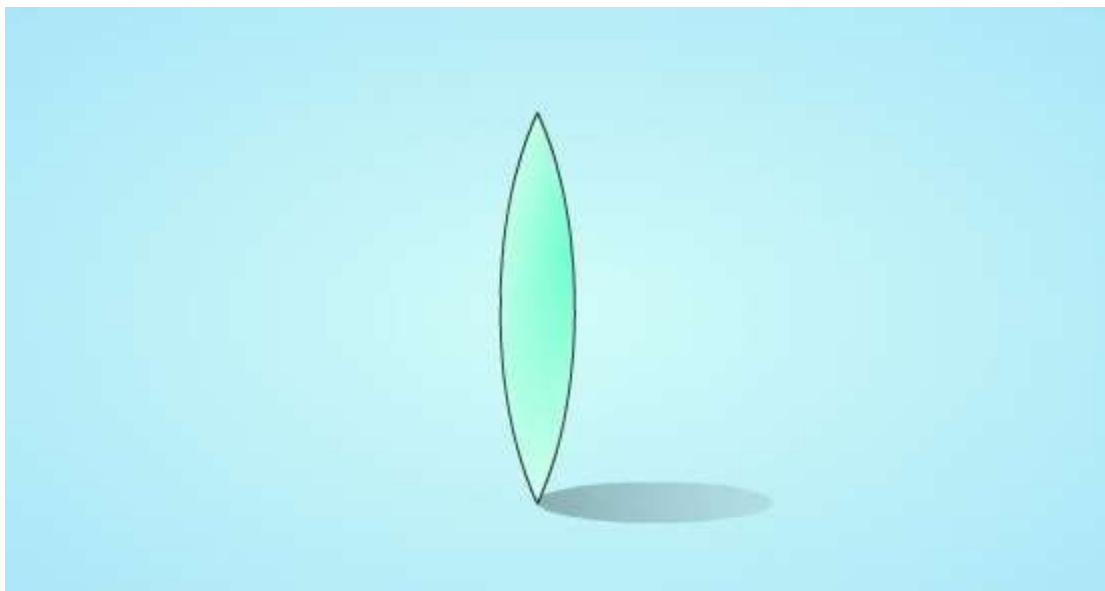
Yupqa linzalar uchun $l \ll a$, $d \ll b$ bo'lgan holda quyidagi linza ifodasini keltirib chiqarish mumkin:

$$(N-1)(l+d) = \frac{h^2}{2} \left(\frac{1}{a} + \frac{1}{b} \right)$$

bu yerda $l = \frac{h^2}{2R_2}$ va $d = \frac{h^2}{2R_1}$ ga tengdir.

$$\text{U holda} \quad (N-1) \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right) = \frac{1}{a} + \frac{1}{b}, \quad (3)$$

yupqa linzaning ifodasiga ega bo'lamiz.



***Yupqa linzalarning qalinligi diametriga nisbatan juda ingichka bo'lganligi uchun ham ularni yupqa deb atash mumkin.**

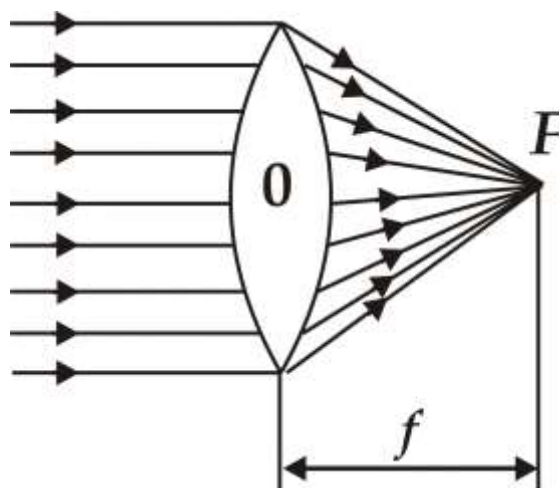
Linzaning qavariq sirti egriligi radiusi musbat, botiq sirt egriligi radiusi manfiy hisoblanadi. Agarda, buyumdan linzaning optik markazigacha masofa cheksiz bo'lsa, linzaga tushayotgan nurlarni parallel deb hisoblash mumkin (*6-rasm*), u holda

$$(N-1) \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_1} \right) = \frac{1}{b}$$

va bu holatga mos masofa $b = 0F = f$ *linzaning fokus masofasi* deb ataladi:

$$f = \frac{1}{(N-1) \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right)}$$

¹ * -belgisi bilan mustaqil ta'limga ajratiladigan mavzular belgilanadi

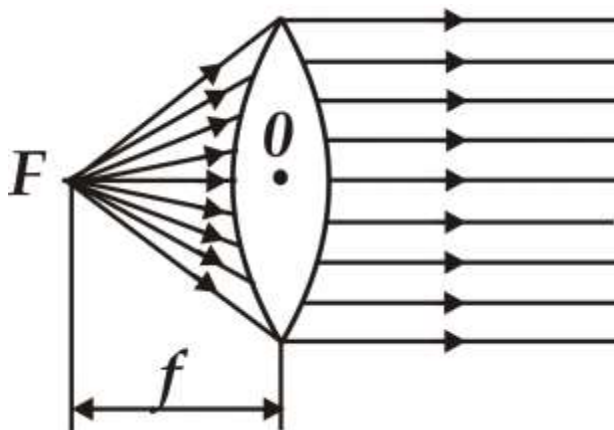


6 – rasm. Buyum linzadan cheksizlikda bo‘lganda nurlarning tarqalishi.

Fokus masofa linzaning nisbiy sindirish ko‘rsatkichi va egriliklar radiuslariga bog‘liqdir. Agarda, $b = \infty$ bo‘lsa, ya’ni tasvir cheksizlikda bo‘lsa, linzadan chiqayotgan nur bir-biriga parallel bo‘lib tarqaladi (129 - rasm) va $a = f$ ga tenglashadi.

$$(N - 1) \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right) = \frac{1}{f} = \Phi, \quad (4)$$

kattalik *linzaning optik kuchi* deb ataladi va uning o‘lchov birligi – dioptriya hisoblanadi.

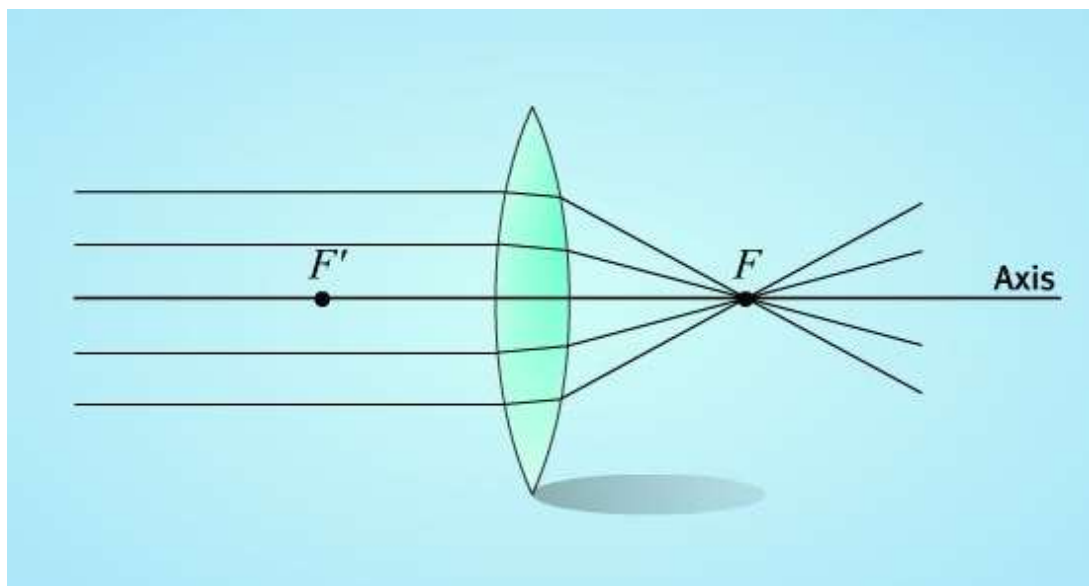


7 – rasm. Linzadan tasvir cheksizlikda bo‘lganda nurlarning tarqalishi.

1 – dioptriya – fokus masofasi 1 m ga teng bo‘lgan linzaning optik kuchidir: 1 dioptriya = 1/m.

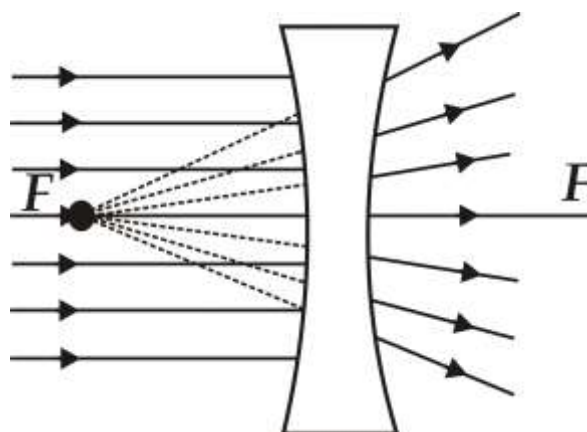
Musbat optik kuchga ega bo‘lgan linzalar *yig‘uvchi*, manfiy optik kuchga ega bo‘lganlari esa *sochuvchi linzalar* deb ataladi.

Linzaning fokusidan o‘tuvchi, bosh optik o‘qqa perpendikulyar bo‘lgan tekislik – *linzaning fokal tekisligi* deb ataladi.



Ular linzadan shunday sinib o'tadiki, ularlinzaning orqa tomonidagi fokal nuqtada kesishadi.

Odatda, yig'uvchi linzadan farqli, sochuvchi linzalarda mavhum fokuslar mavjud bo'ladi (8- rasm).



8- rasm. Sochuvchi linzada yorug'lik nurining tarqalishi.

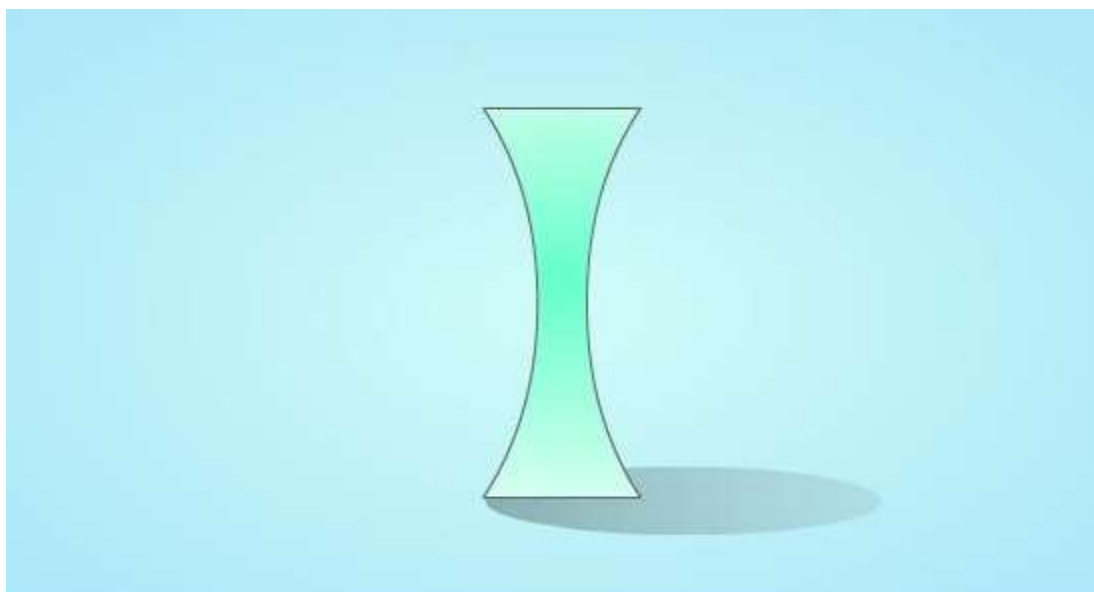
Linzaning optik kuchi ifodasidan foydalanib linzaning ifodasini quyidagicha yozish mumkin:

$$\frac{1}{a} + \frac{1}{b} = \frac{1}{f}$$

Sochuvchi linzalar uchun f va b masofalar manfiy hisoblanadi.

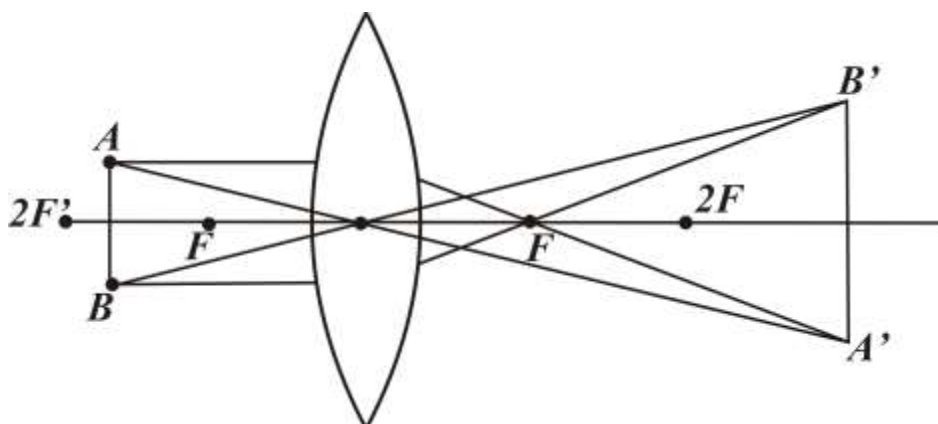
Linzalarda buyumning tasviri quyidagi nurlar orqali amalga oshiriladi:

- linzaning optik markazidan o'tuvchi nur;
- bosh optik o'qqa parallel yo'nalgan nur (bu nur linzadan singanda linzaning ikkinchi fokusi orqali o'tadi);
- linzaning birinchi fokusi orqali o'tadigan nur (bu nur linzada singandan so'ng, linzaning bosh optik o'qiga parallel bo'lib chiqadi).



Botiq yupqa linzadagi fokal nuqtalarning roli esa aksincha:

9- rasmda yig'uvchi linza orqali tasvirni tuzish usuli keltirilgan. Tasvir va buyumning chiziqli o'lchamlari nisbati *linzaning chiziqli kattalashtirishi* deb ataladi.



9 – rasm. Yig'uvchi linzada tasvirni hosil qilish.

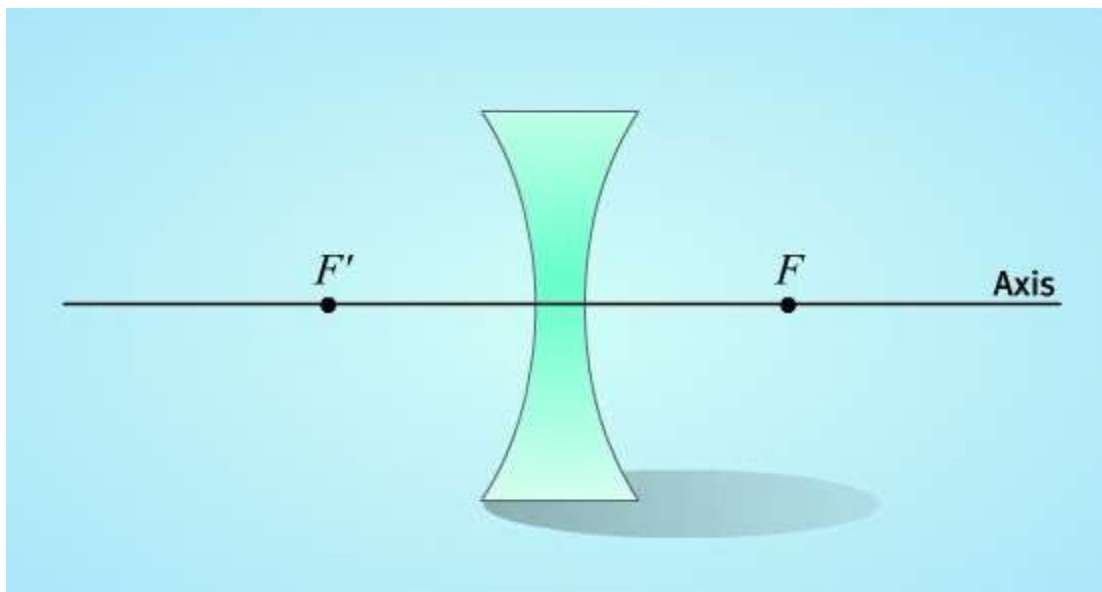
Asosiy fotometrik kattaliklar va ularning birliklari

Yorug'lik nuri va uning manbalari jadalligini o'lchash bilan shug'ullanadigan optikaning bo'limi – fotometriya deb ataladi. Fotometriyada quyidagi kattaliklar ishlatiladi:

- energetik kattaliklar – optik nurlanishning energetik parametrlarini tavsiflaydilar;
- yorug'lik kattaliklari – yorug'likning fiziologik ta'sirini tavsiflaydilar.

¹ * -belgisi bilan mustaqil ta'limga ajratiladigan mavzular belgilanadi

¹ ** - belgisi bilan mustaqil ta'limga ajratiladigan boblar belgilanadi



Boshida linzaning fokusi tomon yo'nalgan yorug'lik nurlari esa linza tomonidan tashqari tomonga yo'naltirib yuboriladi va linza o'qiga parallel harakatlanadi.

Energetik kattaliklar

1. F_e – nurlanish oqimi, nurlanish energiyasining (W) nurlanish vaqtiga (t) nisbatiga aytiladi:

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

Nurlanish oqimining o'lchov birligi Vattdan (Vt) iborat.

2. *Yoritish yoki nurlanish qobiliyati* R_e – sirtning F_e nurlanish oqimini shu sirtning ko'ndalang kesimi yuzasiga nisbatiga teng:

$$R_e = \frac{\Phi_e}{S}$$

ya'ni sirtning nurlanish oqimi zichligini bildiradi.

Nurlanishning birligi Vt/m^2 dan iborat.

3. *Yorug'likning energetik kuchi* I_e - nuqtaviy nurlanish oqimi F_e ni, shu nurlanish tarqalayotgan teles burchakka (ω) nisbatiga tengdir:

$$I_e = \frac{\Phi_e}{\omega}$$

Yorug'likning energetik kuchi birligi bir *steradian* burchakka to'g'ri kelgan bir Vattli nurlanish oqimini bildiradi (Vt/sr).

4. *Energetik ravshanlik* V_e - nurlayotgan sirt elementi yorug'ligi energetik kuchini ΔI_e , nurlanish yo'nalishiga perpendikulyar bo'lgan tekislikdagi element yuzasi proektsiyasiga nisbatiga teng kattalik bilan o'lchanadi:

$$B_e = \frac{\Delta I_e}{\Delta S}$$

Energetik ravshanlik birligi $Vt/sr \cdot m^2$ ga tengdir.

5. *Energetik yoritilganlik* E_e - yoritiladigan birlik yuzaga tushayotgan nurlanish oqimiga teng kattaligidir. Uning birligi Vt/m^2 dir.

Yorug'lik kattaliklari

Optikaviy o'lchashlarda har xil nurlanish qabul qilgichlari ishlatiladi (ko'z, fotoelementlar va fotokuchaytirgichlar). Ular har xil to'lqin uzunlikdagi yorug'likka o'ziga xos sezgirlikka ega bo'ladilar.

Yorug'lik o'lchashlari sub'ektiv bo'lgani uchun, yorug'lik birliklari faqat ko'rinadigan yorug'lik spektri sohasi uchun keltiriladi.

1. *Yorug'lik kuchining* birligi XB tizimida – bir kandelaga tengdir. Kandela – yorug'likning energetik kuchi $1/683$ Vt/sr bo'lgan $540 \cdot 10^{12}$ Gts chastotali elektromagnit nurlanish chiqarayotgan manbaning berilgan yo'nalishdagi yorug'lik kuchidir.

2. *Yorug'lik oqimi* F qabul qilgich sezgirligiga to'g'ri keladigan optikaviy nurlanish quvvatidir, uning birligi 1 lyumen – 1 kd/sr ga teng.

3. *Ravshanlik* V_φ – φ yo'nalishdagi yorug'lik kuchini I nurlatayotgan yuzaning nurlanish yo'nalishiga perpendikulyar tekislikdagi proektsiyasiga nisbatiga teng kattalikka aytiladi:

$$B_\varphi = I / S \cos \varphi$$

uning birligi kd/m^2 dir.

4. *Yoritilganlik* E – yuzaga tushayotgan yorug'lik oqimini (F) shu yuzaga nisbatiga teng kattalikka aytiladi.

$$E = \frac{\Phi}{S}$$

uning birligi 1 lyuks – 1 lm/m^2 dir.

Yorug'lik nurining tabiati

Yorug'lik nuri tabiati to'g'risidagi birinchi tasavvurlar qadimgi greklar va misrliklarda paydo bo'lgan. XVII asr oxiriga kelib yorug'likning ikkita nazariyasi I.Nyuton tomonidan *korpuskulyar nazariya* va R.Guk va X.Gyuygens tomonidan *to'lqin nazariyasi* shakllana boshladi.

Korpuskulyar nazariyaga asosan, yorug'lik nuri sochuvchi jismlardan chiquvchi zarrachalar (korpuskulalar) oqimidan iboratdir. Nyuton yorug'lik zarrachalari harakati mexanika qonunlariga bo'ysunadi, degan fikrda edi. Misol uchun, yorug'likning aks qaytishi elastik sharchaning tekislikdan urilib qaytishiga o'xshatgan edi.

Yorug'likning sinishi yorug'lik zarrachalarining bir muhitdan ikkinchisiga o'tishida, tezligini o'zgarishi hisobiga sodir bo'ladi, deb tushuntiriladi. Korpuskulyar nazariya bo'yicha, vakuum – muhit chegarasida yorug'likning sinishi quyidagi qonunga bo'ysunadi:

$$\frac{\sin \varphi}{\sin \psi} = \frac{v}{c} = n, \quad (1)$$

bu yerda s – yorug'likning vakuumdagi tezligi, v yorug'likning muhitdagi tarqalish tezligini bildiradi. Korpuskulyar nazariyaga asosan, $n > 1$ bo'lgan holda, yorug'likning muhitdagi tarqalish tezligi v vakuumdagi tarqalish tezligi s dan katta bo'lishi kerak. Nyuton interferentsiya manzarasining hosil bo'lishini yorug'lik chiqishi va tarqalishi bilan bog'liq jarayonlarda qandaydir davriylik bor degan taxminlarga asosan tushuntirishga harakat qildi.

Shunday qilib, Nyutonning korpuskulyar nazariyasi to'lqin elementlariga o'xshash tasavvurlarni o'z ichiga ola boshladi.

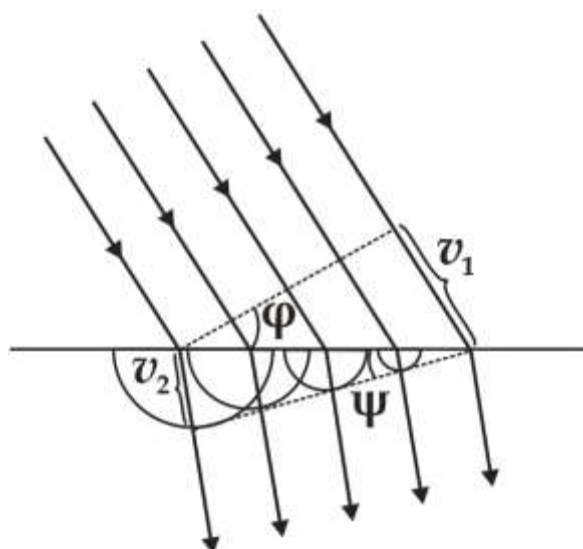
Korpuskulyar nazariyadan farqli ravishda, yorug'likning to'lqin nazariyasi yorug'likning mexanik to'lqinlarga o'xshash, to'lqin jarayonidan iborat, deb hisoblaydi.

To'lqin nazariyasi asosida *Gyuygens printsipti* yotadi. Gyuygens printsiptiga asosan, to'lqin yetib borgan har bir nuqta ikkilamchi to'lqinlar manbaiga aylanadi, manbani o'rab oluvchi egri chiziq keyingi ondagi to'lqin fronti holatini belgilaydi. Gyuygens printsiptiga asoslanib yorug'likning qaytish va sinish qonunlarini osonlikcha isbotlash mumkin.

132 – rasmda, ikkita tiniq muhit chegarasida singan to'lqinlar tarqalish yo'nalishlarini aniqlovchi Gyuygens chizmalari tasvirlangan. To'lqin nazariyasi vakuum – muhit chegarasida yorug'likning sinishini quyidagi ifoda bilan ta'riflaydi:

$$\frac{\sin \varphi}{\sin \psi} = \frac{v_1}{v_2} = \frac{c}{v} = n, \quad (2)$$

To'lqin nazariyasi asosida olingan sinish qonuni Nyutonning sinish qonuniga qarama – qarshidir. To'lqin nazariyasi yorug'likning muhitdagi tarqalish tezligi vakuumdagi tezligidan kichik ekanligini isbotlaydi: $v < c$.



10 – rasm. Ikkita tiniq muhit chegarasida ikkilamchi to'lqinlar manbalarining hosil bo'lishi.

Shunday qilib, XVIII asr boshlarida yorug'lik tabiatini tushuntirishda bir-biriga zid bo'lgan ikkita yondoshish mavjud bo'la boshladi: Nyutonning korpuskulyar va Gyuygensning to'liq nazariyalari. Bu ikkala nazariyalar yorug'lik nurining to'g'ri chiziqi tarqalishini, sinish va qaytish qonunlarini tushuntirib bera oldi.

XVIII asmi - bu ikkita nazariyalar o'rtasidagi kurash asri deb atasa bo'ladi. XIX asr boshlarida bu holat tubdan o'zgardi.

To'liq nazariyasi – korpuskulyar nazariyadan ustun bo'la boshladi. Bunga ingliz fizigi T. Yung va frantsuz fizigi O. Frenel tomonidan interferentsiya va difraktsiya hodisalarini ilmiy izlashda olingan natijalar sabab bo'ldi.

1851 yilda J. Fuko muhim ahamiyatga ega bo'lgan to'liq nazariyasining tajribaviy tasdiqini oldi, suvda yorug'likning tarqalish tezligini o'lchab, $v < c$ ekanligini isbotladi.

1865 yilda Maksvell yorug'likning elektromagnit nazariyasini yaratdi: unda yorug'lik har xil muhitlarda

$$v = \frac{c}{\sqrt{\epsilon\mu}}$$

tezlik bilan tarqaluvchi, juda qisqa elektromagnit to'liqlardan iborat deb hisobladi, yorug'likning vakuumdagi tarqalish tezligi

$$c = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0\mu_0}}$$

ga teng ekanligini isbotladi.

Maksvell nazariyasi yorug'likning nurlanish va yutilish jarayonini, fotoelektrik effektini va Kompton sochilishini tushuntira olmadi. Xuddi shunga o'xshash, Lorents nazariyasi ham, yorug'likni moddalar bilan o'zaro ta'sirini, xususan, qora jismning issiqlik nurlanishidagi to'liq uzunligiga bog'liq energiya taqsimotini tushuntira olmadi.

M. Plank tomonidan taklif etilgan gipotezaga asosan, yorug'likning nurlanishi va yutilishi uzluksiz bo'lmay, **diskret** xususiyatga egadir, ya'ni aniq portsiyadan (kvantlardan) iboratdir. Bu kvant energiyasi quyidagicha ifodalanadi:

$$\epsilon_0 = h\nu, \quad (3)$$

bu yerda h – Plank doimiysi. Plank gipotezasi qora jismning issiqlik nurlanishini ham oson tushuntira oldi.

1905 yilda A.Eynshteyn yorug'likning kvant nazariyasini kashf etdi. Bu nazariyaga asosan, yorug'lik nurlanishi va tarqalishi *fotonlar – yorug'lik kvantlari oqimi* ko'rinishida sodir bo'lib, ularning energiyasi quyidagi nisbat bilan aniqlanadi:

$$m_\phi = \frac{\epsilon_0}{c^2} = \frac{h\nu}{c^2} = \frac{h}{\lambda c}, \quad (4)$$

yorug'likning tarqalish qonunlari, yorug'likning moddalar bilan o'zaro ta'siri to'g'risidagi nazariyalar yorug'lik murakkab xususiyatga ega ekanligini ko'rsatadi. (3) – va (4) – ifodalardan ko'rinib turibdiki, yorug'lik harakatidagi korpuskulyar va elektromagnit

to'qlin xarakterlari umumiylikka ega ekanligini ko'rsatib turibdi. Demak, yorug'lik tabiati *korpuskulyar - to'qlin dualizmi* tasavvuridan iboratdir.

Yorug'lik to'qlinlarining kogerentligi va monoxromatikligi

To'qlin interferentsiyasi kuzatilishi sharti ularning *kogerentligidadir*, ya'ni bir necha tebranma va to'qlin jarayonlarining vaqt bo'yicha va fazoda bir-biriga muvofiq ravishda kechishidir:

$$E = A \cos(\omega t - kx)$$

Amalda, biron bir yorug'lik manbai qat'iy monoxromatik yorug'lik to'qlinlari chiqarmasligi sababli, istalgan bir-biriga bog'liq bo'lmagan yorug'lik manbalari nurlatayotgan yorug'lik to'qlinlari doimo nokogerentdir. Shu sababli, tajribada bir-biriga bog'liq bo'lmagan manbalardan chiqqan yorug'lik to'qlinlari bir-birini ustiga tushsa ham interferentsiya hodisasi kuzatilmaydi.

Ikkita bir-biriga bog'liq bo'lmagan yorug'lik manbalaridan chiqadigan yorug'lik to'qlinlarining nokogerentligi va nomonoxromatikligining fizikaviy sababi, atomlarning yorug'lik chiqarish mexanizmidir.

Ikkita alohida yorug'lik manba'ida, nurlanish vaqtida, atomlar bir-biriga bog'liq bo'lmagan holda chiqadilar. Har bir atomda yorug'lik nurlanish jarayoni chegaralangan va qisqa vaqt (10^{-8} s) davom etadi. Bu vaqtda energetik qo'zg'atilgan atom o'zining asl holiga qaytadi va u yorug'lik chiqarishini to'xtatadi. Atom qayta qo'zg'alib, yana yangi boshlang'ich faza bilan yorug'lik to'qlinlarini chiqara boshlaydi.

Har bir yangi nur chiqarish jarayonida ikkita bir-biriga bog'liq bo'lmagan atom nurlanishlari orasidagi fazalar farqi o'zgargani uchun atomlardan o'z holicha chiqqan yorug'lik to'qlinlari nokogerent bo'ladilar.

Atomlarning $\sim 10^{-8}$ sek vaqt kengligida chiqaradigan yorug'lik to'qlinlari taxminan o'zgarimas tebranish amplitudasi va fazasiga ega bo'ladilar. Aksincha, katta vaqt intervalida to'qlinlarning amplitudalari va fazalari o'zgarib turadi.

Atomlarning alohida qisqa impulsiga o'xshash uzuq - uzuq yorug'lik nurlanishi – *to'qlin tizmasi* deb ataladi.

Bitta atomning ketma-ket chiqargan tizmalarining boshlang'ich fazalari bir-biridan farq qiladilar.

Istalgan nomonoxromatik yorug'lik to'qlinlarini bir-birini o'rini oladigan, bir-biriga bog'liq bo'lmagan garmonik tizimlar majmuasidan iborat, deb hisoblash mumkin. Bir tizimning o'rtacha davom etadigan vaqti τ_{kog} – *kogerentlik vaqti* deb ataladi.

Demak, kogerentlik faqat bitta tizma davomida saqlanib, kogerentlik vaqti nurlanish vaqtidan ortiq bo'la olmaydi $\tau_{kog} \approx \tau_n$.

Agarda yorug'lik to'qlini bir jinsli muhitda tarqalayotgan bo'lsa, u holda fazoning ma'lum nuqtasidagi to'qlin fazasi faqat kogerentlik vaqti davomida saqlanib turadi. Bu vaqt ichida, vakuumda, yorug'lik to'qlini $\ell_{kog} = c\tau_{kog}$ masofagacha tarqaladi, bu masofa *kogerentlik uzunligi* (yoki tizma uzunligi) deb ataladi.

Shunday qilib, kogerentlik uzunligiga teng masofada bir necha to'qlinlar kogerentligini yo'qotishga ulgura olmaydilar.

Demak, yorug'lik to'qlinlari interferentsiyasini kuzatish uchun optik yo'llar farqlari kogerentlik uzunligidan kichik bo'lishi zarur.

Agarda to'qlinlar monoxromatik bo'lsalar, chastota spektri kengligi kichik bo'lib, kogerentlik vaqti τ_{kog} - katta bo'ladi, ℓ_{kog} - kogerentlik uzunligi esa uzun bo'ladi. Fazoning birdan bir nuqtasida kuzatiladigan tebranishlar kogerentligi – *vaqtli kogerentlik* deb ataladi.

Interferentsiya hodisasini kuzatish imkonini beradigan ikkita yorug'lik manbaining o'lchamlari va o'zaro joylashishi *fazoviy kogerentlik* deb ataladi.

Fazoviy kogerentlik uzunligi (yoki *kogerentlik radiusi*) deb, ko'ndalang yo'nalishda to'qlin tarqalishning maksimal masofasiga aytiladi.

$$\tau_{kog} \sim \lambda/\varphi$$

bu yerda λ – yorug'lik to'qlinlari uzunligi, φ - manbaning burchakli o'lchami.

Quyosh nurlarining mumkin bo'lgan eng kichik kogerentlik radiusi (Yerdan Quyoshning burchak o'lchami $\varphi \approx 10^{-2}$ radian va $\lambda \approx 0,5 \mu\text{m}$) $\approx 0,05$ mm tashkil etadi.

Bunday kichik kogerentlik radiusida, inson ko'zining aniqlash imkoniyati taxminan 0,1 mm tashkil etganligi uchun, to'g'ridan - to'g'ri Quyosh nurlarining interferentsiyasini kuzatish mumkin emas.

Yorug'lik to'qlinlarining interferentsiyasi

Faraz qilaylik, ikkita monoxromatik yorug'lik to'qlinlari bir-birining ustiga tushib, fazoning belgilangan nuqtasida bir xil chastotali to'qlinlarni qo'zg'atsin:

$$X_1 = A_1 \cos(\omega t + \varphi_1) \quad \text{va} \quad X_2 = A_2 \cos(\omega t + \varphi_2)$$

X – deganda to'qlinlarning Ye elektr va N magnit maydonlari kuchlanganliklarini tasavvur etamiz. Ye va N vektorlar bir-biriga perpendikulyar bo'lgan tekisliklarda tebranadilar, elektr va magnit maydonlari kuchlanganliklari esa, superpozitsiya printsipiga bo'ysunadilar. Berilgan nuqtadagi natijaviy tebranish amplitudasi quyidagiga tengdir:

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



The optical lenses used in quality cameras and binoculars are usually given a thin, non-reflective coating.

Optik linzalar sifatli kamera va durbinlar uchun foydalaniladi, odatda ular yupqa holatda teskari ravishda qavat-qavat qilib qo'yiladi.

To'qlinlar kogerent bo'lgani uchun, $\text{Cos}(\varphi_2 - \varphi_1)$ vaqt bo'yicha o'zgarmas qiymatga ega bo'ladi, shu sababli natijaviy to'qlin jadalligi quyidagicha ifodalanadi:

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \text{Cos}(\varphi_2 - \varphi_1), \quad (1)$$

bu yerda $I \sim A^2$. $\text{Cos}(\varphi_2 - \varphi_1) > 0$ bo'lgan nuqtalarda to'qlin jadalligi $I > I_1 + I_2$ ga teng. $\text{Cos}(\varphi_2 - \varphi_1) < 0$, bo'lgan nuqtalarda to'qlin jadalligi $I < I_1 + I_2$ ga teng.

Demak, ikkita kogerent yorug'lik to'qlinlari biri-birining ustiga tushganda yorug'lik oqimining fazoviy qayta taqsimlanishi kuzatilib, ayrim nuqtalarda to'qlin jadalligining maksimumi, boshqa nuqtalarda minimumi kuzatiladi. Bu hodisa *yorug'lik to'qlinining interferentsiyasi* deb ataladi.



This coating improves the transmission of light through a lens, which in turn improves image quality.

Bu qavat qilib qo'yish ko'rsatishni yaqinlashtiradi, linzalar oraliq rasmni sifatli qilib ko'rsatib beradi.

Nokogerent to'qlinlar uchun fazalar farqi $\varphi_2 - \varphi_1$ uzluksiz o'zgarib turadi, vaqt bo'yicha $\text{Cos}(\varphi_2 - \varphi_1)$ ning o'rtacha qiymati nolga teng bo'lganligi uchun, natijaviy to'qlin jadalligi barcha yerda bir xil bo'ladi, $I_1 = I_2$ bo'lganda $2I_1$ ga teng bo'ladi.

Yorug'lik to'qlinlarining interferentsiyasini kuzatish uchun kogerent yorug'lik to'qlinlariga ega bo'lish kerak. Kogerent yorug'lik to'qlinlarini olish uchun bir manbadan chiqqan to'qlinni ikkita to'qlinga ajratish usulidan foydalaniladi. Bu ikki to'qlin har xil optik yo'l bosib, biri-birining ustiga tushganda interferentsiya manzarasi kuzatiladi.

Masalan, belgilangan 0 nuqtada to'qlin ikkita kogerent to'qlinlarga ajralgan bo'lsin. Interferentsiya manzarasi kuzatiladigan M nuqtagacha birinchi to'qlin n_1 sindirish

ko'rsatgichiga ega bo'lgan muhitda S_1 yo'l bosadi, ikkinchi to'lqin esa n_2 sindirish ko'rsatkichiga ega bo'lgan muhitda S_2 yo'l bosadi.



How do such coatings work?

Bular qanday ishlab beradi?

Agarda O nuqtada tebranish fazasi ωt bo'lsa, M nuqtada birinchi to'lqin

$A_1 \cos \omega \left(t - \frac{S_1}{v_1} \right)$ tebranish, ikkinchi to'lqin esa $A_2 \cos \omega \left(t - \frac{S_2}{v_2} \right)$ tebranish

hosil qiladilar. Buerda $v_1 = \frac{c_1}{n_1}$, $v_2 = \frac{c_2}{n_2}$, mos ravishda birinchi va ikkinchi to'lqinlarning fazaviy tezliklaridir.

M nuqtada to'lqinlar hosil qilgan tebranishlar fazalari farqi

$$\delta = \omega \left(\frac{S_2}{v_2} - \frac{S_1}{v_1} \right) = \frac{2\pi}{\lambda_0} (S_2 n_2 - S_1 n_1) = \frac{2\pi}{\lambda_0} (L_2 - L_1) = \frac{2\pi}{\lambda_0} \Delta$$

ga teng bo'ladi. Berilgan muhitda $Sn = L$ yorug'likning *optik yo'l uzunligi* deb ataladi, $\Delta = L_2 - L_1$ esa *optik yo'l farqi* deb ataladi.

Agarda optik yo'llar farqi vakuumda butun to'lqin sonlariga teng bo'lsa

$$\Delta = \pm m \lambda_0 \quad (m = 0, 1, 2, \dots) \quad , \quad (2)$$

fazalar farqi $\pm 2m\pi$ ga teng bo'ladi va M nuqtada ikkala to'lqin hosil qilgan to'lqinlar bir xil fazada bo'ladilar. Bu esa *interferentsiya maksimumini kuzatish shartini* bildiradi. Agarda optik yo'l farqi:

$$\Delta = \pm (2m + 1) \frac{\lambda_0}{2} \quad , \quad (m = 0, 1, 2, \dots) \quad , \quad (3)$$

bo'lsa, u holda $\delta = \pm(2m + 1)\pi$ ga teng bo'ladi va M nuqtada ikkala to'ldin xosil qilgan tebranishlar bir-biriga qarama-qarshi fazada bo'ladi. Bu ifoda interferentsiyaning *minimumini kuzatish sharti* bo'lib xizmat qiladi.

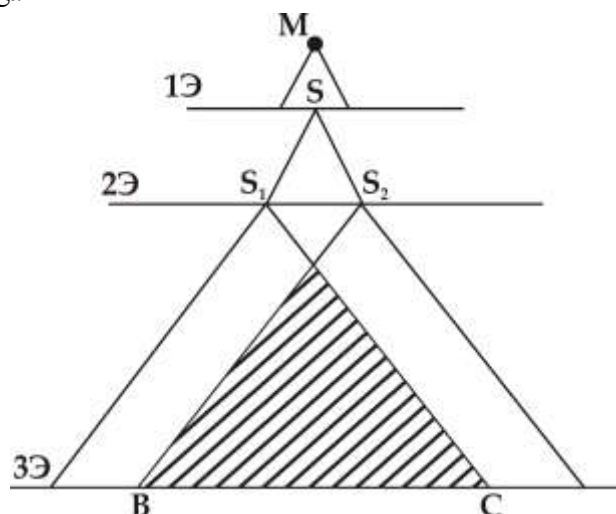


This will become clear as we explore the phenomena of interference and diffraction.

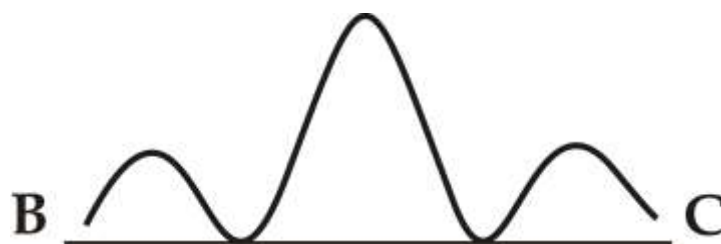
Interferentsiya va difraksiya topilganda, ular tasvirni aniq qilib ko'rsatadigan bo'ldi.
Yorug'lik to'ldinlarining interferentsiyasini kuzatish usullari

Yung usuli

M manbadan chiqqan monoxromatik yorug'lik to'ldini S tor tirqishli 1 ekranga tushadi (11 - rasm) va undan o'tib S_1 va S_2 tirqishli 2 ekranga o'tadi. Bu ikki tirqish ikkita kogerent to'ldinlar manbai hisoblanadi. S_1 va S_2 tirqishdan chiqqan kogerent to'ldinlar E ekranda bir-birini ustiga



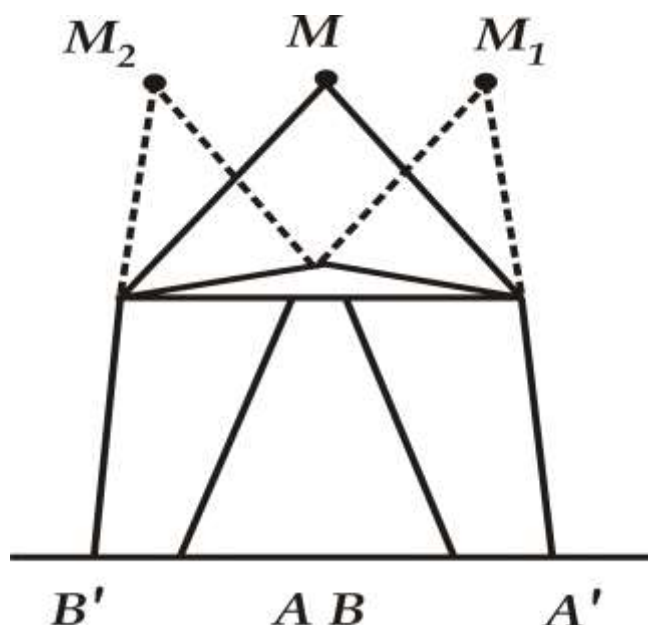
12 – rasm. Yorug'lik to'ldinlari interferentsiyasini kuzatishning Yung usuli.



13 – rasm. Yung usulidagi interferensiya manzarasi.

tushib VS sohada interferensiya manzarasini hosil qiladi. VS sohadagi yoritilganlik taqsimoti 13 - rasmda keltirilgan.

Biprizmadagi Frenel tajribasi



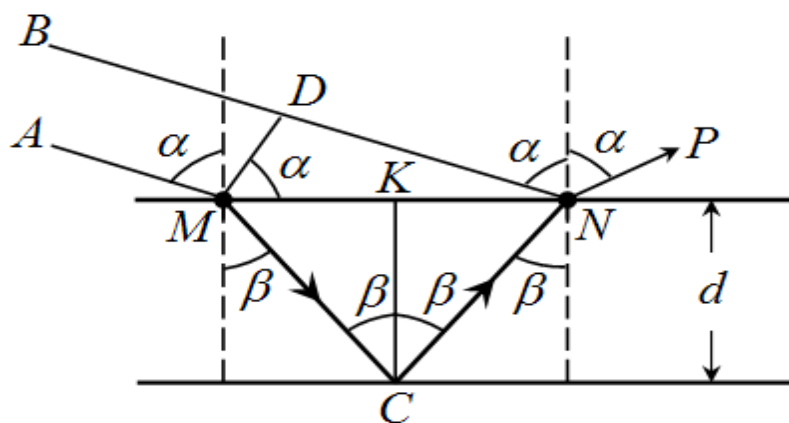
14 – rasm. Biprizmadagi Frenel tajribasi.

Biprizma – uch tomonli shisha prizmadan iborat bo‘lib, uning tomonlari orasidagi bitta burchagi 180° ga yaqin bo‘ladi (14 – rasm).

M manbadan yorug‘lik to‘lqinlari biprizmaga tushganda, biprizmaning chap tarafidan yorug‘lik to‘lqinlari o‘ng tomonga og‘ib ekranning AA' nuqtalari orasiga yo‘naladi. Biprizmaning o‘ng tarafi yorug‘lik to‘lqinlarini chap tarafga og‘dirib, ekranning VV' nuqtalari orasiga yo‘naltiradi. Yorug‘lik nurlarining orqaga qaytganlari M_1 va M_2 mavhum tasvirlarni hosil qiladi va ekranda yorug‘lik to‘lqinlarining interferensiyasi manzarasi kuzatiladi.

Yupqa tiniq plastinkada yorug‘lik interferensiyasi.

Parallel yorug‘lik to‘lqinlari dastasi α - burchak ostida d qalinlikdagi yupqa plastinkaning MN yuqori qirrasiga tushsin (15 - rasm). AM nur β - burchak ostida sinib, past qirraning S nuqtasidan qaytib, N nuqtada yana sinib, NP yo‘nalishda tashqariga chiqadi.



15 – rasm. Yupqa tiniq plastinkadagi yorug‘lik interfersiyasi.

Ikkinchi DN nur N nuqtaga tushib, α burchak ostida qaytib, u ham NP yo‘nalishda tarqaladi. Ikkala nur kogerent bo‘lib, optik yo‘llar farqiga ega bo‘ladidir, shu sababli ular interfersiya manzarasini hosil qiladilar.

Bu ikkala nur orasidagi geometrik yo‘l farqi

$$\delta = 2MC - DN$$

ga teng. O‘z navbatida $MS = \frac{d}{\cos \beta}$ ga teng, DN esa quyidagi ifoda bilan aniqlanadi:

$$DN = 2MK \sin \alpha = 2d \operatorname{tg} \beta \sin \alpha,$$

chunki, $MK = d \operatorname{tg} \beta$ dir.

$\sin \alpha = n \sin \beta$ ekanligini hisobga olsak,

$$\delta = 2 \frac{d}{\cos \beta} - \frac{2dn \sin^2 \beta}{\cos \beta} = \frac{2d(1 - n \sin^2 \beta)}{\cos \beta}$$

tenglikka ega bo‘lamiz.

Interfersiya manzarasi faqat geometrik yo‘llar farqiga bog‘liq bo‘lmay, to‘lqinlarning fazalar farqi va muhitning xususiyatiga ham bog‘liqdir. Birinchi nur S nuqtada kichik zichlikli muhitdan (havo yoki vakuumdan), N nuqtada esa zichligi katta bo‘lgan muhitdan qaytadi, nur fazasi sakrab o‘zgarib, yo‘llar farqi $\frac{\lambda}{2}$ ga oshadi. U holda optik yo‘llar farqi

$$\delta = 2 \frac{dn}{\cos \beta} - \frac{2dn \sin^2 \beta}{\cos \beta} - \frac{\lambda}{2} = 2dn \cos \beta - \frac{\lambda}{2} = 2d \sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha} - \frac{\lambda}{2}$$

ga teng bo‘ladi. Optik yo‘llar farqi $m\lambda$ ga teng bo‘lsa, qaytgan yorug‘lik nurlari kuchayadi va kuchayish sharti quyidagicha bo‘ladi:

$$\delta = 2d\sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha} - \frac{\lambda}{2} = m\lambda$$

yoki

$$2d\sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha} = (2m + 1)\frac{\lambda}{2}$$

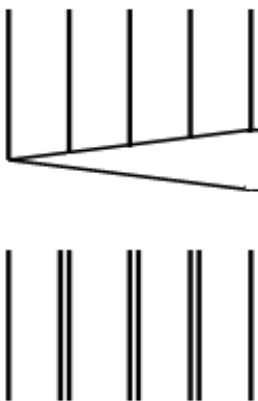
Optik yo'llar farqi $(2m - 1)\frac{\lambda}{2}$ ga teng bo'lsa, qaytgan yorug'lik nurlari susayadi va susayish sharti quyidagicha bo'ladi.

$$2d\sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha} - \frac{\lambda}{2} = (2m - 1)\frac{\lambda}{2}$$

yoki

$$2d\sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha} = m\lambda$$

16 - rasmda oralarida ponaga o'xshash yupqa havo qatlami bor bo'lgan shisha plastinka keltirilgan. Plastinkalar yuqoridan yoritilganda yorug'lik nurlari ponaning ikki sirtidan qaytadi, natijada parallel yorug' va qorong'i tasmalardan iborat interferentsiya manzarasi kuzatiladi. Bu yerda kuzatiladigan yorug' tasmalar *bir xil qalinlik chiziqlari* deb ataladi.



16 – rasm. *Bir xil qalinlik ko‘rinishdagi interferentsiya manzarasini kuzatish.*

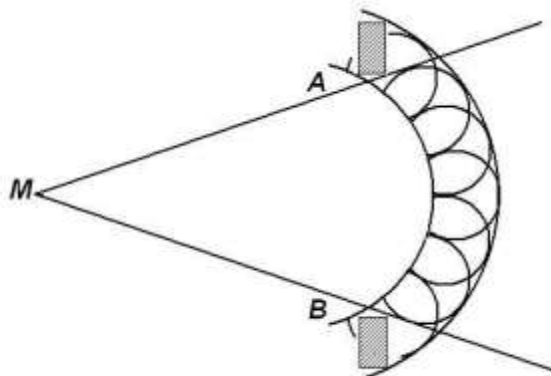
Yorug'lik difraksiyasi

Yorug'likning to'siqlarni aylanib o'tish hodisasi *yorug'likning difraksiyasi* deb ataladi. Optikada, bu hodisa yorug'likning geometrik soya sohalariga kirishini bildiradi.

Yorug'lik difraksiyasini o'rganish mohiyati faqat yorug'lik va soya oralaridagi o'tkinchi (oraliq) sohani o'rganish bilan cheklanmaydi. Difraksiya nazariyasi to'lqin nazariyasini geometrik optika qoidalari bilan muvofiqlashtirish imkonini beradi.

Gyuygens – Frenel printsiplari. Difraksiyaning aniq nazariyasi juda murakkabdir. Shu sababli, Gyuygens-Frenel printsiplari asoslangan taqribiy usullar katta ahamiyatga ega bo'ladi.

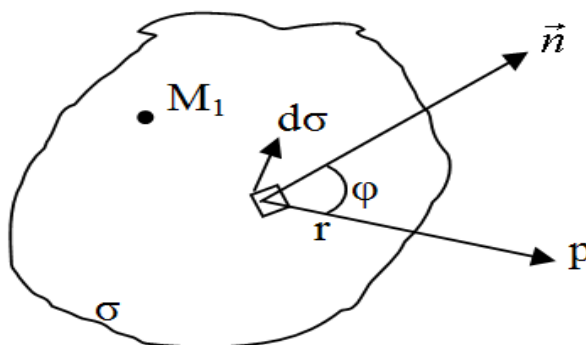
Gyuygens printsipiga asosan, AV to'liq frontining har bir nuqtasini ikkilamchi sferik to'liqlar manbai deb hisoblash mumkin (17 - rasm).



17 – rasm. Ikkilamchi sferik to'liqlar manbalarining hosil bo'lishi.

Frenel esa, bu printsipga, ikkilamchi to'liqlar o'zaro ta'sirlashib interferentsiya manzarasini hosil qilishi mumkin, degan fikrni qo'shimcha qildi.

M_1 yorug'lik manbaini ixtiyoriy yopiq σ sirt bilan o'raymiz (18 - rasm).



18 – rasm. $d\sigma$ sirtli yorug'lik manbai.

$d\sigma$ sirt elementining hosil qilgan tebranishining R nuqtaga siljishi quyidagiga teng bo'ladi:

$$d\xi = k(\varphi) \frac{A_0 d\sigma}{r} \sin(\omega t - kr + \alpha_0), \quad (1)$$

bu yerda A_0 – $d\sigma$ elementdagi tebranish amplitudasi, r – $d\sigma$ elementdan R nuqtagacha bo'lgan masofa, $k(\varphi)$ – og'ish koeffitsienti, R yo'nalish bilan $d\sigma$ yuzaga o'tkazilgan \vec{n} normal orasidagi φ burchakka bog'liq kattalik. $\varphi = \frac{\pi}{2}$ bo'lganda $k(\varphi) = 0$ dir. R nuqtadagi natijaviy tebranish superpozitsiya printsipiga asosan

$$\xi = \int_{(\tau)} k(\varphi) \frac{A_0}{r} \sin(\omega t - kx + \alpha_0) d\sigma, \quad (2)$$

ga teng.

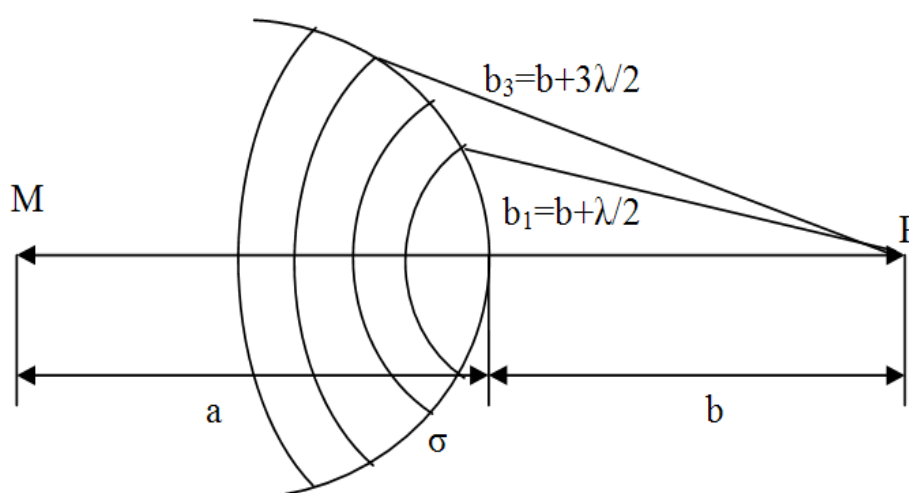
Bu ifoda Gyuygens-Frenel printsiplining analitik ifodasidir. Bu ifoda orqali hisoblar bajarish katta qiyinchilik tug'diradi. Shu sababli, Frenel tomonidan taklif etilgan, soddalashgan usullarni ko'rib chiqamiz.

Frenel sohalari

M nuqtaviy yorug'lik manbaining sferik to'lqin frontiga mos tushadigan σ sirtini olamiz va bu sirtning markazi nuqtaviy manbada yotadi deb hisoblaymiz (19 - rasm).

To'lqin frontining barcha nuqtalari bir xil chastota va fazada tebranadi, natijada kogerent manbalar majmuasini ifodalaydi. σ sirtini, istalgan ikkita qo'shni soha to'lqinlari R nuqtaga qarama-qarshi fazada keladigan, halqali sohalarga ajratamiz:

$$b_m = b + m \frac{\lambda}{2}$$



19- rasm. Sferik to'lqin frontini Frenel sohalariga ajratish.

Frenel sohalari yuzasi bir-biriga tengdir. Sohalardagi tebranishlar amplitudalari m – ortishi bilan monoton ravishda kamayib boradi:

$$A_1 > A_2 > A_3 > \dots > A_{m-1} > A_m > A_{m+1}$$

Istalgan sohadagi tebranishlar amplitudasi qo'shni sohalarning amplitudalarining o'rtacha yig'indisiga teng bo'ladi:

$$A_m = \frac{A_{m-1} + A_{m+1}}{2}, \quad (1)$$

Juft sohalarning amplitudalari bir xil ishorada bo'lsa, toq sohalarning amplitudalari boshqa ishorada bo'ladi. Natijaviy tebranish amplitudasi quyidagiga teng bo'ladi:

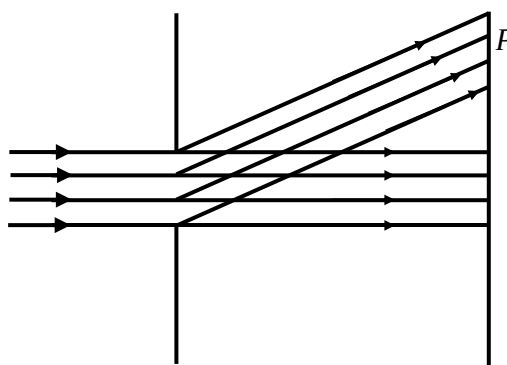
$$A = \frac{A_1}{2} + \left(\frac{A_1}{2} - A_2 + \frac{A_3}{2} \right) + \left(\frac{A_3}{2} - A_4 + \frac{A_5}{2} \right) + \dots \approx \frac{A_1}{2}, \quad (2)$$

Shunday qilib, R nuqtadagi barcha to'liqlar frontining ta'siri markaziy soha - ta'sirining yarmiga ekvivalentdir.

Yorug'likning har xil to'siqlardan o'tishida kuzatiladigan difraktsiya hodisalari

Oddiy to'siqlardagi Frenel difraktsiyasi

Agarda manba va R kuzatuv nuqtasi to'siqdan katta masofada joylashsa, u holda to'siqqa tushayotgan va R nuqtaga yo'nalgan yorug'lik nurlari deyarli parallel bo'ladilar. Bu holda kuzatiladigan difraktsiya – Fraungofer difraktsiyasi yoki parallel nurlar difraktsiyasi deb ataladi (20 - rasm).



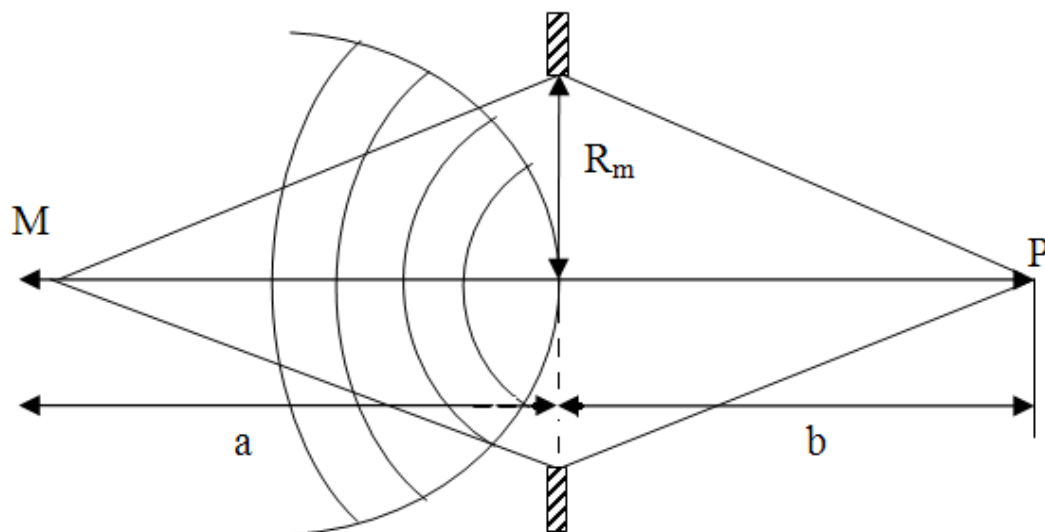
20 - rasm. Parallel nurlar difraktsiyasi.

Dumaloq teshikdan o'tgan nurlar difraktsiyasi

Nuqtaviy M yorug'lik manbai va R kuzatuv nuqtasi orasiga dumaloq tirqishli tiniq bo'lmagan ekranni joylashtiramiz (21 - rasm). Frenel printsipiga asosan, ekran to'liq frontining bir qismini to'sadi. Yorug'lik oqimining ekrandagi taqsimlanishi teshikka nechta Frenel sohalari sig'ishiga bog'liq.

Agarda, 1-Frenel sohasi ochiq bo'lsa, (2) - ifodaga asosan, R nuqtadagi yorug'likning amplitudasi, yorug'likning erkin tarqalishiga nisbatan, ikki marta (jadalligi esa 4 marta) katta bo'ladi.

Agarda, teshikka 2 ta Frenel sohasi joylashsa, interferentsiya hisobiga R nuqtada to'qlinlar bir-birini yo'qqa chiqaradi.



21 – rasm. Dumaloq teshikli ekrandagi difraktsiya.

Teshikka joylashadigan Frenel sohalarining soni R_m – tashqi radiusi bilan quyidagicha bog'langan bo'ladi

$$m = \frac{R_m^2}{\lambda} = \left(\frac{1}{a} + \frac{1}{b} \right) \quad \text{yoki} \quad R_m = \sqrt{\frac{ab}{a+b}} m \lambda, \quad (1)$$

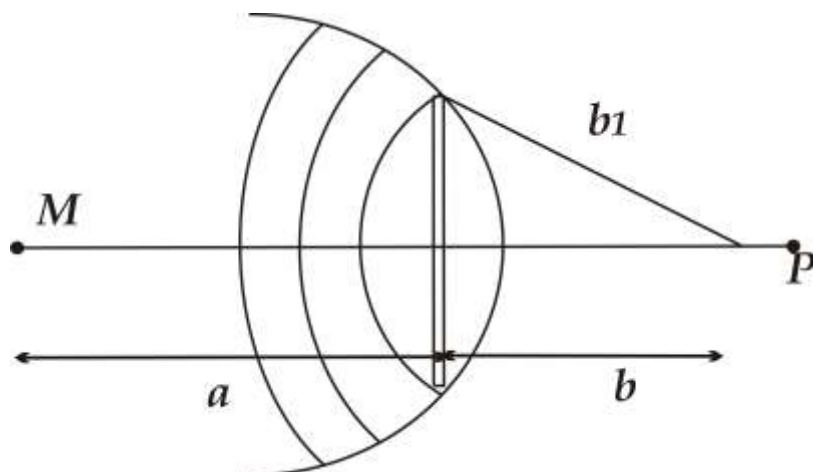
Demak, Frenel sohasining radiusi to'siq bilan kuzatuv nuqtasi orasidagi masofa va to'qlin uzunligiga bog'liq ekan.

R kuzatuv nuqtasida yorug'lik jadalligini, barcha juft yoki toq Frenel sohalarini to'sish bilan, ko'p marta kuchaytirish mumkin. Kuzatiladigan difraktsiya parallel bo'lmagan nurlar difraktsiyasi deb ataladi.

Dumaloq diskdan o'tgan yorug'lik nurlari difraktsiyasi

To'siq dumaloq diskdan iborat bo'lgan holda (22 - rasm) sferik to'qlin frontining yopilgan qismini, ekran chegarasidan boshlab Frenelning halqaviy sohalariga ajratamiz.

R nuqtadagi yorug'likning amplitudasi 1-Frenel sohasining shu nuqtada hosil qila oladigan amplitudasining yarmiga teng bo'ladi. Diskning diametri qanday bo'lishiga qaramay, uning geometrik soyasi markazida yorug' dog' kuzatiladi. Geometrik soyadan tashqarida interferentsiya hisobiga konsentrik qorong'i va yorug' xalqalar tizimi kuzatiladi.



22 – rasm. Dumaloq diskli to‘siqdagi difraktsiya.

Agarda disk ko‘p Frenel sohalarini to‘sadigan bo‘lsa, yorug‘ va soyalarning tor sohasida yorug‘lik jadalligi sust bo‘lgan yorug‘ va qorong‘i halqalar kuzatiladi.

Yorug‘likning to‘g‘ri chiziqli tarqalishi

Frenel sohalari usuli yorug‘lik to‘lqinlarining to‘g‘ri chiziqli tarqalishi to‘g‘risidagi tushunchaning qo‘llash chegarasini baholash imkonini beradi.

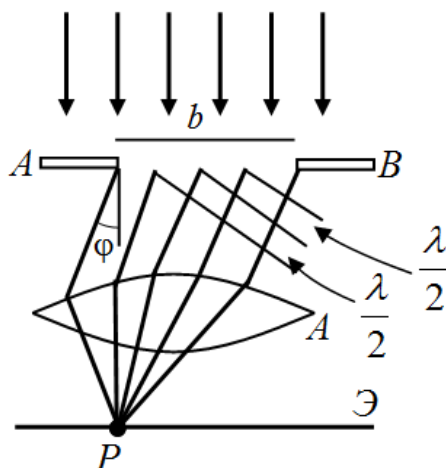
Agarda Frenel sohalari o‘lchamlariga nisbatan ekran o‘lchamlari katta bo‘lsa, difraktsiya hodisasini inobatga olmay, yorug‘likni to‘g‘ri chiziqli nur, deb hisoblash mumkin. To‘lqin uzunligi λ qancha qisqa bo‘lsa, Frenel sohalarning o‘lchami shuncha kichik bo‘ladi va geometrik optikaning taxminiy tushunchalaridan aniqroq foydalanish mumkin.

(1) – ifodadan ko‘rinib turibdiki, Frenel sohasining radiusi nafaqat ekran va manba orasidagi masofaga bog‘liq bo‘lmay, ekran va kuzatish nuqtasi orasidagi masofaga ham bog‘liqdir.

Bu masofalar qanchalik katta bo‘lsa, Frenel soqalari radiusi ham katta bo‘ladi va yuqori darajada geometrik optika tushunchalaridan chetlashish kuzatiladi.

Bitta tirqishli to‘siqdagi Fraungofer difraktsiyasi, cheksiz uzunlikdagi b tor tirqishli AV ekranga perpendikulyar ravishda parallel nurlar oqimi tushayotgan bo‘lsin (23 - rasm).

Tirqishga tushayotgan nur yo‘nalishi bilan φ burchak ostidagi yo‘nalishda tarqalayotgan nurlarni ko‘ramiz.



23 – rasm. Bitta tirqishli to‘siqdagi difraktsiya.

Difraktsiya hodisasini kuzatish uchun nurlar qarshisiga linza qo‘yamiz. Uning optik o‘qi AV ekranga perpendikulyardir. U holda parallel nurlar singandan so‘ng linzadan o‘tib, uning fokal tekisligidagi R nuqtada yig‘iladilar. Linza nurlarning qo‘shimcha yo‘llar farqini hosil qilmaydi.

To‘lqinning tekis fronti tirqishga yetib borib AV holatni egallaganda, tirqishning barcha nuqtalarini Gyuygens printsipiga asosan, yangi kogerent to‘lqinlar manbai deb, hisoblasa bo‘ladi.

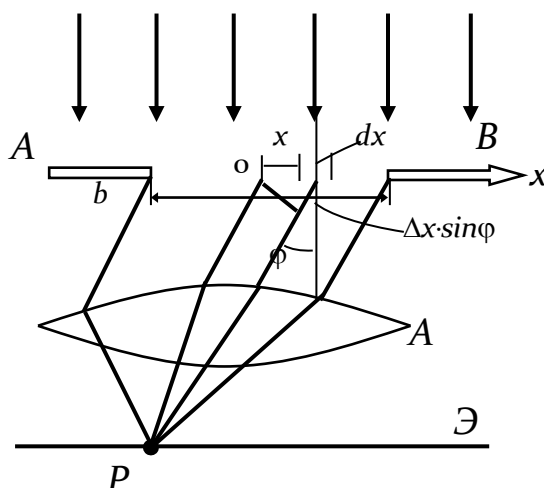
Frenel sohalari usuli yordamida to‘lqin sirtining ochiq qismi chegaralarida yo‘l farqi $\frac{\lambda}{2}$ ga teng bo‘lgan parallel yo‘lakchalarga ajratamiz. Bu yo‘lakchalarni Frenel sohalari deb hisoblaymiz. Ikkita qo‘shni Frenel sohalaridan chiquvchi to‘lqinlar R nuqtaga qarama-qarshi fazalarda yetib keladilar.

Bu tuzilishda sohalari soni juft bo‘lsa, R nuqtadagi natijaviy amplituda nolga teng bo‘ladi.

Berilgan φ burchakda toq Frenel sohalari joylashsa, u holda bitta soha ta’siri kompensatsiyalashmay qoladi va R nuqtada yoritilganlikning maksimumi kuzatiladi. Maksimum va minimum kuzatiladigan shartlar quyidagicha bo‘ladi:

$$b \sin \varphi_{\min} = 2m \frac{\lambda}{2} ; \quad b \sin \varphi_{\max} = (2m + 1) \frac{\lambda}{2}$$

φ burchak bilan aniqlanadigan yo‘nalishdagi ikkilamchi to‘lqinlarning interferentsiyasini hisoblash uchun AV to‘lqin frontining ochiq qismini elementar dx yo‘lakchalarga bo‘lamiz:



24 – rasm. Toq Frenel sohali tirqishdagi difraksiya.

(24 - rasm). U holda, x koordinatali dx yo‘lakchani R nuqtada hosil qiladigan tebranishini quyidagicha ifodalash mumkin:

$$d\xi = \frac{A_0}{b} \cos(\omega t - kx \sin \varphi) dx, \quad (1)$$

bu yerda $kx \sin \varphi$ - koordinatalari 0 va x bo‘lgan, dx elementar yo‘lakchadan R nuqtaga kelgan tebranishlarning fazalari farqi, $\frac{A_0}{b} dx = dA$ dx bo‘lakning hosil qilgan tebranishi amplitudasidir.

(1) – ifodani tirqish kengligi bo‘yicha integrallasak, R nuqtadagi natijaviy maydonni topish mumkin. Quyidagi belgilashni kiritamiz:

$$\alpha = \frac{\pi b}{\lambda} \sin \varphi = \frac{\pi b}{\lambda} \sin \varphi, \quad (2)$$

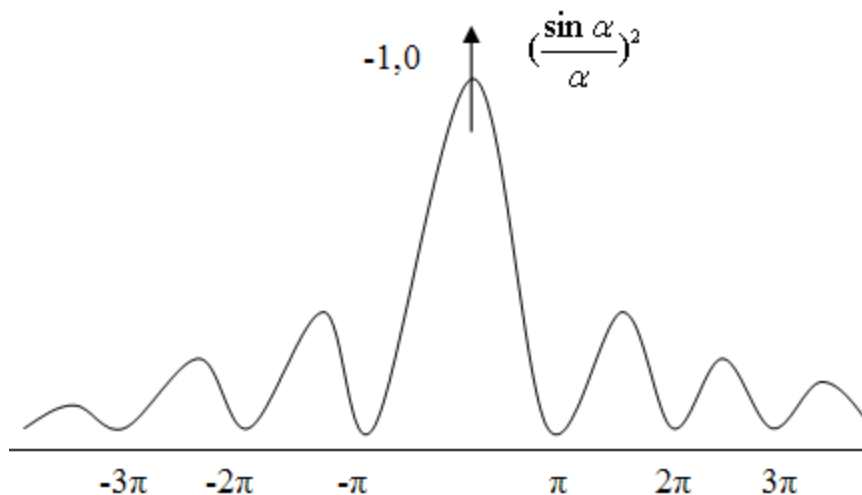
$$\xi = \int_{-\frac{b}{2}}^{+\frac{b}{2}} d\xi = A_0 \cdot \frac{\sin \alpha}{\alpha} \cos(\omega t - \alpha), \quad (3)$$

Istalgan R nuqtadagi nurlanish jadalligi amplitudaning kvadratiga proporsionaldir:

$$I_\varphi = CA_0^2 \left(\frac{\sin \alpha}{\alpha} \right)^2 = I_0 \frac{\sin^2 \left(\frac{\pi}{2} b \sin \varphi \right)}{\left(\frac{\pi}{2} b \sin \varphi \right)^2}, \quad (4)$$

Ma'lumki, $\lim_{\alpha \rightarrow 0} \left(\frac{\sin \alpha}{\alpha} \right) = 1$ ga teng. Shusababli, (4) – funksiya $\alpha = 0$ da

maksimumga ega bo'ladi. (2) – ifodadan, $\varphi = 0$ va $\alpha = m\pi$ bo'lganda minimum kuzatiladi, bu yerda $m = \pm 1, \pm 2$ va h.k.



25 - rasm. $\left(\frac{\sin \alpha}{\alpha} \right)^2$ funksiyaning chizmasi.

Demak, bitta tirqishda yorug'lik jadalligi minimumi kuzatish sharti quyidagidan iborat:

$$b \sin \varphi = m\lambda, \quad (5)$$

bu yerda m – *minimum tartibi* deb ataladi. Minimumlar orasida yoritilganlik maksimumlari joylashgan, ularning holati quyidagi shart bilan aniqlanadi:

$$b \sin \varphi = (2m + 1) \frac{\lambda}{2}, \quad (6)$$

φ burchak qiymati ortishi bilan maksimum jadalligi kamaya boradi. Yorug'lik oqimining katta qismi bosh (~90%), birinchi (~5%) va ikkinchi (~2%) maksimumlar atrofida yig'iladi.

Kuzatilishi mumkin bo'lgan minimumning eng katta tartibi

$$\sin \varphi \leq 1, \quad m < \frac{b}{\lambda}$$

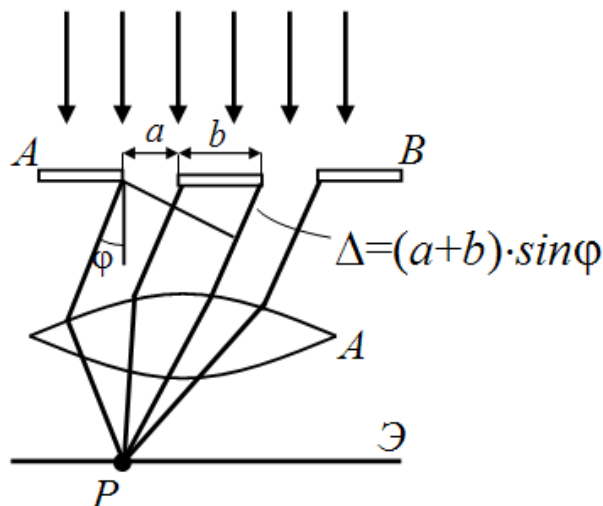
ga teng. (4) – ifodadan $I_0 = I_f$ ekanligi ko'rinib turibdi, ya'ni difraktsiyaviy manzara linzaning markaziga nisbatan simmetrikdir.

Tirqishga monoxromatik bo'lmagan yorug'lik nurlari tushsa, difraktsiya manzarasi maksimumlari har xil rangli nurlar uchun ekranning har xil nuqtalariga joylashadi va difraktsiyaviy spektr hosil qiladi. Markaziy maksimum oq nurdan tashkil topadi. O'ng va chap tarafdarda markazga yaqinroqda binafsha nurlar difraktsiya spektrlari kuzatiladi.

Difraksiyaviy panjara

Kengligi a bo'lgan, tiniq bo'lmagan oraliqlar bilan bo'lingan, bir xil b kenglikdagi parallel tirqishlar qatori -difraktsiyaviy panjara deb ataladi. Bu yerda $d = a + b$ kattalik *difraksiyaviy panjara davri* yoki *doimiysi* deb ataladi.

Parallel nurlar dastasi tushayotgan, ikkita tirqishdan iborat eng sodda panjarani ko'rib chiqaylik (26 - rasm).



26 – rasm. Eng sodda difraktsiyaviy panjara.

Ikkita tirqishda kuzatiladigan difraktsiyaviy manzara minimum va maksimumlari holatlari bir tirqishli difraktsiyadagi holatlar ustiga tushmaydi. Chunki ikki tirqishli holda, nurlarning birinchi tirqish va ikkinchi tirqishlardan hosil bo'lgan interferentsiyasi tufayli difraktsiyaviy manzaralar bir-birining ustiga tushmaydilar.

Maksimum va minimum kuzatilishi shartlari quyidagichadir:

$$(a + b) \sin \varphi = m\lambda, \quad (1)$$

$$(a + b) \sin \varphi = (2m + 1) \frac{\lambda}{2}, \quad (2)$$

Istalgan R nuqtada uchta imkoniyat bo'lishi mumkin:

- a) (1)- va (2)- difraktsiyaviy manzaralar maksimumlari bir-birini ustiga tushadi;
 - b) bitta manzara maksimumi ikkinchi manzara minimumiga mos tushadi;
 - g) bitta manzara minimumi ikkinchi manzara minimumiga mos tushadi.
- a) va b) holatlar manzarasi bir-birini ustiga tushganda R nuqtada maksimum va minimum kuzatiladi. b) holatda faqat minimum kuzatiladi.

Shunday qilib, ikkita tirqishdagi difraktsiya manzarasida, bitta tirqishdagiga nisbatan maksimumlar ko'proq kuzatiladi. Tirqishlar soni oshishi minimumlar sonini oshishiga olib keladi.

$$D_{\varphi} = \frac{d\varphi}{d\lambda} \quad \text{va} \quad D_{\text{uz}} = \frac{d\ell}{d\lambda}$$

kattaliklar, mos ravishda, *burchakli* va *chiziqli dispersiya* deb ataladi.

Bu yerda $d\varphi$ va $d\ell$, $d\lambda = \lambda_2 - \lambda_1$ to'liqin uzunligi bilan farq qiladigan spektral chiziqlar orasidagi burchakli chiziqli masofalardir.

Difraksiyaviy panjaraning burchakli dispersiyasini topishga harakat qilamiz. Buning uchun bosh maksimum kuzatilishi shartini $(a + b)\sin\varphi = m\lambda$ differentsialaymiz

$$d \cos \varphi d\varphi = m d\lambda$$

$$D_{\varphi} = \frac{d\varphi}{d\lambda} = \frac{m}{d \cos \varphi}$$

φ ning kichik qiymatlarida, $\cos \varphi \approx 1$ ga teng. Shuning uchun

$$D_{\varphi} \approx \frac{m}{d}$$

ga teng bo'ladi.

Difraksiyaviy **panjaraning aniqlash kuchi** deb $R = \frac{\lambda}{d\lambda}$ o'lchovsiz kattalikka aytiladi. Bu kattalik ikkita yonma-yon turgan spektral chiziqlarni alohida aniqlash imkoniyatini ko'rsatadi (27 - rasm).



27 – rasm. Difraksiyaviy panjaraning aniqlash kuchi.

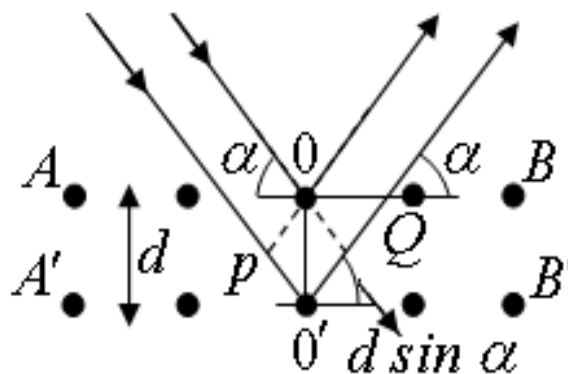
Agarda, bitta maksimum markazi, ikkinchisining markazidan taxminan $d\lambda = \lambda_2 - \lambda_1$, eng kichik to'liqin uzunligi masofasida joylashsa, bu holda spektral chiziqlar alohida aniqlangan hisoblanadilar.

Difraksiyaviy panjara uchun aniqlash kuchi $R = mN$ ga tengdir. Bu yerda N tirqishlar soni, m – maksimum kuzatilish tartibi.

Hozirgi zamon difraksiyaviy panjaralar 200 000 dan ortiq chiziqlardan iborat bo'ladi va spektral chiziqlarni alohida aniqlash imkoniyati 400 000 dan ortiqdir.

Difraksiyaviy panjara sifatida fazoviy davrlikka ega bo'lgan istalgan tuzilmani tushunish mumkin. To'liqin uzunligi $0,1 \cdot 10^{-9}$ m ga teng bo'lgan rentgen nurlari difraksiyasini olish uchun atom va ionlardan tashkil topgan, fazoviy davrlikka ega bo'lgan kristall panjaradan foydalanish mumkin (28 - rasm).

AV va A_1V_1 tekisliklardagi qo'shni atomlardan qaytgan nurlar orasidagi $R0'\varphi$ yo'l farqi:



28-rasm. Fazoviy davrlikka ega bo'lgan difraktsiyaviy panjara.

$$2d \sin \alpha$$

ga teng. Interferentsiya kuchayishi Bregg - Vulf shartiga binoan bajariladi:

$$2d \sin \alpha = m\lambda,$$

bu yerda $m = 0, \pm 1, \pm 2, + \dots$

Hozirgi davrda, fizikada rentgen nurlari difraktsiyasiga asoslangan ikkita yo'nalish paydo bo'ldi: rentgen spektroskopiyasi va rentgen strukturaviy analizi.

22-MA'RUZA: YORUG'LIK NURLARI

REJA:

1. Yoruglik dispersiyasi va uning klassik nazariyasi
2. Yorug'likning yutilishi va sochilishi
3. Yorug'likning qutblanishi
4. Yorug'likning ikki muhit chegarasidan qaytishi va sinishidagi qutblanishi
5. Qo'sh nur sinishi
6. Malyus qonuni
7. Qutblanish tekisligining burilishi

Yorug'lik dispersiyasi

Monoxromatik yorug'lik to'qlinlarining bir muhitdan ikkinchisiga o'tishida, sinish qonuniga asosan, yorug'lik nurlari yo'nalishi shunday o'zgaradiki, bunda tushish burchagi sinusini sinish burchak sinusiga nisbati tushish burchagiga bog'liq bo'lmaydi.



Kesilgan brilliant olmosdagi ranglarning jilolanib korinishi.

Bu nisbat, ikkala muhitdagi to'qlinlarning fazaviy tezliklari nisbatiga tengdir

$$\frac{\sin i}{\sin C} = \frac{v_1}{v_2} = n_{21}, \quad (1)$$

n_{21} – kattalik *ikkita muhitning nisbiy sindirish ko'rsatkichi* deb ataladi. Agarda birinchi muhit vakuum bo'lsa, undagi yorug'lik tezligi s ga teng bo'ladi, bu holda

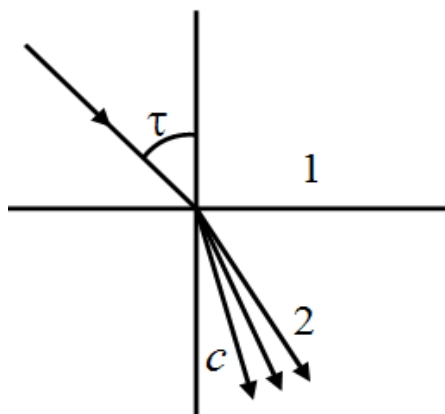
$$\frac{\sin i_0}{\sin C} = \frac{c}{v} = n, \quad (2)$$

n – ikkinchi muhitning absolyut sindirish ko'rsatkichi bo'ladi.

Agarda vakuumdan iborat muhit sirtiga har xil to'qlin uzunligidagi parallel nurlar dastasi tushsa, ikkinchi muhitda ular har xil yo'nalishda tarqalib, yelpig'ich hosil qiladilar (*I - rasm*). Bu hodisa har xil uzunlikdagi yorug'lik to'qlinlarining moddiy muhitdagi

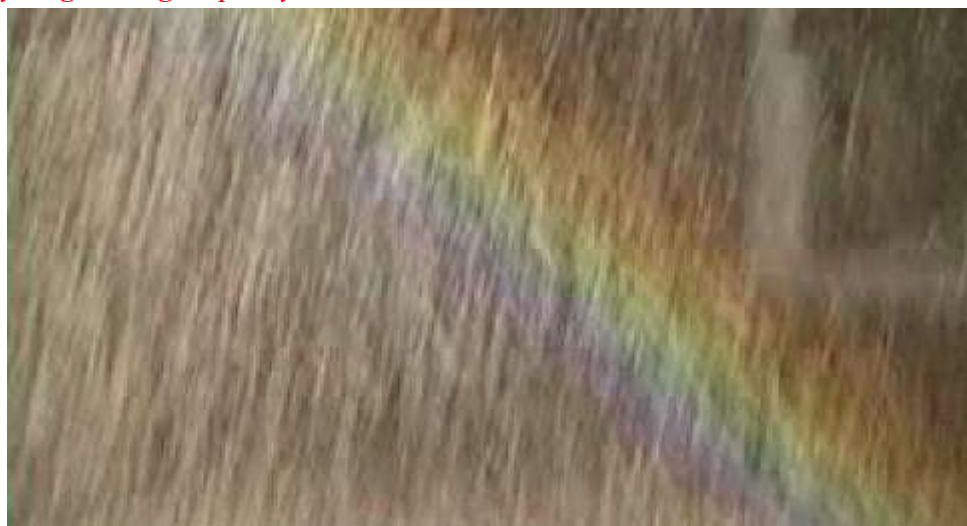
tarqalish tezliklari har xil bo'lishi bilan tushuntiriladi. Demak, bu to'qlinlar uchun muhitni sinish ko'rsatkichi – yorug'likning vakuumdagi to'qlin uzunligi funksiyasidir.

$$n = f(\lambda_0); \quad v = f(\lambda_0)$$



1 – rasm. Yorug'lik nuri yelpig'ichining hosil bo'lishi.

Bu moddaning optik xususiyatini yorug'likning to'qlin uzunligi yoki chastotasiga bog'liq bo'lishi *yorug'likning dispersiyasi* deb ataladi.



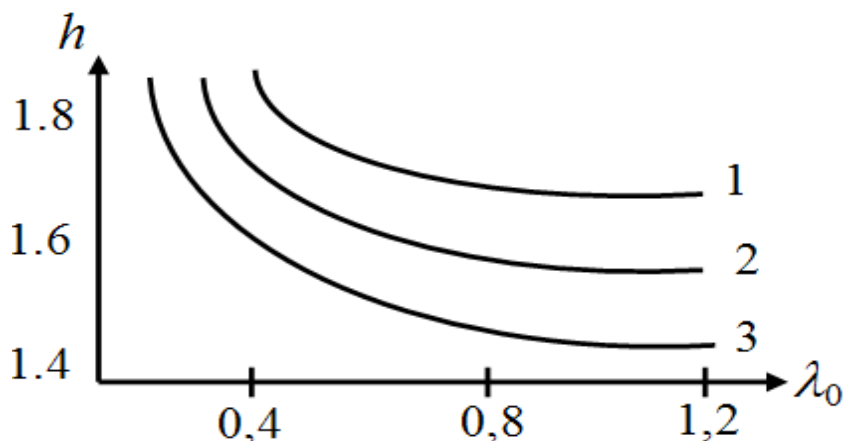
Va havodagi suv tomchilari hosil qilayotgan rangli kamalak.

Har bir moddada uning o'lchov birligi sifatida, moddaning dispersiyasi, ya'ni vakuumdagi sindirish ko'rsatkichidan yorug'likning to'qlin uzunligi bo'yicha olingan hosila $\frac{dn}{d\lambda}$ ishlatiladi. Ko'p hollarda bu hosila qiymati manfiydir, λ_0 oshishi bilan sindirish ko'rsatkichi qiymati kamayadi.

2 - rasmda shisha, kvarts va flyuorit kabi tiniq moddalarning dispersiyasi $n = f(\lambda_0)$ keltirilgan. Bu holdagi dispersiya – *normal dispersiya* deb ataladi.

Agarda $\frac{dn}{d\lambda}$ hosila musbat bo'lsa, dispersiya-*anomal* deb ataladi.

Anomal dispersiya berilgan muhitda, ayrim to'liqin uzunlikdagi yorug'likning yutilishi hisobiga kuzatiladi.



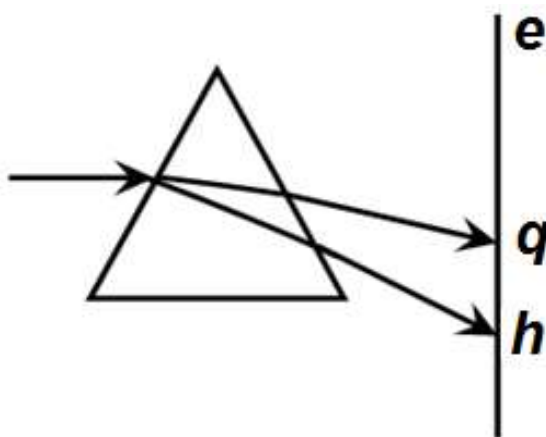
2 – rasm. Shisha (1), kvarts (2) va flyuoritning (3) dispersiyasi.

Normal dispersiyada sindirish ko'rsatkichining to'liqin uzunligiga bog'liqligi Koshi tenglamasi bilan ifodalanadi:

$$n \approx n_0 + \frac{a}{\lambda_0^2}, \quad (3)$$

bu yerda n_0 – juda katta to'liqin uzunligidagi sindirish ko'rsatkichidir. n_0 va a berilgan muhit uchun doimiy kattaliklardir.

Agarda uchburchakli prizmaning chap qirrasiga har xil to'liqin uzunlikdagi oq yorug'likning parallel nurlari tushsa, ular har xil sinib, har xil yo'nalishda tarqaladilar (3 - rasm).

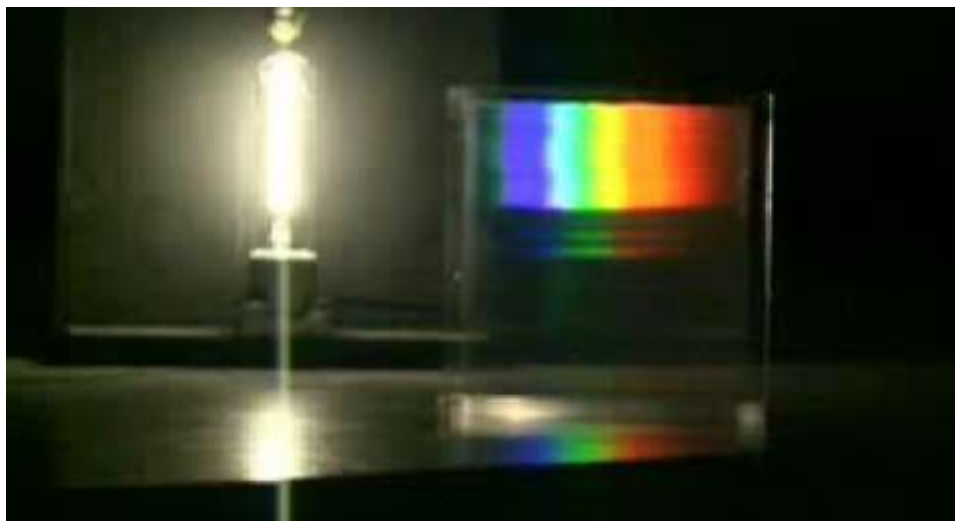


3 – rasm. Uchburchakli prizmadagi yorug'lik dispersiyasi.

Bu tarqalish ikkinchi qirradan o'tganda kuchayadi. Prizmaning o'ng tarafiga qo'yilgan yassi ekranning har xil joylariga har xil rangli nurlar tushib spektr hosil qiladi.

Uzunroq to'liqinli nurlar (qizil nurlar) prizmadan kamroq og'adi, qisqa to'liqinli nurlar (havo rangli) ko'proq og'adi.

Prizma orqali olingan spektr difraktsiyaviy panjaradan olingan spektrdan farq qiladi. Difraktsiyaviy panjarada nurlarning boshlang'ich yo'nalishdan og'ishi λ_0 ga proporsional bo'ladi, prizmada esa to'liq uzunligiga bog'liq og'ish teskari va murakkabdir.



Bu ko'z bilan qaraganda ko'proq oq yorig'lik nuri borligini ko'rsatadi.

Normal dispersiya, tushayotgan to'liqning elektr maydoni tebranishini, berilgan muhitning atomlari yadrolariga elastik tortilish kuchi orqali bog'langan elektronlar bilan o'zaro ta'siri orqali tushuntiriladi.

Maydon ta'sirida bunday elektronlar maydon tebranishi chastotasi bilan tebrana boshlaydilar. Natijada, bu elektronlar xuddi shu chastotada fazasi boshlang'ich fazadan farqli bo'lgan, ikkilamchi to'liqlarni nurlatadilar.

Muhit ichida, tushayotgan to'liqlar ikkilamchi to'liqlar bilan qo'shib, tushayotgan to'liqlar fazasidan farq qiladigan fazaga ega bo'lgan natijaviy to'liqlarni xosil qiladilar. Bu fazadan qolishlar, muhitdan to'liq o'tishi bilan yig'ila borib to'liq tezligining kamayish samarasini beradi. Tebranish chastotasi katta bo'lganda muhitda birlik uzunlikda fazadan orqada qolish katta bo'ladi, natijaviy to'liq tezligi ko'proq kamayadi, sinish ko'rsatkichi orta boradi. Normal dispersiya shundan iboratdir.

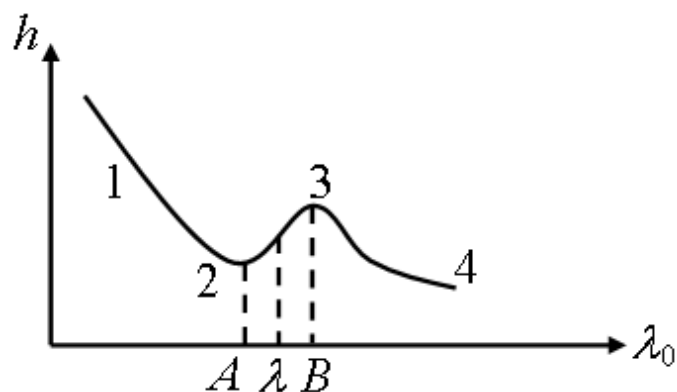
Yorug'likning yutilishi va sochilishi

Jismga oq nur tushganda, u alohida uzunlikdagi to'liqlarni yutib, shu to'liq uzunligi atrofida sinish ko'rsatkichini to'liq uzunligiga bog'liq ravishda o'sishini va anomal dispersiyani kuzatilishini ta'minlaydi (4- rasm).

Yorug'likni yutuvchi jismdan o'tgan nurlarni spektrga ajratsak, xar xil rangli fonda qora chiziqlar va yutilgan nurlar to'liq uzunligiga tegishli kengroq sohalar kuzatiladi. Bunday chiziqlar majmuasi jismning *yutilish spektrini* beradi.

I jadallikdagi monoxromatik yorug'lik dx qalinlikdagi yutuvchi qatlam sirtiga perpendikulyar ravishda tushayotgan bo'lsin va qatlamning boshqa tarafidan yorug'lik $I - dI$ jadallik bilan chiqsin. Juda yupqa qatlam uchun jadallik kamayishi qatlam qalinligi va boshlang'ich jadallikka to'g'ri proporsionaldir

$$dI = -\mu I dx$$



4 – rasm. Jismning yutilish spektri.

Bu yerda $\frac{dI}{I} = -\mu dx$. Agarda qatlam qalinligi d katta bo'lsa, uni yupqa qatlamlar majmuasi deb hisoblab, jadallik o'zgarishni I_0 dan I gacha, qalinlikni esa, 0 dan d gacha integrallaymiz

$$\int_{I_0}^I \frac{dI}{I} = -\mu \int_0^d dx, \quad \ln \frac{I}{I_0} = -\mu d$$

Natural logarifmdan oddiy sonlarga o'tsak, quyidagi ifodaga

$$\frac{I}{I_0} = e^{-\mu d} \quad \text{yoki} \quad I = I_0 e^{-\mu d}$$

ega bo'lamiz. Bu ifoda *Buger-Lambert qonunini* tavsiflaydi. Bu yerda μ - berilgan moddaning yorug'likni yutish koeffitsientidir va u to'lqin uzunligiga bog'liq bo'ladi:

$$\mu = \mu_0(\lambda_0)$$

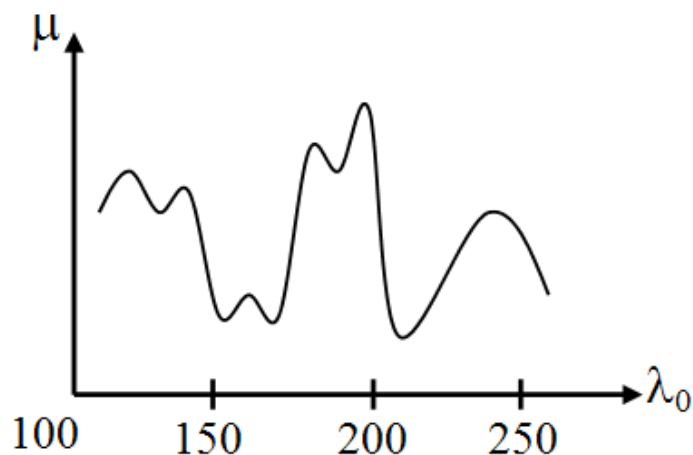
Bo'yalgan qorishmalar uchun μ qorishmalar konsentratsiyasiga proporsionaldir

$$\mu = kc$$

va bu holda Buger-Lambert qonuni quyidagi ko'rinishda yoziladi:

$$I = I_0 e^{-kcd}, \quad (1)$$

yutilish koeffitsientini to'lqin uzunligiga bog'liqligi grafik ko'rinishda 5 - rasmda xlorli tseziv moddasi uchun tasvirlangan.



5 – rasm. Xlorli tseziy moddasining yutilish spektri.

Bu rasmda spektrning ultrabinafsha qismi tasvirlangan. Egri chiziq cho‘qqilari yutilish sohalariga tegishlidir.

Tiniq jismlarda, spektrning ko‘zga ko‘rinadigan qismida, yutilish sohalari bo‘lmaydi, ultrabinafsha va infraqizil sohalorida yutilish kuzatiladi. Yorug‘lik spektrining ko‘zga ko‘rinadigan qismida yutilish sohalari jismning rangini bildiradi. Masalan, qizil shisha qizil nurlarni deyarli yutmaydi va qolgan nurlarni yaxshi yutadi. Shuning uchun, qizil shishani oq nur bilan yoritsak, qizilga o‘xshaydi, Yashil nur bilan yoritsak qora, ya‘ni Yashil nurga tiniqmasligini ko‘rsatadi.

Metallar, ko‘p erkin elektronlarga ega bo‘lgani uchun, yorug‘likni kuchli yutadi, elektronlar esa yorug‘lik to‘lqinining o‘zgaruvchan elektr maydoni ta‘sirida, amplitudasi katta bo‘lgan tebranma harakatga keladilar. Elektronlarni tebranma harakatga keltirish uchun zarur bo‘lgan energiya, yorug‘lik to‘lqinining energiya zahirasidan sarflanadi. Ammo tebranayotgan elektronlar ham shu chastotalarda to‘lqin nurlatadi, bu esa yorug‘likning qaytishiga sabab bo‘ladi.

Shunday qilib, metallar yorug‘likni kuchli yutadi va kuchli sochadi. Yarim o‘tkazgichlar yorug‘likni kamroq yutadilar, dielektriklar esa undan ham kam yutadilar.

Yorug‘lik to‘lqinlarining, muhit atomlari elektronlari bilan o‘zaro ta‘sirlashuvida, elektronlar tebranma harakatga kelib yorug‘lik chiqaradilar. Tabiiy nurlarda tebranishlarning barcha yo‘nalishlari teng ehtimolli bo‘lganligi uchun, atomlar chiqarayotgan yorug‘lik barcha yo‘nalishlarda sochilishi mumkin. Agarda muhit atomlari bir tekis taqsimlangan bo‘lsa, sochilgan nurlar kogerent bo‘ladilar va interferentsiya tufayli bir-birini yo‘qqa chiqaradilar. Bu holda muhit optik jihatdan bir jinsli bo‘lib, nurlarni sochmaydi.

Agarda, muhitda zarrachalar tartibsiz taqsimlansalar, u holda, ular sochgan yorug‘lik nokogerentdir va sochilish barcha tarafdarda o‘rinli bo‘ladi. Ammo, amalda, kimyoviy bir jinsli bo‘lgan muhit molekullari ham, issiqlik harakati va betartib hosil bo‘lgan quyuqlik yoki siyrakliklar hisobiga nur sochadilar.

Agarda, bir jinsli bo‘lmagan quyuqlik yoki siyrakliklar o‘lchamlari to‘lqin uzunligiga nisbatan kichik bo‘lsa, u holda istalgan yo‘nalishdagi sochilgan yorug‘lik jadalligi tushayotgan to‘lqin uzunligiga quyidagicha bog‘langan bo‘ladi (Reley qonuni):

$$I \sim \frac{1}{\lambda^4}, \quad (2)$$

Atmosfera havosi zarrachalarining o'lchamlari kichik bo'lganda quyosh nurining qisqa to'lqinlarini (binafsha, ko'k va Yashil) jadal sochadi va nurning katta to'lqinlarini (qizil, sariq) yomon sochadi. Shu sababli, havoning rangi yuqori qatlamda, Yashil yoki ko'k rangda (havo rangda) bo'ladi.

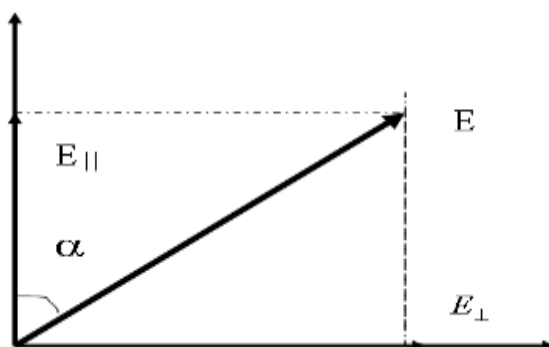
Yorug'likning qutblanishi

Yorug'lik vektorining tebranish yo'nalishlari qandaydir usul bilan tartibli holatda bo'lsa, u yorug'lik qutblangan deb hisoblanadi.

Tabiiy yorug'likda har xil yo'nalishdagi tebranishlar tez va tartibsiz ravishda bir-biriga o'rnini bo'shatib turadi.

Tabiiy yorug'likni qutblangan yorug'likka aylantirish jarayoni - *yorug'likning qutblanishi*, uni amalga oshiruvchi qurilma - *qutblantirgich (polyarizator)* deb ataladi. Bunday qurilmalar qutblanish tekisligiga parallel tekislikda bo'lgan tebranishlarni erkin o'tkazadi va qutblanish tekisligiga perpendikulyar bo'lgan tebranishlarni to'la yoki qisman ushlab qoladi.

Qutblantirgich orqali tabiiy yorug'lik o'tayotganda \vec{E} yorug'lik vektorini ikkita tashkil etuvchiga \vec{E}_{\parallel} va \vec{E}_{\perp} ga ajratish mumkin (*6 - rasm*).



6 – rasm. Tabiiy yorug'likni ikki xil yo'nalishdagi tebranishlarga ajratish.

E_{\parallel} - tashkil etuvchisi polyarizator orqali erkin o'tadi, E_{\perp} tashkil etuvchisi esa unda yutiladi. O'tgan to'lqin jadalligi

$$E_{\parallel}^2 = E^2 \cos^2 \alpha$$

ga proporsionaldir. Shu sababli, ideal polyarizator orqali yorug'likning o'tgan qismi quyidagi o'rtacha qiymatga tengdir:

$$E_{\parallel} = E \cos \alpha, \quad E_{\perp} = E \sin \alpha, \quad (1)$$

$$\langle \cos^2 \alpha \rangle = \frac{1}{2}$$

Shunga asosan, tabiiy yorug'likni, bir xil jadallikka ega bo'lgan va bir-biriga perpendikulyar tekisliklarda qutblangan, ikkita elektromagnit to'lqinlarning bir-birini ustiga tushishi, deb

tasavvur qilish mumkin. Agarda, polarizatorga $I_0 \sim E^2$ jadallikdagi yassi qutblangan yorug'lik tushsa, u holda polarizatoridan chiqqan yorug'lik jadalligi quyidagi ifoda bilan aniqlanadi

$$I = I_0 \cos^2 \alpha, \quad (2)$$

bu ifoda *Malyus qonuni* deb ataladi. Agarda yorug'lik tekisliklari α burchak hosil qilgan ikkita polarizatoridan o'tsa, u holda birinchi polarizatoridan jadalligi

$$I_0 = \frac{1}{2} I_{tab}$$

bo'lgan yassi qutblangan yorug'lik chiqadi va ikkinchisidan Malyus qonuniga asosan

$$I_0 = \frac{1}{2} I_{tab} \cos^2 \alpha, \quad (3)$$

jadallikdagi yorug'lik chiqadi.

Ikkinchi polarizator yorug'likka mos keladigan o'q atrofida aylanganda, α burchak $0 \div 2\pi$ qiymatlarda o'zgaradi, yorug'lik jadalligi $\alpha = 0$ va $\alpha = \pi$ (ikkala polarizatorlar bir -

biriga parallel bo'lganda) qiymatlarda maksimumga erishadi va $\alpha = \frac{\pi}{2}$ va $\alpha = \frac{3}{2}\pi$

qiymatlarda (polarizatorlar bir-biriga perpendikulyar bo'lganda) ikki marta nolga aylanadi. Bu yorug'lik jadalligi tebranishlariga qarab, uning qutblanganligini va tebranish tekisligi yo'nalishini aniqlash mumkin. Shu sababli, ikkinchi polarizator analizator vazifasini o'tashi mumkin.

Bir yo'nalishdagi tebranish boshqa yo'nalishlardagi tebranishlardan ustun bo'ladigan yorug'lik, qisman qutblangan hisoblanadi. Polarizator nur bilan mos keladigan o'q atrofida aylanganda qisman qutblangan yorug'lik jadalligi I_{max} dan I_{min} gacha o'zgaradi.

$$P = \frac{I_{max} - I_{min}}{I_{max} + I_{min}}, \quad (4)$$

Bu ifoda *polarizatorning tartibi* deb ataladi.

Yassi qutblangan yorug'lik uchun $I_{min} = 0$ bo'lgan holda, $R = 1$ ga teng bo'ladi, tabiiy yorug'lik uchun esa $I_{min} = I_{max}$ bo'lganda, $R = 0$ ga teng bo'ladi.

Qaytish va sinishda yorug'likning qutblanishi

Ikki muhit chegarasiga yorug'lik tushganda, yorug'lik to'qlini qisman aks etib qaytadi va qisman sinadi.

Dielektriklarda, qaytgan yorug'lik jadalligi tushayotgan to'qlin qutblanishi, i tushish burchagi va r sinish burchagiga bog'liqligini Frenel ko'rsatgan.

\vec{E} vektor tebranishi tushish tekisligiga perpendikulyar bo'lgan holda, qutblangan yorug'lik uchun yorug'lik jadalligi

$$I_{\perp} = I_0 \frac{\sin^2(i-r)}{\sin^2(i+r)}, \quad (1)$$

ga teng bo'ladi.

\vec{E} vektor tebranishi tushish tekisligida bo'lgan holda, qutblangan yorug'lik uchun, yorug'lik jadalligi

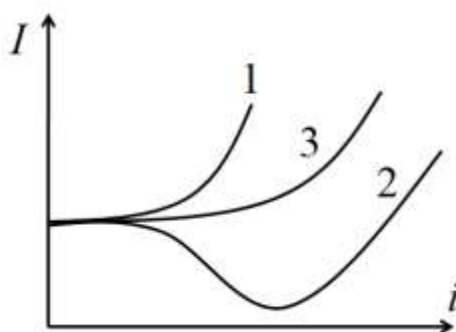
$$I_{\parallel} = I_0 \frac{\operatorname{tg}^2(i-r)}{\operatorname{tg}^2(i+r)}, \quad (2)$$

ga teng bo'ladi.

Tabiiy yorug'lik uchun qaytgan to'liq jadalligi quyidagiga teng bo'ladi:

$$I = I_{\perp} + I_{\parallel} = \frac{1}{2} I_0 \left[\frac{\sin^2(i-r)}{\sin^2(i+r)} + \frac{\operatorname{tg}^2(i-r)}{\operatorname{tg}^2(i+r)} \right], \quad (3)$$

Qaytgan yorug'lik jadalligini tushish burchagiga bog'liqlik xarakteri grafik ravishda 7- rasmda tasvirlangan.



7 – rasm. Qaytgan yorug'lik nuri jadalligining tushish burchagiga bog'liqligi.

1 - chiziq (1) – ifodaga, 2 - chiziq (2) - ifodaga va 3 - chiziq (3) - ifodaga mos keladi.

Yorug'lik qutblanishi har xil usullar bilan amalga oshirilgan bo'lsa, u sirt chegarasidan har xil jadallikda aks etadi, u holda aks etgan yorug'lik qisman qutblangan bo'ladi.

Qutblanish tartibi tushish burchagiga bog'liq bo'ladi. Agarda, tushish burchagi

$i+r = \frac{\pi}{2}$ bo'lsa, u holda $\operatorname{tg}(i+r) = \infty$ va $I_{\parallel} = 0$ bo'ladi, ya'ni qaytgan

yorug'likda, tushish tekisligiga perpendikulyar bo'lgan tebranishlar kuzatiladi. Qaytgan to'liq esa butunlay qutblangan bo'ladi.

$n_{21} = \frac{\sin i}{\sin r}$ va $i+r = \frac{\pi}{2}$ nisbatlardan quyidagiga ega bo'lamiz:

$$\operatorname{tgn} = n_{21}, \quad (4)$$

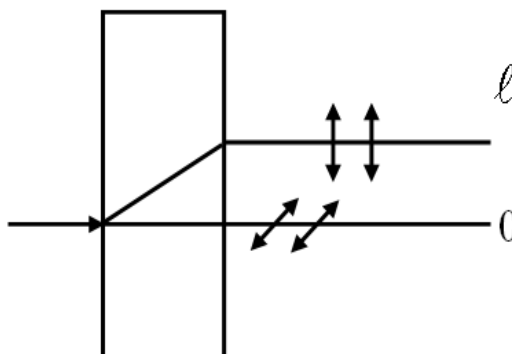
Bu ifoda *Bryuster qonunini* ifodalaydi va shu shartni qanoatlantiruvchi tushish burchagi *Bryuster burchagi* deb ataladi.

Singan yorug'lik, doimo tushish tekisligida tebranishlari ustun keladigan qisman qutblangan bo'ladi. Bryuster burchagida tushadigan yorug'likda bu ustunlik yaqqol ko'rinadi.

Tekis qutblangan yorug'lik nuri olish usullaridan biri - yorug'likni dielektrik chegarasiga Bryuster burchagida tushirishdan iborat bo'ladi.

Qo'sh nur sinishi

Yorug'lik qandaydir kristalldan o'tganda, yorug'lik nuri ikkita nurga ajraladi. Qo'sh nur sinishida bitta nur odatdagi sinish qonunini qanoatlantiradi, tushayotgan nur va normal tekisligida yotadi. Bu nur *odatdagi nur* deb ataladi (8 - rasm).



8 - rasm. Qo'sh nur sinishi

l - yo'nalishdagi ikkinchi nur uchun $\frac{\sin i}{\sin r}$ nisbat tushish burchagi o'zgarganda doimiy saqlanmaydi. Bu nur *odatdan tashqari nur* deb ataladi.

Nur normal bo'lib tushganda ham, odatdan tashqari nur boshlang'ich yo'nalishdan og'ishi mumkin, burchak ostida tushganda esa, tushayotgan nur va sinish sirtiga normal tekisliklarda yotmaydi. Bu esa odatdagi va odatdan tashqari bo'lgan nurlarning sinish ko'rsatkichlari xar xil ekanligini bildiradi yoki kristallda har xil tezliklar bilan tarqaladilar.

Qo'sh nur sinish hodisasi, kubik kristallardan tashqari, barcha tiniq kristallarda kuzatiladi.

Odatdagi va odatdan tashqari nurlarni tekshirish, ular bir-biriga o'zaro perpendikulyar yo'nalishlarda to'la qutblanganliklarini aniqlash imkonini beradi. Ikkala nur kristalldan chiqayotganda faqat qutblanish yo'nalishlari bilan farqlanadilar.

Ayrim kristallarda nurlardan biri boshqasiga nisbatan kuchli yutiladi. Bu hodisa - *yorug'likning dixroizmi* deb ataladi.

Qo'sh nur sinishi, kristall ichida har xil yo'nalishlarda kristallning tuzilishi va xususiyati har xilligi bilan tushuntiriladi. Bu holda kristall *anizotrop muhit* ko'rinishida bo'ladi.

Kubik bo'lmagan kristallarda ε dielektrik singdiruvchanlik kristall panjara yo'nalishlariga bog'liq bo'ladi. $n = \sqrt{\varepsilon}$ bo'lgani uchun sindirish ko'rsatkichi ham kristall panjara yo'nalishlariga bog'liq bo'ladi.

Qo'sh nur sinishi hodisasi tabiiy yorug'likdan, qutblangan yorug'lik nurini olish imkonini beradi. Buning uchun qo'sh nur sinishini hosil qiladigan kristall yordamida tabiiy nurni odatdagi va odatdan tashqari nurlarga ajratiladi. Undan so'ng nurlardan birini chetga og'diriladi yoki yutilishiga majbur qilinadi, ikkinchisi esa qutblangan nur sifatida foydalaniladi. Qo'sh nur sinishi tiniq izotrop moddalarda, har xil tashqi ta'sir ostida kuzatilishi mumkin. Bu vaqtda sun'iy anizotrop modda paydo bo'ladi.

Sun'iy anizotrop modda mexanik deformatsiya yoki elektr maydoni (Kerr effekti) ta'sirida hosil bo'lishi mumkin.

Qutblangan nur normal holda kristallga tushganda nur dastasi yana odatdagi va odatdan tashqari nurlarga ajraladi, ular bir yo'nalishda, turli tezliklarda tarqaladilar. Ular orasida δ optik yo'l farqi va $\Delta\varphi$ fazalar farqi hosil bo'ladi:

$$\delta = (n_0 - n_e)d ; \quad \Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} \delta = \frac{2\pi}{\lambda} (n_0 - n_e)d , \quad (1)$$

Odatdagi va odatdan tashqari nurlarda tebranishlar o'zaro perpendikulyar bo'lgani uchun, ularni qo'shganda elliptik ko'rinishdagi tebranishlar hosil bo'ladilar va \vec{E} vektor uchi ellipsni chizadi. Bunday yorug'lik elliptik ko'rinishda qutblangan deb ataladi. Agarda fazalar farqi $\Delta\varphi = \pi$ bo'lsa, qo'shilgan tebranishlar to'g'ri chiziqqa aylanadi.

Qutblanish tekisligining aylanishi

Yorug'lik ayrim moddalardan o'tganda, yorug'lik vektori tebranishi tekisligining aylanishi kuzatiladi. Bunday imkoniyatga ega bo'lgan moddalar, optik aktiv moddalar deb ataladi. Bular – kvarts, shakar eritmasi va boshqalardan iboratdir.

Optik aktiv moddalarda, qutblanish tekisligining burilish burchagi nur bosib o'tgan l yo'lga to'g'ri proporsionaldir. Kristallarda:

$$\varphi = \alpha l , \quad (1)$$

Eritmalarda esa, qutblanish tekisligining aylanish burchagi eritma konsentratsiyasiga ham bog'liq bo'ladi:

$$\varphi = \alpha c l , \quad (2)$$

α - koeffitsient qutblanish tekisligining *solishtirma aylanish ko'rsatkichi* deb ataladi va u tushayotgan yorug'lik to'lqin uzunligiga bog'liqdir.

23-MA'RUZA: YORUG'LIK NURLARI

REJA:

1. Issiqlik nurlanishi
2. Absolyut qora jismning nurlanish qonunlari

Issiqlik nurlanishi. Tabiatda nur chiqish hodisalari juda ko'pdir. Nurlanish ximiyaviy reaksiya natijasida, gazlardan elektr toki o'tish jarayonida, qattiq jismlarni tezlatilgan elektronlar dastasi bilan bombardimon qilinganda, va nihoyat, jismlar haroratini ko'targanimizda hosil bo'ladi.

Nurlanishning eng ko'p tarqalgan turi – jismlarni qizdirishda paydo bo'ladigan nurlanishdir. Bu *issiqlik nurlanishi* deb ataladi. Issiqlik nurlanishi ixtiyoriy haroratda vujudga kelib, past haroratlarda infraqizil nur ko'rinishida, yuqori haroratlarda qizg'ish, zarg'aldoq va oq yorug'lik nurlar ko'rinishida namoyon bo'ladi.

Issiqlik nurlanishi jarayoni jismning harorati bilan muvozanat holatida sodir bo'ladi. Bu holda, jismning harorati ortishi bilan, uning nurlanish jadalligi ham ortib boradi. Muvozanatda bo'lgan holat va jarayonlarga termodinamika qonunlarini qo'llash mumkin.

Issiqlik nurlanishini tavsiflash uchun ba'zi kattaliklarni aniqlab olamiz.

Nurlanayotgan jismning birlik sirtidan ($S = 1m^2$) barcha yo'nalishlar bo'ylab ($\Omega = 2\pi$ fazoviy burchak) chiqayotgan energiya oqimi jismning energiyaviy yorituvchanligi R_e deb ataladi.

Biror sirtga nurlanish oqimi tushganda bu nurlanishning bir qismi sirtidan qaytadi, bir qismi sinib o'tib ketadi va qolgan qismi jismda yutiladi.

Demak, tushuvchi nurlanish oqimi har uchala oqimlar yig'indisidan iboratdir:

$$F_o = F_q + F_{yu} + F_s.$$

Oddiy o'zgarishlarni bajarsak, quyidagi ifodaga ega bo'lamiz:

$$1 = \frac{\Phi_q}{\Phi_0} + \frac{\Phi_{yu}}{\Phi_0} + \frac{\Phi_s}{\Phi_0}$$

Bu yerda $\rho = \frac{\Phi_q}{\Phi_0}$ – jismning nur qaytarish koeffitsienti, $a = \frac{\Phi_{yu}}{\Phi_0}$ – nur yutish koeffitsienti

va $D = \frac{\Phi_s}{\Phi_0}$ – nur o'tkazish koeffitsienti deb ataladi.

Shaffof jismlarda, bu koeffitsientlarning yig'indisi 1 ga teng bo'ladi

$$\rho + a + D = 1, \quad (1)$$

Agarda jism nur o'tkazmasa, $D = 0$,

$$\rho + a = 1$$

ga teng bo'ladi. Agarda jismning yutish koeffitsienti ham nolga teng bo'lsa, ya'ni $a = 0$, u holda

$$\rho = 1$$

teng bo'lib, jism *absolyut oq jism* deb ataladi va tushuvchi nurlanishning barchasini qaytaradi.

Agarda $a = 1$ shart bajarilsa, bunday jism *absolyut qora jism* deb ataladi.

Agarda, ρ birdan kichik bo'lib, uning nur yutish qobiliyati hamma chastotalar uchun bir xil bo'lsa ($a = \text{const}$), bunday jism *kul rang jism* deb ataladi.

Tajribadan ma'lum bo'lishicha, jismlarning nur chiqarish qobiliyati (r) jismning temperaturasiga va nurlanish chastotasiga bog'liqdir. Nur chiqarish qobiliyati ma'lum bo'lgan holda energiyaviy yorituvchanlikni hisoblash mumkin:

$$R_{et} = \int_0^{\infty} r_{\omega T} d\omega, \quad (2)$$

Ixtiyoriy jismning nur chiqarish va nur yutish qobiliyatlari o'rtasida aniq bog'lanish Kirxgof qonuni deb ataladi: nur chiqarish va yutish qobiliyatlarining o'zaro nisbati jismlarning tabiatiga bog'liq bo'lmay, hamma jismlar uchun chastota va haroratning universal funksiyasidir

$$\frac{r_{\omega T}}{a_{\omega T}} = f(\omega, T), \quad (3)$$

Absolyut qora jismda $a_{\omega T} = 1$ bo'lgani uchun

$$r_{\omega T} = f(\omega, T)$$

tenglikka ega bo'lamiz.

Demak, Kirxgofning universal funksiyasi absolyut qora jismning nur chiqarish qobiliyatining o'zidir.

$f(\omega, T)$ funksiyaning ko'rinishini nazariy keltirib chiqarish juda murakkab masaladir.

Stefan (1879 y.) tajriba natijalarini tahlil qilib, istalgan jismning energiyaviy yorituvchanligi absolyut haroratning to'rtinchi darajasiga proporsional, degan xulosaga keldi.

Boltsman bu ishlarni davom etdirib, termodinamik mulohazalarga tayanib, absolyut qora jismning energiyaviy yorituvchanligi uchun quyidagi ifodani keltirib chiqardi:

$$R_s = \int_0^{\infty} f(\omega, T) d\omega = \sigma T^4, \quad (4)$$

Bu ifoda Stefan-Boltsman qonuni, $\sigma = 5,7 \cdot 10^{-8} \text{ Vt/m}^2\text{grad}^4$ esa, Stefan-Boltsman doimiysi deb ataladi.

Stefan-Boltsman qonuni energiyaviy yorituvchanlikni haroratga bog'liqligini ko'rsatish bilan, spektral taqsimot funksiyasini ham aniqlash imkonini beradi.

O'z navbatida, Vin elektromagnit nazariya qonunlaridan foydalanib, taqsimot funksiyasi uchun quyidagi ifodani taklif etdi:

$$f(\omega, T) = \omega^3 F\left(\frac{\omega}{T}\right), \quad (5)$$

Bu yerda $F\left(\frac{\omega}{T}\right)$ - chastotaning haroratga nisbatining noma'lum funksiyasidir.

Nurlanish spektri maksimumining to'liq uzunligini absolyut temperaturaga ko'paytmasi doimiy kattalikdir.

$$\lambda_m \cdot T = b, \quad (6)$$

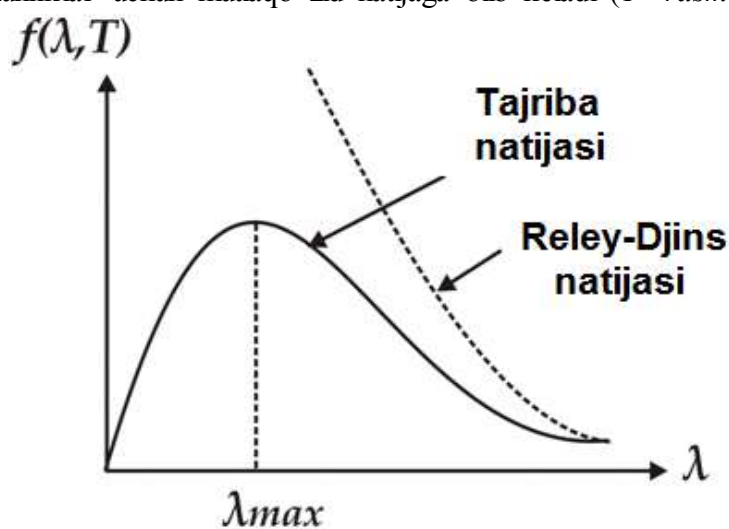
va bu ifoda *Vinning siljish qonuni* deb ataladi. Bu yerda

$$b = 2,9 \cdot 10^7 \text{ A}^0 \text{ grad} = 2,9 \cdot 10^3 \mu \cdot \text{grad}$$

Reley va Djins energiyaning erkinlik darajasi bo'yicha teng taqsimlanishini hisobga olib $f(\omega, T)$ funksiyaning aniq ko'rinishini keltirib chiqardilar.

$$f(\omega, T) = \frac{\omega^2}{4\pi^2 c^2} kT \quad \text{yoki} \quad f(\nu, T) = \frac{2\pi\nu^2}{c^2} kT, \quad (7)$$

Reley – Djins ifodasi faqat katta to'liq uzunliklarida tajriba natijalari bilan mos keladi, kichik to'liq uzunliklar uchun mutlaqo zid natijaga olib keladi (*1 - rasm*).



1 – rasm. Absolyut qora jismning nurlanish spektri.

Uzluksiz chiziqlar absolyut qora jismning tajribada olingan nurlanish spektri natijalarini, uzoq-uzoq chiziqlar Reley - Djins ifodasining hisob natijalarini bildiradi:

$$R_e = \frac{2\pi kT}{c^2} \int_0^{\infty} \nu^2 d\nu = \infty$$

$f(\omega, T) = \frac{\omega^2}{4\pi^2 c^2} kT$ ifodani ω bo'yicha yechib, 0 dan ∞ oraliqda integrallaganda energiyaviy yorituvchanlik qiymatini baholash mumkin.

M.Plank $f(\omega, T)$ funksiyaning tajriba natijalariga mos keluvchi ifodasini keltirib chiqardi. U o'z nazariyasida klassik fizika qonunlariga mos kelmaydigan ba'zi o'zgartirishlarni kiritdi, ya'ni elektromagnit nurlanish energiyasi portsiya (kvant) miqdorida tarqaladi va energiya kvanti quyidagiga teng, deb hisobladi.

$$\varepsilon = h\nu = \hbar\omega, \quad (8)$$

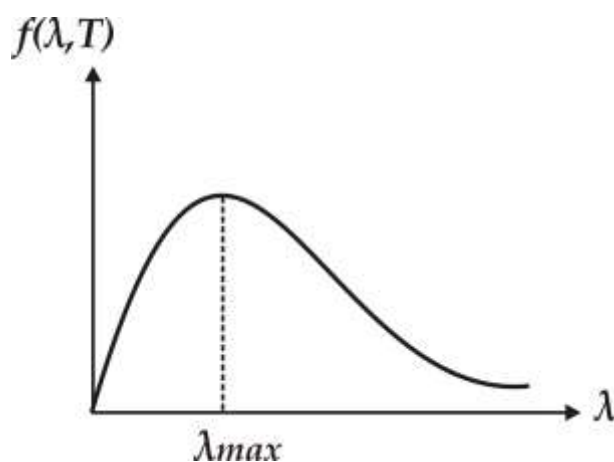
Buerda \hbar - Plank doimiysi deb ataladi.

$$\hbar = \frac{h}{2\pi} = \frac{6,67 \cdot 10^{-34}}{6,28} \approx 1,054 \cdot 10^{-34} \text{ J} \cdot \text{s}$$

Absolyut qora jismning nurlanishi uchun, Plank ifodasi chastota yoki to'liq uzunligiga bog'liq bo'lib, quyidagi tenglik bilan ifodalanadi

$$f(\omega, T) = \frac{\hbar\omega^3}{4\pi^2 c^2} \frac{1}{e^{\frac{\hbar\omega}{kT}} - 1} \quad \text{yoki} \quad \varphi(\lambda, T) = \frac{4\pi\hbar c^2}{\lambda^5} \frac{1}{e^{\frac{\hbar\omega}{kT}} - 1}, \quad (9)$$

Plank ifodasining hisob natijalari tajriba natijalari bilan katta aniqlikda bir-biriga mos keldi (2 - rasm).



2 - rasm. Absolyut qora jism nurlanish spektrining Plank ifodasi.

(9) - ifodadan Stefan-Boltsman va Vin ifodalarini oson keltirib chiqarish mumkin.

$$R_s = \int_0^{\infty} f(\omega, T) d\omega = \int_0^{\infty} \varphi(\lambda, T) d\lambda = \int_0^{\infty} \frac{4\pi^5 k^4}{15\hbar^3 c^2} T^4 = \sigma \cdot T^4, \quad (10)$$

$$\sigma = \frac{4\pi^5 k^4}{15\hbar^3 c^2} \approx 5,67 \cdot 10^{-8} \text{ Vt} / \text{m}^2 \text{ } \varrho \text{pa} \vartheta^4$$

Shunday qilib, Plank muvozanatli issiqlik nurlanishining tugallangan ifodasini nazariy keltirib chiqardi va bu kvant nazariyasining asoslaridan biri deb hisoblanadi.

Olisdan nur tarqatayotgan jismlarning yoki yuqori haroratli, qizigan jismlarning haroratini oddiy usullar bilan o'lchab bo'lmaydi.

Bunday hollarda haroratni ularning nurlanish spektriga qarab aniqlash mumkin. Jismlarning nurlanishiga qarab ularning haroratini aniqlovchi usullarning barchasi optik pirometriya va o'lchash asboblari esa, optik pirometrlar deb ataladi.

Ular ikki xil – radiatsiyaviy va optik pirometrlarga bo'linadi. Radiatsiyaviy pirometrlarda qizdirilgan jismning 0 dan ∞ bo'lgan chastota kengligida tarqalayotgan to'la issiqlik nurlanishi jamlanadi. Optik pirometrlarda nurlanish spektrining tegishli kichik qismini qabul qilish orqali jism harorati aniqlanadi.

24-MA'RUZA: KVANT MEXANIKASI ASOSLARI**REJA:**

1. Fotoeffekt
2. Tashqi fotoeffektning qonunlari va kvant nazariyasi
3. Yorug'lik bosimi
4. Kompton effekti

Fotoeffekt. Absolyut qora jismning issiqlik nurlanishini yorqin tushuntirgan Plank gipotezasi, fotoeffekt hodisasini ham tushunib yetishda o'z ifodasini topdi va u kvant nazariyasini shakllantirishda katta ahamiyatga ega bo'ldi.

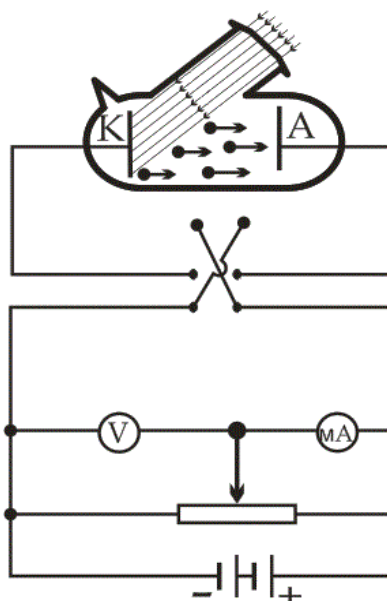
Fotoeffekt – tashqi, ichki va ventilli bo'lishi mumkin.

Elektromagnit nurlanish ta'sirida moddalardagi elektronlarning tashqariga chiqish hodisasi *tashqi fotoelektrik effekt (fotoeffekt)* deb ataladi. Tashqi fotoeffekt asosan qattiq jismlarda (metallar, yarim o'tkazgichlar, dielektriklar) hamda gazlardagi alohida atom va molekullalarda (fotoionlashish) kuzatiladi.

Fotoeffekt Gerts tomonidan 1887 yilda birinchi marta kuzatilgan. U, gazlarni uchqun chiqish davrida ultrabinafsha nurlanish bilan nurlatganda razryad jarayonining kuchayishini kuzatgan.

Fotoeffekt xodisasini birinchi marta Stoletov mukammal o'rgangan. Fotoeffekt hodisasini o'rganuvchi qurilma tuzilishi 1 - rasmda keltirilgan.

Vakuum trubkadagi K - elektrod katod deb ataladi va u tekshirilayotgan har xil metallardan tayyorlanadi. A – elektrod anod deb ataladi va metall to'rdan iborat bo'ladi. Ikkala elektrod tashqi kuchlanishga ulangan bo'lib, R o'zgaruvchan qarshilik (potentsiometr) yordamida kuchlanish qiymati va ishorasini o'zgartirish mumkin. O'rganiladigan metall (katod) monoxromatik yorug'lik bilan yoritilganda xosil bo'ladigan tokni zanjirga ulangan milliampermetr orqali o'lchash mumkin.



1 – rasm. Fotoeffekt hodisasini o'rganuvchi qurilma.

O'tkazilgan tajribalar natijalariga asoslanib, Stoletov quyidagi qonuniyatlarni o'rnatdi:

- 1) metallardagi fotoeffekt hodisasiga ultrabinafsha nurlar ko'proq ta'sir ko'rsatadi;
- 2) yorug'lik ta'sirida moddalar asosan manfiy zaryadlarni yo'qotadi;
- 3) yorug'lik ta'sirida hosil bo'ladigan tok kuchi uning jadalligiga to'g'ri proporsionaldir.

Tompson 1898 yilda yorug'lik ta'sirida chiqadigan zarrachalarning solishtirma zaryadini o'lchadi va ular elektronlardan iborat ekanligini isbotladi.



Bu odam liftni tutishga shoshilgandagi holat.

Yarim o'tkazgich yoki dielektriklarning energetik spektridagi bog'langan energetik holatlardan erkin energetik holatlarga elektromagnit nurlanish ta'sirida elektronlarning

o'tishi - *ichki fotoeffekt* deb ataladi, chunki elektronlar bir energetik holatdan yuqorigi energetik holatlarga o'tib, moddadan tashqariga chiqmaydilar.

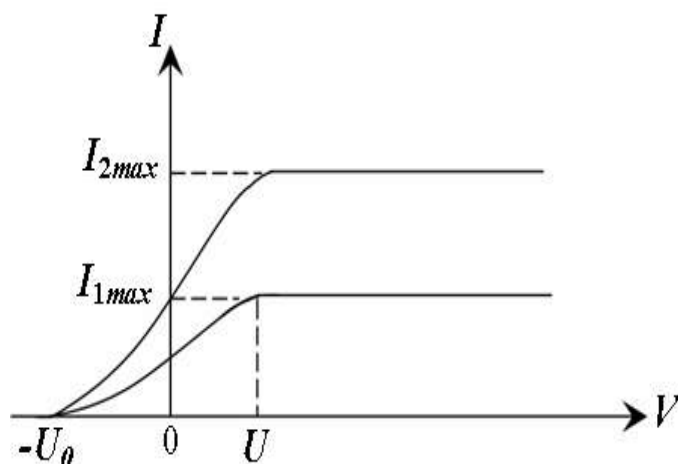


Odam eshiklarga yaqinlashganda hech qanday toqnashish xavfi bo'lmaydi.

Ikkita yarim o'tkazgich yoki metall – yarim o'tkazgich kontaktlarini yorug'lik bilan yoritilganda foto elektr yurituvchi kuch (*EYuK*) hosil bo'lish jarayoniga ventilli fotoeffekt deb ataladi. Bu hodisa quyosh energiyasini to'g'ridan - to'g'ri elektr energiyasiga aylantirish imkonini yaratib beradi.

Yorug'lik ta'sirida katod chiqaradigan elektronlar oqimi hosil qiladigan I fototokning elektrodlar orasidagi kuchlanish tushishiga bog'liqligini, ya'ni *fotoeffektning volt-ampere xarakteristikasini* (*VAX*) o'rganish mumkin.

Chastotalari bir xil, jadalliklari ikki xil yoritilganlik uchun fototokning *VAX* 2 - rasmda keltirilgan.



2 – rasm. Fotoeffektning volt – ampere xarakteristikasi.

Ikkita elektrod orasidagi kuchlanish tushishi U ortishi bilan, boshlanishda fototok asta-sekin ortaboradi, ya'ni katoddan chiqib, anodga yetib boradigan fotoelektronlar soni

oshib boradi. Egri chiziqlarning qiyalik qiyofasi katoddan elektronlar xar xil tezlikda otilib chiqishini ko'rsatadi.

Fototokning maksimal qiymati $I_{max} = I_{to'y}$, ya'ni to'yinish fototokining boshlanishi shunday U kuchlanish tushishi bilan aniqlanadiki, bunday kuchlanish tushishida katoddan chiqayotgan elektronlar anodga yetib kelishga ulguradilar:

$$I_t = en, \quad (1)$$

bu yerda n – katodning 1 sekundda chiqargan elektronlar soni.

Volt-ampere xarakteristikadan $U = 0$ bo'lganda fototok nolga aylanmasligi ko'rinib turibdi, chunki katoddan chiqayotgan ayrim elektronlar noldan farqli v boshlang'ich tezlikka ega bo'lib, ma'lum kinetik energiyaga ega bo'lganlari uchun, tashqi maydonsiz anodga yetib kela oladilar.

Fototok nolga teng bo'lishi uchun, elektronlarga ishorasi manfiy bo'lgan, elektronlarni to'xtatib qoluvchi ($-U_0$) kuchlanish qo'yish kerak. demak, $U = -U_0$

bo'lganda, hattoki v_{max} – maksimal tezlikka ega bo'lgan elektronlar ham to'xtatib qoluvchi kuchlanishni yenga olmaydilar va anodga yetib kela olmaydilar, natijada fototok nolga aylanadi.



Chunki bu holatda odam gavdasining biror qismi eshiklar orasiga kelganda ular mo'jizaviy tarzda o'z-o'zidan orqaga qaytadi.

Berilgan katod moddasi va yorug'lik nuri chastotasi uchun to'xtatib qoluvchi – U_0 kuchlanishni o'lchash, katoddan chiqayotgan fotoelektronlarning tezligi va kinetik energiyasi qiymatlarini aniqlash imkonini beradi:

$$\frac{mv_{max}^2}{2} = eU_0, \quad (2)$$

Har xil katod materiallari uchun, katodga tushayotgan yorug'likning chastotasi va har xil yoritilganlik jadalliklarida olingan fotoeffekt VAX natijalariga asosan quyidagi uchta fotoeffekt qonunlari o'rnatildi:

1. Stoletov qonuni. Katodga tushayotgan yorug'likning belgilangan chastotasida, birlik vaqtda katoddan ajralib chiqayotgan fotoelektronlar soni yorug'lik jadalligiga proporsionaldir;

2. Fotoelektronlar boshlang'ich tezligining maksimal qiymati katodga tushayotgan yorug'lik jadalligiga bog'liq bo'lmay, faqat ν chastotaga bog'liq bo'lib, uning oshishi bilan chiziqli o'sib boradi;

3. Har bir modda uchun fotoeffektning «qizil chegarasi» mavjud, ya'ni yorug'likning ν_0 – minimal chastotasi mavjud bo'lib, bu chastotada yorug'likning istalgan jadalligida fotoeffekt kuzatiladi.



Ko'p odamlar bilishadi, liftlarning elektr ko'zi bor, ular eshik orasiga kelgan barcha narsani sezishadi.

Bu qonunlarni tushuntirish uchun **Eynshteyn 1905 yilda** fotoeffektning kvant nazariyasini ishlab chiqdi. Bu nazariyada, ν chastotali yorug'lik nurlanishda ham, tarqalishda ham va moddalarda yutilishda ham alohida energiya portsiyalari

$$\varepsilon_0 = h\nu$$

orqali namoyon bo'ladi. Shunday qilib, yorug'lik tarqalishini uzluksiz to'lqin jarayoni deb tasavvur qilmay, uni fazoda diskret yorug'lik kvantlari oqimi sifatida, vakuumda esa s tarqalish tezligi bilan harakatlanadi, deb hisoblash kerak. Bu elektromagnit nurlanish kvantlari fotonlar deb ataladi.



Lekin judayam kam odamlar bu oddiy moslama ortida fizik prinsiplar borligini anglab yetadi, bu uskuna zamonaviy fizikaning tuzilishlaridan biridir.

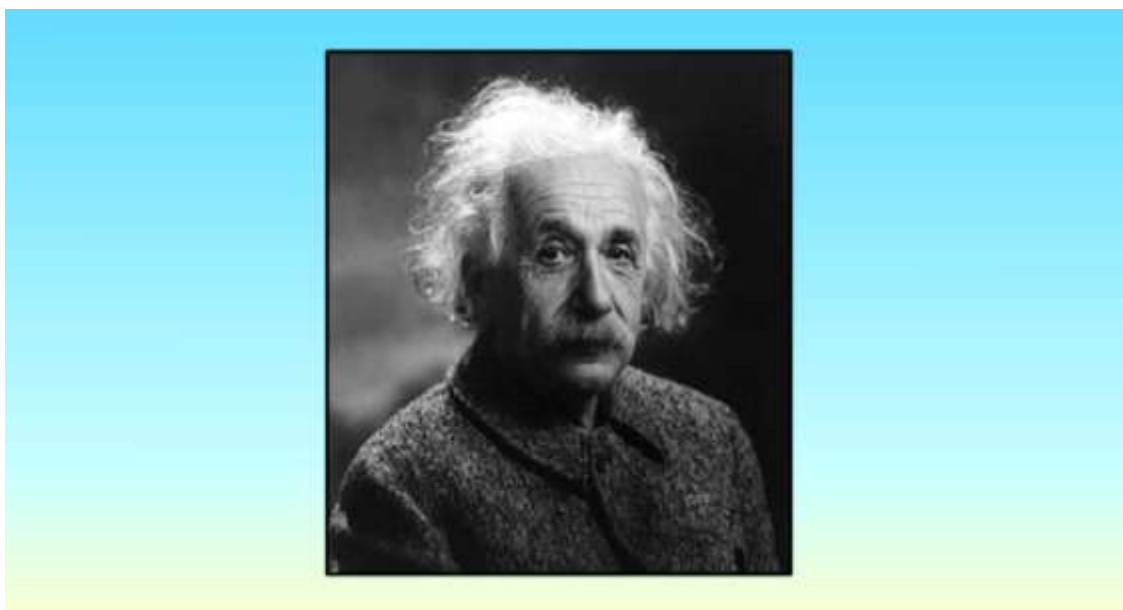
Kvant nazariyasiga asosan, har bir kvantni faqat bitta elektron yutishi mumkin. Shu sababli, yorug'lik ta'sirida katoddan ajralib chiqqan fotoelektronlar yorug'lik jadalligiga proporsionaldir (fotoeffektning I qonuni).

Katodga tushayotgan foton energiyasi elektronni metallardan chiqish ishini (A) yengishga va chiqayotgan fotoelektronga $m\nu_{\max}^2 / 2$ kinetik energiya berishga sarf bo'ladi.

$$h\nu = A + \frac{m\nu_{\max}^2}{2}, \quad (3)$$

Bu ifoda tashqi *fotoeffektning Eynshteyn tenglamasi* deb ataladi va fotoeffektning II va III qonunlarini tushuntira oladi.

Eynshteyn tenglamasidan, fotoelektronning maksimal kinetik energiyasi tushayotgan nurlanish chastotasi oshishi bilan chiziqli o'sib borishi va nurlanish jadalligiga bog'liq emasligi ko'rinib turibdi.



Va bu Eynshteynga Nobel mukofotini olib kelgan.

Yorug'lik chastotasi kamayishi bilan fotoelektronning kinetik energiyasi pasayib, qandaydir kichik chastotada $\nu = \nu_0$ fotoeffekt kuzatilmaydi:

$$\nu_0 = \frac{A}{h}, \quad (4)$$

Ana shu ν_0 chastota berilgan metall uchun *fotoeffektning «qizil chegarasi»* bo'ladi va faqat elektronning chiqish ishiga bog'liq bo'ladi.

(2) -, (3) – va (4) – ifodalardan quyidagiga ega bo'lamiz:

$$eU_0 = h(\nu - \nu_0), \quad (5)$$

Yorug'lik bosimi. Eynshteynning yorug'lik kvantlari to'g'risidagi gipotezasiga asosan, yorug'lik diskret energiya portsiyalari – *fotonlar* sifatida nurlanadi, yutiladi va fazoda tarqaladi.

Foton energiyasi $\varepsilon_0 = h\nu$ ga teng. Foton massasini uning energiyasi orqali ifodalash mumkin:

$$m_\gamma = \frac{h\nu}{c^2}, \quad (1)$$

Fotonni elementar zarracha deb hisoblasak, s yorug'lik tezligi bilan tarqalishi sababli, turg'un massasini nolga teng, deb hisoblash mumkin.

Fotonning impulsi

$$P_\gamma = \frac{\varepsilon_0}{c} = \frac{h\nu}{c}, \quad (2)$$

ga teng.

Fotonning massasi, impulsi va energiyasi uning korpuskulyar xususiyatini belgilaydi, ν - chastotasi esa, yorug'likning to'liq xususiyatini belgilaydi.

Foton, agarda impulsiga ega bo'lsa, u holda jismga tushayotgan yorug'lik unga bosim ta'sirini o'tkazadi, chunki foton sirtga urilganda, unga o'z impulsini uzatadi.

Jism sirtiga ν chastotali monoxromatik yorug'lik nuri tushayotgan bo'lsin. Agarda birlik sirt yuzasiga birlik vaqtda N ta foton tushsa, jism sirtining ρ - qaytarish koeffitsientiga asosan ρN fotonlar qaytadi, $(1 - \rho)N$ fotonlar esa jismda yutiladi.

Har bir yutilgan foton sirtga $P_\gamma = \frac{h\nu}{c}$ impuls uzatadi, qaytgan foton esa

$$2P_\gamma = \frac{2h\nu}{c}$$

impuls uzatadi. U holda sirtga ta'sir etuvchi bosim quyidagiga teng bo'ladi:

$$P = \frac{2h\nu}{c} \rho N + \frac{h\nu}{c} (1 - \rho)N$$

$$P = (1 + \rho) \frac{h\nu}{c} N$$

bu yerda $h\nu$ bitta fotonning energiyasi bo'lgani uchun,

$$Nh\nu = E$$

barcha fotonlarning energiyasi bo'ladi yoki sirtga tushayotgan yoritilganlik energiyasi bo'ladi.

Bu yerda $\frac{E_e}{c} = W$ - nurlanish energiyasining *hajmiy zichligi* deb ataladi.

Shuning uchun, yorug'lik sirtga normal tushishida hosil qilgan bosimi

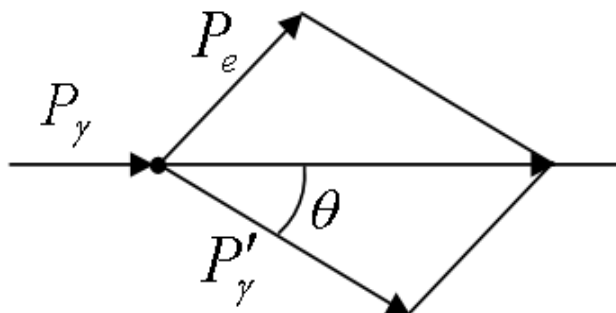
$$P = \frac{E_e}{c} (1 + \rho) = W(1 + \rho) \quad , \quad (3)$$

ga teng bo'ladi.

Kompton effekt. 1923 yilda Kompton rentgen nurlarining turli moddalarda sochilishini o'rganib, sochilayotgan nurlarning to'liq uzunligi tushayotgan nurlar to'liq uzunligidan katta ekanligini aniqladi.

$$\Delta\lambda = \lambda' - \lambda = 2\lambda_0 \sin^2 \frac{\theta}{2} \quad , \quad (1)$$

bu yerda λ - tushayotgan rentgen nurining to'liq uzunligi, λ' - sochilgan nurlar to'liq uzunligi, θ - sochilgan nur bilan tushuvchi nur orasidagi burchakdir (3 - rasm) $\lambda_0 = 0,0242 \text{ \AA}$ nurning tabiati va to'liq uzunligiga bog'liq bo'lmagan o'zgarmas kattalikdir.



3– rasm. Fotoni moddaning erkin elektroni bilan to‘qnashishi.

Ultraqisqa to‘lqinli elektromagnit nurlanishning moddalardagi erkin elektronlarda, to‘lqin uzunligi oshishi bilan bog‘liq elastik sochilishi – *Kompton effekti* deb ataladi.

Korpuskulyar xususiyatiga ega bo‘lgan fotonlar moddalarning erkin elektronlari bilan elastik to‘qnashishida, foton elektronga, energiya va impulsning saqlanish qonuniga asosan, o‘zining energiya va impulsining bir qismini uzatadi.

Moddaga tushayotgan fotonning energiya va impuls

$$\varepsilon_{\gamma} = h\nu \quad , \quad P_{\gamma} = \frac{h\nu}{c}$$

ga teng. Tinch holatda turgan elektronning energiyasi $W_0 = mc^2$ ga teng.

Foton elektron bilan to‘qnashganda energiya va impulsining bir qismini berib θ burchak ostida sochiladi. Sochilayotgan foton energiya va impuls quyidagiga teng bo‘ladi:

$$\varepsilon'_{\gamma} = h\nu' \quad , \quad P'_{\gamma} = \frac{h\nu'}{c}$$

Sochilayotgan fotonning energiyasi ε'_{γ} va ν' chastotasi kamaygani uchun, uning to‘lqin uzunligi λ oshadi. Tinch holatda turgan elektron $p_e = mU$ impuls va $W = mc^2$ energiyaga ega bo‘lib, elastik to‘qnashish hisobiga harakatga keladi.

Energiyaning saqlanish qonuniga asosan

$$mc^2 + h\nu = mc^2 + h\nu' \quad , \quad (2)$$

ga ega bo‘lamiz. Impulsning saqlanish qonuniga asosan

$$(mU)^2 = \left(\frac{h\nu}{c}\right)^2 + \left(\frac{h\nu'}{c}\right)^2 - 2\frac{h^2}{c^2}\nu\nu'\cos\theta$$

ga ega bo‘lamiz.

$$\nu = \frac{c}{\lambda} \quad , \quad \nu' = \frac{c}{\lambda'} \quad \text{va} \quad \Delta\lambda = \lambda' - \lambda \quad \text{ekanligini hisobga olib}$$

$$\Delta\lambda = \frac{h}{m_0 c} (1 - \cos\theta) = \frac{2h}{m_0 c} \sin^2 \frac{\theta}{2}, \quad (4)$$

to'liqin uzunliklari farqi ifodasiga ega bo'lamiz. Bu yerda

$$\lambda_0 = \frac{h}{m_0 c} = 0,0242 \text{ \AA}$$

ga tengdir.

25-MA'RUZA: KVANT MEXANIKASI ASOSLARI**REJA:**

1. Modda zarrachalarining korpuskulyar – tulqin dualizm tabiati
2. De-Broyl to'liqining fizik ma'nosi
3. Geyzenberg noaniqliklar munosabati
4. To'liqin funksiyasi va uning statik ma'nosi

De Broyl to'liqining fizik ma'nosi. Ma'lum v 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:

$$v_{\text{faz}} = \frac{\omega}{k} = \frac{\hbar\omega}{\hbar k} = \frac{E}{p} = \frac{mc^2}{mv} = \frac{c^2}{v}$$

Bu yerda $E = \hbar\omega$, $p = \hbar k$ va $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ - to'liqin soni. $c > v$ bo'lgani uchun, de

Broyl to'liqining fazaviy tezligi, yorug'likning vakuumdagi tezligidan kattadir.

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

Guruhli tezlikni quyidagicha ifodalash mumkin.

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

Erkin zarracha energiyasi

$$E = \sqrt{m_0^2 c^4 + p^2 c^2},$$

ga teng bo'lgani uchun

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

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

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

o'sha fotonning tezligiga tengdir.

De Broyl to'qlini dispersiya hodisasiga bo'ysunadi, ya'ni to'qlin tezligi to'qlin uzunligiga bog'liq bo'ladi.

To'qlinning fazaviy tezligini erkin zarrachaning energiyasi orqali ifodalasak

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

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

Geyzenberg noaniqliqlarining munosabati

Modda zarrachalarining ikkiyoqlamalik korpuskulyar – to'qlin tabiatiga asosan, ularga zarrachaning yoki to'qlinning barcha xususiyatlarini belgilash mumkin emas. Shu sababli, mikrozzarrachalar xususiyatlarini o'rganishda klassik mexanika tushunchalariga ayrim cheklashlar kiritish zarur bo'ladi.

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

To'qlin xususiyatiga ega bo'lgan mikrozzarrachalar klassik zarrachalardan butunlay farqlanadilar. To'qlin xususiyatiga ega bo'lgan mikrozzarrachaning bir aniq traektoriya bo'yicha harakatlanishida, uning aniq koordinatasi va impulsini to'g'risida so'z yuritish mumkin emas.

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

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

Mikrozzarrachalar koordinatalari va impulsari noaniqliklarining o'zaro nisbatlari quyidagi shartlarni qanoatlantiradilar:

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

Mikrozzarracha koordinatalari va ularga mos impulsining proektsiyalari noaniqliklari ko'paytmalari h dan kichik bo'lmaydi.

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

$$\Delta p_x \rightarrow \infty$$

butunlay noaniq bo'ladi.

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

Klassik mexanikada zarracha koordinatalari va impulsini xohlagan aniqlikda o'lchash mumkin bo'lsa, noaniqlik munosabati mikrozarrahalariga klassik mexanikani qo'llashning kvant cheklanishini ko'rsatadi.

Noaniqlik munosabatini quyidagi ko'rinishda ifodalaymiz:

$$\Delta x \Delta v_x \geq \frac{h}{m},$$

Bu ifodadan, zarracha massasi qancha katta bo'lsa, uning tezligi va koordinatalari noaniqligi shuncha kichik bo'ladi. Bu zarrachaga katta aniqlikda traektoriya tushunchasini qo'llash mumkin bo'ladi.

Masalan, massasi 10^{-12} kg va chiziqli o'lchamlari 10^{-6} m bo'lgan changcha koordinatasi, uning o'lchamiga nisbatan 0,01 aniqlikda o'lchansa ($\Delta x = 10^{-8}$ m), (86.2) – ifodaga asosan, tezlik noaniqligi

$$\Delta v_x = \frac{6,62 \cdot 10^{-34}}{10^{-8} \cdot 10^{-12}} \text{ m/s} \approx 6,62 \cdot 10^{-14} \text{ m/s}$$

Qiyamati 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'lsa, bu holda koordinata noaniqligi

$$\Delta x = \frac{h}{m \Delta v_x} = \frac{6,62 \cdot 10^{-34}}{9,11 \cdot 10^{-31} \cdot 10^4} = 7,27 \cdot 10^{-8} \text{ m}$$

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

Vodorod atomi atrofida elektron 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 hol 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 ham noaniqlik munosabati mavjud

$$\Delta E \cdot \Delta t > h,$$

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

$$\Delta E \geq h/\Delta t$$

tizimning o'rtacha yashash vaqti kamayishi bilan oshib boradi.

To'lqin funksiyasi va uning statistik ma'nosi. 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 difraktsiya manzaralarini taqqoslab ko'ramiz.

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

$$I \sim A^2$$

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

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

Mikrozarrachalar uchun kuzatiladigan difraktsiyaviy manzara, har xil yo'nalishlarda sochilgan va qaytgan mikrozarrachalar oqimining notekis taqsimlanishi bilan xarakterlanadi. Difraktsiyaviy 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 difraktsiyaviy manzara statistik (ehtimollik) qonuniyatdan iborat bo'ladi.

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

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

(x, y, z, t) kattalik - ψ funktsiya yoki to'liq funktsiyasi deb ataladi. Ehtimollik amplitudasi mavhum bo'lishi mumkinligi uchun, W – ehtimollik to'liq funktsiyasi modulining kvadratiga proporsionaldir:

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

Bu yerda $|\psi|^2 = \psi \cdot \psi^*$, ψ^* – ψ funktsiyaga mos mavhum funktsiyadir.

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

Kvant mexanikasida, mikrozarrahalar holatini ta'riflovchi to'liq funktsiya zarrachalarning korpuskulyar va to'liq xususiyatlarini o'zida aks ettiruvchi funktsiyadir.

dV hajm elementida zarrachani topish ehtimolligi

$$dw = |\psi|^2 dV,$$

ga teng. Bu yerda

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

ehtimollik zichligini belgilaydi.

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

Chegaralangan hajmda – V , t vaqt momentida zarrachani topish ehtimolligi

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

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

$$\int_{-\infty}^{+\infty} |\psi|^2 dV = 1,$$

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

To'liq funktsiyasi superpozitsiya printsipini qanoatlantiradi. Agarda, tizim $\psi_1, \psi_2, \dots, \psi_n$ to'liq funktsiyalari bilan ifodalanadigan har xil holatlarda bo'lsa, uning umumiy holatini quyidagicha ta'riflash mumkin.

$$\psi = \sum_n c_n \psi_n$$

bu yerda c_n ($n = 1, 2, \dots$) - ixtiyoriy kompleks sonlardan iborat bo'ladi. Demak, kvant mexanikasida to'liq funktsiyalarini (ehtimollik amplitudalarini) qo'shish mumkin. Klassik statistikada bir-biriga bog'liq bo'lmagan hodisalar uchun ehtimolliklarni qo'shish teoremasi qo'llaniladi.

Mikrozarrachalar holatining asosiy xarakteristikasi bo'lgan ψ to'liq funktsiyasi, kvant mexanikasida holatlarga tegishli fizikaviy kattaliklarning o'rtacha qiymatini hisoblash imkoniyatini beradi.

Masalan, elektronning yadrodan qanday o'rtacha masofada $\langle r \rangle$ bo'lishini quyidagi ifoda orqali hisoblash mumkin:

$$\langle r \rangle = \int_{-\infty}^{+\infty} r |\psi|^2 dV$$

26-MA'RUZA: KVANT MEXANIKASI ASOSLARI

Reja:

1. Shredinger tenglamasi
2. Erkin zarrachaning harakati
3. Zarrachaning cheksiz chuqur potentsial chuqurlikdagi holati
4. Zarrachaning potentsial to'siqdan o'tishi - tunnel effekti

De Broyl to'liqlarini va Geyzenberg noaniqlik munosabatlarini izohlash quyidagi fikrga olib keldi:

kvant mexanikasida mikrozarrachalarning har xil kuch maydonlaridagi harakatini ta'riflovchi harakat tenglamasi zarrachalarning to'liq xususiyatini yoritib berishi zarur bo'ladi.

Asosiy tenglama $\psi(x, y, z, t)$ to'liq funktsiyasiga nisbatan va elektromagnit to'liqlarni xarakterlovchi to'liq tenglamasiga o'xshash bo'lishi kerak. Bunday tenglama Shredingerning umumiy tenglamasi deb ataladi va quyidagi ko'rinishga ega bo'ladi:

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \Delta \psi + U(x, y, z, t) \psi = i\hbar \frac{\partial \psi}{\partial t}$$

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 potentsial funktsiyasi, $\psi(x, y, z, t)$ – zarrachaning to'liq funktsiyasi. Bu ifoda vaqtga bog'liq bo'lgan **Shredinger tenglamasi** deb ataladi.

Mikrodunyoda sodir bo'ladigan ko'p fizikaviy hodisalar uchun, bu tenglamani, vaqtga bog'liqligidan chiqarib, soddalashtirish mumkin. bu holda Shredinger tenglamasi energiya qiymatlari belgilangan bo'lgan stantsionar holatlarga to'g'ri keladi, ya'ni zarracha harakatlanayotgan kuch maydoni o'zgarmas bo'lishi kerak $U(x, y, z, t)$. Shredinger tenglamasining yechimi - bittasi koordinataga bog'liq bo'lgan, ikkinchisi vaqtga bog'liq bo'lgan funktsiyalar ko'paymasidan iborat bo'ladi

$$\psi(x, y, z, t) = \psi(x, y, z) e^{-i \frac{E}{\hbar} t}$$

bu yerda E – zarrachaning to'la energiyasi, U o'zgarmas maydon uchun o'zgarmas kattalikdir. (27.2) – ifodani Shredinger tenglamasiga qo'ysak

$$-\frac{\hbar^2}{2m} e^{-i \frac{E}{\hbar} t} \Delta \psi + U \psi e^{-i \frac{E}{\hbar} t} = i \hbar \left(-i \frac{E}{\hbar} t \right) \psi e^{-i \frac{E}{\hbar} t}$$

ga ega bo'lamiz. Tenglamaning ikki tarafini $e^{-i \frac{E}{\hbar} t}$ ga bo'lsak, quyidagini keltirib chiqaramiz:

$$\Delta \psi + \frac{2m}{\hbar^2} (E - U) \psi = 0$$

bu ifoda stantsionar holatlar uchun **Shredinger tenglamasi** deb ataladi.

Differentsial tenglamalar nazariyasida bu tenglama behisob yechimlarga ega, ammo ular orasida fizikaviy ma'noga ega bo'lganini, chegaraviy shartlar qo'yilganda aniqlanadi.

Shredinger tenglamasi uchun bunday chegaraviy shartlar quyidagilar bo'lishi mumkin:

to'liq funktsiyasi davriyligi;

to'liq funktsiyasining chekliligi, aniqligi va uzluksizligi (birinchi hosilasi ham).

Demak, ψ - davriy funktsiyaga javob beradigan yechimlargina haqiqiy fizikaviy ma'noga ega bo'ladi. Bu yechimlar to'la energiyaning barcha qiymatlarida emas, balki qo'yilgan masalaga tegishli ayrim qiymatlarida o'rinli bo'ladi va energiyaning bunday qiymatlari – xususiy yechimlar deb ataladi.

Xususiy qiymatlarga mos bo'lgan funktsiyalar xususiy funktsiyalar deb ataladi.

Erkin zarrachaning harakatida ($U(x) = 0$) uning to'la energiyasi kinetik energiya bilan mos tushadi. X o'qi bo'ylab harakatlanayotgan erkin zarracha statsionar holati uchun Shredinger tenglamasi quyidagi ko'rinishga ega bo'ladi:

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{2m}{\hbar^2} E \psi = 0,$$

Bu tenglamaning xususiy yechimi quyidagi funktsiyadan iboratdir:

$$\psi(x) = A e^{ikx}$$

bu yerda $A = \text{const}$, $k = \text{const}$. Energiyaning xususiy qiymatlari

$$E = \frac{\hbar^2 k^2}{2m},$$

dan iborat bo'ladi.

$$\psi(x) = A e^{ikx} = A e^{\frac{i}{\hbar} \sqrt{2mE} x}$$

- funktsiya $\psi(x, t)$ to'liq funktsiyaning koordinataga tegishli qismidir.

Erkin zarracha harakatining vaqtga bog'liq to'liq funktsiyasi quyidagidan iborat:

$$\psi(x, t) = A^{-i\omega t + ikx} = A^{-\frac{i}{\hbar}(Et - P_x x)},$$

bu yerda

$$\omega = \frac{E}{\hbar} \text{ va } k = \frac{P_x}{\hbar}$$

Vaqtga bog'liq funktsiya de Broylning yassi monoxramatik to'liqidir.

Energiyaning xususiy qiymatlari ifodasidan energiyaning impulsga bog'liqligini o'rnatishimiz mumkin

$$E = \frac{\hbar^2 k^2}{2m} = \frac{P_x^2}{2m}$$

Erkin zarrachaning energiyasi istalgan qiymatlarni qabul qilishi mumkin, ya'ni uning energetik spektri uzluksiz bo'ladi.

Shunday qilib erkin kvant zarracha de Broylning yassi monoxromatik to'liqini bilan ifodalanadi. Bu holda fazoning berilgan nuqtasida vaqtga bog'liq bo'lmagan zarrachani bo'lish ehtimolligi zichligi quyidagiga teng bo'ladi:

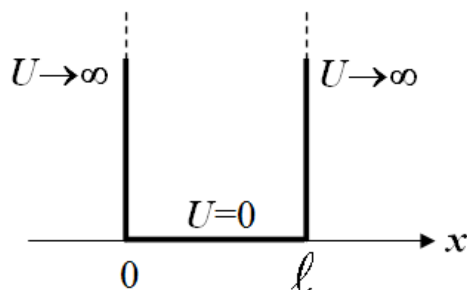
$$|\psi|^2 = \psi\psi^* = |A|^2$$

va istalgan nuqталarda o'zgarmas bo'ladi.

Devorlari cheksiz baland bo'lgan potentsial chuqurlikdagi zarrachaning holati. Bunday chuqurlik quyidagi potentsial energiya bilan ifodalanadi (*1 - rasm*):

$$U(x) = \begin{cases} \infty, & x < 0, \\ 0, & 0 \leq x \leq \ell, \\ \infty, & x > \ell. \end{cases}$$

bu yerda ℓ - chuqurlik kengligi, zarracha energiyasining hisob boshi potentsial chuqurlik tubida yotadi.



1 - rasm. Devorlari cheksiz baland bo'lgan potentsial chuqurlik

Statsionar holat uchun Shredinger tenglamasi bir o'lchamli masalalarda quyidagi ko'rinishga ega bo'ladi:

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{2m}{\hbar^2} (E - U)\psi = 0,$$

Chuqurlik ichida Shredinger tenglamasi quyidagi ko'rinishni oladi:

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{2m}{\hbar^2} E\psi = 0$$

yoki

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + k^2 \psi = 0,$$

bu yerda $k^2 = \frac{2m}{\hbar^2} E$ ga teng.

Differentsial tenglamaning umumiy yechimi quyidagicha ifodalanadi:

$$\psi(x) = A \sin kx + B \cos kx$$

Chegaraviy shart $\psi(0) = 0$ bo'lgani uchun $V = 0$. U holda

$$\psi(x) = A \sin kx,$$

$$\psi(\ell) = A \sin k\ell = 0$$

shart faqat quyidagi hollarda bajariladi

$$k\ell = n\pi$$

Bu yerda n – butun sonlar,

$$k = \frac{n\pi}{\ell},$$

zarracha energiyasining xususiy qiymatlari

$$E_n = \frac{n^2 \pi^2 \hbar^2}{2m\ell^2} \quad (n = 1, 2, 3, \dots),$$

ga teng bo'ladi. Energiyaning kvantlangan qiymatlari energetik sathlar deb ataladi, bu energetik sathlarni belilovchi n son bosh kvant soni deb ataladi.

(29.4) – ifodaga, to'liq sonining qiymatini qo'ysak, funktsiyaning xususiy qiymatini topamiz:

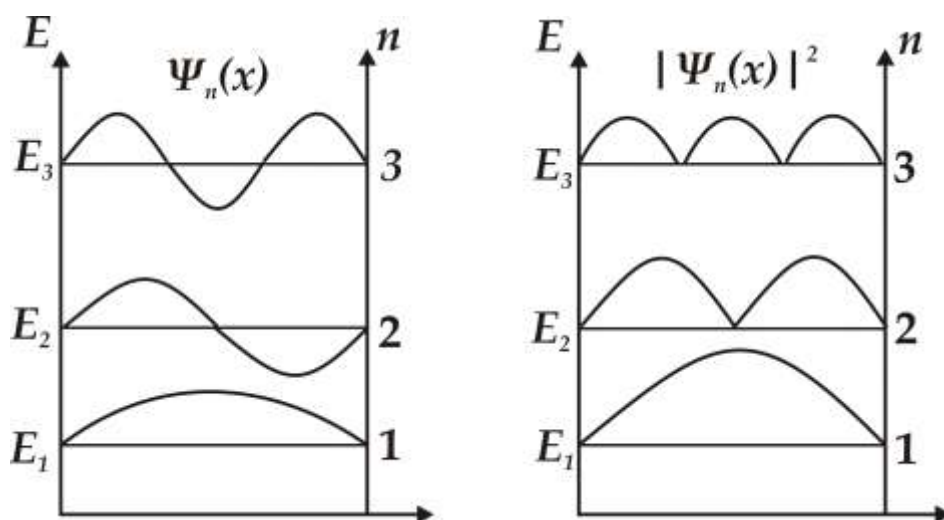
$$\psi(x) = A \sin \frac{n\pi}{\ell} x$$

Normallashtirish shartidan integrallashning doimiysini (A) topish mumkin

$$A^2 \int_0^{\ell} \sin^2 \frac{n\pi}{\ell} x dx = 1$$

bu erda $A = \sqrt{\frac{2}{\ell}}$ ga teng, xususiy funktsiyalar ko'rinishi quyidagicha bo'ladi:

$$\psi_n(x) = \sqrt{\frac{2}{\ell}} \sin \frac{n\pi}{\ell} x \quad (n = 1, 2, 3, \dots),$$



2 - rasmda xususiy funktsiyalar va ularga mos energiyalarning $n = 1, 2, 3$ sonlarga mos grafiklari keltirilgan.

Rasmdan, $n = 2$ bo'lganda zarrachani chuqurlik o'rtasida bo'lish ehtimolligi nolga teng.

Ikkita energetik sathlar orasidagi energetik masofa quyidagiga teng bo'ladi:

$$\Delta E_n = E_{n+1} - E_n = \frac{\pi^2 \hbar^2}{2m\ell^2} (2n+1) \approx \frac{\pi^2 \hbar^2}{m\ell^2} n,$$

Misol uchun, chuqurlik kengligi $\ell = 10^{-10} \text{ m}$ bo'lganda elektronning qo'shni sohalardagi energetik farqi

$$\Delta E_n \approx 10^{-35} \text{ n} \cdot \text{G} \approx 10^{-16} \text{ n} \cdot \text{eV}$$

ga teng bo'ladi. Demak energetik sathlar bir-biriga juda yaqin joylashgandir.

Agarda potentsial chuqurlik kengligi atom o'lchamlariga yaqin bo'lsa, $\ell = 10^{-10} \text{ m}$ elektron uchun

$$\Delta E_n \approx 10^{-7} \text{ n} \cdot \text{G} \approx 10^2 \text{ n} \cdot \text{eV} \quad \text{bo'ladi.}$$

27-MA'RUZA: KVANT MEXANIKASI ASOSLARI

Reja:

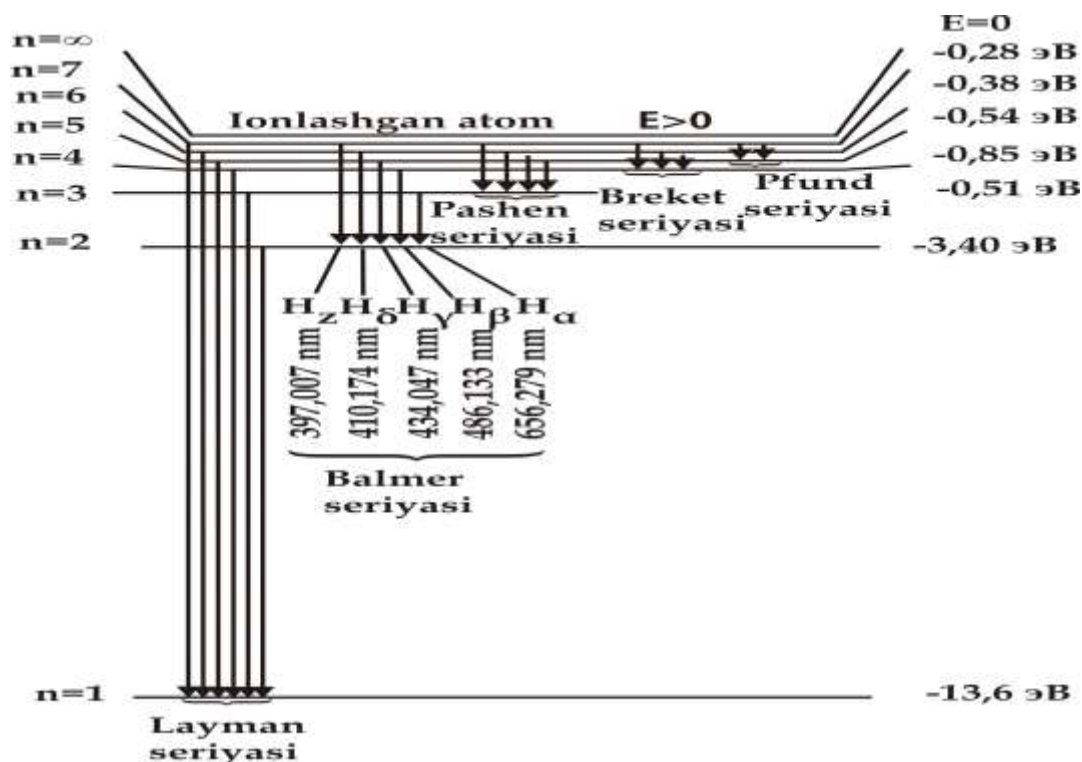
1. Vodorod atomi
2. Kvant sonlar
3. Energiya va impulsning kvantlanishi
4. Pauli printsiipi
5. Atomlarda elektronlarning energetik sathlar bo'yicha taqsimoti

Siyraklashgan gaz yoki parlar ko'rinishidagi yakkalangan atomlar ma'lum temperaturalarda alohida spektral chiziqlardan iborat spektr chiqaradi. Shu sababli, atomlarning chiqargan spektrini chiziqli spektrlar deb atashadi. Vodorod atomining spektri batafsil o'rganilgan (*1-rasm*).

Shveysariya fizigi M. Balmer o'sha davrgacha ma'lum bo'lgan vodorod atomining spektral chiziqlarini ifodalash uchun quyidagi empirik ifodani keltirib chiqardi:

$$\frac{1}{\lambda} = R' \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad (n = 3, 4, 5, \dots),$$

bu yerda $R' = 1,1107 \text{ m}^{-1}$ – Ridberg doimiysidir.



1-rasm. Vodorod atomining chiziqli spektrlari

$\nu = \frac{c}{\lambda}$ ekanligini hisobga olsak, (1) - ifodani chastotalar uchun quyidagicha yozish mumkin:

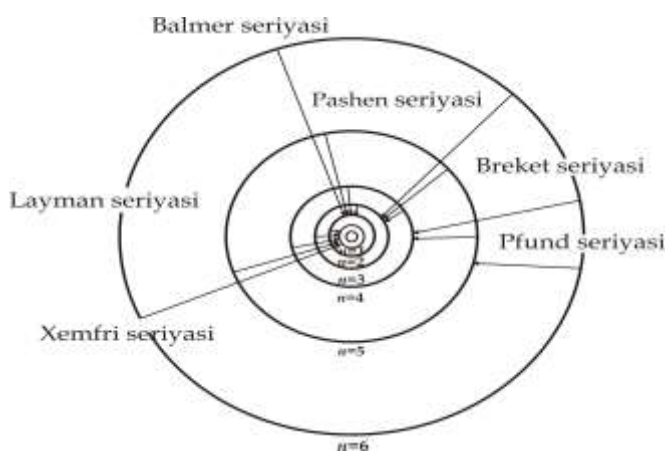
$$\nu = R \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad (n = 3, 4, 5, \dots),$$

bu yerda $R = R' c = 3,29 \cdot 10^{15} \text{ c}^{-1}$ ham **Ridberg doimiysidir**.

(1.1) va (1.2) ifodalardan, n ning turli qiymatlari bilan farq qiluvchi spektr chiziqlari guruhini yoki seriyasini hosil qilish mumkinligi ko'rinib turibdi va ular Balmer seriyalari deb ataladi. n koeffitsient oshib borishi bilan, chiziqli seriyalar bir-biriga yaqinlashadi, n cheksiz qiymat Balmer seriyasining chegarasini belgilaydi.

Vodorod atomlari chiqargan spektrni batafsil o'rganish natijasida boshqa seriyalar ham topildi (*1 - rasm*). Spektrning ultrabinafsha sohasida kuzatilgan seriya Layman seriyasi deb ataladi.

$$\nu = R \left(\frac{1}{1^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad (n = 2, 3, 4, 5, \dots)$$



2-rasm. Chiziqli spektrlarning elektron qobiqlarga bog'liqligi

Spektrning infraqizil sohasida esa quyidagi seriyalar topildi:

Pashen seriyasi $\nu = R \left(\frac{1}{3^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad (n = 4, 5, 6, \dots)$;

$$\text{Breket seryasi } \nu = R \left(\frac{1}{4^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad (n = 5, 6, 7, \dots);$$

$$\text{Pfund seryasi } \nu = R \left(\frac{1}{5^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad (n = 6, 7, 8, \dots);$$

$$\text{Xemfri seryasi } \nu = R \left(\frac{1}{6^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad (n = 7, 8, 9, \dots).$$

Vodorod spektrida kuzatilgan barcha seriyalarni Balmerning umumlashgan ifodasi orqali ifodalash mumkin:

$$\nu = R \left(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2} \right),$$

Bu yerda $m = 1, 2, 3, 4, 5, 6$ – butun sonlar seriyalar tartibini belgilaydi, $n = m+1, m+2, m+3, \dots$ butun sonlar seriyadagi alohida chiziqlarni belgilaydi (168– rasm).

Murakkab spektrlarni o'rganish, ular qonuniyatlariga bo'ysunmay joylashadigan chiziqlardan iborat ekanligini ko'rsatdi.

Yuqorida keltirilgan chizikli spektrlar, Ridberg doimiysining umumiyliigi kuzatilgan qonuniyatlar chuqur fizikaviy ma'noga ega ekanligini va uni tushuntirishga klassik fizika ojiz ekanligini bildirdi.

Bor postulatları

1913 yilda Daniyalik fizik N.Bor atomga bog'liq xususiyatlarni tushunib yetishga urinib ko'rdi. U chizikli spektrlarning empirik qonuniyatlarini, Rezerfordning atom yadroviy modelini va yorug'likning nurlanishi va yutilishining kvant xarakterini (bir butun) yaxlit qilib bog'lashga harakat qildi. Bor nazariyasi asosi ikkita postulattan iborat.

Borning birinchi postulati: statsionar holatlarda atom energiyani nurlatmaydi. Bunda, elektron doiraviy orbitada harakatlanib, quyidagi shartni qanoatlantiradigan impuls momentining diskret - kvantlangan qiymatlariga ega bo'ladi:

$$m \nu r_n = n \hbar \quad (n = 1, 2, 3, \dots),$$

Bu yerda m – elektron massasi, ν – radiusi r_n , bo'lgan n - orbitadagi elektronning tezligi, $\hbar = h/2\pi$.

Borning ikkinchi postulati: atomning energiyani yutishi va nurlashi bir statsionar holatdan ikkinchisiga o'tishida sodir bo'ladi.

$$h\nu = E_n - E_m,$$

Bu yerda, $h\nu$ – nurlangan yoki yutilgan kvant energiyasi, $E_n > E_m$, bo'lganda kvant nurlanishi sodir bo'ladi.

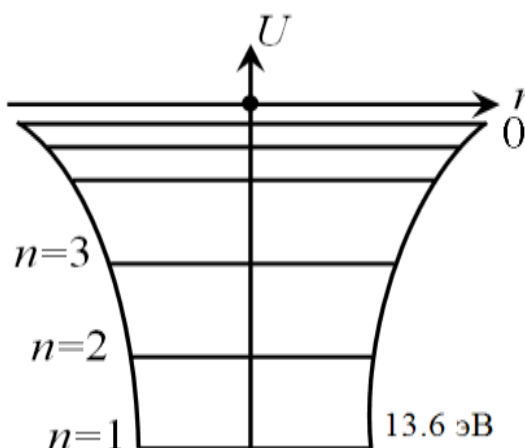
$E_n < E_m$ bo'lganda kvant yutiladi.

Vodorod atomi. Kvant sonlanlari

Eng sodda bo'lgan vodorod atomini ko'ramiz (169 - rasm). Vodorod atomining potentsial chuqurligida elektron manfiy energiyaga ega:

$$U = -\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{e^2}{r} ,$$

$r \rightarrow 0$ bo'lganda elektron energiyasi cheksiz qiymatga intiladi. $U \rightarrow -\infty, r \rightarrow -\infty$ bo'lganda elektron energiyasi nolga intiladi.



3- rasm. Vodorod atomining energetik diagrammasi

Vodorod atomining statsionar holatlari uchun Shredinger tenglamasi quyidagi ko'rinishda bo'ladi:

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{2m}{\hbar^2} \left(E + \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{e^2}{r} \right) \psi = 0 ,$$

Bu tenglamaning yechimi quyidagi natijalarga olib keladi.

Vodorod atomida elektron diskret energetik spektrga ega bo'ladi. Energiyaning xususiy qiymatlari quyidagi ifoda bilan aniqlanadi.

$$E_n = -\frac{e^4 m}{8\epsilon_0^2 \hbar^2} \cdot \frac{1}{n^2} = -\frac{R}{n^2}, (n = 1, 2, 3, \dots) ,$$

bu yerda $\frac{e^4 m}{8\epsilon_0^2 \hbar^2}$ - universal doimiydir. n ortishi bilan energiya sathlari $U = 0$ ga intiladi

va bir-biriga yaqinlashadi, asta-sekin yaxlit spektrga o'tadi. Vodorod atomining potentsial chuqurligidagi energetik sathlarning joylashishi keltirilgan;

Shredinger tenglamasining sferik koordinatalardagi yechimi, atomdagi elektronning holati, L impulsning orbital momenti bilan xarakterlanishini ko'rsatadi. Impulsning orbital momenti ham bir qator diskret qiymatlarni qabul qiladi:

$$L = \hbar \sqrt{\ell(\ell + 1)},$$

Bu yerda ℓ - orbital kvant soni deb ataladi va u quyidagi qiymatlarni qabul qiladi:

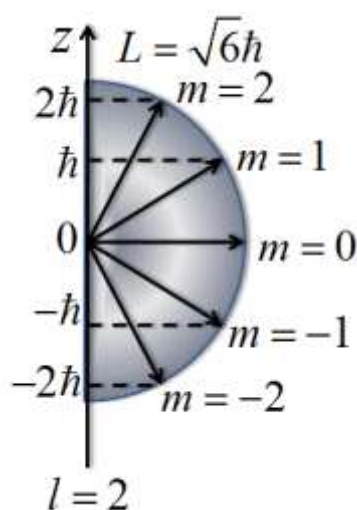
$$\ell = 0, 1, 2, \dots, (n - 1);$$

3) Impulsning orbital momenti magnit maydonining tanlangan yo'nalishiga nisbatan buriladi va uning shu yo'nalishga proektsiyasi diskret qiymatlarga ega bo'ladi (4 -rasm):

$$L = m\hbar,$$

m - magnit kvant soni deb ataladi va u barcha butun sonlarni qabul qiladi:

$$m = -\ell, -(\ell - 1), \dots, 0, 1, 2, \dots, +\ell$$



4 - rasm. Magnit kvant sonining kvantlanishi

Umuman, magnit kvant soni $(2\ell + 1)$ qiymatlarni qabul qilishi mumkin.

Elektron impulsning xususiy momentiga - spinga ega. Spin - massa va zaryadga o'xshash, elektronning birlamchi xususiyatlaridan biridir. Spin qiymati kvant mexikasining umumiy qonunlari bilan aniqlanadi:

$$L_S = \hbar \sqrt{S(S + 1)},$$

S - spin kvant sonlardan biridir.

Spinning belgilangan magnit maydoni yo'nalishiga proektsiyasi kvantlangandir.

$$L_{SH} = m_S \hbar,$$

Spin kvant soni va m_s faqat ikkita qiymatni qabul qiladi.

$$S = \pm \frac{1}{2}$$

(4.2) – tenglamaning yechimi bo'lgan to'liq funktsiyasi 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

$$z = \sum_{\ell=1}^{n-1} (2\ell + 1) = n^2,$$

qiymatlar to'g'ri keladi.

ℓ orbital kvant sonining har xil qiymatlariga mos keladigan holatlar impuls momentining qiymatlari bilan farqlanadilar. 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 .

Yorug'likning nurlanishi yoki yutilishi elektronni yuqorida ko'rsatilgan bir sathdan ikkinchisiga o'tishida sodir bo'ladi.

Shunday qilib, Layman seriyalari $n_p \rightarrow 1s$ ($n = 2, 3, 4, \dots$) o'tishlarida, Balmer seriyalari $n_s \rightarrow 2p$ ($n = 3, 4, 5, \dots$) o'tishlarda kuzatiladi.

Pauli prinsipi. Elementlarning davriy tizimi

Vodorod atomidan farqli, ko'p elektronli atomlarda ham har bir elektronning holati o'sha 4 ta kvant sonlari bilan tavsiflanadi. Elektronlar orasidagi o'zaro ta'sirlar mavjudligi ular energiyasining ayniganligini yo'qqa chiqaradi. Atomning odatdagi qo'zg'almagan holatida elektronlar eng quyi energetik sathlarda joylashgan bo'ladi. Shu sababli, istalgan atomlardan odatdagi holatda barcha elektronlar, xuddi 1s ($n = 1, \ell = 0$) holatda bo'lishi

zarurdek ko'rinadi. Ammo tajribada bu holat kuzatilmaydi. Chunki kvant mexanikasining asosiy qonunlaridan biri bo'lgan Pauli printsiptiga 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:

$$z = n^2 = \sum_0^{n-1} (2\ell + 1)$$

S kvant soni faqat ikkita $\pm \frac{\hbar}{2}$ qiymatni qabul qiladi. Shu sababli berilgan n qiymatlariga tegishli holatlarda atomda $2n^2$ elektronlar bo'ladi.

Misol uchun: $n = 1$ bo'lsa, ($\ell = 0$ S – holatda) atomda ikkita elektron bo'ladi.

$n = 2$ bo'lsa, ($\ell = 0 \rightarrow 2s$ holatda 2 ta elektron, $2p$ – holatda 6 ta elektron) jami 8 ta elektron bo'ladi.

$n = 3$ bo'lsa, ($3s$ – holatda ikkita elektron, $3p$ – holatda 6 ta elektron, $3d$ holatda 10 ta elektron) jami 18 ta elektron bo'ladi.

n kvant sonining bir xil qiymatlariga to'g'ri keluvchi elektronlar majmuasi elektron qobig'ini tashkil etadi. Shu qobiq 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 printsipti atom xususiyatlarining davriylik qaytarilishini osonlikcha tushuntiradi.

Mendeleevning elementlar davriy tizimi tuzilishini qarab chiqamiz.

Vodorod atomi bitta elektronga ega. Navbatdagi atom oldingisidan bitta elektronga farq qiladi, ya'ni yadro zaryadini faqat bitta zaryad birligiga oshira oladi.

Vodoroddan keyingi geliy atomida 2 ta elektron bor va K qobig'i to'lgan bo'ladi.

Geliy atomida ikkala elektron K qobig'idagi S–holatda bir-biriga antiparallel spinlarga ega bo'lgan holda joylashadi. $1s^2$ $1s$ – holatda 2 ta elektron borligini bildiradi

Litiy atomi 3 ta elektrondan iborat. $1s$ – holatda 2 ta elektron, $2s$ – holatda 1 ta elektron joylashgan. To'rtinchi element Berilliyda $2s$ holat elektronlar bilan to'lgan bo'lib, jami 4 ta elektronga ega bo'ladi va h.k.

28-MA'RUZA: MOLEKULAR FIZIKA**REJA:**

1. Molekulyar kinetik nazariyaning asosiy tenglamasi
2. Ideal gaz qonunlari. Temperatura
3. Termodinamik parametrlar
4. Ideal gazning holat tenglamasi
5. Izojarayonlar

Tizimning mikroskopik xususiyatlarini o'rganishda statistik va termodinamik usullar. Molekulyar fizika va termodinamika – katta miqdordagi atom va molekulalarga bog'liq bo'lgan mikroskopik jarayonlarni o'rganadi. Bu jarayonlarni o'rganishda bir-biridan farqli va bir-birini to'ldiruvchi ikki usuldan foydalaniladi: molekulyar kinetik nazariyaga asoslangan statistik usul va termodinamik usul.

Molekulyar fizika – barcha jismlar doimo tartibsiz harakatda bo'lgan atom yoki molekulalardan iboratdir, degan molekulyar kinetik tushunchalarga asoslangan, moddalarning tuzilishi va xususiyatlarini o'rganuvchi fizikaning bo'limidir.

Moddalar atomlardan tuzilgan, degan g'oya qadimiy grek filosofi Demokrit (eramizdan 460-370 y.ol.) tomonidan ilgari surilgan. Bu g'oya XVII asrda M.Lomonosov tomonidan yanada rivojlantirildi. XIX asr o'rtalarida nemis fizigi - R. Klauzius, ingliz fizigi Dj. Maksvell va avstriya fizigi - L. Boltsman tomonlaridan molekulyar - **kinetik nazariya** yaratildi.

Molekulyar fizika o'rganadigan jarayonlar – juda ko'p miqdordagi molekulalarning o'zaro ta'siri natijasi bilan bog'liq jarayonlardir.

Juda ko'p miqdordagi molekulalarning o'zaro ta'siri, holatiga bog'liq qonunlar – statistik usullar orqali o'rganiladi.

Makroskopik tizim xususiyatlari, pirovard natijada, tizim zarrachalari xususiyatlari, bu zarrachalarning dinamik xarakteristikalarining o'rtacha qiymatlari va harakatlarining ayrim belgilari bilan aniqlanadi.

Masalan, jismning temperaturasi uning molekulalari betartib harakatlarining o'rtacha tezligi bilan aniqlanadi.

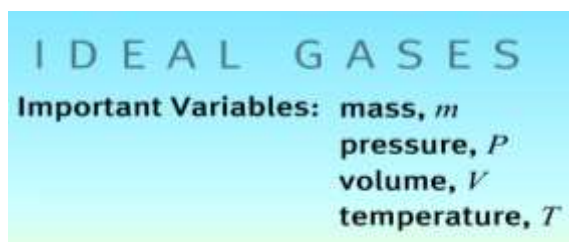
Istalgan vaqtda har xil molekulalar har xil tezliklarga ega va bir-birlari bilan o'zaro ta'sirda bo'ladilar.

Molekula tezligi – faqat barcha molekulalar harakat tezliklari qiymatlarining o'rtachasi bilan belgilanadi. Shuning uchun alohida molekulaning temperaturasi to'g'risida so'z yuritish mumkin emas. Natijada jismning makroskopik xususiyatlari faqat katta miqdordagi molekulalarni hisobga olgan holda fizik ma'noga ega bo'ladi.

Termodinamika – termodinamik muvozanat holatlarda va bu holatlarga o'zaro o'tish jarayonlarida bo'lgan makroskopik tizimning umumiy xususiyatlarini o'rganadi. Shu jarayonlar asosini belgilaydigan mikrojarayonlarni termodinamika o'rganmaydi va shu bilan statistik usuldan farq qiladi.

Termodinamik tizim – makroskopik jismlar majmuasidan iborat bo'lib, bu jismlar doimo o'zaro ta'sirlashadilar va nafaqat o'zaro, balki tashqi muhit bilan ham energiya almashib turadilar.

Termodinamik metod asosi – bu termodinamik tizimning holatini aniqlash usulidir. Tizimning holati, uning xususiyatini belgilovchi fizik kattaliklar majmuasidan iborat bo'lgan termodinamik parametrlar bilan belgilanadi. Odatda tizimning holatini belgilovchi parametrlar sifatida – temperatura, bosim va solishtirma hajmlar tanlanadi. Tizimning holatini aniqlab beruvchi fizikaviy kattaliklar tizimning parametrlari deb ataladi.



Ideal gazni harakterlovchi kattaliklar, bu uning massasi, bosimi, hajmi va temperaturasidir



17 asrning boshlarida olimlar gaz qonunlarini va o'zgarmas kattaliklarni o'rganib chiqishgan

Temperatura – moddaning isitilganlik darajasini ko'rsatuvchi fizikaviy kattalikdir va makroskopik tizimning termodinamik muvozanat holatini xarakterlaydi.

O'lchov va og'irlik birliklari bo'yicha 1968 yilda o'tkazilgan Bosh konferentsiya qaroriga binoan, hozirgi vaqtda ikkita temperatura shkalasini qo'llash mumkin:

Termodinamik temperatura shkalasi (Kelvin birligida - K);

Xalqaro amaliy temperatura shkalasi (Tselsiy graduslarida, $^{\circ}\text{S}$).

Xalqaro amaliy temperatura shkalasida suvning qotish va qaynash temperaturalari $^{\circ}\text{S}$ va 100°S deb olingan va ular shkalaning reper (tayanch) nuqtalari deb ataladi.

Termodinamik temperatura shkalasi bitta reper nuqta bilan aniqlanadi – bu suvning gaz, suyuqlik va qattik fazaviy holati bilan bog'liq uchlik nuqtasidir. Termodinamik temperatura shkalasida bu reper nuqta $273,15\text{ K}$ ga tengdir.

1 Kelvin suvning uchlik nuqtasi termodinamik temperaturasining $1/273,15$ qismiga tengdir.

Tselsiy gradusi va Kelvin birliklari bir-biri bilan quyidagicha bog'langan:

$$T = 273,15 + t$$

$T = 0$ Kelvinning nol qiymatiga tengdir.

Solishtirma hajm ν – birlik massa hajmidir. Jism birjinsli bo'lganda uning zichligi o'zgarmas bo'ladi, ya'ni $\rho = \text{const}$. Bu holda

$$\nu = \frac{V}{m} = \frac{1}{\rho}$$

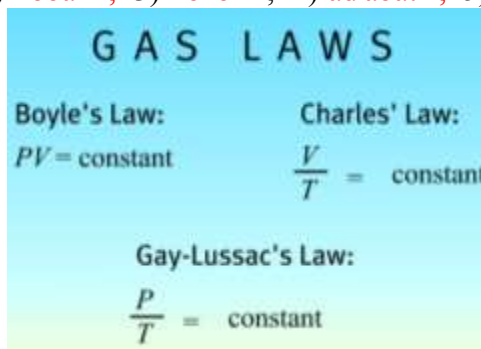
Tizim holati parametrlari ba'zi paytlarda o'zgarishi mumkin. Termodinamik tizimda holat parametrlaridan biri o'zgarishi bilan bog'liq har qanday o'zgarishlar termodinamik jarayon deb ataladi. Agarda holat parametrlari vaqt bo'yicha o'zgarmas bo'lsa, makroskopik tizim termodinamik muvozanat holatda, deb hisoblanadi.

Ideal gaz qonunlar

Molekulyar - kinetik nazariyada ideal gaz quyidagi xususiyatlarga ega bo'ladi: Gaz molekularining xususiy hajmi gaz egallagan idish hajmiga nisbatan juda kichikdir; Gaz molekulari orasida o'zaro ta'sir kuchlari mavjud emas;

Gaz molekularining o'zaro va idish devorlari bilan to'qnashishi mutlaq elastikdir.

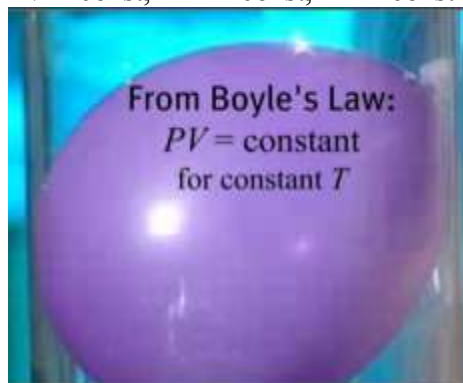
Tizim parametrlaridan biri o'zgarmas bo'lganda, qolganlari o'zaro bog'lanish hosil qiladigan jarayonlar izojarayonlar deb ataladi. Molekulyar fizikada 5 xil izojarayon o'rganiladi: 1) **izotermik**; 2) **izobarik**; 3) **izoxorik**; 4) **adiabatik**; 5) **politropik jarayonlar**dir.



Tizim parametrlaridan biri o'zgarmas bo'lganda, qolganlari o'zaro bog'lanish hosil qiladigan jarayonlar izojarayon deb ataladi. Politropik jarayon yuqoridagi to'rtta jarayonlarning umumlashgan turi hisoblanadi.

1. **Boyl - Mariott qonuni.** Berilgan massali gaz uchun, temperatura o'zgarmas bo'lganda, gaz bosimining uning hajmiga ko'paytmasi o'zgarmas kattalikdir:

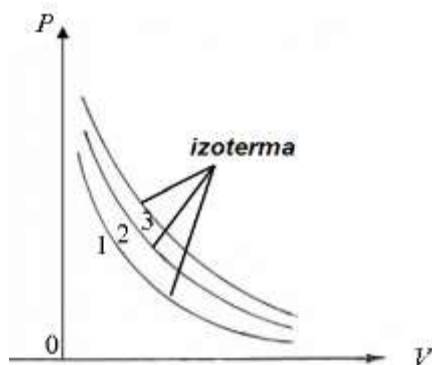
$$PV = \text{const}, \quad T = \text{const}, \quad m = \text{const},$$



O'zgarmas T temperaturada, Boyle qonuniga asosan, bosim va hajm ko'paytmasi o'zgarmas bo'ladi

Temperatura o'zgarmas bo'lganda, modda xususiyatini tavsiflovchi

P va V kattaliklar orasidagi bog'lanishni tasvirovchi egri chiziq izoterma deb ataladi (*1 - rasm*).



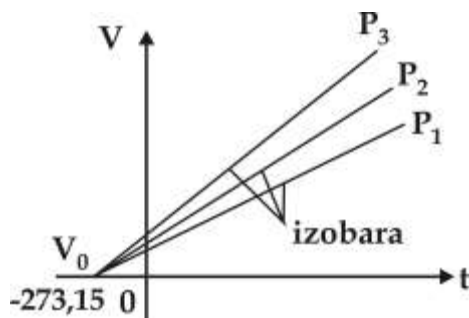
1 - rasm. P, V tekisligida izoterma xususiyatlari $T_3 > T_2 > T_1$.

Termodinamik jarayon sodir bo'ladigan temperatura qiymati oshishi bilan, izotermani tasvirlovchi giperbola yuqoriga siljiydi.

2. Gey - Lyussak qonuni

Berilgan massali gaz hajmi, bosim o'zgarmas bo'lganda, temperaturaga bog'liq ravishda to'g'ri chiziq bo'yicha o'zgaradi (2 - rasm):

$$V = V_0(1 + \alpha t), \quad P = \text{const}, \quad m = \text{const}$$



2 - rasm. (V, t) tekisligidagi izobaralar majmuasi $P_3 > P_2 > P_1$.

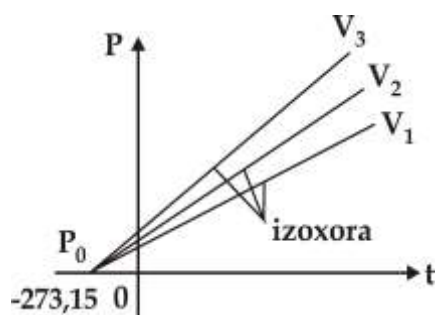
Sharl qonuni

Berilgan massali gaz bosimi, uning hajmi o'zgarmas bo'lganda, temperaturaga bog'liq ravishda to'g'ri chiziq bo'yicha o'zgaradi:

$$R = R_0(1 + \alpha t), \quad P = \text{const}, \quad m = \text{const},$$

Bu tenglamalardagi t – temperatura Tselsiy shkalasi bo'yicha olingan. P_0 va V_0 $T = 0^\circ\text{S}$ bo'lgandagi gazning, mos ravishda bosimi va hajmidir, α - koeffitsient quyidagiga teng bo'lib, ideal gazning hajmiy kengayish koeffitsientini bildiradi:

$$\alpha = \frac{1}{273,16\text{K}}$$



3 - rasm. (P, t) tekisligida izoxoralar $V_3 > V_2 > V_1$

Gazning bosimi o'zgarmas bo'lganda sodir bo'ladigan jarayon – **izobara jarayoni** deb ataladi. Gazning hajmi o'zgarmas bo'lganda sodir bo'ladigan jarayon – **izoxora jarayoni** deb ataladi. (5) - va (6) - rasmlardan ko'rinib turibdiki, izobara va izoxora chiziqlari temperatura o'qini

$$t = -\frac{1}{\alpha} = -273,15 \text{ } ^\circ\text{C}$$

nuktasida kesib o'tadi, chunki bu nuqtada R yoki V nolga teng bo'lganligi uchun

$$1 + \alpha t = 0$$

bo'ladi. Agarda koordinata o'qlarining boshini $-1/\alpha$ nuqtaga ko'chirsak, u holda Kelvin shkalasiga o'tishimiz mumkin:

$$T = t + 1/\alpha$$

(36.2) va (36.3) ifodalarda t o'rniga termodinamik temperaturani qo'ysak, Gey-Lyussak va Sharl qonunlarini quyidagi qulay ko'rinishda ifodalashimiz mumkin:

$$t = T - 1/\alpha$$

$$V = V_0(1 + \alpha t) = V_0(1 + 2T - 1) = V_0\alpha T$$

$$P = P_0(1 + \alpha t) = P_0(1 + 2T - 1) = P_0\alpha T$$

yoki $\frac{V_1}{V_2} = \frac{T_1}{T_2}$, $\frac{P_1}{P_2} = \frac{T_1}{T_2}$,

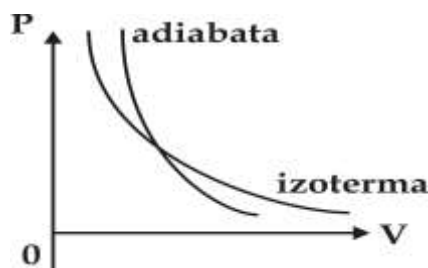
Adiabatik jarayon

Tizim tashqaridan issiqlik olmasa yoki unga issiqlik uzatmasa, ya'ni $Q = \text{const}$ bo'lsa, bu jarayon – **adiabatik jarayon** deb ataladi.

Berilgan massali gaz uchun quyidagi munosabat o'rinli bo'ladi

$$PV^\gamma = \text{const}$$

bu yerda γ - Puasson koeffitsienti deb ataladi. Bu bog'lanish egri chiziqlari **adiabatalar** deb ataladi (4 - rasm).



4-rasm. Adiabatik jarayonda bosimning hajmga bog'liqlik grafigi

Avogadro qonuni

Istalgan gazning 1 moli, temperatura va bosim bir xil bo'lganda, bir xil hajmga ega bo'ladi. Normal atmosfera sharoitda bu hajm

$$22,41 \cdot 10^{-3} \text{ m}^3/\text{mol}$$

ga teng bo'ladi. Har xil moddalar 1 mol hajmda bir xil miqdordagi atomlar yoki molekular soniga ega bo'ladilar

$$N_A = 6,022 \cdot 10^{23} \cdot \text{mol}^{-1}$$

bu Avogadro soni deb ataladi.

Dalton qonuni

Ideal gazlar qarishmasi bosimi alohida gazlar partsiyal bosimlarining yig'indisiga teng bo'ladi, ya'ni

$$P = P_1 + P_2 + P_3 + \dots + P_n$$

bu yerda $R_1, R_2, R_3, \dots, R_n$ – alohida gazlarning partsiyal bosimlaridir.

Ideal gazning holat tenglamasi

Ideal gaz qonunlariga asosan ma'lum massali gaz holati uning uchta termodinamik parametri bilan belgilanadi; R - bosim, V - hajm va T – temperatura.

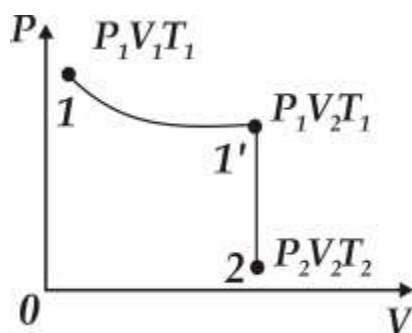
Bu parametrlar bir-biri bilan holat tenglamasi deb ataladigan aniq bog'lanishga ega:

$$f(P, V, T) = 0$$

bu yerda uchta o'zgaruvchilardan biri qolgan ikkitasining funktsiyasidir.

Boyl - Mariott va **Gey - Lyussak** qonunlarini umumlashtirib **frantsuz fizigi Klayperon** ideal gazning holatlar tenglamasini keltirib chiqardi.

Masalan, ma'lum massali gaz T_1 temperaturada V_1 hajmni egallagan bo'lib, R_1 bosimga ega bo'lsin. Shu gaz boshqa holatda R_2, V_2, T_2 termodinamik parametrlarga ega bo'ladi (5 - rasm).



5– rasm. Termodinamik tizimni izotermik jarayondan izoxorik jarayonga o‘tishi

Gaz 1 - holatdan 2 - holatga ikki xil jarayon orqali o‘tadi, deb hisoblaymiz: (1 - 1') – izotermik va (1' - 2) – izoxorik jarayonlar orqali.

Boyl-Mariott va Gey-Lyussak qonunlariga asosan quyidagiga ega bo‘lamiz

$$P_1 V_1 = P_1' V_2 \quad , \quad \frac{P_1'}{P_2} = \frac{T_1}{T_2}$$

P_1' parametrni qisqartirsak,

$$\frac{P_1 V_1}{T_1} = \frac{P_2 V_2}{T_2}$$

ga ega bo‘lamiz.

1 - va 2 - holatlar ixtiyoriy olingani uchun, berilgan massali gaz uchun PV / T nisbat doimiy bo‘ladi:

$$\frac{PV}{T} = R = const \quad ,$$

bu ifoda **Klayperon tenglamasi** deb ataladi. Bu yerda R – gaz doimiysidir va u har xil gazlar uchun har xildir.

Klayperon va **Avogadro tenglamalarini** umumlashtirib, μ bir molyar hajm V_m uchun quyidagi ifodaga ega bo‘lamiz:

$$PV_m = RT,$$

Shuning uchun R – molyar gaz doimiysi deb ataladi.

Normal sharoitlarda $R_0 = 1,03 \cdot 10^5$ Pa, $T_0 = 273,15$ K,

$V_m = 22,41 \cdot 10^{-3}$ m³/mol bo‘lgan holda.

$$R = 8,31 \text{ J/mol K}$$

ga teng bo‘ladi.

Endi istalgan massali gazlarni olsak, ularning hajmini molyar hajm bilan quyidagicha bog'lasak bo'ladi:

$$V = \frac{m}{\mu} V_m$$

bu yerda μ – molyar massa, u xolda m – massali gaz uchun holatlar tenglamasini quyidagicha yozish mumkin:

$$PV = \frac{m}{\mu} RT, \quad \text{Boltsman doimiysi} \quad k = \frac{R}{N_A} = 1,38 \cdot 10^{-23} \text{ G/K}$$

ga teng bo'lgani uchun (98.3) – ifodani shunday ko'rinishda qayta yozish mumkin:

$$P = \frac{RT}{V_m} = \frac{kN_A T}{V_m} = nkT$$

bu yerda k – bitta molekulaning issiqlik harakati energiyasidir, n – gaz molekularining konsentratsiyasidir.

Shunday qilib, gazlarning holat tenglamasi

$$P = nkT,$$

dan iborat va undan ko'rinib turibdiki, ideal gazning bosimi berilgan temperaturada gaz molekularining konsentratsiyasiga to'g'ri proporsional ekan.

Bir xil temperatura va bosimda barcha gazlar bir xil miqdordagi molekulalarga ega bo'ladilar.

Normal sharoitlarda 1 m^3 hajmni egallagan gaz *molekulalari* soni Loshmidt soni deb ataladi va quyidagiga teng bo'ladi:

$$N_L = \frac{P_0}{kT_0} = 2,68 \cdot 10^{25} \text{ m}^{-3}$$

29-MA'RUZA: MOLEKULAR FIZIKA

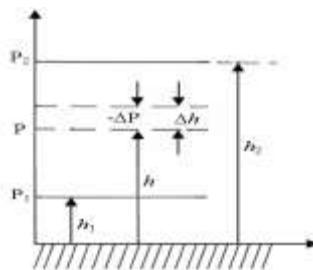
REJA:

1. Taqsimot funksiyalari
2. Maksvell-Boltsman, Fermi – Dirak va Boze – Eynshteyn taqsimot funksiyalari
3. Ideal gaz molekulalarining issiqlik harakati tezligi va energiyasi bo'yicha taqsimoti
4. Gaz molekulalarining o'rtacha to'qnashish soni va o'rtacha erkin yugurish yo'li
5. Gaz molekulalarining potentsial energiya bo'yicha Boltsman taqsimoti

Gazlar molekulyar - kinetik nazariyasining asosiy tenglamasi va molekulalarning tezliklarga bog'liq Maksvell taqsimotini keltirib chiqarishda gaz molekulalariga tashqi kuchlar ta'sir etmaydi deb faraz qilingan edi. Shuning uchun molekulalarni hajm bo'yicha bir tekis taqsimlangan, deb hisobladik. Ammo, istalgan gaz molekulalari Yerning, tortishish xususiyatiga ega bo'lgan, potentsial maydoni ta'sirida bo'ladi. Bir tarafdin gravitatsiyaviy tortishish va ikkinchi tarafdin molekulalarning issiqlik harakati gazning qandaydir statsionar holatga, ya'ni bosimning balandlik bo'yicha kamayishiga olib keladi.

Barcha molekulalar massalarini bir xil, havo temperaturasini o'zgarmas, tortishish maydonini bir jinsli, deb hisoblaymiz. Agarda h balandlikda atmosfera bosimi R ga teng bo'lsa, $h + dh$ balandlikda esa bosim $R + \Delta P$ ga tengdir. $dh > 0$ bo'lganda, $dP < 0$. h , $h + dh$ balandlikdagi bosimlar farqi, asosi birlik yuza, balandligi dh ga teng bo'lgan tsilindr hajmida joylashgan gaz og'irligiga teng bo'ladi:

$$P - (P + dP) = \rho g dh$$



1-rasm. Gaz bosimining balandlikka bog'liqligi

bu yerda ρ - h balandlikdagi gazning zichligidir (dh juda kichik bo'lgani uchun, balandlik o'zgaradigan sohada gaz zichligini o'zgarmas,

deb hisoblanadi). Demak,

$$dP = \rho g dh$$

Ideal gazning holat tenglamasidan

$$PV = \frac{m}{\mu} RT$$

foydalanib, gaz zichligini quyidagicha ifodalaymiz:

$$\rho = \frac{m}{V} = \frac{P\mu}{RT}$$

Bu ifodani (101.1) – tenglikka qo'ysak,

$$dP = -\frac{P\mu}{RT} gdh$$

ga ega bo'lamiz.

$$\frac{dP}{P} = -\frac{\mu}{RT} gdh$$

Bu tenglikni R_1 dan R_2 gacha va h_1 dan h_2 gacha sohalar bo'yicha integrallasak, quyidagi ifodani keltirib chiqamiz.

$$P_2 = P_1 e^{\frac{-\mu g (h_2 - h_1)}{RT}},$$

va bundan

$$\Delta h = \frac{RT}{\mu g} \ln \frac{P_1}{P_2}$$

ga teng ekanligini aniqlaymiz. ifoda barometrik formula deb ataladi. Bu formula balandlikka bog'liq atmosfera bosimini yoki bosim aniq bo'lganda balandlik qiymatini topish imkoniyatlarini beradi.

Balandlik doimo dengiz sathiga nisbatan olinishini eslasak, dengiz sathida bosimni normal atmosfera bosimi deb hisoblaymiz. U holda (101.2) - ifodani quyidagicha qayta yozish

$$\text{mumkin: } P = P_0 e^{\frac{-\mu g h}{RT}},$$

$P = nkT$ bo'lishni e'tiborga olsak, gazning konsentratsiyasini balandlikka bog'liq ifodasini keltirib chiqarishimiz mumkin:

$$n = n_0 e^{\frac{-\mu g h}{RT}}$$

$\mu = m_0 N_A$, $R = k N_A$ tengliklardan foydalanib, quyidagiga ega bo'lamiz:

$$n = n_0 e^{\frac{-m_0gh}{kT}},$$

Bu yerda $m_0gh = E_r$ molekulaning gravitatsiyaviy tortishish maydonidagi potentsial

$$\text{energiyasidir} \quad n = n_0 e^{\frac{-E_p}{kT}},$$

bu ifoda tashqi potentsial maydonidagi *Boltsman taqsimoti* deb ataladi.

Agarda zarrachalar massalari bir xil bo'lib, tartibsiz issiqlik harakatida bo'lsalar, (101.5) – Boltsman taqsimoti istalgan tashqi potentsial maydon uchun ham o'rinlidir. Bu yerda tashqi potentsial maydon faqat tortishish kuchi ta'sirini emas, balki boshqa kuchlar ta'sirini (elektr, magnit va boshqa potentsial maydonlarni) inobatga oladi.

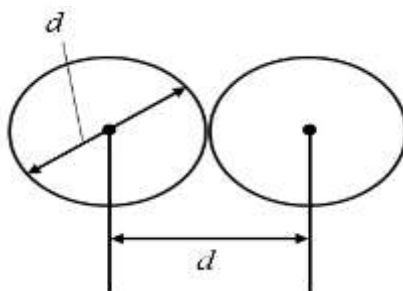
Molekulalarning o'rtacha to'qnashish soni va o'rtacha erkin yugurish yo'li

Gaz molekulalari tartibsiz harakatda bo'lishi sababli, bir-biri bilan uzluksiz to'qnashadilar. Molekula ikkita ketma-ket to'qnashishlar oraligida ma'lum ℓ yo'lni bosib o'tadi va bu erkin yugurish yo'li deb ataladi.

Umumiy holda ketma-ket to'qnashishlar orasidagi erkin yugurish yo'li uzunligi har xildir. Uning ustiga molekulalar soni beqiyos ko'p bo'lganligi sababli, molekulalarning o'rtacha erkin yugurish yo'li $\langle \ell \rangle$ to'g'risida so'z yuritishimiz mumkin.

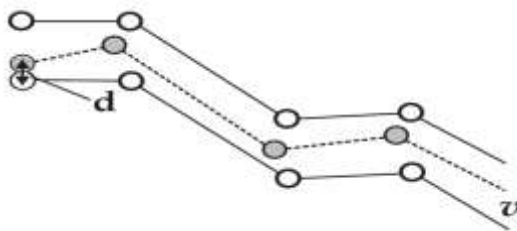
To'qnashishlarda ikkita molekula markazlari yaqinlashishining eng kichik masofasi d – molekulalarning effektiv diametri deb ataladi (2 - rasm). U to'qnashayotgan molekulalar tezligiga, ya'ni gazning temperaturasiga bog'liq bo'ladi. 1 sekund ichida molekula o'rtacha arifmetik tezlik - $\langle v \rangle$ ga teng yo'l bosib o'tadi va bu vaqt ichida $\langle z \rangle$ o'rtacha to'qnashishlarga duch keladi, bu holda erkin yugurish yo'li quyidagiga teng bo'ladi:

$$\langle \ell \rangle = \frac{\langle v \rangle}{\langle z \rangle}$$



2– rasm. Molekulalar to'qnashishining effektiv diametri

O'rtacha to'qnashishlar soni $\langle z \rangle$ ni topish uchun molekulani d – diametrli sharcha deb va u xuddi qotib qolgan molekulalar orasida harakat qiladi, deb hisoblaymiz (3 - rasm).



3 – rasm. Molekularning o‘zaro to‘qnashish xarakteri

Bu molekula markazlari d ga teng yoki kichik bo‘lgan molekular

bilan to‘qnashadi, boshqacha qilib aytganda, radiusi d , bo‘lgan «siniq» tsilindr ichida harakat qiladi. «Siniq» tsilindr hajmidagi molekular soni 1 sekund ichidagi o‘rtacha to‘qnashishlar soniga teng bo‘ladi

$$\langle z \rangle = n \cdot v \quad \langle z \rangle = \pi d^2 \cdot \langle v \rangle$$

Shunday qilib o‘rtacha to‘qnashishlar soni

$$\langle z \rangle = n \cdot \pi d^2 \cdot \langle v \rangle$$

ga teng bo‘ladi.

Agar, hisoblashlarda boshqa molekularning harakatini hisobga olsak, o‘rtacha to‘qnashishlar soni quyidagicha teng bo‘ladi

$$\langle z \rangle = \sqrt{2} \cdot \pi d^2 \cdot n \cdot \langle v \rangle$$

U holda o‘rtacha erkin yugurish yo‘lini shunday ifodalaymiz

$$\langle l \rangle = \frac{\langle v \rangle}{\langle z \rangle} = \frac{\langle v \rangle}{\sqrt{2} \cdot \pi d^2 \cdot n \cdot \langle v \rangle}$$

$$\langle l \rangle = \frac{1}{\sqrt{2} \cdot \pi \cdot d^2 \cdot n}$$

O‘rtacha erkin yugurish yo‘li molekular konsentratsiyasiga teskari proporsional ekan. $P = nkT$ tenglikdan foydalansak, temperatura o‘zgarmas bo‘lganda, quyidaginisbatni keltirib

$$\frac{\langle l_1 \rangle}{\langle l_2 \rangle} = \frac{\langle n_2 \rangle}{\langle n_1 \rangle} = \frac{P_2}{P_1}$$

chiqarish mumkin.

Molekulyar-kinetik nazariyaning tajribada tasdiqi

Broun harakati. Modda molekularining uzluksiz tartibsizharakatida bo‘lishi Broun harakati va diffuziya hodisasi bilan tasdiqlanadi.

Shotland botanigi R.Broun o‘simliklarning ichki tuzilishini mikroskopda o‘rganayotganda, o‘simlik xujayralarida qattiq modda zarrachalari uzluksiz tartibsiz harakatda bo‘lishini kuzatgan. U suvda mayda gul changlari, loyning mayda zarrachalarini ham tartibsiz harakatda bo‘lishini kuzatgan.

Broun harakati har xil sharoitlarda ko‘p marta kuzatilgan va quyidagi dalillar tasdiqlangan:

Suv yoki gazga qo'shilgan istalgan qattiq modda zarrachalarining o'lchami taxminan ~ 1 mkm ga yaqin bo'lganda Brown harakati yaqqol kuzatilgan. Temperaturasi oshishi bilan Brown harakati jadalligi ortib boradi.

O'z vaqtida Brown o'zi kuzatgan zarrachalarning tartibsiz harakatini tushuntirib bera olmagan. Bu tajribalar kuzatildan 70-80 yillar o'tgandan so'ng, bu hodisa sababi aniqlangan. Issiqlik natijasida uzluksiz va tartibsiz harakatlanuvchi suyuqlik molekulalari qattiq jism zarrachalariga hamma tomondan kelib urilgan va ularni tartibsiz harakatga keltirgan. Jism zarrachalari massasi qanchalik kichik bo'lsa, tartibsiz harakat jadalligi shuncha oshgan.

Diffuziya hodisasi gaz, suyuqlik va qattiq jismlarda kuzatiladi. Xona eshigi oldiga hidli modda qo'yilsa (ma'lum tarafga yo'nalgan havo oqimi yo'qligida) bir necha daqiqadan so'ng xona ichkarisida hidni sezish mumkin.

Stakanga suv solib, ustiga bir necha tomchi boshqa rangli suyuqlik tomizilsa, bu rangli suyuqlikning vaqt o'tishi bilan tarqalishini kuzatishimiz mumkin. Modda molekulalarining uzluksiz tartibsiz issiqlik harakatini yodga olsak, diffuziya hodisasi sababini shunday tushuntirish mumkin: stakandagi suv sirtidagi rangli suyuqlik konsentratsiyasi stakan tubiga nisbatan juda kattadir, ya'ni shu masofada rangli suyuqlik konsentratsiyalari farqi molekulalarning tarqalishiga sabab bo'ladi.

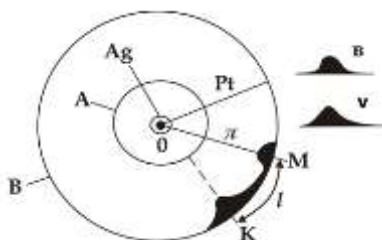
Xona eshigi oldi bilan xona ichkarisidagi masofada ham o'tkir hidli modda molekulalari konsentratsiyalarining farqi mavjud. Ana shu, molekulalar konsentratsiyalari gradienti barcha tarafda ehtimoligi bir xil bo'lgan molekulalarning tartibsiz harakatini konsentratsiya gradientiga teskari tarafga yo'naltirishga majbur etadi. Ya'ni, modda molekulalari konsentratsiyasi ko'p tarafdin kam tarafga betartib harakatlarini davom ettiradilar.

Demak, diffuziya hodisasi ham molekulyar-kinetik nazariyaning asosi bo'lgan uzluksiz tartibsiz harakat mavjudligini isbotlaydi.

Shtern tajribasi – gaz molekulalarining issiqlik harakati tezliklari bo'yicha taqsimlanishini isbotlaydi.

Shtern o'z tajribasida, tirqishli A tsilindrning o'qi bo'ylab tarang tortilgan, kumush bilan qoplangan plastinali simni oladi (4 - rasm). Plastinali simdan tok o'tganda yuqori temperaturagacha qizib, kumush molekulalarini bug'lantiradi. Simdan uchib chiqayotgan kumush molekulalari asosan A tsilindrning ichki sirtida ushlanib qoladi. Faqat bu sirtidagi perpendikulyar tirqishga to'g'ri keluvchi molekulalargina undan chiqib, B tsilindr sirtining M nuqtasida yig'ilib, qatlam hosil qiladi. Bu qatlamning ko'ndalang kesimi 1b – rasmda ko'rsatilgan. Bu qatlam qancha ingichga bo'lsa, molekulalar harakat tezliklarini shuncha aniq o'lchash mumkinligi aniqlangan.

Butun qurilma 0 o'q atrofida ω burchak tezlik bilan harakatga keltirilganda, kumush iz B tsilindr sirtining K nuqtasi atrofida hosil bo'ladi,



4-rasm. Shtern qurilmasining ko'rinishi

chunki t vaqt ichida molekulalar r – masofani bosib o'tguncha sirtning nuqtalari $\ell = KM$ masofaga siljishga ulguradi.

Kumush molekulalarining v tezligini quyidagi yo'l bilan topish mumkin. Molekulalarning 0 o'qdagi r radiusli B tsilindr sirtiga kelishdagi harakat vaqti

$$t = \frac{r}{v},$$

ga teng bo'ladi. Ikkinchidan, bu vaqtni B sirdagi ℓ yoy nuqtalarining o'rchiziqli tezligiga bo'lish orqali topish mumkin

$$t = \frac{\ell}{\omega r},$$

(42.1)- va (42.2)- ifodalarning o'ng tomonlarini tenglashtirsak,

$$v = \frac{\omega r^2}{\ell},$$

o'zgaras kattaliklardir, shuning uchun kumush molekulalarining katta tezligiga ℓ yoyning kichik nuqtalari to'g'ri keladi. ℓ yoy bo'yicha kumush molekulalarining hosil qilgan qatlamining ko'ndalang kesimi $4v$ - rasmda keltirilgan. Qatlam qalinligining o'zgarishi berilgan temperaturada molekulalarning tartibsiz harakat tezliklari bo'yicha taqsimlanishini ko'rsatadi. Molekulalarning ko'pchiligi o'rtacha tezlikka yaqin tezlik bilan harakatlanishi kuzatiladi.

Termodinamik muvozanatda bo'lmagan tizimlarda ko'chish hodisalari

Termodinamik muvozanatda bo'lmagan tizimlarda ko'chish hodisalari deb ataladigan, alohida qaytmas jarayonlar sodir bo'ladi va bu jarayonlarda energiya, massa va impulslarning fazoviy ko'chishi kuzatiladi.

Ko'chish hodisalariga issiqlik o'tkazuvchanligi (energiyani ko'chishi), diffuziya (massa ko'chishi) va ichki ishqalanish hodisalari (impulsni ko'chishi) kiradi.

1. Issiqlik o'tkazuvchanligi.

Agar, gazning bir qismida molekulalarning o'rtacha kinetik energiyasi boshqa qismiga qaraganda kattaroq bo'lsa, natijada, vaqt o'tishi bilan molekulalarning doimiy to'qnashishlari sababli, ularning o'rtacha kinetik energiyalari fazo bo'yicha tenglasha boradi, boshqacha qilib aytganda, fazo bo'yicha temperatura tenglasha boradi. Energiyaning

issiqlik ko'rinishda ko'chishi Fur'e qonuniga bo'ysunadi: $j_E = -\lambda \frac{dT}{dx}$,

bu yerda j_E - birlik vaqtda, birlik yuzadan issiqlik ko'rinishida ko'chadigan, energiya bilan

aniqlanadigan issiqlik oqimining zichligidir, λ - issiqlik o'tkazuvchanligi, $\frac{dT}{dx}$ - yuza

normali yo'nalishida birlik dx uzunlikka to'g'ri kelgan temperatura o'zgarishiga teng bo'lgan temperatura gradientidir. Minus ishora issiqlik o'tkazuvchanlik jarayonida, temperatura past bo'lgan yo'nalishda energiya ko'chishini ko'rsatadi. Issiqlik o'tkazuvchanligi λ - temperatura gradienti birga teng bo'lganda issiqlik oqimi zichligiga teng bo'lgan kattalikdir:

$$\lambda = \frac{1}{3} C_v \langle v \rangle \langle \ell \rangle$$

bu yerda C_v – xajm o'zgarimas bo'lganda, gazning solishtirma issiqlik sig'imini ifodalaydi (ya'ni, hajm o'zgarimaganda 1 kg gazni 1 K ga isitish uchun zarur bo'lgan issiqlik miqdoridir), $\langle v \rangle$ – molekular issiqlik harakatining o'rtacha tezligi, $\langle \ell \rangle$ – o'rtacha erkin yugurish yo'li.

2. Diffuziya

Ikkita tutashgan gaz, suyuqlik va qattiq jismlarda zarrachalarning betartib harakati tufayli ichkariga kirish va aralashish jarayoniga - diffuziya hodisasi deb ataladi. Bu hodisada zarrachalarning massalari o'zaro almashib turishi zichlik gradienti saqlanguncha davom etadi.

Molekulyar kinetik nazariya yaratila boshlanganda diffuziya hodisasini tushuntirishda anglashilmovchiliklarga duch kelindi. Molekularning issiqlik harakati tezligi katta bo'lishiga qaramay, diffuziya hodisalari juda sekin sodir bo'lishi kuzatildi.

Masalan, eshik oldiga hidli gaz bilan to'ldirilgan idish yaqinlashtirilsa, hidli molekular o'zaro to'qnashishi sababli, juda kichik erkin yugurish yo'liga ega bo'ladi, ya'ni, deyarli o'z joyida turgandek bo'ladi. Ximiyaviy bir jinsli gaz uchun diffuziya hodisasi Fik qonuniga bo'ysunadi:

$$j_m = -D \frac{d\rho}{dx},$$

bu yerda j_m – birlik vaqt ichida birlik yuza orqali diffuziya jarayonida o'tadigan, miqdor jihatdan moddalar massasiga teng bo'lgan massa oqimining zichligidir, D – diffuziya

koefitsientidir, $\frac{d\rho}{dx}$ – yuza normalni yo'nalishida birlik uzunlikdagi zichlik o'zgarishi tezligiga teng bo'lgan zichlik gradientidir. Minus ishora, massa ko'chishining zichlik kamayishi yo'nalishida sodir bo'lishini ko'rsatadi.

Diffuziya koefitsienti D zichlik gradienti birga teng bo'lganda miqdor jihatdan massa oqimi zichligiga tengdir. Gazlarning molekulyar kinetik nazariyasiga binoan diffuziya koefitsienti quyidagiga tengdir:

$$D = \frac{1}{3} \langle v \rangle \langle \ell \rangle,$$

3. Ichki ishqalanish

Har xil tezliklarda harakatlanayotgan, parallel qatlamli gaz, suyuqliklar orasida ichki ishqalanish hosil bo'lish mexanizmi tartibsiz issiqlik harakati tufayli qatlamlarni molekular bilan o'zaro almashuviga bog'liqdir. Natijada tezroq harakatlanayotgan qatlam impulsi kamayadi, sekin harakatlanayotgan qatlam impulsi oshadi va qatlamlarning harakat jadalligi o'zgaradi.

Qo'shni qatlamlarning o'zaro ta'siri Nyutonning II qonuniga asosan, birlik vaqt ichida bir qatlam ikkinchisiga ta'sir qiluvchi kuch moduliga teng impuls uzatadi.

$$F = -\eta \left| \frac{dv}{dx} \right| S \quad j_r = \frac{F}{S}$$

yoki

$$j_p = -\eta \frac{dv}{dx},$$

bu yerda j_p – x o'qining musbat yo'nalishida birlik vaqt oraligida ko'chgan to'la impuls

teng bo'lgan impuls oqimi zichligidir, $\frac{dv}{dx}$ – tezlik gradienti. Minus ishora, impuls

ko'chishi tezlik kamayishi yo'nalishida sodir bo'lishini ko'rsatadi, η - ishqalanish koefitsienti miqdor jihatidan quyidagiga tengdir:

$$\eta = \frac{1}{3} \rho \langle v \rangle \langle l \rangle,$$

Ko'chish hodisalarini ifodalovchi (104.2)-, (104.4)- va (104.6)- ifodalarni taqqoslasak, barcha ko'chish hodisalari bir-biriga o'xshash ekanligi ko'rinib turibdi.

$$\lambda = \frac{1}{3} C_v \rho \langle v \rangle \langle l \rangle, \quad D = \frac{1}{3} \langle v \rangle \langle l \rangle, \quad \eta = \frac{1}{3} \rho \langle v \rangle \langle l \rangle$$

Erkinlik darajasi bo'yicha energiya taqsimoti

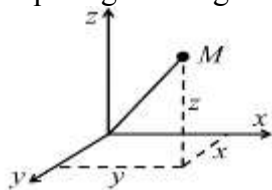
Ichki energiya – termodinamik tizimning muhit tavsifidir va u mikrozarrachalarning tartibsiz harakati va ularning o'zaro ta'sir energiyalaridan iboratdir. Demak, tizimning o'zini mexanik harakati va tashqi maydon ta'siridagi potentsial energiyasi ichki energiyaga taalluqli emas.

Ichki energiya – tizim termodinamik holatining aniq funksiyasidir, ya'ni har bir holatda tizim aniq ichki energiya qiymatiga ega bo'ladi. Tizim bir holatdan ikkinchi holatga o'tganda ichki energiyaning o'zgarishi faqat shu termodinamik holatlar ichki energiyalarining farqi bilan belgilanadi va o'tish yo'liga bog'liq emas.

Ayrim masalalarda, bir atomli gazning molekulasini moddiy nuqta deb qarasaq, ilgariharakata harakat uchta erkinlik darajasiga ega bo'lishi mumkin. Bu vaqtda aylanma harakat energiyasini hisobga olmasa ham bo'ladi.

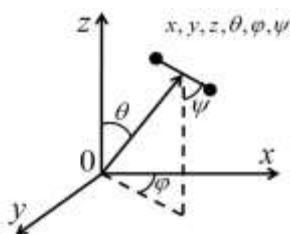
Mexanik tizimning erkinlik darajasi soni tizim holatini belgilovchi, bir-biriga bog'liq bo'lmagan kattaliklar soni bilan aniqlanadi.

Masalan, moddiy nuqtaning fazodagi holati uning uchta x, y, z koordinatalari qiymatlari



bilan aniqlanadi.

Shu sababli, moddiy nuqta uchta erkinlik darajasiga ega bo'ladi. Absolyut qattiq jismning holati inertsia markazining uchta x, y, z koordinatalari, jismning o'qlari yo'nalishlari bilan bog'langan θ , φ va ψ burchaklari bilan aniqlanadi.



Absolyut qattiq jismning erkinlik darajasi

Shunday qilib, absolyut qattiq jism 6 ta erkinlik darajasiga ega bo'ladi. Molekulaning erkinlik darajasi nechta bo'lishiga qaramay, uning uchtasi ilgariharakatlarga tegishlidir. Ilgariharakatlarga erkinlik darajalaridan hech qaysisi bir-biridan ustun bo'lmaganligi uchun, ularning har biriga bir xil miqdorda energiya to'g'ri keladi.

Molekulaning kinetik energiyasi $3/2 kT$ bo'lganligi uchun, har bir erkinlik darajasiga $1/2 kT$ ilgariharakatlarga energiyasi to'g'ri keladi.

Demak, harakatning hech bir turi boshqa turidan muhim bo'lmaganligi uchun, ularga o'rtacha bir xil energiya to'g'ri keladi va energiyaning erkinlik darajalari holatini belgilaydi:

$$\bar{\varepsilon} = \frac{i}{2} kT$$

30-MA'RUZA: TERMODINAMIKA

REJA:

1. Erkinlik darajasi bo'yicha energiya taqsimoti
2. Gazning bajargan ishi
3. Issiqlik sig'imi.
4. Termodinamikaning birinchi qonuni, uni izojarayon va adiabatik jarayonlarga tadbiqu

Mexanik energiyasi o'zgarmas, ichki energiyasi o'zgarishi mumkin bo'lgan termodinamik tizimni ko'rib chiqamiz. Tizimning ichki energiyasi har xil jarayonlar natijasida o'zgarishi mumkin, masalan, tizimga issiqlik miqdori uzatilganda yoki tizimga nisbatan ish bajarilganda o'zgarishi mumkin.

Tsilindr porsheni ichkariga siljirilganda unda turgan gaz siqiladi, natijada gazning temperaturasi oshadi, boshqacha qilib aytganda, gazning ichki energiyasi o'zgaradi. Gazning temperaturasi va ichki energiyasini unga tashqi jismlar orqali issiqlik miqdori uzatish hisobiga ham oshirish mumkin. Boshqa hollarda esa mexanik harakat energiyasi issiqlik harakati energiyasiga aylanishi va aksincha sodir bo'lishi mumkin. Kuzatishlarning natijalariga ko'ra, termodinamik jarayonlarda energiyaning bir turdan ikkinchi turga o'tishi va energiyaning saqlanishi kuzatiladi. Ana shu qonun – **termodinamikaning birinchi qonuni** deb ataladi.

Misol uchun U_1 ichki energiyaga ega bo'lgan qandaydir tizimga qo'shimcha issiqlik miqdori berilgan bo'lsin. U holda tizim yangi termodinamik holatga o'tib, U_2 ichki energiyaga ega bo'ladi, tashqi kuchlarga qarshi A ishni bajaradi.

Tizimga uzatilgan issiqlik miqdori va tashqi kuchlarga qarshi bajarilgan ish musbat deb hisoblanadi. Tajribalardan kuzatilishicha, energiyaning saqlanish qonuniga asosan, tizim istalgan usulda bir holatdan ikkinchi holatga o'tganda uning ichki energiyasi quyidagicha o'zgaradi:

$$\Delta U = U_2 - U_1$$

va u tashqaridan uzatilgan issiqlik miqdori Q va tashqi kuchlarga qarshi bajarilgan ish A farqiga teng bo'ladi

$$\Delta U = Q - A \text{ yoki } Q = \Delta U + A ,$$

bu ifoda termodinamikaning birinchi qonunini ifodalaydi.

Tizimga uzatilgan issiqlik miqdori ichki energiyaning o'zgarishiga va tashqi kuchlarga qarshi bajarilgan ishlarga sarf bo'ladi. (45.1) - ifodaning differentsial ko'rinishi quyidagicha bo'ladi:

$$dQ = dU + dA \text{ yoki } \delta Q = dU + \delta A ,$$

Agarda, tizimning bir holatdan ikkinchi holatga o'tishi davriy bo'lsa, u asl holatiga qaytgan vaqtda tizim ichki energiyasining o'zgarishi nolga teng bo'ladi:

$$\Delta U = 0$$

U holda, termodinamikaning birinchi qonuniga asosan, bajarilgan ish tizimga uzatilgan issiqlik miqdoriga teng bo'ladi: $A = Q$,

Demak, davriy o'zgaruvchi mashina tashqaridan uzatilgan issiqlik miqdoridan ortiq ish bajarishi mumkin emas.

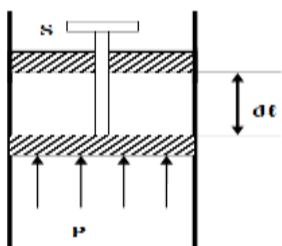
Gazning bajargan ishi. Gazning hajmi o'zgarganda, uning tashqi kuchlarga qarshi bajargan ishini ko'rib chiqamiz. Silindr idish ichidagi, porshen ostidagi gaz kengayganda porshenni kichik $d\ell$ masofaga suradi va gaz tashqi kuchlarga qarshi ish bajaradi:

$$\delta A = F \cdot d\ell = P \cdot S \cdot d\ell = PdV ,$$

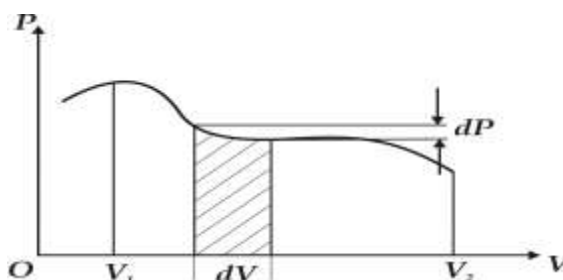
bu yerda S – porshen yuzasi, $Sd\ell$ – gaz hajmining o'zgarishi. Hajmi V_1 dan V_2 qiymatga o'zgarganda bajarilgan to'la ishni (46.1) - ifodani integrallash

orqali topamiz :

$$A = \int_{V_1}^{V_2} PdV$$



1-rasm. Porshen ostidagi gaz hajmining o'zgarishi



Gaz bosimining ixtiyoriy o'zgarishidagi bajarilgan ish grafigi

Integrallash natijasi gaz bosimi va hajmining bir-biriga bog'liqligi bilan belgilanadi va $P(V)$ ga bog'liq bo'lgan egri chiziq ostidagi yuzaga teng bo'ladi (1 - rasm).

Gaz hajmi dV qiymatga oshganda, gazning bajargan ishi PdV ga teng bo'ladi, ya'ni rasmda shtrixlangan yuz qiymatiga teng bo'ladi.

Issiqlik sig'imi

Moddaning solishtirma issiqlik sig'imi 1 kg moddani 1^0 ga isitishga sarf bo'lgan issiqlik miqdoriga teng fizik kattalik bilan o'lchanadi:

$$C = \frac{dQ}{m dT} ,$$

Solishtirma issiqlik sig'imi birligi $J/kg.grad.$ ga teng.

Molyar issiqlik sig'imi 1 mol moddani 1^0 ga isitishga sarf bo'lgan issiqlik miqdoriga teng bo'lgan kattalikka aytiladi:

$$C_\mu = \frac{\mu dQ}{m dT} = \frac{dQ}{V dT} ,$$

Solishtirma issiqlik sig'imi molyar issiqlik sig'imi bilan quyidagicha bog'langan;

$$C_\mu = \mu C ,$$

Issiqlik sig'imini moddaning xarakteristikasi deb hisoblab bo'lmaydi, chunki hajm yoki bosim o'zgaras bo'lganda moddaning isish jarayonida uning issiqlik sig'imi har xil bo'lishi mumkin. Quyida har xil izojarayonlarda issiqlik sig'imi qanday bo'lishini qarab

chiqamiz. Moddaning issiqlik sig'imi termodinamik jarayon xarakteriga bog'liq va turli jarayonlarda har xildir

Termodinamika birinchi qonunining turli izojarayonlarga tadbiqu

Izoxorik jarayon ($V = \text{const}$)

Bu jarayon hajm o'zgarmas bo'lganda sodir bo'ladi, shuning uchun $dV = 0$. Gaz tashqi kuchlarga qarshi ish bajarmaydi, ya'ni

$$dA = PdV = 0,$$

Izoxorik jarayon, devorlari qalin, o'zgarmas hajmga ega bo'lgan idishdagi gazni isitish yoki sovutishda sodir bo'ladi. Termodinamikaning birinchi qonuniga asosan, izoxorik jarayonda gazga uzatilgan issiqlik miqdorining hammasi gazning ichki energiyasini ortishiga sarf

$$\text{bo'ladi: } dQ = dU,$$

Bu jarayonda solishtirma issiqlik sig'imi S_v ichki energiya bilan quyidagicha bog'langandir:

$$dU = C_v dT,$$

Istalgan massali gaz uchun esa: $dU = \frac{m}{\mu} C_v dT,$

Izobarik jarayon ($p = \text{const}$)

Izobarik jarayon bosim o'zgarmas bo'lganda sodir bo'ladi. Porshen erkin harakatlanadigan tsilindr ichidagi gazni isitish yoki sovutishda izobarik jarayon sodir bo'ladi.

Izobarik jarayonda solishtirma issiqlik sig'imini C_p deb belgilasak, u holda,

$$dQ = C_p dT$$

Istalgan massali gaz (kilo mol modda miqdori) uchun quyidagiga ega bo'lamiz

$$dQ = \frac{m}{\mu} C_p dT,$$

Birlik massaga teng bo'lgan gaz hajmi V_1 dan V_2 ga o'zgarganda, bajarilgan ish quyidagiga teng bo'ladi:

$$A = \int_{V_1}^{V_2} PdV = P(V_2 - V_1),$$

Izobarik jarayonga termodinamikaning

$$C_p dT = dU + dA \quad C_p dT = dU + PdV$$

Bu ifodaning ikki tarafini dT ga bo'lsak

$$C_p = \frac{dU}{dT} + P \frac{dV}{dT} \quad C_p = C_v + P \left(\frac{dV}{dT} \right)$$

Agar $V = \frac{RT}{P}$ bo'lsa, $\frac{dV}{dT} = \frac{R}{P}$ ga teng bo'ladi. U holda

$$C_p = C_v + R,$$

Bu ifoda Mayer tenglamasi deb ataladi. Izobarik jarayonning issiqlik sig'imi izoxorik jarayon issiqlik sig'imidan gaz doimiysi qiymatiga kattadir, chunki izobarik jarayonda,

bosim o'zgarish bo'lgani uchun gazning kengayishi qo'shimcha issiqlik miqdori talab qilinadi.

Izotermik jarayon ($T = \text{const}$).

Izotermik jarayon tenglamasi Boyl - Mariott qonunidan iborat: $PV = \text{const}$
Izotermik jarayonida bajarilgan ishni aniqlaymiz:

$$A = \int_{V_1}^{V_2} PdV = \int_{V_1}^{V_2} RT \frac{dV}{V} = RT \ln \frac{V_2}{V_1} = RT \ln \frac{P_1}{P_2}$$

Izotermik jarayonda termodinamikaning birinchi qonuni quyidagicha ifodalanadi:

$$dQ = dA$$

$T = \text{const}$ bo'lganda, ideal gazning ichki energiyasi o'zgarmaydi, shuning uchun

$$dU = dQ = C_V dT = 0$$

Gazga uzatilgan issiqlik miqdorining barchasi tashqi kuchlarga qarshi bajarilgan ishga sarflanadi $Q = A = RT \ln \frac{P_1}{P_2} = RT \ln \frac{V_2}{V_1}$,

Gazning hajmi kengayganda temperatura pasaymasligi uchun, izotermik jarayon vaqtida tashqi bajarilgan ishga ekvivalent issiqlik miqdori uzatib turilishi kerak.

Adiabatik jarayon

Tashqi muhit bilan issiqlik almashmaydigan jarayon adiabatik jarayon deb ataladi. Adiabatik jarayonda ideal gaz parametrlarini o'zaro bog'laydigan tenglamani topishga harakat qilamiz. Termodinamikaning birinchi qonunidagi

$$dQ = dU + PdV$$

ideal gaz ichki energiyasi o'zgarishini izoxorik issiqlik sig'imi orqali ifodalaymiz:

$$dQ = C_V dT + PdV,$$

adiabatik jarayon uchun $dQ = 0$, u holda $C_V dT + PdV = 0$,

Ideal gaz holat tenglamasiga ko'ra $P = \frac{RT}{V}$ ga teng, shuning uchun $C_V dT + RT \frac{dV}{V} = 0$

$$\text{yoki } \frac{dT}{T} + \frac{R}{C_V} \frac{dV}{V} = 0 \quad d\left(\ln T + \frac{R}{C_V} \ln V\right) = 0$$

Natijada, adiabatik jarayon uchun quyidagi ifodaga ega bo'lamiz:

$$\ln T + \frac{R}{C_V} \ln V = \text{const},$$

Ideal gaz uchun $C_P = C_V + R$, $C_P - C_V = R$ yoki $\frac{C_P}{C_V} - 1 = \frac{R}{C_V}$.

Agar $\frac{C_P}{C_V}$ nisbatni γ - bilan belgilasak - ifoda quyidagi ko'rinishni oladi:

$$\ln T + (\gamma - 1) \ln V = \text{const}$$

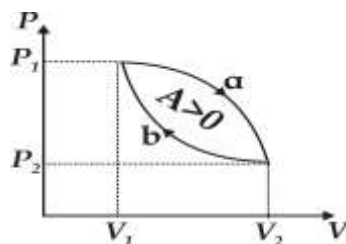
bundan $TV^{\gamma-1} = \text{const}$, yoki $PV^\gamma = \text{const}$ adiabata tenglamalariga ega

bo'lamiz. Bu tenglamalar Puasson tenglamalari, $\frac{C_P}{C_V} = \gamma$ nisbat esa Puasson koeffitsienti

yoki adiabata ko'rsatkichi deb ataladi.

Qaytar va qaytmas jarayonlar

Tizim bir qator termodinamik holatlardan o'tib, o'zining boshlang'ich holatiga qaytadigan jarayon aylanma jarayon deb ataladi. Jarayonlar diagrammasida tsikl yopiq egri chiziq bilan tasvirlanadi (2 - rasm).



2-rasm. Termodinamik holatning to'g'ri tsikli o'zgarishi

Ideal gaz bajarigan tsiklni, kengayish jarayoni (1 – a – 2) va siqilish (2 – v – 1) jarayonlariga ajratish mumkin. Gaz kengayishi jarayonida bajarilgan ish (1a 2 V₂, V₁ 1) yuza bilan aniqlanadi va musbat deb hisoblanadi.

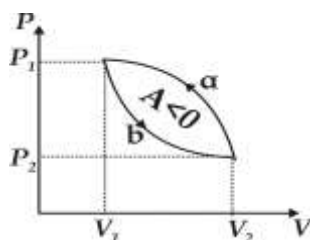
Gazsiqilishida bajarilgan ish (2 v 1 V₁, V₂ 2) yuza bilan aniqlanadi va manfiy deb hisoblanadi. Natijada tsikl bo'yicha gazning bajarilgan ishi (1a 2v 1) yuza bilan aniqlanadi.

Tsiklda musbat ish bajarilsa $A = \oint PdV > 0$ u jarayon to'g'ri tsikl deb ataladi.

Agarda tsiklda bajarilgan ish manfiy bo'lsa

$$A = \oint PdV < 0$$

u jarayon teskari tsikl deb ataladi.



3-rasm. Termodinamik jarayonning teskari siklli o'zgarishi

To'g'ri tsikl davriy ishlaydigan mashinalar, issiqlik dvigatellarida qo'llaniladi. Bu mashinalar tashqaridan uzatilgan issiqlik miqdori hisobiga ish bajaradi.

Teskari sikl sovutish qurilmalarida ishlatiladi. Sovutish mashinalarida davriy tsikl davomida tashqi kuchlar bajarilgan ishi hisobiga tizimning issiqlikligi temperatura yuqori bo'lgan jismga uzatiladi.



4-rasm. Issiqlik mashinasining tuzilishi.

Issqlik dvigatelining ishlash prinsipi quyidagi rasmda keltirilgan (4 - rasm). Temperaturasi yuqori bo'lgan «isitgich» deb ataluvchi termostatdan (T_1) tsikl davomida issiqlik mashinasi Q_1 issiqlikmiqdori oladi va temperaturasi past bo'lgan termostatga (T_2) Q_2 issiqlik miqdorini uzatadi.

Tsikl davomida bajarilgan ish

$$A = Q_1 - Q_2 > 0$$

dan iborat. Issiqlik dvigatelining foydali ish koeffitsienti $\eta = 1$ bo'lishi uchun $Q_2 = 0$ shart bajarilishi kerak. Ammo bu shart real sharoitlarda bajarilmaydi. Shu sababli, Karno issiqlik dvigateli ishlash uchun kamida ikkita, temperaturalari farqli bo'lgan issiqlik manbalari mavjud bo'lishi kerak, deb ta'kidlaydi.

Issiqlik dvigatellaridagi jarayonga teskari bo'lgan jarayon sovutgich mashinalarida ishlatiladi, uning ishlash prinsipi 5 - rasmda keltirilgan.



5-rasm. Sovutgich mashinasining tuzilishi

Termodinamik tizim tsikl davomida temperaturasi past bo'lgan termostatdan (T_2) Q_2 issiqlik miqdori oladi va temperaturasi yuqori bo'lgan termostatga (T_1) Q_1 issiqlik miqdorini uzatadi.

$$Q = A = Q_2 - Q_1 < 0$$

shuning uchun bajarilgan ish manfiy hisoblanadi

$$A = P \int dV < 0 ,$$

$$Q_1 - Q_2 = -A \quad \text{yoki} \quad Q_1 = Q_2 + A$$

Temperaturasi yuqori bo'lgan termostatga (T_1) berilgan Q_1 issiqlik miqdori temperaturasi past bo'lgan termostatdan (T_2) olingan Q_2 issiqlik miqdoridan tizim ustidan tashqi kuchlar bajarilgan A ish qiymatiga kattadir.

Tizim aylanma jarayon natijasida o'zining boshlang'ich holatiga qaytadi va tizimning ichki energiyasi o'zgarmaydi

$$dU = 0 , \quad Q = A,$$

Odatda, aylanma jarayon vaqtida tizim tashqaridan issiqlik miqdorini olishi va unga uzatishi mumkin, shuning uchun

$$Q = Q_1 - Q_2$$

bu yerda Q_1 – tizimning olgan issiqlik miqdori, Q_2 – tashqariga uzatgan issiqlik miqdori. Shu sababli, aylanma jarayon uchun foydali ish koeffitsienti quyidagicha aniqlanadi:

$$\eta = \frac{A}{Q_1} = \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1} = 1 - \frac{Q_2}{Q_1} ,$$

Termodinamik jarayon agarda, avval to'g'ri siklda va keyin teskari siklda sodir bo'lsa, u o'z holatiga qaytuvchi jarayon deb hisoblanadi. Chunki bu holda atrof - muhit va qaralayotgan tizimda ortiqcha o'zgarishlar sodir bo'lmaydi. Shu sharoitga ega bo'lmagan barcha jarayonlar qaytmas jarayonlar deb hisoblanadi. Istalgan muvozanatdagi jarayon qaytar jarayondir, chunki tizimda sodir bo'ladigan muvozanatli jarayon uchun u to'g'ri yoki teskari yo'nalishda o'tishi muhim emas.

31-MA'RUZA: TERMODINAMIKA

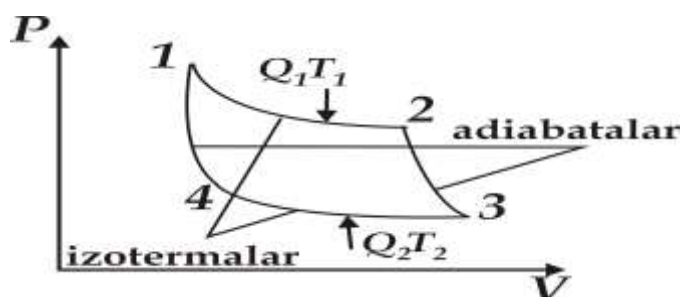
REJA:

1. Qaytar va qaytmas jarayonlar. Sikllar
2. Termodinamika ning II qonuni
3. Entropiya

Karno tsikli, bir-biriga bog'liq navbatma-navbat sodir bo'ladigan ikkita izotermik va ikkita adiabatik jarayonlardan iboratdir (*1 - rasm*).

Rasmda Karnoning qaytar tsikli tasvirlangan, bu yerda ishchi modda ideal gazdan iborat. Bu jarayon uchun foydali ish koeffitsientini hisoblab ko'ramiz.

Izotermik kengayish va siqilish (1 - 2) va (3 - 4) egri chiziqlar bilan, adiabatik kengayish va siqilish jarayonlari (2 - 3) va (4 - 1) egri chiziqlar bilan tasvirlangan.



1-rasm. Karno tsikli

Izotermik jarayonda ichki energiya o'zgarmaydi.

$$U = const$$

Shuning uchun gazning isitgichdan olgan issiqlik miqdori Q_1 gazning kengayish ishiga A_{12} ga tengdir:

$$A_{12} = RT_1 \ln \frac{V_2}{V_1} = Q_1,$$

(2 - 3) adiabatik kengayishda, atrof - muhit bilan issiqlik almashuvchi jism yo'q, shuning uchun gazning kengayishida bajarilgan ish A_{23} ichki energiyaning o'zgarishi hisobiga bajariladi:

$$A_{23} = -C_x (T_2 - T_1)$$

Izotermik siqilishda sovutgichga gazning bergan issiqlik miqdori Q_2 siqilishdagi bajarilgan ish A_{34} ga teng bo'ladi:

$$A_{34} = RT_2 \ln \frac{V_4}{V_3} = -Q_2$$

Adiabatik siqilishda bajarilgan ish A_{41} ga teng

$$A_{41} = -C_4(T_1 - T_2) = -A_{23}$$

Natijada aylanma jarayonda bajarilgan ish quyidagidan iborat bo'ladi:

$$A = A_{12} + A_{23} + A_{34} + A_{41} = Q_1 + Q_{23} - Q_2 - Q_{23}$$

$$A = Q_1 - Q_2$$

Karno tsiklida foydali ish koeffitsienti quyidagiga teng bo'ladi:

$$\eta = \frac{A}{Q_1} = \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1} = 1 - \frac{T_2}{T_1}$$

Karno tsikli uchun foydali ish koeffitsienti isitgich va sovutgichlar temperaturalariga bog'liqdir. Foydali ish koeffitsientini oshirish uchun temperaturalar farqini oshirish zarur.

Entropiya. Termodinamikaning ikkinchi qonuni

Oldingi paragrafdagi qaytar va qaytmas jarayonlar uchun keltirilgan diagrammalardan rasmdagi ideal gaz bajargan ishning musbat turini

ko'rib chiqamiz. Ishchi jism R_1 bosim va T_1 temperatura bilan tavsiflanadigan 1 - boshlang'ich holatdan, ketma - ket sodir bo'ladigan izotermik va adiabatik jarayonlar orqali 3-holatga o'tadi va T_2 - sovutgich temperaturasiga ega bo'ladi. Ishchi jismning holatini bunday o'zgarishi isitgichdan olingan Q_1 issiqlik miqdori hisobiga amalga oshadi. Ishchi jismning 3 - holatdan 1 - boshlang'ich holatga qaytib o'tishi yana izotermik va adiabatik siqilish hisobiga amalga oshadi. Holatning bu o'zgarishida ajralib chiqqan Q_2 issiqlik miqdori Q_1 issiqlik miqdori qiymatidan kichikdir: $Q_2 < Q_1$

Shunday qilib, ishchi jismning 1 - holatdan 3 - holatga va 3 - holatdan 1 - holatga o'tishdagi qaytar jarayonda ajralib chiqqan va yutilgan issiqlik bir xil miqdorda emas ekan. Buning sababi, 1 - holatdan 2 - holatga ikki xil yo'l bilan o'tilganidadir, ya'ni, 1 - holatdan 3 - holatga o'tish jarayoni katta bosim ostida kengayish, 3 - holatdan 1 - holatga o'tish jarayoni esa, kichik bosim ostida siqilishi hisobiga amalga oshganligidadir. Bundan juda muhim xulosaga kelish mumkin: ishchi jismga uzatilgan yoki undan olingan issiqlik miqdori uning boshlang'ich yoki oxirgi holatiga bog'liq bo'lmay, holatlarni o'zgarish jarayonining ko'rinishiga bog'liqdir. Boshqacha qilib aytganda, Q issiqlik miqdori, ichki energiyaga o'xshash, jism holatining funktsiyasi emas. Bu xulosa, termodinamikaning birinchi qonuni ifodasidan ham ko'rinib turibdi:

$$dQ = dU + dA$$

Jismning dA - bajarilgan ishi (yoki uning ustidan bajarilgan ish) uni qanday amalga oshirilganiga bog'liqdir. dU - ichki energiyaning o'zgarishi esa, holatning qanday o'zgarishiga bog'liq emas.

Jismga T_1 temperaturali isitgichdan uzatilgan Q_1 issiqlik miqdori, T_2 temperaturali sovutgichga berilgan Q_2 issiqlik miqdoriga teng emas, ammo bu issiqlik miqdorlarning holatlar temperaturalariga nisbatlari, miqdor jihatdan bir-birlariga tengdir:

$$\frac{Q_1}{T_1} = \frac{Q_2}{T_2},$$

bu $\frac{Q}{T}$ - nisbatni *ba'zan keltirilgan (tartibga solingan) issiqlik miqdori* deb

ataladi. Jarayonning cheksiz kichik qismida jismga uzatilgan keltirilgan issiqlik miqdori $\frac{\delta Q}{T}$ ga tengdir. Istalgan qaytar aylanma jarayonlarda natijaviy keltirilgan issiqlik miqdori nolga tengdir:

$$\oint \frac{\delta Q}{T} = 0,$$

bu yopiq konturdan olingan integralning nolga teng bo'lishi, integral ostidagi $\frac{\delta Q}{T}$ ifodani qandaydir funktsiyaning to'la diferentsialiekanligini bildiradi

$$\frac{\delta Q}{T} = dS,$$

Bu yerda S – funktsiya *holat funktsiyasi* yoki *entropiya* deb ataladi.

Termodinamikada, qaytmas jarayonlarni vujudga keltiruvchi tizimning entropiyasi ortishi isbotlangan:

$$\Delta S > 0,$$

(112.4)- va (112.5)- ifodalardan Klauzius tengsizligini keltirib chiqarish mumkin:

$$\Delta S \geq 0,$$

ya'ni, yopiq tizimlarning entropiyasi qaytar jarayonlarda o'zgarimasdan qolishi, qaytmas jarayonlarda esa ortishi mumkin.

Agarda tizim 1-holatdan 3-holatga muvozanatli o'tsa, (112.3)- ifodaga asosan entropiyaning o'zgarishi quyidagicha bo'ladi:

$$\Delta S_{1 \rightarrow 3} = S_3 - S_1 = \int_1^3 \frac{\delta Q}{T} = \int_1^3 \frac{dU + \delta A}{T},$$

Bu yerda entropiya emas, balki entropiyalar farqi fizik ma'noga egadir. Ifodaga asoslanib, ayrim jarayonlarda ideal gaz entropiyasining o'zgarishini kuzatamiz:

$$dU = \frac{m}{\mu} C_V dT, \quad \delta A = p dV = \frac{m}{\mu} R \frac{dV}{V},$$

bo'lgani uchun

$$\Delta S_{1 \rightarrow 3} = S_3 - S_1 = \frac{m}{\mu} C_V \int_{T_1}^{T_3} \frac{dT}{T} + \frac{m}{\mu} R \int_{V_1}^{V_3} \frac{dV}{V},$$

yoki

$$\Delta S_{1 \rightarrow 3} = S_3 - S_1 = \frac{m}{\mu} \left(C_V \ln \frac{T_2}{T_1} + R \ln \frac{V_2}{V_1} \right),$$

1 - holatdan 3 - holatga o'tishda, ideal gazning entropiyasi o'zgarishi $\Delta S_{1 \rightarrow 3}$ o'tish jarayonining $1 \rightarrow 3$ ko'rinishiga bog'liq emas. Chunki adiabatik jarayonda $\delta Q = 0$ ga teng bo'ladi yoki $\Delta S = 0$ ga teng bo'ladi yoki $S = const$. Izotermik jarayonda esa $T_1 = T_2$, shu sababli.

$$\Delta S = \frac{m}{\mu} R \ln \frac{V_2}{V_1}$$

Izoxorik jarayonda esa $V_1 = V_2$.

$$\Delta S = \frac{m}{\mu} C_V \ln \frac{T_2}{T_1}$$

bo'ladi.

Statistik fizikada entropiya tizim holatining termodinamik ehtimolligi bilan bog'lanadi va juda chuqur ma'noga ega bo'ladi.

Tizim holatining *termodinamik ehtimolligi* – makroskopik tizim holati qanday usul bilan hosil qilinganligini bildiradi yoki berilgan makroholat nechta mikroholatlardan iborat ekanligini bildiradi.

Boltsman ta'rifi bo'yicha, tizimning S entropiyasi va termodinamik ehtimolligi quyidagicha bog'langandir

$$S = k \ln w,$$

bu yerda k – Boltsman doimiysi. Demak, entropiya termodinamik tizim holati ehtimolligining ko'rsatkichidir yoki entropiya tizim tartibsizligi darajasining o'lchovidir. Haqiqatda, tizim holatini belgilovchi mumkin bo'lgan holatlar soni qancha ko'p bo'lsa, tizimning tartibsizlik darajasi yoki entropiyasi shuncha katta bo'ladi. Shu sababli, qaytmas jarayonlarda tizimning entropiyasi doimo ortib boradi.

Termodinamikaning birinchi qonuni energiyaning saqlanishi va bir turdan ikkinchi turga aylanishi mumkinligini ifodalasa ham, termodinamik jarayonlarning kechish yo'nalishlarini ko'rsata olmaydi.

Masalan, elektr choynak orqali elektr energiyasini issiqlik energiyasiga aylantirib, ma'lum miqdordagi suvni qaynatish mumkin, ya'ni energiyani bir turdan – elektr energiyasidan ikkinchi turga – issiqlik energiyasiga aylantirish mumkin. Ammo termodinamikaning birinchi qonuni, o'sha miqdordagi qaynagan suv issiqlik energiyasini elektr energiyasiga aylantirishni inkor etmasa ham, jarayon yo'nalishini ko'rsata olmaydi.

Shunday qilib, termodinamikaning birinchi qonuni termodinamik jarayonlar sodir bo'lishning ehtimollik darajasini mutlaqo ko'rsata olmaydi.

Termodinamikaning ikkinchi qonuni, tabiatda qanday jarayonlar mumkin, qaysilari mumkin emasligini – jarayonlarning o'zgarish yo'nalishlarini aniqlash orqali belgilab bera oladi.

Entropiya tushunchasi va Klauzius tengsizligi orqali termodinamikaning ikkinchi qonunini shunday ta'riflash mumkin: yopiq tizimlardagi istalgan qaytmas jarayonlarda tizim entropiyasi oshib boradi.

Ikkinchi tarafdan, ideal mashinaning foydali ish koeffitsienti

$$\eta = \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1} = \frac{T_1 - T_2}{T_1}$$

ga teng edi, ya'ni isitgich va sovutgichlar temperaturalari farqi qancha katta bo'lsa, foydali ish ko'effitsienti ham shuncha katta bo'ladi. Istalgan foydali ish bajarilganda, tizimning qolgan energiyasi foydalanib bo'lmaydigan boshqa turdagi energiyalarga aylanadi. Boshqacha qilib aytganda, energiyaning ko'p qismi foydali ko'rinishga ega bo'lmaydi, sifatsiz ko'rinishga o'tadi. Shu sababli, entropiya doimo energiya sifatining buzilganlik darajasini bildiradi.

Termodinamikaning ikkinchi qonunini quyidagicha yana ta'riflash mumkin:

1-Kelvin ta'rifi: Isitgichdan olingan issiqlik miqdorini faqat shunga ekvivalent bo'lgan ishga aylantiruvchi aylanma jarayonlar bo'lishi mumkin emas;

2-Klauzius ta'rifi: Temperaturasi past bo'lgan jismga issiqlik beruvchi faqat yagona jarayondan iborat aylanma jarayon bo'lishi mumkin emas.

32-MA'RUZA: QATTIQ JISMLAR FIZIKASI

Reja:

1. Bog'lanish kuchlari
2. Van-der Vaals, molekulyar, ionli, atomli va metall bog'lanishlar
3. Kristall panjara
4. Erkin atomning energetik sathlari
5. Kristallarda elektronlarning umumlashuvi
6. Energetik sohalar hosil bo'lishi
7. Valentlik va o'tkazuvchanlik zonasi
8. Zonalar nazariyasi bo'yicha o'tkazgichlar, yarim o'tkazgichlar va dielektriklar

Bog'lanish kuchlari. Moddalarning qattiq jism holatiga o'tish imkoniyati, tashkil etuvchi zarrachalarning bir-biriga yaqin masofaga yaqinlashishida, ular orasida hosil bo'ladigan bog'lanish kuchlariga bog'liqdir. Bunday zarrachalar, odatda atom, ion va molekulalardan iboratdir.

Qattiq jismning mustahkam panjaraviy tizimi hosil bo'lishi uchun zarrachalar orasida ikki xil kuch ta'sir etishi mumkin:

zarrachalarning bir-biridan uzoqlashishiga to'sqinlik qiluvchi tortishish kuchlari;

zarrachalarning bir-biriga qo'shilishiga qarshilik qiluvchi itarish kuchlari.

Ushbu kuchlarning tabiatini qisqacha ko'rib chiqamiz.

Van-der-Vaals kuchlar. Istalgan atom va molekulalar orasida paydo bo'luvchi umumiyroq ko'rinishda bo'lgan bog'lanish kuchlari - *Van-der-Vaals kuchlaridir*. Bu kuchlar birinchi bo'lib qattiq faza holatida bo'lgan real gazlar holat tenglamasiga kiritilgan edi.

$$\left(p + \frac{a}{V_m^2} \right) (V_m - b) = RT ,$$

bu yerda $\frac{a}{V_m^2}$ va b – qo'shimcha hadlar, qattiq holatdagi real gaz molekulalari orasidagi

tortishish va itarish kuchlarini hisobga olish uchun kiritilgan, b – molekulalarning o'zi egallagan hajmi, a – molekulalar orasidagi tortishish kuchi.

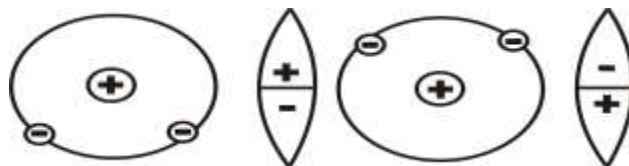
Aniq ko'rinishda bu kuchlar to'liq ximiyaviy bog'lanishga ega bo'lgan quyidagi molekulalar orasida paydo bo'ladi: $-O_2, H_2, N_2, Si_4$. Suyuq va qattiq holatlarda bo'lgan inert gazlar atomlari orasida xam kuzatiladi. Umumiy holda Van-der-Vaals kuchlari o'ziga dispersiyaviy, orientatsiyaviy va induktsiyaviy ta'sir kuchlarini qamrab oladi.

Dispersiyaviy ta'sir kuchlar Oddiy misol tariqasida ikkita geliy atomi orasidagi ta'sirni ko'rib chiqamiz. Geliy atomining elektron zichligi taqsimlanishi, uning elektr momentining o'rtacha qiymati nolga teng bo'lganligi uchun, sferik simmetriyaga ega bo'ladi

Vaqtning ayrim onlarida elektronlar fazoning ma'lum nuqtalarida joylashib, birdan tez o'zgarib turadigan elektr dipollarini hosil qiladilar.

Ikkita geliy atomlari yaqinlashtirilganda bu atomlar elektronlari harakatida («korrelyatsiya») muvofiqlik o'rnatiladi, natijada atomlar o'rtasida o'zaro ta'sir kuchlari

hosil bo'ladi. Bunday kuchlar ikki xil xarakterga ega bo'ladilar: agarda elektronlar atomlarning teskari tomonlariga to'planishi muvofiqdansa tortishish kuchlari hosil bo'ladi;



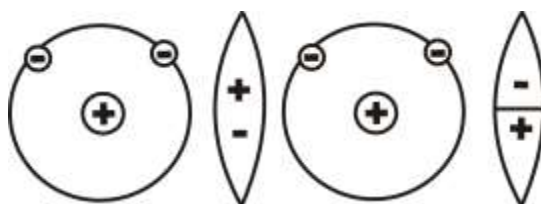
1-rasm. Geliy atomlarida tortishish kuchlarini hosil bo'lishi

Agarda elektronlar atomlarning bir tomonlariga to'planishi muvofiqdansa, itarish kuchlari paydo bo'ladi.

Elektronlarning muvofiqlashgan harakati natijasida paydo bo'ladigan bog'lanish kuchlari *dispersiyali kuchlar* deb ataladi va quyidagicha ifodalanadi:

$$U_d = -\frac{3}{4} \frac{\alpha^2 I}{r^6},$$

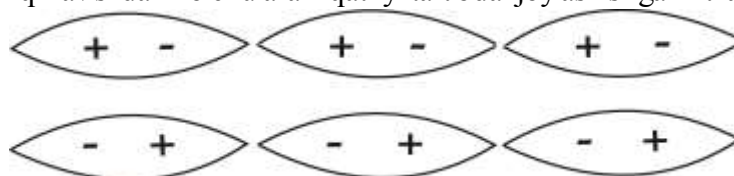
bu yerda α - zarrachaning qutblanishi, I - zarrachalarning qo'zg'atilish energiyasi, r - dipollar orasidagi masofa.



2-rasm. Geliy atomlarida itarish kuchlarining hosil bo'lishi

Orientatsiyaviy ta'sir kuchlar

Agar molekular doimiy M – dipol momentiga ega bo'lsalar, ya'ni qutbli bo'lsalar, u holda ular orasida elektrostatik ta'sir kuchlari paydo bo'ladi, natijada tizimning energiyasi kamayishiga bog'liq ravishda molekular qat'iy tartibda joylashishga intiladilar.



3-rasm. Qutbli molekularlarda elektrostatik kuchlarning hosil bo'lishi

Molekularning to'g'ri «orientatsiyasi» - issiqlik harakatida buzila boshlaydi va kuchli ravishda temperaturaga kuchli ravishda bog'liq bo'ladi. Past temperaturalarda molekular tartibli yo'nalishga to'liq ega bo'lsalar, o'zaro ta'sir energiyasi quyidagi nisbat bilan aniqlanadi:

$$U_{or} = -\frac{M^2}{2\pi\epsilon_0 r^3},$$

Yuqori temperaturalarda esa:

$$U_{or} = -\frac{M^2}{24\pi^2\epsilon_0^2 r^3} \frac{1}{r^6},$$

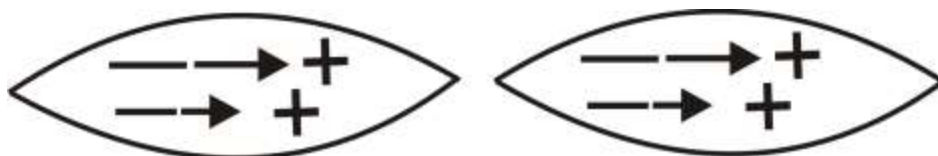
Bu turdagi o'zaro ta'sirlar *orientatsiyaviy ta'sirlar* deb ataladi.

Induksiyaviy ta'sir kuchlar

Kuchli qutblanishga ega bo'lgan qutbli molekullarda qo'shni molekullarning doimiy dipoli maydoni ta'sirida qo'shimcha moment hosil bo'lishi mumkin (4 - rasm).

Birinci molekulaning doimiy dipoli va ikkinchi molekulaning induktsiyalangan dipoli orasidagi o'zaro ta'siri natijasida vujudga keladigan o'zaro tortishish energiyasi quyidagi nisbat bilan aniqlanadi:

$$U_{ind} = -\frac{\alpha\mu^2}{\gamma\pi\epsilon_0^2} \frac{1}{r^6}$$



4-rasm. Kuchli qutblanishga ega bo'lgan molekullarda qo'shimcha momentning hosil bo'lishi

Bunday o'zaro ta'sir *induksiyaviyokideformatsiyali* ta'sir deb ataladi.

Umumiy holda, ikkita molekulaning yaqinlashishida, uchta ko'rinishdagi o'zaro ta'sirlar paydo bo'ladi va natijaviy ta'sir kuchlari uchta ta'sir energiyalarining yig'indisiga teng bo'ladi.

$$U = U_g + U_{or} + U_{ind}$$

Ionli bog'lanish Inert gazlardan keyin joylashgan ishqor metallar atomlarining valent elektronlari to'lgan energetik qatlamdan tashqarida harakat qiladilar va yadro bilan kuchsiz bog'langan bo'ladi.

Inert gazlardan oldin joylashgan galoidlarda mustahkam bog'lanish uchun bitta elektron yetishmaydi. Shu sababli, ular qo'shimcha elektron qabul qilishga intiladilar.

Ishqorli metallar va galoidlar atomlari orasidagi bog'lanish quyidagicha bo'ladi.

Avval metall atomining elektroni galoid atomiga o'tadi, natijada metall musbat zaryadli ionga, **galoid atomi** – manfiy zaryadli ionga aylanadi. Bu musbat va manfiy ionlar Kulon qonuniga asosan ta'sirlashadilar. Bunday bog'lanish *ionli* yoki *qutbli* bog'lanish deb ataladi.

Ionlarning tortishish energiyasi quyidagiga tengdir:

$$U_i = -\frac{q^2}{4\pi\epsilon_0 r}$$

Kovalent bog'lanish

Ionli va Van-der-vals bog'lanishlari orqali H_2 , O_2 , N_2 kabi molekular birikmalari hosil bo'lishini, hamda olmos va yarim o'tkazgich kristallaridagi bog'lanishlarni tushuntirish mumkin emas. Bir jinsli atomlar valent elektronlarini qayta taqsimlash orqali qarama-qarshi earyadli ionlarni hosil qilish mumkin emas. Boshqa tarafdin, O_2 , N_2 , N_2 molekularidagi mustahkam bog'lanish Van-der-vals kuchlaridan juda sezilarli kattadir. Bunday mustahkam bog'lanish

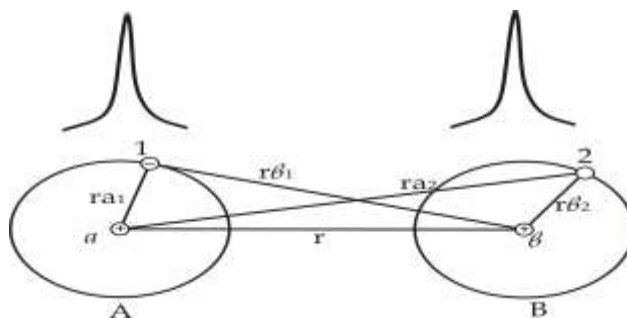
kovalent bog'lanish deb ataladi.

Vodorod molekulasida bu bog'lanish tabiatini ko'rib chiqamiz (5 - rasm).

Masalan, yadrosi a va elektroni 1 bo'lgan A atom va yadrosi b , elektroni 2 bo'lgan V atom bir-biridan r - katta masofada joylashgan deb hisoblaymiz.

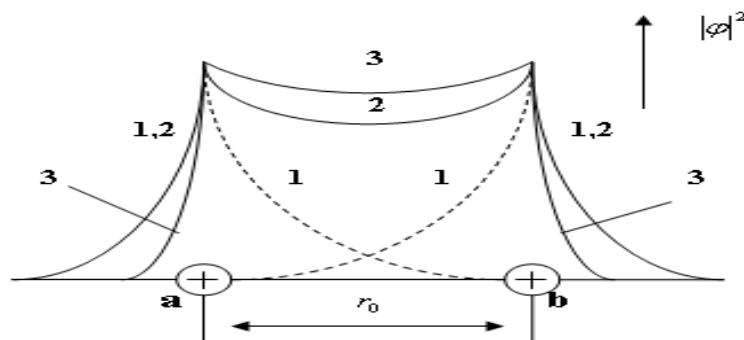
Atom atrofidagi elektron holatini ifodalovchi elektron buluti zichligi ($S = 4\pi r^2 \psi \psi^*$) masofaga bog'liq tez so'nishi sababli v yadro atrofida 1-elektronning, a yadro atrofida 2-elektronning bo'lish ehtimoli juda kichikdir. Shu sababli A va V atomlarni bir-biri bilan ta'sirlashmaydigan alohida atomlar deb hisoblash mumkin va ikki atomdan tashkil topgan tizim energiyasi $2E_0$ ga teng deb hisoblaymiz. Bu yerda E_0 - odatdagi sharoitdagi alohida atomning energiyasidir.

Atomlarning yaqinlashishi bilan begona atomlarga elektronlarning o'tish ehtimoli ortadi.



5-rasm. Katta masofada joylashgan vodorod elektronlari holatlari

Atomlar orasidagi masofa $r \approx 2A^0$ ga yetganda bu atomlarning elektron bulutlari bir-birini to'saboshlaydi. Atomlarning keyingi yaqinlashishida bulutlarning to'sish darajasi orta boradiki va elektronlarning almashish chastotasi shu darajada oshaboradiki, 1 - elektronning A - atomga, 2 - elektronning V - atomga tegishli ekanligi o'z kuchini yo'qotadi



6-rasm. Qisqa masofalarda vodorod atomlari elektron bulutlarining bir - birini to'sishi

Shunday qilib, bu holatda elektronlar bir vaqtda ikkala yadroga tegishli bo'ladi va ular *umumlashgan* hisoblanadi.

Elektronlarning umumlashishi elektronlar zichligini $|\psi|^2$ qayta taqsimlanishiga va tizim energiyasini alohida atomlarning energiyalari yig'indisiga $2E_0$ nisbatan o'zgarishiga olib keladi. Rasmda 1 - punktir chiziqlar bilan alohida atomlarning elektron bulutlari zichligi tasvirlangan; 2 - uzluksiz chiziqlar bilan alohida atomlar elektron bulutlarini oddiy yig'indisi tasvirlangan; 3 - qalin chiziqlar $a - v$ yadrolar uchun umumlashgan elektronlar hosil bo'lgandagi elektronlar buluti zichligini taqsimlanishi tasvirlangan.

1 - va 2 - holatlarga qaraganda 3 - holatda ikkala yadrolar o'rtasidagi elektronlar zichligi ortaboradi. Yadrolar orasidagi fazoda elektron bulutlar zichligining ortishi tizim energiyasining kamayishiga va atomlar orasida tortishish kuchlarini vujudga keltiradi. Ana shu *kovalent bog'lanishni* hosil bo'lishidir. Vodorod molekulasining energiyasi

$$U_s = 2E_0 + \frac{K + A}{1 + S^2}$$

ga teng. Bu yerda $2E_0$ - ikkita vodorod atomi energiyalari yig'indisidir; K - elektronlarning yadro bilan, elektronlarning o'zaro va yadrolarning o'zaro elektrostatik ta'sir energiyasidir. Bu energiya manfiydir va uni *Kulon energiyasi* deb atashadi. A - atomlarning o'zaro elektronlar bilan almashish energiyasidir va u doimo K dan katta bo'ladi $|A| > |K|$. $S < 1$, K va A manfiy bo'lganligi uchun tizim energiyasi kamayib boradi:

$$U_s = 2E_0$$

Har bir vodorod atomi o'zining bitta qo'shni atomi bilan bog'lanish hosil qilish mumkin. Bu bog'lanishni tashkil etuvchi ikkita elektron qarama-qarshi spinlarga ega va bitta kvant yacheykani egallaydi.

Uchinchi atom, bu sharoitda, tortishmasdan itariladi.

Kremniy, germaniy kristallarida elementar katakchadagi atom valent bog'lanishni to'rtta yaqin qo'shni atomlar bilan hosil qiladi. Shu to'rtta kovalent bog'lanishlarni hosil qiluvchi har ikki elektron qarama-qarshi spinlarga ega bo'ladi.

Metall bog'lanish

Mendelev davriy jadvalining har bir davri boshlanishida turgan metallar alohida jismlar guruhini tashkil etadilar.

Metall atomlari yaqin qo'shnilari bilan kovalent bog'lanish hosil qilish uchun yetarlicha valent elektronlariga ega emaslar. Masalan, mis atomi faqat bitta valent elektroniga ega va faqat bitta qo'shni atom bilan kovalent bog'lanish hosil qilishi mumkin. Ammo, mis kristall panjarasida har bir atom atrofida o'n ikkiga yaqin qo'shni atomlar mavjuddir va ular bilan bog'lanish hosil qilish kerak. Shu sababli, metallarda kovalent bog'lanishdan farqli *metall bog'lanish* deb ataluvchi alohida bog'lanish turi mavjuddir.

Metall atomlarida tashqi valent elektronlari yadro bilan kuchsiz bog'langan. Metall qattiq jism holatiga ega bo'lganda, atomlar bir-biri bilan juda yaqin joylashishi sababli, valent elektronlar o'z atomlarini tashlab, kristall panjara bo'ylab erkin harakat qilish imkoniyatiga ega

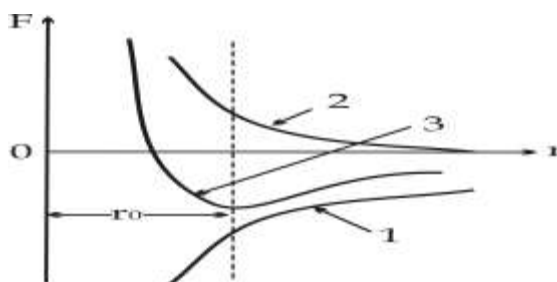
bo'ladi. Natijada kristall panjarada manfiy zaryadlarning bir jinsli taqsimlanishi paydo bo'ladi va tugunlar orasidagi fazoning katta qismida elektronlarning o'rtacha zichligi o'zgarmasligi kuzatiladi.

Metall kristall panjarasidagi bog'lanish musbat ionlarning elektron gaz bilan o'zaro ta'siri natijasida paydo bo'ladi. Musbat ionlar orasidagi elektronlar yadrolarni bir-biriga tortadi va itarish kuchlarini muvozanatlaydi. Boshqa tarafdin, ionlar orasidagi masofa kamayishi bilan tortishish kuchlari orta boshlaydi. Ionlar orasidagi tortishish va itarish kuchlari teng bo'ladigan masofa o'rnatilganda kristall panjara mustahkamlashadi.

Kristall panjara

Atom va molekullarni yaqinlashishida, yuqorida keltirilgan bog'lanish kuchlarining tabiatiga qaramay, ular orasida bir xil umumiy xarakterga ega bo'lgan ta'sir saqlanadi:

- nisbatan katta masofalarda tortishish kuchlari (F_t) paydo bo'lib, zarrachalar orasidagi masofa qisqarishi bilan tez orta boshlaydi - nisbatan kichik masofalarda itarish kuchi (F_i) paydo bo'lib, r masofa qisqarishi bilan tortishish kuchiga nisbatan yanada tezroq orta boshlaydi (7-rasm, (1)).

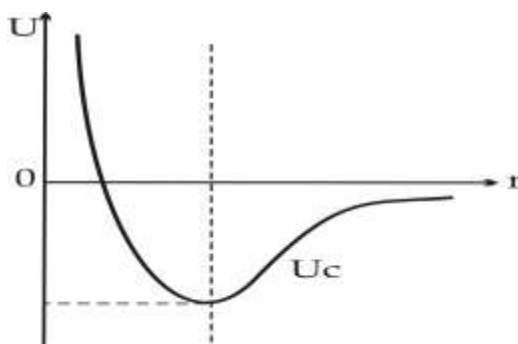


7-rasm. *Atomlar orasidagi bog'lanish kuchlari*

Ma'lum bir $r = r_0$ masofada itarish kuchlari tortishish kuchlari

bilan tenglashadi va natijada natijaviy o'zaro ta'sir kuchi F nolga aylanadi, o'zaro ta'sir energiyasi U_c minimal qiymatga erishadi. Shu sababli, r_0 masofaga yaqinlashgan zarrachalar holati mustahkam muvozanatdagi holatga aylanadi. Zarrachalarning bir-biriga nisbatan r_0 masofa bilan qat'iy tartibda joylashishi, to'g'ri ichki tuzilishli qattiq jism tashkil bo'lishiga

olib keladi. Qattiq jismning to'g'ri ichki tuzilishi *fazoviy panjara* yoki *kristall panjara* deb ataladi.



8-rasm. Atomlar orasida mustahkam muvozanat holatining hosil bo'lishi

Demak, kristallarda atomlarning joylashishi, ularni fazoviy davriylik yoki translyatsiyaviy simmetriyalik xossasiga ega bo'lishiga olib keladi. Fazoviy davriylik ikki xil uchraydi: 1. *Brave translyatsion panjarasi* 2. *Asosli panjara*.

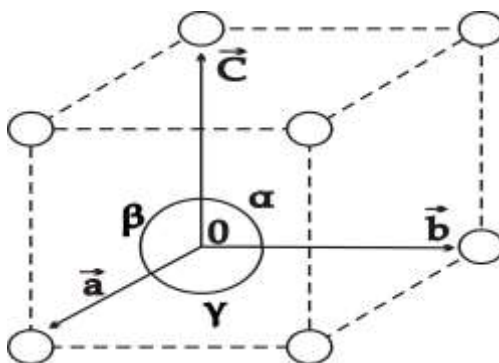
Har qanday kristallda bir tekislikda yotmagan uchta bosh yo'nalishlar mavjud, bu yo'nalishlarda bir xil vaziyatdagi qo'shni atomlar orasidagi masofalar \vec{a} , \vec{b} , \vec{c} vektorlar orqali belgilanadi. Cheksiz kristall panjarani har bir \vec{a} , \vec{b} , \vec{c} yo'nalishlarda, ularga karrali masofaga siljitish kristall panjaraning vaziyatini o'zgartirmaydi.

$$\vec{r} = m\vec{a} + n\vec{b} + p\vec{c}$$

Shuning uchun \vec{a} , \vec{b} , \vec{c} vektorlar translyatsiyaning eng kichik vektorlari yoki masshtab vektorlar deb ataladi, ularning sonli kattaliklari *translyatsiya davrlari* deb ataladi.

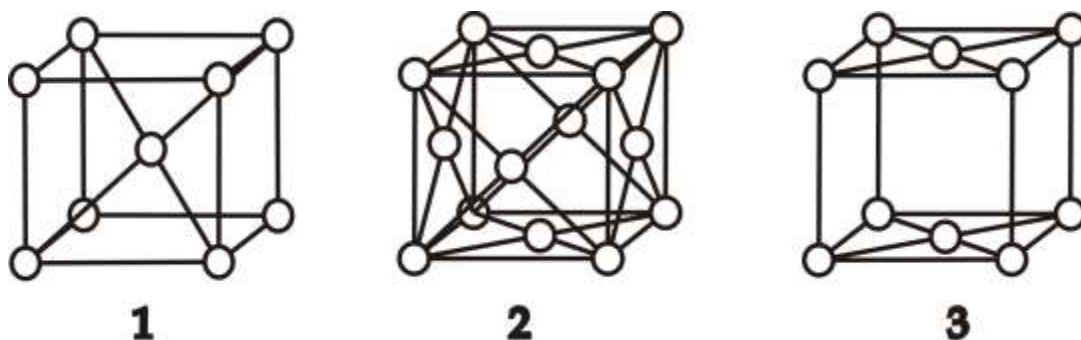
Uchta bosh yo'nalishlarda yotgan qandaydir tugunni parallel ko'chirish natijasida hosil qilingan panjara translyatsiya panjarasi yoki *Brave panjarasi* deb ataladi. \vec{a} , \vec{b} , \vec{c} vektorlar asosida qurilgan eng kichik parallelepiped kristallning eng kichik katagi yoki *elementar yacheykasi* deyiladi.

Barcha elementar yacheykalarining hajmi $V_0 = \vec{a}[\vec{b} \cdot \vec{c}]$ ga teng bo'ladi. Kristall panjarasida atomlarning markazlari joylashgan nuqtalar – *tugunlar*, ular orasidagi soha *tugunlararo soha* deb ataladi.



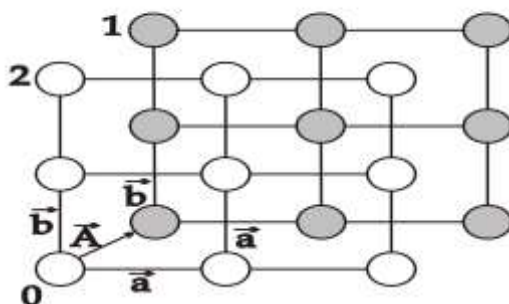
9 – rasm. Elementar yacheykaning asosiy parametrlari

Elementar yacheykani tavsiflash uchun, umumiy holda oltita kattalikni kiritish zarur: elementar yacheykaning uch qirradi ($\vec{a}, \vec{b}, \vec{c}$) va ular orasidagi uchta burchaklar (α, β, γ). Bu kattaliklar elementar yacheykaning parametrlari, a, b, c kesmalarni esa, *o'q birliklari* deb atashadi. Faqat tugunlarida atomlar bo'lgan elementar yacheykani – oddiy elementar yacheyka deb ataladi. Cho'qqilaridan tashqari, boshqa nuqtalarida atomlar joylashgan elementar yacheykalar uch xil bo'ladi: hajm bo'yicha markazlashgan panjara (1), tomonlari markazlashgan panjara (2) va asoslari markazlashgan panjara (3) (10 - rasm).



10 – rasm. Elementar yacheykalarning turlari

11 - rasmda bir-biriga yondashtirilgan ikkita Bragg panjarasi (1,2) dan hosil bo'lgan panjara keltirilgan. Bu ikkita Bragg panjarasi \vec{a}, \vec{b} translyatsiya vektorlaridan iborat. Bunday umumiy ko'rinishdagi panjara *asosli panjara* deb ataladi va ular asosan olmos va yarim o'tkazgichlar kristallarida uchraydi.



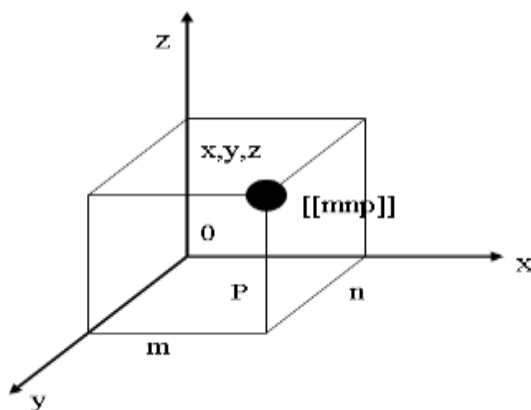
11-rasm. Bir – biriga yondashtirilgan Bragg panjaralari

Panjaraning istalgan tuguni holatini tanlangan koordinata boshiga nisbatan, uning uchta koordinatasi x, y, z , bilan aniqlanadi. Bu koordinatalarni quyidagicha ifodalash mumkin:

$$x = ma, \quad y = nb, \quad z = pc$$

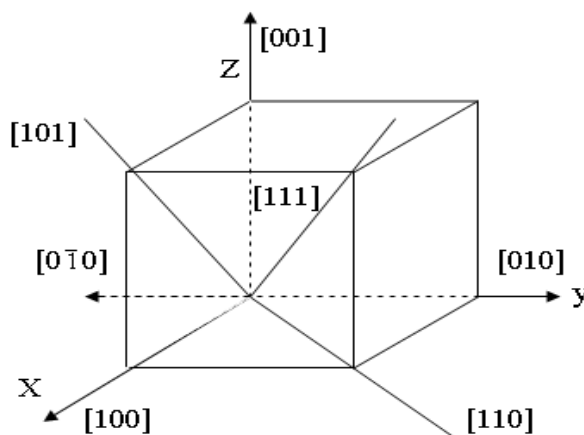
bu yerda a, b, c – panjara parametrlari, m, n, p – butun sonlar.

Agarda uzunlik o'lchovi birligi sifatida panjara parametrlari olinsa, u holda tugunning koordinatalari oddiy m, n, p sonlardan iborat bo'ladi. Bu sonlar tugunlar *indekslari* deb ataladi va quyidagicha belgilanadi $[[mnp]]$. Manfiy indekslar bo'lgan holda minus ishoralari indekslar ustiga qo'yiladi $[\bar{2}1\bar{3}]$.



12-rasm. Panjaraning tuguni holati

Kristalldagi yo'nalishlarni ifodalash uchun koordinata boshidan o'tgan to'g'ri chiziq olinadi (13 - rasm).



13-rasm. Kristall panjaraning yo'nalishlari

Kristall yo'nalishlari quyidagicha belgilanadi $[mnp]$

Kristall panjara tekisliklarini panjara o'qini kesib o'tadigan uchta A, V, S kesmalar orqali ifodalanadi. A, V, S o'q birliklarining teskari qiymatlari olinadi: $1/A, 1/B, 1/C$.

Qandaydir D umumiy ko'rsatkich tanlangandan so'ng $n = \frac{D}{A}$, $k = \frac{D}{B}$, $\ell = \frac{D}{C}$ butun sonlar tekislik indeksleri sifatida qabul qilinadi va quyidagicha belgilanadi (hkl).

Kristall panjaraning tuzilishi uning izotropik va anizotropik xossalari taqozo qiladi: izotropiya kristallning barcha yo'nalishlarining har bir nuqtasida fizik xossalari bir xil bo'lishini, anizotropiya esa, kristallning xossalari turli yo'nalishlarda turlicha bo'lishligini bildiradi.

Sodda panjaralar simmetriyasi 7 - ta kristall tizimiga (**singoniyaga**) bo'linadi. Aslida, kristall tizimlarga ajratish, Bragg panjarasi ega bo'lgan turli tartibli simmetriya o'qlarining soni bo'yicha bajariladi. Fazoviy panjara simmetriyasi panjara asosiy parallelepipedning simmetriyasi bilan hamma vaqt ham mos tushavermaydi. Ammo, geksagonal panjaradan boshqa, har qanday sodda panjarada, barcha simmetriya elementlariga ega bo'lgan parallelepipedni ajratib olish mumkin. Bunday parallelepipedlarning eng kichigi Bragg parallelepipedini deyiladi, ular 6 xil ko'rinishga ega. Bularga geksagonal panjara qo'shilsa, 7 - ta asosiy kristall tizimlari hosil bo'ladi.

Bu kristall tizimlarini qisqacha tariflaymiz.

Erkin atomlarning energetik sathlari

Atomda elektronning holati to'rtta kvant soni bilan aniqlanadi:

n – bosh kvant soni, ℓ – orbital, m_ℓ – magnit va G – spin kvant sonlari.

Vodorod atomida *bosh kvant soni* atomning stasionar holatdagi energiyasini $E(n)$ belgilaydi:

$$E(n) = -\frac{R}{n^2},$$

bu yerda $R = 13,6 \text{ eV}$ – Ridberg universal doimiysi, ajratilgan vodorod atomi potentsial o'rasining chuqurligini belgilaydi.

Orbital kvant soni ℓ elektronning impulsi – harakat miqdorining orbital momentini belgilaydi:

$$P_\ell = \frac{\hbar}{2\pi} \sqrt{\ell(\ell+1)},$$

ℓ – kvant soni quyidagi butun sonli n – ta qiymatlarni qabul qiladi:

$$\ell = 0, 1, 2, \dots, (n-1).$$

Magnit kvant soni m_ℓ harakat miqdori orbital momentining \vec{H} magnit maydon

yo'nalishiga proektsiyasini belgilaydi: Vektor \vec{P}_ℓ ning \vec{H} yo'nalishiga nisbatan burilishi

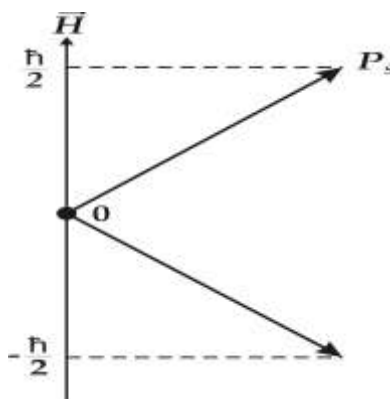
shunday bo'ladiki, bu holda uning shu yo'nalishga proektsiyasi \hbar ga teng karraligi saqlanadi :

$$P_{\ell n} = m_{\ell} \hbar,$$

m_{ℓ} – kvant soni quyidagi qator diskret ($2\ell + 1$) qiymatlarni qabul qiladi:

$$m_{\ell} = -\ell, -(\ell - 1), \dots, 0, 1, 2, \dots, \ell$$

Spin kvant soni elektronning harakat miqdori xususiy momentining \vec{H} yo'nalishiga nisbatan (orientatsiyasini) burilishini belgilaydi. \vec{P}_S vektori \vec{H} yo'nalishga nisbatan shunday buriladiki, uning \vec{H} ga proektsiyasi quyidagiga teng bo'ladi (213 - rasm): $P_{SH} = \sigma \hbar$ bu yerda, σ – faqat ikkita qiymatni qabul qiladi: $1/2$ va $-1/2$.



14-rasm. Elektronning harakat miqdori xususiy momentlari yo'nalishlari

Barcha boshqa kvant sonlarining istalgan qiymatlarida orbital kvant sonining qiymati $\ell = 0$ ga to'g'ri keladigan holatlar *S - holatlar* deb ataladi; $\ell = 1$ bo'lgan holatlar – *p - holatlar* deb ataladi; $\ell = 2$ bo'lgan holatlar – *d - holatlar* deb ataladi; $\ell = 3$ bo'lgan holatlar – *f - holatlar* deb ataladi va x.k.

Vodorod atomining uchta guruh energetik holatlariga tegishli ajralgan energetik sathlarning joylashish chizmasi 3 – jadvalda keltirilgan.

Barcha *S* – energetik sathlar aynimagan sathlardir, chunki bu sathlarga faqat bitta elektron holati to'g'ri keladi.

R – energetik sathlar 3 - karra aynigan bo'ladi va ularga elektronlarning 3 ta holati to'g'ri keladi:

$$m_l = -1, 0, +1$$

Har bir holatga ikkita elektron joylashishi mumkin bo'lgani uchun, barcha sathlarni to'ldirish uchun 6 - ta elektron kerak bo'ladi.

Umumiy holda ℓ orbital kvant sonli sath $(2\ell + 1)$ karra aynigan bo'ladi va unda $2(2\ell + 1)$ elektronlar joylashishi mumkin.

Erkin atom kuchli maydonga kiritilsa, sathlarning ayniganligi yo'qoladi va ular $(2\ell + 1)$ sathlarga ajraladi. Tashqi maydon energetik sathlarning potentsial chuqurlikda joylashishiga qarab, turlicha ta'sir etadi. Yadroga yaqinroq joylashgan elektronlarga maydon deyarli ta'sir etmaydi. Yadrodan uzoqroq joylashgan elektronlarga maydon kuchli ta'sir eta boshlaydi.

Vodorod atomi uchta bosh kvant sonlariga tegishli energetik sathlarning joylashish chizmasi

3 – jadval.

E (n)-energetik holatlar	Ayniganlik karrasi ($2\ell + 1$)	Elektronlarning soni	Ajralgan energetik sathlar
E (3,2) 3d	5	10	----- 2 ----- 1 3d-----0 ----- -1 ----- -2
E (3,1) 3p	3	6	----- 1 3p ----- 0 ----- -1
E (3,0) 3s	1	2	3s ----- 0
E (2,1) 2p	3	6	----- 1 2p ----- 0 ----- 1
E (2,0) 2s	1	2	2s ----- 0
E (1,0) 1s	1	2	1s ----- 0

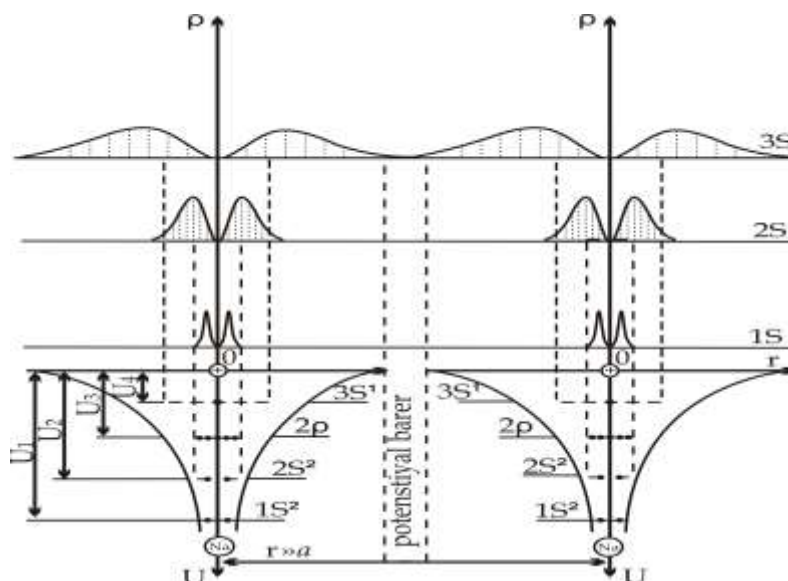
Kristallarda elektronlarning umumlashuvi

Qattiq jismlarda atomlar orasidagi masofalar nihoyatda kichik va har bir atom qo'shni atomlarning kuchli maydoni ta'sirida bo'ladilar. Quyidagi ideallashtirilgan misolda qo'shni atomlarning kuchli maydonini energetik sathlarga ta'sirini ko'rib chiqamiz. N ta natriy atomini kristall panjara ko'rinishida joylashtiramiz va boshlanishda ular orasidagi masofani atomlar maydoni bir – biri bilan ta'sir doirasida bo'lmaydigan tarzda tanlaymiz. Bu holda elektronlarning energetik holatlari xuddi alohida atomlar elektronlarining energetik holatiga o'xshagan bo'ladi. 14 - rasmda ikkita natriy atomining energetik chizmasi keltirilgan. Rasmda bu atomlarning har biri ponasimon potentsial chuqurlik sifatida va bu

chuqurlik ichida $1s$, $2s$, $2p$, $3s$ energetik sathlar joylashganligi tasvirlangan. Natriyning $1s$, $2s$, $2p$ energetik sathlari elektronlar bilan butunlay to'lgan. $3s$ sath yarmigacha to'lgan, $3s$ dan yuqorida joylashgan energetik sathlar bo'shdir.

Rasmdan ko'rinishicha, natriyning alohida turgan atomlari, qalinligi $r \gg a$ bo'lgan potentsial to'siq bilan ajralib turibdi, bu yerda a – kristall panjara doimiysi.

Har xil energetik sathlarda joylashgan elektronlarning potentsial to'siqlari balandligi U bir-biridan farqlidir. Bu balandliklar 00 - nol energetik sathdan tegishli energetik sathlargacha bo'lgan masofalarga tengdir. Potentsial to'siq bir atomdan ikkinchisiga elektronlarning erkin o'tishiga qarshilik qiladi.

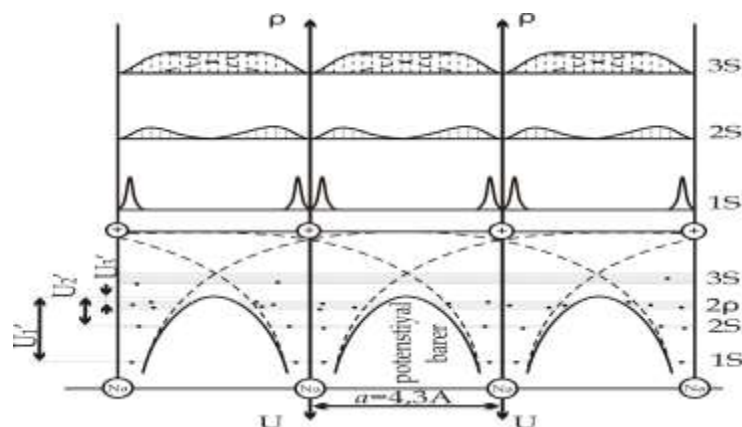


15-rasm. Bir – biri bilan o'zaro ta'sirda bo'lmagan natriy atomlari elektronlarining energetik holatlari

Rasmning yuqori qismida yadrodan berilgan masofada elektronning bo'lish ehtimolligi zichligining taqsimlanishi $S = 4\pi r^2 \psi \psi^*$ keltirilgan. Bu egri chiziqlarning maksimumlari elektronlarning Bor orbitalari holatlariga to'g'ri keladi. Endi kristall panjaraning simmetriyasini buzmasdan, asta-sekin siqa boshlaymiz. Atomlarning bir-biriga yaqinlashishi bilan ular orasidagi ta'sir kuchi kuchaya boshlaydi va kristall panjara doimiysiga teng masofalarda kristallga xos xususiyatlar namoyon bo'la boshlaydi.

Yuqoridagi rasmdan ko'rinishicha, qo'shni atomlarni ajratuvchi potentsial chiziqlar bir-birining ustiga qisman tusha boshlaydi va 00 – nol inchi energetik sathdan pastda joylashgan natijaviy egri chiziqni hosil qiladi. Shunday qilib, atomlarning bir - biriga yaqinlashishi potentsial to'siqqa ikki xil ta'sir o'tkazadi:

to'siqning qalinligini panjara doimiysigacha kamaytiradi va balandligini pasaytiradi.



16-rasm. Bir – biri bilan o‘zaro ta’sirda bo‘lgan natriy atomlari elektronlarining energetik holatlari

1s energetik sath elektronlari uchun to‘siq balandligi U_1 , 2s – uchun U_2 , 2p – uchun U_3 ga teng bo‘ladi. 3s – energetik sath elektronlari uchun to‘siq balandligi natriy atomining 3s – energetik sathining boshlang‘ich holatidan ancha pastda joylashadi. Shuning uchun bu sathning valent elektronlari amalda bir atomdan ikkinchisiga to‘siqsiz o‘tishi mumkin. Shu holatni valent elektronlarining elektron buluti xarakteri ham ko‘rsatib turibdi. Bu hodisa kristall panjarada *elektronlarning to‘la umumlashish hodisasi* deb ataladi. Bunday umumlashgan elektronlar – *erkin elektronlar* kabi bo‘lib, ularning to‘plami esa *elektron gaz* deb ataladi.

Atomlarning yaqinlashishidan potentsial to‘siqning kengligi va balandligini keskin kamayishi natijasida kristall panjaraning nafaqat valent elektronlari, balki pastki sathlarda joylashgan elektronlari ham erkin harakat qilishi mumkin. Pastki energetik sathlardagi elektronlar to‘siqni *tunnel mexanizmi* orqali o‘tishi hisobiga siljiy oladilar. Bu to‘siqlar balandligi qancha past va kengligi yupqa bo‘lsa, elektronlar shuncha to‘la umumlashadi va *erkin elektronlar*, deb hisoblanadi.

Kristallarda energetik sohalarining hosil bo‘lishi

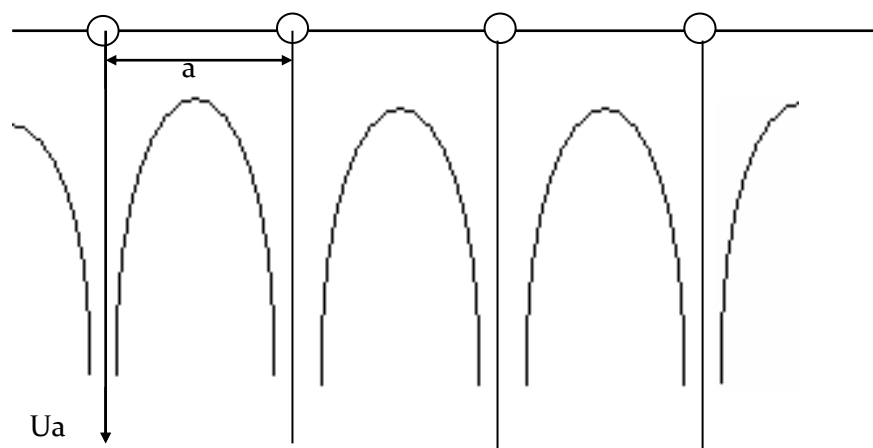
Qattiq jismlar fizikasi nazariyasining asosiy masalasi kristallardagi elektronlarning energetik spektrini aniqlashdan iborat. Kristallpanjara bo‘yicha elektronning harakatini quyidagi Shredinger tenglamasi orqali ifodalash mumkin:

$$\Delta\psi + \frac{2m}{\hbar^2}(E - U)\psi = 0,$$

bu yerda E – elektronning to‘la energiyasi, U – potentsial energiyasi va m – uning massasidir. Agar umumlashgan elektronlar atomlar bilan yetarlicha kuchli bog‘lanishni saqlab qolsalar, ularning potentsial energiyasini quyidagi ko‘rinishda ifodalash mumkin:

$$U = U_a + \delta U,$$

bu yerda U_a – alohida atomdagi elektronning potentsial energiyasidir (16 - rasm).



17-rasm. Kristall panjara atomlari potentsial energiyalarining ko'rinishi

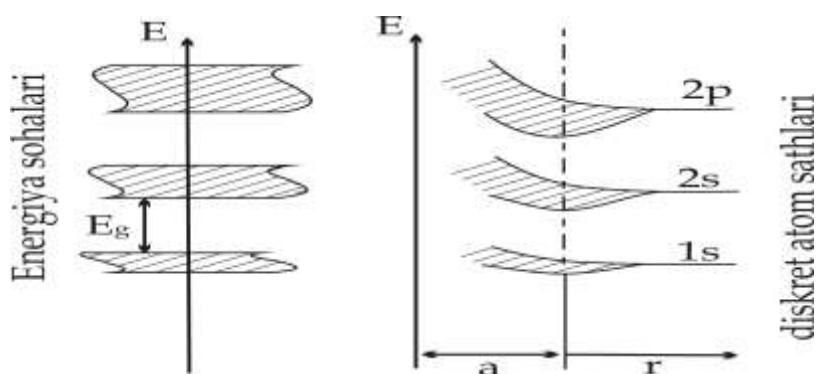
Kristall uchun bu energiya panjara parametriga teng davriy funktsiyadir, chunki elektron energiyasi uni bir atomdan ikkinchisiga o'tishida qaytarilib turadi. δU – qo'shni atomlarning ta'sirini inobatga oluvchi qo'shimcha haddir.

Agarda ifodada qo'shimcha hadni inobatga olmasak, alohida atomdagi elektronning to'liq funktsiyasini va energiyasini quyidagicha tasvirlash mumkin:

$$\psi = \psi_a, E = E_a(n, \ell)$$

bu yerda n, ℓ - atomdagi elektronning energiyasini aniqlovchi bosh va orbital kvant sonlaridir. Kristall va alohida atomdagi elektronning energetik sathlari orasidagi farq quyidagidan iborat. Agarda alohida atomdagi $E_a(n, \ell)$ energetik sath yagona bo'lsa, N ta atomlardan tashkil topgan kristalda bu energetik sath N marta takrorlanadi. Boshqacha qilib aytganda, atomdagi har bir energetik sath kristalda N karra aynigan bo'ladi.

Endi potentsial energiyadagi δU qo'shimcha hadni ko'rib chiqamiz.



18-rasm. Kristall panjara shakllanishida energetik sohalarning hosil bo'lishi

Xuddi shunday tasvir Mendeleev jadvali² - guruhining asosiy elementlarida ham hosil bo'ladi.

Olmos tuzilishli ximiyaviy elementlarda energetik sohalar hosil bo'lishi boshqacha kechadi (18 - rasm). Bu yerda s - va p - energetik sathlardan hosil bo'lgan sohalar bir-biri bilan to'sishib, 2 ga ajraladi, ularning har birida bitta s va uchta p - holat mavjuddir (sp^3 - gibrid

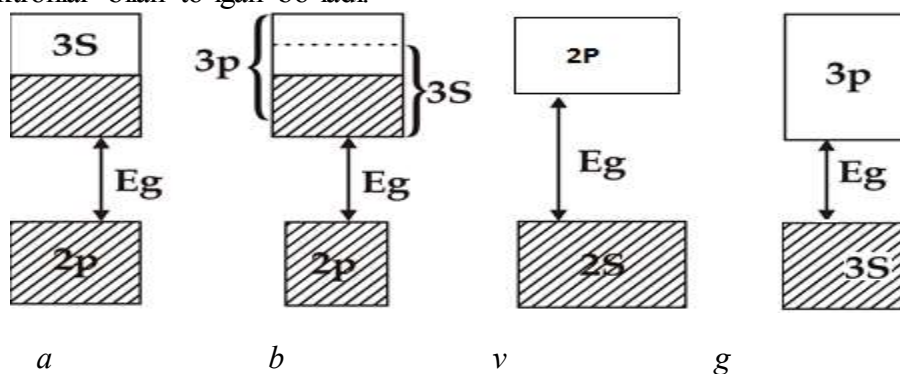
bog'lanish). Bu sohalar taqiqlangan soha bilan ajralib turadi. Pastdagi elektronlar joylashishi mumkin bo'lgan soha *valent soha*, yuqoridagisi *o'tkazuvchanlik sohasi* deb ataladi.

33-MA'RUZA: QATTIQ JISMLAR FIZIKASI

Reja:

1. Xususiy va aralashmali o'tkazgichlarning elektr o'tkazuvchanlik mexanizmi
2. Ulardagi donor va akseptor sathlar
3. Fermi sathi va uning holati
4. Xususiy yarim o'tkazgichlar va aralashmali yarim o'tkazgichlarning elektr o'tkazuvchanligining haroratga bog'liqligi

Har bir energetik soha chegaralangan miqdordagi energetik sathlardan iborat. Pauli printsipiga asosan, har bir energetik sathni ikkitadan ortiq bo'lmagan elektronlar egallashi mumkin. Qattiq jismda, elektronlar soni chegaralangan bo'lganda, faqat quyi energetik sathlar elektronlar bilan to'lgan bo'ladi.



1-rasm. Qattiq jismlar energetik sohalarini elektronlar egallashi turlari

Sohalarni elektronlar egallash tabiatiga asosan, barcha jismlar ikkita katta guruhga bo'linadilar. Birinchi guruhga elektronlar to'la egallagan sohaga ega bo'lgan qattiq jismlar kiradi. Bunday energetik soha elektronlar bilan qisman to'lgan atom sathlaridan hosil bo'lishi mumkin, (masalan ishqor metallarida). Qisman to'lgan soha, goh paytlarda, elektronlar to'la egallagan sohani qisman to'lgan soha to'sganda ham hosil bo'lishi mumkin (Berilliy va ishqor metallarda). Ikkinchi guruhga elektronlar to'la egallagan sohadan yuqorida bo'sh sohalarga ega bo'lgan qattiq jismlar kiradi. Qattiq jismlarning bunday namunaviy misollariga Mendeleev davriy jadvalining IV guruh elementlari – uglerod, kremniy, germaniy va kul rang qalay kiradilar. Bu elementlarning kristall panjaralari olmos tuzilishiga o'xshashdir. Shu ikkinchi guruhga ko'pgina ximiyaviy birikmalar – metall oksidlari, nitridlar, karbidlar, galogenidlar va ishqor metallari kiradi. Qattiq jismlarning sohalar nazariyasiga asosan, tashqi energetik sohalarining elektronlari, metall yoki dielektrik bo'lishiga qaramay, amalda bir xil harakat erkinligiga ega bo'ladilar. Bir atomdan ikkinchi atomga elektronlar tunnel o'tish orqali harakatlana oladilar. Shunga qaramay, bu qattiq jismlarning elektr xususiyatlari bir-biridan juda katta farq qiladilar. Metallarning elektr o'tkazuvchanligi $\sigma = 10^7 \text{Om}^{-1}\text{m}^{-1}$ ga, yaxshi dielektrlarning elektr o'tkazuvchanligi esa $\sigma < 10^{-11} \text{Om}^{-1}\text{m}^{-1}$ qiymatlarga yaqin bo'ladi. Kristall panjara bo'yicha ko'chishi mumkin bo'lgan elektronlarning borligi jismlarda elektr o'tkazuvchanlikning bo'lishiga yetarli omil emas ekan. Kristallga E – tashqi maydon qo'yilganda, har bir elektronga bu maydon $F = -qE$ kuch bilan ta'sir etadi. Natijada, elektronlarning tezlik bo'yicha taqsimoti simmetriyasi buziladi, tashqi kuchlarga qarshi elektronlar harakati sekinlanishiga va tashqi kuch ta'siri yo'nalishida harakatlanayotgan elektronlar tezlanishiga olib keladi. Yuqoridagi tezlanish va sekinlanish, albatta elektronning energiyasini o'zgarishi bilan bog'liqdir, bu esa

elektronni yuqori va quyi energiyali yangi kvant holatlariga o'tishini belgilaydi. Bunday o'tishlar, elektronlar egallagan energetik sohada bo'sh holatlar bo'lgandagina sodir bo'ladi. Chunki bu vaziyatda kuchsiz elektr maydoni ham elektronga bo'sh kvant holatlarga o'tish uchun yetarlicha qo'shimcha impuls bera oladi. Natijada, qattiq jismdan tashqi maydon yo'nalishiga qarshi harakatlanayotgan elektronlarning imtiyozi oshadi va elektr tokining hosil bo'lishiga olib keladi. Bunday qattiq jismlar yaxshi o'tkazgichlar bo'lishi kerak. Endi kristallning elektronlar bilan to'la egallangan valent sohasidan, o'tkazuvchanlik sohasi E_g keng energetik tirqish bilan ajralgan bo'lsin. Bunday kristallga qo'yilgan tashqi maydon elektronlarni yuqoridagi bo'sh o'tkazuvchanlik sohasiga o'tkaza olmaganligi uchun valent sohasidagi elektronlarning harakati tusini o'zgartira olmaydi. Bo'sh energetik sathlardan holi bo'lgan valent sohada elektronlar tezligi bo'yicha taqsimot simmetriyasini buzmasdan, faqat o'z o'rinlarini almashtirishlari mumkin. Shuning uchun, bunday jismlarda tashqi elektr maydon elektronlarning yo'naltirilgan harakatini hosil qila olmaydi. Bunday qattiq jism, tashqi maydon ta'sirida elektr toki hosil bo'lmagani uchun, u elektr o'tkazuvchanlikka ega bo'lmaydi.

Xulosa qilib aytganda, elektr o'tkazuvchanlik bo'lishi uchun qattiq jismlar energetik spektrida elektronlar bilan qisman to'ldirilgan energetik sohalar bo'lishi zarur. Qattiq jismlar energetik spektrida bunday qisman to'lgan energetik sohalarning bo'lmasligi ularda elektr o'tkazuvchanlik yo'q bo'lishiga sabab bo'ladi. Ikkinchi guruhdagi qattiq jismlarning taqiqlangan sohasi kengligiga qarab, ularni dielektrik va yarim o'tkazgichlarga bo'lish mumkin. Dielektrlarga, nisbatan keng taqiqlangan sohaga ega bo'lgan qattiq jismlar kiradi. Odatdagi dielektriklar taqiqlangan sohasi kengligi $E_g > 3 \text{ eV}$ dan katta bo'ladi. Masalan, olmosda $E_g = 5,2 \text{ eV}$, bornitridida $E_g = 4,6 \text{ eV}$, alyumin oksidida $Al_2O_3 - E_g = 7 \text{ eV}$ ga tengdir. Tor energetik sohalarga ega bo'lgan qattiq jismlar yarim o'tkazgichlarga kiradi, ularning kengligi taxminan $\sim 1 \text{ eV}$ atrofida bo'ladi.

Masalan: Germaniyda (Ge): $E_g = 0,66 \text{ eV}$;
 Kremniyda (Si): $E_g = 1,08 \text{ eV}$;
 Antimonid indiyda ($InSb$): $E_g = 0,17 \text{ eV}$;
 Arsenid galliyda ($GaAs$): $E_g = 1,42 \text{ eV}$.

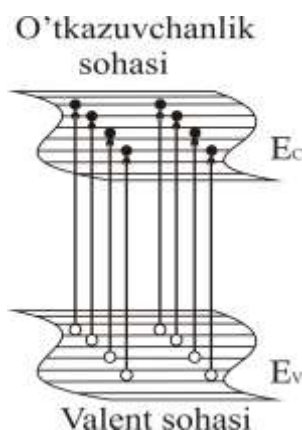
Xususiy yarim o'tkazgichlar, ximiyaviy jihatdan toza yarim o'tkazgichlar *xususiy yarim o'tkazgichlar* deb ataladi. Ularga bir qator toza elementlar (Ge – germaniy, Si – kremniy, Se – selen, Te – tellur) va ximiyaviy birikmalar ($GaAs$ – galliy arsenidi, $InAs$ – indiy arsenidi va hokozolar) kiradi. Bu yarim o'tkazgichlardan Si - kremniy hozirgi zamon mikroelektronikasining eng asosiy xom ashyosi hisoblanadi.

Xususiy yarim o'tkazgichning energetik sohalar strukturasi chizmasi keltirilgan. Absolyut nol ($T = 0 \text{ K}$) temperaturada valent soha elektronlar bilan to'lgan, valent sohadan yuqorida, E_g energetik masofada joylashgan o'tkazuvchanlik sohasidagi energetik sathlar bo'shdir. Bu temperaturada elektronlarning issiqlik harakati energiyasi E_g taqiqlangan soha kengligini yengib o'tishga yetarli emas, shu sababli, xususiy yarim o'tkazgich xuddi dielektrik moddasidek o'tkazuvchanlikka ega bo'lmaydi.



2-rasm. Xususiy yarim o'tkazgichning energetik diagrammasi

Temperatura ortishi bilan, uning ta'sirida valent sohadagi elektronlarning bir qismi termik qo'zg'alib, taqiqlangan sohadan o'tkazuvchanlik sohasiga o'taoladigan energiyaga ega bo'ladi.



3-rasm. Xususiy yarim o'tkazgich valent elektronlarining tashqi ta'sir ta'sirida qo'zg'alishi

Bu holda, o'tkazuvchanlik sohasida erkin elektronlar, valent sohada esa, shu sohani tashlab ketgan elektronlarning bo'sh energetik holatlari hosil bo'ladi. Bunday kristallga tashqi elektr maydoni qo'yilganda, o'tkazuvchanlik sohasida elektronlarning maydon yo'nalishiga teskari bo'lgan tartibli harakati paydo bo'ladi. Valent sohada esa, o'tkazuvchanlik sohasiga o'tgan elektronlarning musbat zaryadlangan holatlarining maydon yo'nalishidagi tartibli harakati paydo bo'ladi. Natijada, kristall o'tkazuvchanlikka ega bo'ladi. Taqiqlangan soha kengligi kichrayishi va kristall temperaturasi ortishi bilan, o'tkazuvchanlik sohasiga elektronlar ko'proq o'ta boshlaydi va kristallning o'tkazuvchanligi orta boshlaydi. Taqiqlangan sohaning kengligi $E_g = 0,66 \text{ eV}$ ga teng bo'lgan germaniyda uy temperaturasida ($T = 25^\circ\text{C}$) o'tkazuvchanlik sohasidagi elektron gaz konsentratsiyasi $n_i \sim 10^{19} \text{ sm}^{-3}$ tengdir va kristallning solishtirma qarshiligi $\rho \approx 0,48 \text{ Om.m}$ ga teng bo'ladi. Xuddi shu sharoitda taqiqlangan sohaning kengligi $E_g = 5,2 \text{ eV}$ ga teng bo'lgan olmosning o'tkazuvchanlik sohasida elektronlar konsentratsiyasi $n_i \sim 10^9 \text{ sm}^{-3}$ ga, kristallning solishtirma qarshiligi $\rho_i \sim 10^8 \text{ Om.m}$ ga teng bo'ladi. Ammo, temperatura 600 K ga teng bo'lishi bilan elektron gazning konsentratsiyasi olmosda bir necha tartibga ortadi, solishtirma qarshiligi esa $\sim 0,5 \text{ Om.m}$ ga

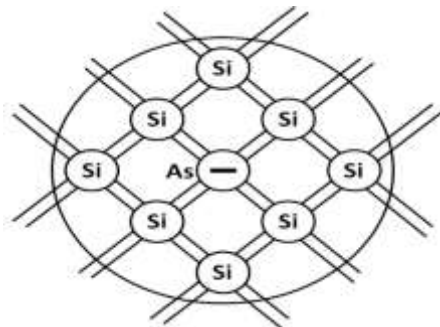
yaqinlashadi. Yuqoridagilardan quyidagi ikkita muhim xulosa kelib chiqadi: yarim o'tkazgichlarning o'tkazuvchanligi valent sohadagi elektronlarga o'tkazuvchanlik sohasiga o'tish uchun yetarli bo'lgan energiyani beruvchi tashqi kuchlar ta'sirida paydo bo'ladi. Shuning uchun yarim o'tkazgichlar o'tkazuvchanligi *qo'zg'atilgan o'tkazuvchanlikdan* iboratdir;

qattiq jismlarning yarim o'tkazgichlar va dielektrlarga bo'linishi ma'lum bir hisobda shartli tabiatga ega. Uy haroratida dielektrik xususiyatga ega bo'lgan olmos, yuqori temperaturalarda sezilarli o'tkazuvchanlikka ega bo'lib, yarim o'tkazgich xususiyatini oladi. Tashqaridan berilgan ta'sir hisobiga valent sohadagi elektronlar taqiqlangan sohani yengib, o'tkazuvchanlik sohasiga o'tadi. Natijada, valent sohada bo'sh energetik holatlar hosil bo'ladi. Kristallga tashqi elektr maydoni qo'yilganda, valent sohadagi elektron hosil bo'lgan bo'sh energetik o'rinni egallaydi va o'zi tashlab ketgan joyda kovak hosil qiladi. Yangi hosil bo'lgan bo'sh kovakni valent sohadagi boshqa elektron egallaydi.

Kirishmali yarim o'tkazgichlar

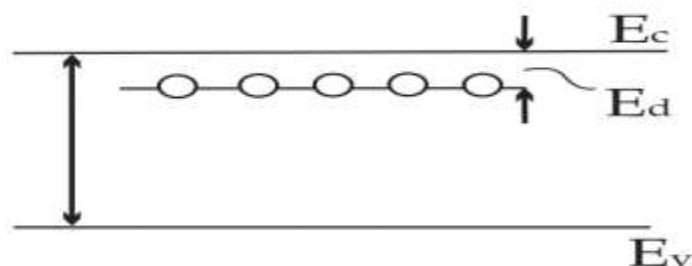
Hattoki yetarlicha toza bo'lgan yarim o'tkazgichlarda o'zining xususiy energetik sathlarini hosil qiluvchi kirishma atomlari mavjuddir. Bu energetik sathlar, yarim o'tkazgichning taqiqlangan sohasida valent sohasi shipi va o'tkazuvchanlik sohasi tubidan har xil masofalarda joylashishi mumkin. Ayrim hollarda, yarim o'tkazgichga kerakli elektrofizik xususiyatlarni berish uchun, ataylab, kirishma atomlarini kiritadilar. Kirishma atomlari energetik sathlarining asosiy turlarini ko'rib chiqamiz.

Donor sathlar. Kremniy olmos tipidagi kristall panjaraga ega bo'lgani uchun, bu panjarada har bir atomning to'rtta eng yaqin qo'shnisi bor, ular bilan 4 ta valent elektronlari orqali kovalent bog'lanishni hosil qiladi. Kremniy panjarasining tekislikdagi shartli ravishda ko'rinishi tasvirlangan.



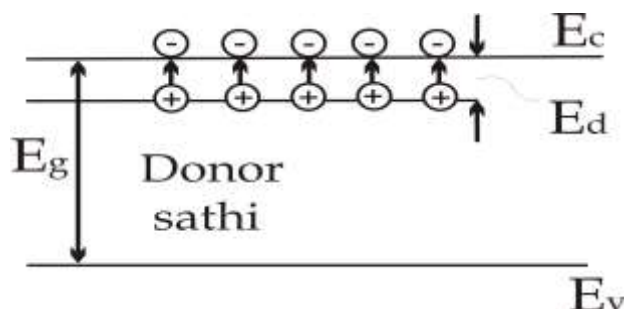
4-rasm. Donor kirishmali kremniyning kristall panjarasi

Faraz qilaylik, kremniy kristalida bir qism kremniy atomlari o'rniga besh valentli mishyak atomlari joylashtirilgan bo'lsin. 4 ta qo'shni atomlar bilan kovalent bog'lanishni o'rnatish uchun mishyak atomi 4 ta valent elektronlarini sarflaydi, beshinchi elektron bu bog'lanishlarni o'rnatishda qatnashmaydi. Mishyak atomi, dielektrik singdiruvchanligi $\epsilon = 12$ bo'lgan kremniy kristall panjarasi muhitida bo'lgani uchun, 5–elektron mish'yak atomi yadrosi bilan 12 marta susaygan bog'lanishda bo'ladi va mish'yak atomi maydonida o'z harakatini davom ettiradi.



5-rasm. Yarim o'tkazgichda donor kirishma atomlarining energetik sathi

Maydonning susayganligi sababli, 5 –elektron orbitasining radiusi 12 marotaba ortadi, uning mish'yak atomi bilan bog'lanish energiyasi $\varepsilon^2 = 144$ marta kamayib, $E_d - 0,01 \text{ eV}$ qiymat atrofida bo'ladi. Elektroniga bunday energiyani uzatganda u mish'yak atomidan uzilib, kremniy panjarasida erkin harakat qilish imkoniga ega bo'ladi, shunday qilib o'tkazuvchanlik elektroniga aylanadi. "Sohalar" nazariyasi tili bilan bu jarayonni shunday tasavvur qilish mumkin: Valent va o'tkazuvchanlik sohaları orasidagi taqiqlangan sohada mish'yak atomi beshinchi elektronining energetik sathi paydo bo'ladi. Bu energetik sath o'tkazuvchanlik sohasi tubining yaqinida $E_d \approx 0,01 \text{ eV}$ energetik masofada joylashadi. Bunday energetik sathlarda joylashgan elektronlarga $E_d -$ energiya uzatilsa, ular o'tkazuvchanlik sohasiga o'tib, o'tkazuvchanlikda qatnashadilar, hosil bo'lgan musbat zaryadlar qo'zg'olmas mish'yak atomlarida joylashgan bo'lib, elektr o'tkazuvchanlikda qatnashmaydilar. O'tkazuvchanlik sohasida elektronlarni hosil qiluvchi kirishmalar *donorlar* deb ataladi, ularning energetik sathlari *donor sathlar* deb ataladi.



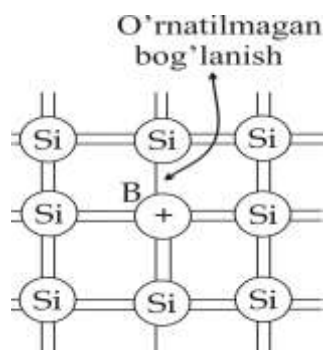
6-rasm. Yarim o'tkazgichda donor atomlarining ionlashishi

Donor kirishmalarga ega bo'lgan yarimo'tkazgichlar, *elektron yarimo'tkazgichlar* yoki *n – tipdagi yarimo'tkazgichlar* deb ataladi.

Aktseptor energetik sathlar

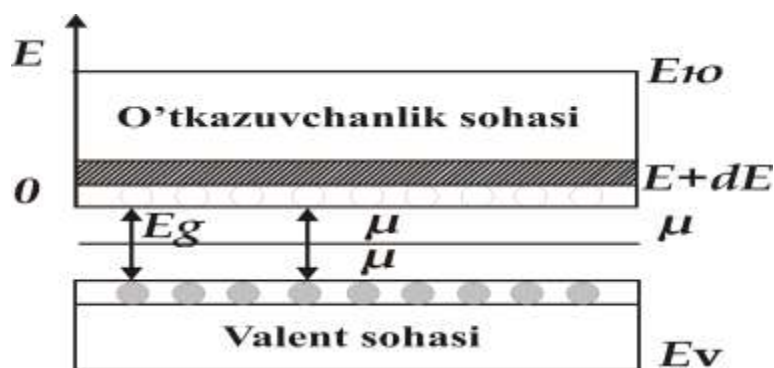
Yana faraz qilaylik, kremniy kristall panjarasidagi bir qism kremniy atomlari o'rnini 3 valentli Bor (V) atomlari egallagan bo'lsin. 4 ta qo'shni atomlar bilan kovalent bog'lanishni hosil qilish uchun bor atomiga bitta elektron yetishmaydi. Bu yetishmaydigan elektronni qo'shni kremniy atomlaridan olishi mumkin. Bu holda ham qo'shimcha elektronni olish uchun taxminan $E_a \approx 0,01 \text{ eV}$ energiya zarur bo'ladi. To'ldirilmagan bog'lanish kovakni eslatadi va kremniyning valent sohasida bo'sh vakant holatni hosil qiladi. Bor kirishma atomiga ega bo'lgan kremniyning sohaviy tuzilishi tasvirlangan. Valent sohasi shipining yaqinida $E_a \approx 0,01 \text{ eV}$ masofada bor atomining elektronlar egallamagan energetik sathi joylashgan. Nisbatan yuqori bo'lmagan temperaturalarda valent sohasidagi elektronlar bu energetik sathlarga o'tib, bor atomlari bilan bog'lanish hosil qiladi va kristall panjarada

harakat qilish ehtimolligini yo'qotadilar, elektr o'tkazuvchanlikda ishtirok eta olmaydilar. Musbat zaryad tashuvchilar faqat valent sohasida hosil



7-rasm. Kremniy kristall panjarasida bor (V) atomining joylashishi bo'lgan kovaklardan iborat bo'ladi.

Yarim o'tkazgichning valent sohasidan elektronlarni tortib oluvchi kirishmalar – *aktseptorlar*, ularning energetik sathlari – *aktseptor sathlar* deb ataladi. Aktseptorlarga ega bo'lgan yarim o'tkazgichlar *kovakli yarim o'tkazgichlar* yoki *r – tipli yarim o'tkazgichlar* deb ataladi. Xususiylarim o'tkazgichlarda zaryad tashuvchilar kontsentratsiyasi va Fermi sathining holati. Yarim o'tkazgichlarda erkin zaryad tashuvchi gazning xususiyatlarini belgilovchi asosiy parametrlardan biri μ – ximiyaviy potentsialdir. Elektron va kovakli gazlar uchun, ximiyaviy potentsial oddiygina qilib *Fermi sathi* deb ataladi. Ma'lumki, metallarda Fermi sathi o'tkazuvchanlik sohasidagi elektronlar bilan to'lgan oxirgi energetik sathni belgilaydi. $T = 0 K$ da Fermi sathidan pastdagi barcha energetik sathlar elektronlar bilan to'lgan, undan yuqoridagi energetik sathlarning barchasi bo'shdir. Metallarda elektron gazning kontsentratsiyasi o'tkazuvchanlik sohasidagi holatlar soni bilan bir xil bo'ladi, shuning uchun bu gaz aynigan gaz hisoblanadi va elektronlarning holatlar bo'yicha taqsimoti Fermi–Dirak statistikasi bilan ifodalanadi. Bunday gazdagi elektronlar kontsentratsiyasi temperaturaga deyarli bog'liq emas. Xususiylarim o'tkazgichlarda elektron yoki kovak gazlari aynimagan gazlardir va ularning holatlar bo'yicha taqsimlanishi Maksvell–Boltsman klassik statistikasi bilan ifodalanadi. Bundan yarim o'tkazgichlarda erkin zaryad tashuvchilar kontsentratsiyasi Fermi sathi va temperaturaga bog'liqdir.



8-rasm. Xususiylarim o'tkazgichning energetik diagrammasi

Temperatura absolyut noldan sezilarli farqli bo'lganda $T = 0 K$, bu yarim o'tkazgichning o'tkazuvchanlik sohasida erkin elektronlar va valent sohasida kovaklar hosil bo'ladi. Ularning kontsentratsiyasini n va p deb belgilaymiz. Elektronlar kinetik

energiyasining hisob boshi qilib o'tkazuvchanlik sohasining tubini qabul qilamiz. Shu sathga yaqin masofada, o'tkazuvchanlik sohasida dE energiya oraliq'ini ajratib olamiz. Rasmda xususiy yarim o'tkazgich keltirilgani va elektron gaz aynimagan bo'lganligi sababli, dE energiya oraliq'ida dn elektronlar konsentratsiyasini Maksvell – Boltsman taqsimotiga asoslanib hisoblashga urinib ko'ramiz:

$$N(E)dE = f(E)g(E)dE ,$$

$$f_{MB}(E) = e^{\frac{\mu-E}{kT}} ,$$

$$f_{MB}(E) = \frac{N}{V} \left(\frac{h^2}{2\pi mkT} \right)^{3/2} e^{\frac{E}{kT}} ,$$

$$g(E)dE = \frac{4\pi V}{h^3} (2m)^{3/2} \sqrt{E} dE$$

$$dn = \frac{4\pi}{h^3} (2m)^{3/2} e^{\frac{\mu-E}{kT}} \sqrt{E} dE ,$$

Aynimagan yarim o'tkazgichlarda μ – manfiy qiymatga ega bo'ladi va Fermi sathi o'tkazuvchanlik sohasining tubidan pastda joylashadi. O'tkazuvchanlik sohasidan Fermi sathigacha bo'lgan energetik masofani μ va valent sohasi shipidan bu sathgacha bo'lgan energetik masofani μ' deb belgilaymiz va ular taqiqlangan soha kengligi bilan quyidagicha bog'lanadi:

$$-E_g = \mu + \mu' \quad \mu' = -(E_g + \mu) ,$$

bu yerda E_g – taqiqlangan sohaning kengligi. T temperaturada o'tkazuvchanlik sohasidagi elektronlarning konsentratsiyasini 0 dan eng yuqori energetik sath - E_{yu} gacha energiya oraliq'ida integrallash bilan topamiz:

$$n = 4\pi \left(\frac{2m_n}{h^2} \right)^{3/2} e^{\frac{\mu}{kT}} \int_0^{E_{yu}} e^{-\frac{\mu}{kT}} \sqrt{E} dE ,$$

Ye ortishi bilan $e^{-\frac{\mu}{kT}}$ funktsiyasi juda tez kamayib borishini e'tiborga olsak, integrallash chegarasini 0 dan ∞ gacha deb olish mumkin

$$n = 4\pi \left(\frac{2m_n}{h^2} \right)^{3/2} e^{\frac{\mu}{kT}} \int_0^{\infty} e^{-\frac{\mu}{kT}} \sqrt{E} dE ,$$

Bu funktsiyaning yechimi xususiy yarim o'tkazgichning o'tkazuvchanlik sohasidagi elektronlar konsentratsiyasining ifodasini beradi:

$$n = 2 \left(\frac{2\pi m_n kT}{h^2} \right)^{3/2} e^{\frac{\mu}{kT}},$$

Xuddi shu amallarni valent sohasidagi kovaklar uchun qo'llab ularning konsentratsiyasi uchun quyidagi munosabatga ega bo'lamiz:

$$p = 2 \left(\frac{2\pi m_p kT}{h^2} \right)^{3/2} e^{-\frac{E_g + \mu}{kT}},$$

(71.9) va (71.10) – ifodalarda m_n va m_p elektron va kovaklarning effektiv massalaridir. Shu ifodalardan ko'rinib turibdiki, Fermi sathi bilan sohalar o'rtasidagi energetik masofa kengayishi bilan shu sohaga tegishli zaryad tashuvchilar konsentratsiyalari (n va p) kamayib boradi.

Aynimagan yarim o'tkazgichlarda, belgilangan biror T – temperatura uchun, elektronlar bilan kovaklar konsentratsiyalarining ko'paytmasi o'zgarmas kattalikdir.

$$n \cdot p = n_i p_i = 4 \left(\frac{2\pi kT}{h^2} \right)^{3/2} (m_n m_p)^{3/2} e^{-\frac{E_g}{kT}},$$

Xususiy yarim o'tkazgichlarda o'tkazuvchanlik sohasidagi elektronlar konsentratsiyasi n_i valent sohadagi kovaklar konsentratsiyasi p_i ga tengdir:

$$n_i = p_i,$$

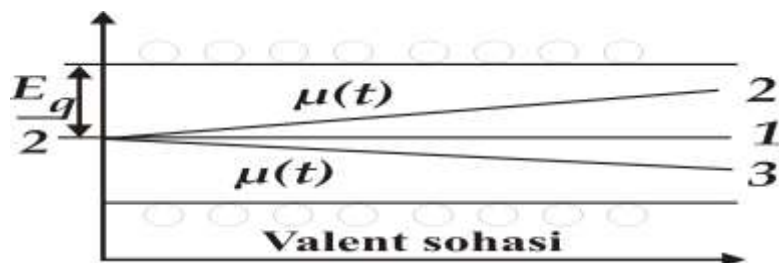
chunki, valent sohadan o'tkazuvchanlik sohasiga qancha elektron o'tsa, shuncha bo'sh energetik o'rinlar, ya'ni kovaklar hosil bo'ladi. Shuning uchun (71.9) – va (71.10) – ifodalarning o'ng tomonlarini tenglashtirsak, quyidagi ifodaga ega bo'lamiz:

$$2 \left(\frac{2\pi m_n kT}{h^2} \right)^{3/2} e^{\frac{\mu}{kT}} = 2 \left(\frac{2\pi m_p kT}{h^2} \right)^{3/2} e^{-\frac{E_g + \mu}{kT}}$$

Bu ifodani μ ga nisbatan yechib, xususiy yarim o'tkazgichning Fermi sathi holatini aniqlaymiz:

$$\mu = -\frac{E_g}{2} + \frac{3}{4} kT \ln \frac{m_p}{m_n},$$

$T = 0$ K bo'lgan holda $\mu = -\frac{E_g}{2}$ ga teng, ya'ni Fermi sathi taqiqlangan sohaning qoq o'rtasida joylashgan. Temperatura ortishi bilan, agar $m_p > m_n$ bo'lsa, Fermi sathi o'tkazuvchanlik sohasi tubi tomon siljiydi, $m_n > m_p$ bo'lsa, valent sohasi shipi tomon siljiydi. Lekin bu siljishlar shunchalik kichikki, ularni ayrim hollarda e'tiborga olmasa ham bo'ladi.



9-rasm. Xususiy yarim o'tkazgichdagi Fermi sathining temperaturaga bog'liq o'zgarishi

Fermi sathining qiymatini (132.9) – va (132.10) –ifodalarga qo'ysak, xususiy yarim o'tkazgichlardagi elektron va kovaklar konsentratsiyasini aniqlashimiz mumkin:

$$n_i = p_i = 2 \left(\frac{2\pi \sqrt{m_n m_p} kT}{h^2} \right)^{3/2} e^{-\frac{E_g}{2kT}}$$

ular taqiqlangan soha kengligi va temperaturaga bog'liqdir. Xususiy yarimo'tkazgichlardabelgilangan T – temperatura uchun elektronlar va kovaklar konsentratsiyalarining ko'paytmasi o'zgarmas kattalikdir:

$$n_p = n_i^2, \text{ ga teng.}$$

34-MA'RUZA: QATTIQ JISMLAR FIZIKASI

Reja:

1. Aralashmali yarim o'tkazgichlar, ularning elektr o'tkazuvchanligi
2. Aralashmali yarim o'tkazgichlardagi zaryad tashuvchilar konsentratsiyasi
3. O'tkazgichlar elektr o'tkazuvchanligi va uning haroratga bog'lanishi

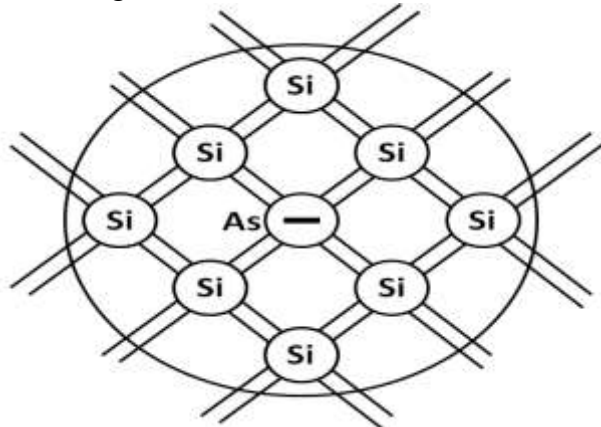
Kirishmali yarim o'tkazgichlar

Hattoki yetarlicha toza bo'lgan yarim o'tkazgichlarda o'zining xususiy energetik sathlarini hosil qiluvchi kirishma atomlari mavjuddir. Bu energetik sathlar, yarim o'tkazgichning taqiqlangan sohasida valent sohasi shipi va o'tkazuvchanlik sohasi tubidan har xil masofalarda joylashishi mumkin. Ayrim hollarda, yarim o'tkazgichga kerakli elektrofizik xususiyatlarni berish uchun, ataylab, kirishma atomlarini kiritadilar.

Kirishma atomlari energetik sathlarining asosiy turlarini ko'rib chiqamiz.

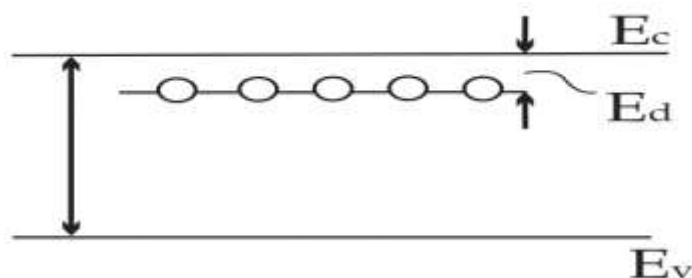
Donor sathlar

Kremniy olmos tipidagi kristall panjaraga ega bo'lgani uchun, bu panjarada har bir atomning to'rtta eng yaqin qo'shnisi bor, ular bilan 4 ta valent elektronlari orqali kovalent bog'lanishni hosil qiladi. Kremniy panjarasining tekislikdagi shartli ravishda ko'rinishi 1 – rasmda tasvirlangan.



1-rasm. Donor kirishmali kremniyning kristall panjarasi

Faraz qilaylik, kremniy kristalida bir qism kremniy atomlari o'rniga besh valentli mishyak atomlari joylashtirilgan bo'lsin. 4 ta qo'shni atomlar bilan kovalent bog'lanishni o'rnatish uchun mishyak atomi 4 ta valent elektronlarini sarflaydi, beshinchi elektron bu bog'lanishlarni o'rnatishda qatnashmaydi. Mishyak atomi, dielektrik singdiruvchanligi $\epsilon = 12$ bo'lgan kremniy kristall panjarasi muhitida bo'lgani uchun, 5–elektron mish'yak atomi yadrosi bilan 12 marta susaygan bog'lanishda bo'ladi va mish'yak atomi maydonida o'z harakatini davom ettiradi.



2-rasm. Yarim o'tkazgichda donor kirishma atomlarining energetik sathi

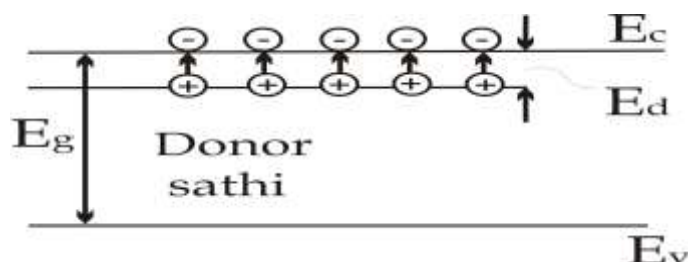
Maydonning susayganligi sababli, 5 –elektron orbitasining radiusi 12 marotaba ortadi, uning mish'yak atomi bilan bog'lanish energiyasi $\varepsilon^2 = 144$ marta kamayib, $E_d = 0,01 eV$ qiymat atrofida bo'ladi (2 – rasm).

Elektronga bunday energiyani uzatganda u mish'yak atomidan uzilib, kremniy panjarasida erkin harakat qilish imkoniga ega bo'ladi, shunday qilib o'tkazuvchanlik elektroniga aylanadi.

“Sohalar” nazariyasi tili bilan bu jarayonni shunday tasavvur qilish mumkin:

Valent va o'tkazuvchanlik sohaları orasidagi taqiqlangan sohada mish'yak atomi beshinchi elektronining energetik sathi paydo bo'ladi (2 – rasm). Bu energetik sath o'tkazuvchanlik sohasi tubining yaqinida $E_d \approx 0,01 eV$ energetik masofada joylashadi.

O'tkazuvchanlik sohasida elektronlarni hosil qiluvchi kirishmalar *donorlar* deb ataladi, ularning energetik sathlari *donor sathlar* deb ataladi.



3-rasm. Yarim o'tkazgichda donor atomlarining ionlashishi

Donor kirishmalarga ega bo'lgan yarim o'tkazgichlar, *elektron yarim o'tkazgichlar* yoki *n – tipdagi yarim o'tkazgichlar* deb ataladi.

Aktseptor energetik sathlar

Yana faraz qilaylik, kremniy kristall panjarasidagi bir qism kremniy atomlari o'rnini 3 valentli Bor (V) atomlari egallagan bo'lsin. 4 ta qo'shni atomlar bilan kovalent bog'lanishni hosil qilish uchun bor atomiga bitta elektron yetishmaydi. Bu yetishmaydigan elektronni qo'shni kremniy atomlaridan olishi mumkin. Bu holda ham qo'shimcha elektronni olish uchun taxminan $E_a \approx 0,01 eV$ energiya zarur bo'ladi.

To'ldirilgan bog'lanish kovakni eslatadi va kremniyning valent sohasida bo'sh vakant holatni hosil qiladi. 4 – rasmda bor kirishma atomiga ega bo'lgan kremniyning sohaviy tuzilishi tasvirlangan. Valent sohasi shipining yaqinida $E_a \approx 0,01 eV$ masofada bor atomining elektronlar egallamagan energetik sathi joylashgan. Nisbatan yuqori bo'lmagan temperaturalarda valent sohasidagi elektronlar bu energetik sathlarga o'tib, bor atomlari bilan bog'lanish hosil qiladi va kristall panjarada harakat qilish ehtimolligini

yo'qotadilar, elektr o'tkazuvchanlikda ishtirok eta olmaydilar. Musbat zaryad tashuvchilar faqat valent sohasida hosil bo'lgan kovaklardan iborat bo'ladi.

Yarim o'tkazgichning valent sohasidan elektronlarni tortib oluvchi kirishmalar – *aktseptorlar*, ularning energetik sathlari – *aktseptor sathlar* deb ataladi.

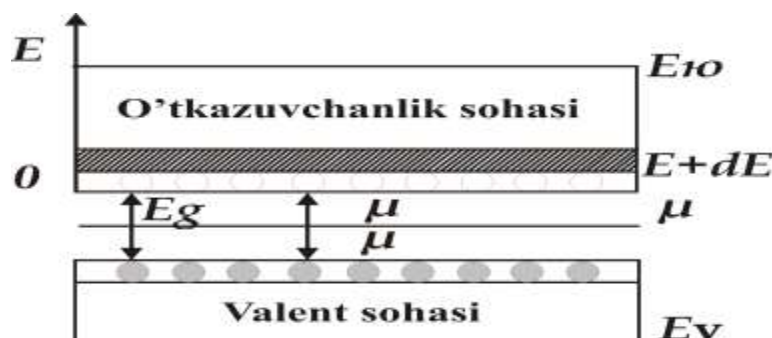
Aktseptorlarga ega bo'lgan yarim o'tkazgichlar *kovakli yarim o'tkazgichlar* yoki *r – tipli yarim o'tkazgichlar* deb ataladi.

Xususiy yarim o'tkazgichlarda zaryad tashuvchilar kontsentratsiyasi va Fermi sathining holati

Yarim o'tkazgichlarda erkin zaryad tashuvchi gazning xususiyatlarini belgilovchi asosiy parametrlardan biri μ – ximiyaviy potentsialdir. Elektron va kovakli gazlar uchun, ximiyaviy potentsial oddiygina qilib *Fermi sathi* deb ataladi. Ma'lumki, metallarda Fermi sathi o'tkazuvchanlik sohasidagi elektronlar bilan to'lgan oxirgi energetik sathni belgilaydi. $T = 0 K$ da Fermi sathidan pastdagi barcha energetik sathlar elektronlar bilan to'lgan, undan yuqoridagi energetik sathlarning barchasi bo'shdir.

Metallarda elektron gazning kontsentratsiyasi o'tkazuvchanlik sohasidagi holatlar soni bilan bir xil bo'ladi, shuning uchun bu gaz aynigan gaz hisoblanadi va elektronlarning holatlar bo'yicha taqsimoti Fermi – Dirak statistikasi bilan ifodalanadi. Bunday gazdagi elektronlar kontsentratsiyasi temperaturaga deyarli bog'liq emas.

Xususiy va kam aralashmali yarim o'tkazgichlarda elektron yoki kovak gazlari aynimagan gazlardir va ularning holatlar bo'yicha taqsimlanishi Maksvell–Boltsman klassik statistikasi bilan ifodalanadi. Bundan yarim o'tkazgichlarda erkin zaryad tashuvchilar kontsentratsiyasi Fermi sathi va temperaturaga bog'liqdir.



4-rasm. Xususiy yarim o'tkazgichning energetik diagrammasi

Temperatura absolyut noldan sezilarli farqli bo'lganda $T = 0 K$, bu yarim o'tkazgichning o'tkazuvchanlik sohasida erkin elektronlar va valent sohasida kovaklar hosil bo'ladi. Ularning kontsentratsiyasini n va p deb belgilaymiz. Elektronlar kinetik energiyasining hisob boshi qilib o'tkazuvchanlik sohasining tubini qabul qilamiz. Shu sathga yaqin masofada, o'tkazuvchanlik sohasida dE energiya oralig'ini ajratib olamiz.

Rasmda xususiy yarim o'tkazgich keltirilgani va elektron gaz aynimagan bo'lganligi sababli, dE energiya oralig'idagi dn elektronlar kontsentratsiyasini Maksvell – Boltsman taqsimotiga asoslanib hisoblashga urinib ko'ramiz:

$$N(E)dE = f(E)g(E)dE$$

$$f_{MB}(E) = e^{\frac{\mu-E}{kT}},$$

$$f_{MB}(E) = \frac{N}{V} \left(\frac{h^2}{2\pi m k T} \right)^{3/2} e^{-\frac{E}{kT}},$$

$$g(E)dE = \frac{4\pi V}{h^3} (2m)^{3/2} \sqrt{E} dE,$$

$$dn = \frac{4\pi}{h^3} (2m)^{3/2} e^{-\frac{\mu-E}{kT}} \sqrt{E} dE$$

Aynimagan yarim o'tkazgichlarda μ – manfiy qiymatga ega bo'ladi va Fermi sathi o'tkazuvchanlik sohasining tubidan pastda joylashadi.

O'tkazuvchanlik sohasidan Fermi sathigacha bo'lgan energetik masofani μ va valent sohasi shipidan bu sathgacha bo'lgan energetik masofani μ' deb belgilaymiz va ular taqiqlangan soha kengligi bilan quyidagicha bog'lanadi:

$$-E_g = \mu + \mu' \quad \mu' = -(E_g + \mu)$$

bu yerda E_g – taqiqlangan sohaning kengligi. T temperaturada o'tkazuvchanlik sohasidagi elektronlarning konsentratsiyasini 0 dan eng yuqori energetik sath - E_{yu} gacha energiya oraliqida integrallash bilan topamiz:

$$n = 4\pi \left(\frac{2m_n}{h^2} \right)^{3/2} e^{\frac{\mu}{kT}} \int_0^{E_{yu}} e^{-\frac{\mu}{kT}} \sqrt{E} dE, \quad \text{Ye ortishi bilan } e^{-\frac{\mu}{kT}}$$

funktsiyasi juda tez kamayib borishini e'tiborga olsak, integrallash chegarasini 0 dan ∞ gacha deb olish mumkin

$$n = 4\pi \left(\frac{2m_n}{h^2} \right)^{3/2} e^{\frac{\mu}{kT}} \int_0^{\infty} e^{-\frac{\mu}{kT}} \sqrt{E} dE,$$

Bu funktsiyaning yechimi xususiy yarim o'tkazgichning o'tkazuvchanlik sohasidagi elektronlar konsentratsiyasining ifodasini beradi:

$$n = 2 \left(\frac{2\pi m_n k T}{h^2} \right)^{3/2} e^{\frac{\mu}{kT}},$$

Xuddi shu amallarni valent sohasidagi kovaklar uchun qo'llab ularning konsentratsiyasi uchun quyidagi munosabatga ega bo'lamiz:

$$p = 2 \left(\frac{2\pi m_p k T}{h^2} \right)^{3/2} e^{-\frac{E_g + \mu}{kT}},$$

(71.9) va (71.10) – ifodalarda m_n va m_p elektron va kovaklarning effektiv massalaridir. Shu ifodalardan ko'rinib turibdiki, Fermi sathi bilan sohalar o'rtasidagi energetik masofa

kengayishi bilan shu sohaga tegishli zaryad tashuvchilar konsentratsiyalari (n va p) kamayib boradi.

Aynimagan yarim o'tkazgichlarda, belgilangan biror T – temperatura uchun, elektronlar bilan kovaklar konsentratsiyalarining ko'paytmasi o'zgarmas kattalikdir.

$$n \cdot p = n_i p_i = 4 \left(\frac{2\pi kT}{h^2} \right)^{3/2} (m_n m_p)^{3/2} e^{-\frac{E_g}{kT}},$$

Xususiyl yarim o'tkazgichlarda o'tkazuvchanlik sohasidagi elektronlar konsentratsiyasi

n_i valent sohadagi kovaklar konsentratsiyasi p_i ga tengdir: $n_i = p_i$

chunki, valent sohadan o'tkazuvchanlik sohasiga qancha elektron o'tsa, shuncha bo'sh energetik o'rinlar, ya'ni kovaklar hosil bo'ladi. Shuning uchun (71.9) – va (71.10) – ifodalarning o'ng tomonlarini tenglashtirsak, quyidagi ifodaga ega bo'lamiz:

$$2 \left(\frac{2\pi m_n kT}{h^2} \right)^{3/2} e^{\frac{\mu}{kT}} = 2 \left(\frac{2\pi m_p kT}{h^2} \right)^{3/2} e^{-\frac{E_g + \mu}{kT}}$$

Bu ifodani μ ga nisbatan yechib, xususiyl yarim o'tkazgichning Fermi sathi holatini aniqlaymiz:

$$\mu = -\frac{E_g}{2} + \frac{3}{4} kT \ln \frac{m_p}{m_n}$$

$T = 0$ K bo'lgan holda $\mu = -\frac{E_g}{2}$ ga teng, ya'ni Fermi sathi taqiqlangan sohaning

qoq o'rtasida joylashgan. Temperatura ortishi bilan, agar $m_p > m_n$ bo'lsa, Fermi sathi o'tkazuvchanlik sohasi tubi tomon siljiydi, $m_n > m_p$ bo'lsa, valent sohasi shipi tomon siljiydi. Lekin bu siljishlar shunchalik kichikki, ularni ayrim hollarda e'tiborga olmasa ham bo'ladi.

Fermi sathining qiymatini (μ), xususiyl yarim o'tkazgichlardagi elektron va kovaklar konsentratsiyasini aniqlashimiz mumkin:

$$n_i = p_i = 2 \left(\frac{2\pi \sqrt{m_n m_p} kT}{h^2} \right)^{3/2} e^{-\frac{E_g}{2kT}}$$

ular taqiqlangan soha kengligi va temperaturaga bog'liqdir. Xususiyl yarim o'tkazgichlarda belgilangan T – temperatura uchun elektronlar va kovaklar konsentratsiyalarining ko'paytmasi o'zgarmas kattalikdir:

$$n_p = n_i^2$$

Kirishmali yarim o'tkazgichlarda Fermi sathi holati va zaryad tashuvchilar konsentratsiyasi Past temperaturalar sohasi

Past temperaturalarda kristall panjaraning issiqlikdan tebranishi o'rtacha energiyasi E_g taqiqlangan soha kengligidan juda sezilarli kichikdir, natijada bu tebranishlar valent elektronlarini qo'zg'ata olmaydi va o'tkazuvchanlik sohasiga uzata olmaydi.

Energiyasi $E_d \sim 0,01 \text{ eV}$ bo'lgan donor sathlaridan elektronlarni o'tkazuvchanlik sohasiga uzatish uchun zarur bo'lgan temperatura deyarli bir necha Kelvin graduslaridan boshlanadi. Bu past temperaturalar sohasida n – tipli yarim o'tkazgichda, Fermi sathi holatini aniqlovchi ifoda quyidagi shart orqali topiladi $n = N_d$:

$$N_c \cdot e^{-\frac{E_c - \mu}{kT}} = \frac{N_d}{2e^{-\frac{\mu - E_d}{kT} + 1}}$$

bu yerda $N_c = 2 \left(\frac{2\pi m_n kT}{h^2} \right)^{3/2}$ ga tengdir, $E_s = 0$.

(133.1) –ifodani μ ga nisbatan yechsak, quyidagiga ega bo'lamiz:

$$\mu = kT \ln \left\{ \frac{1}{4} e^{-\frac{E_d}{kT}} \left(\sqrt{1 + \frac{8N_d}{N_c} e^{+\frac{E_d}{kT}}} - 1 \right) \right\}$$

Juda past temperaturalarda quyidagi holat kuzatiladi:

$$\frac{8N_d}{N_c} e^{-\frac{E_d}{kT}} \gg 1,$$

bu holda Fermi sathi holati quyidagi ifoda bilan aniqlanadi:

$$\mu = -\frac{E_d}{2} + \frac{kT}{2} \ln \frac{N_d}{2N_c}$$

Xuddi shunga o'xshash, r – tipli yarim o'tkazgichda Fermi sathi quyidagi ifoda bilan aniqlanadi:

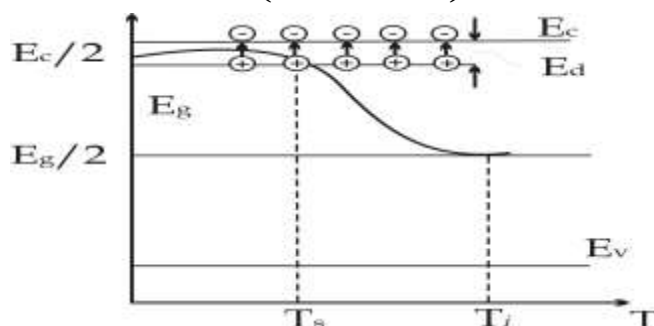
$$\mu' = -\frac{E_a}{2} + \frac{kT}{2} \ln \frac{N_d}{2N_v}$$

bu yerda $N_v = 2 \left(\frac{2\pi m_p kT}{h^2} \right)^{3/2}$ ga teng, E_a – aktseptor energetik sathi, N_a – aktseptorlar konsentratsiyasi. (133.3) – ifodadagi Fermi sathining temperaturaga bog'liq.

Elektronli va aktseptorli yarim o'tkazgichlardagi Fermi sathi ifodalaridan foydalanib, shu yarim o'tkazgichlardagi elektron va kovaklar konsentratsiyalari ifodalariga ega bo'lamiz:

$$n = \sqrt{2N_d} \left(\frac{2\pi m_n kT}{h^2} \right)^{3/4} e^{-\frac{E_d}{2kT}}$$

$$p = \sqrt{2N_a} \left(\frac{2\pi m_p kT}{h^2} \right)^{3/4} e^{-\frac{E_a}{2kT}}$$



5-rasm. Kirishmali yarim o'tkazgich Fermi sathining temperaturaga bog'liq o'zgarishi

35-MA'RUZA: KONTAKT HODISALAR

REJA:

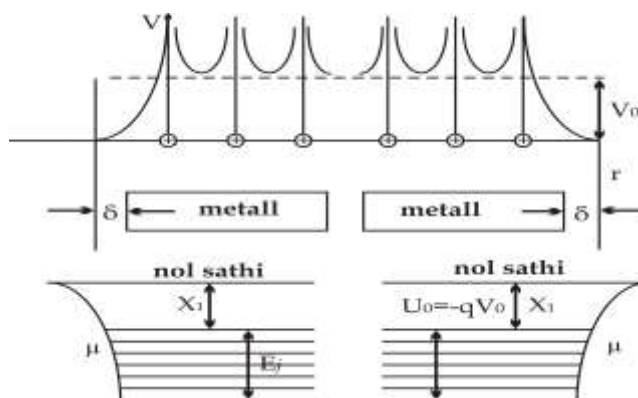
1. Metallar elektr o'tkazuvchanligi
2. Metallardagi Fermi-gazi, o'ta o'tkazuvchanlik. Atomlarning magnit xususiyatlari
3. Magnetiklarda magnit maydonlar. Chiqish ishi
4. Metall-metall, metall-yarim o'tkazgich, yarim o'tkazgich – yarim o'tkazgich chegarasidagi kontakt hodisalar
5. Elektron – kovakli o'tish

Chiqish ishi. Metallning kristall panjarasini tashkil etuvchi musbat ionlar, kristall panjarada tugunlardan o'tuvchi to'g'ri chiziq bo'ylab davriy qaytariladigan musbat potentsiilli elektr maydonini hosil qiladi. Qo'pol hatolik bo'lsa ham, bu davriy potentsialni metallning barcha nuqtalarida o'zgarimas hisoblab, o'rtacha V_0 ga teng deb olamiz. Bu maydonga kiritilgan erkin elektron manfiy potentsial energiyaga ega bo'ladi: $U_0 = -qV_0$ pastida elektronning vakuumdan metallga o'tishidagi potentsial energiyasining o'zgarishi keltirilgan.

Elektronning vakuumdagi potentsial energiyasi $U = 0$ bo'lsa, metallda esa

$$U = U_0 = -qV_0$$

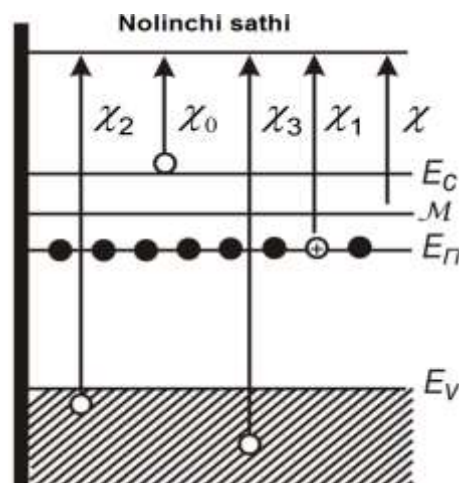
ga tengdir.



1-rasm. Metall atomlarining energetik diagrammasi va ichki davriy potentsiali

Bu o'zgarish xarakteri bo'yicha sakrashga o'xshasa ham u panjara parametriga teng bo'lgan δ kesma uzunligida sodir bo'ladi. Rasmdan ko'rinishicha, metall elektronlar uchun potentsial chuqurlik vazifasini o'taydi va bu chuqurlikdan elektronlarni vakuumga chiqishi uchun qandaydir chiqish ishini bajarish kerak bo'ladi. Metallda elektronlarning kinetik energiyasi bo'lmaganda ularni vakuumga chiqarish uchun potentsial o'ra chuqurligiga teng –

energiya zarur bo'lardi. Ammo past temperaturalarda ham μ – Fermi sathigacha bo'lgan energetik sathlardagi elektronlar davriy maydonda harakatda va ma'lum kinetik energiyaga ega bo'ladi. Shuning uchun elektronlarning metallan chiqishi uchun U_0 ga nisbatan kichik ish bajarishi talab qilinadi. Metallan elektronlarni vakuumga chiqarish uchun eng kam bajariladigan ish Fermi sathidan 00 sathgacha bo'lgan χ – ga tengdir. Buni *termodinamik chiqish ishi* deb ataladi. Yarim o'tkazgichlarda elektronlarning chiqish ishini aniqlash birmuncha qiyindir. n – tipli yarim o'tkazgichning energetik diagrammasi keltirilgan.

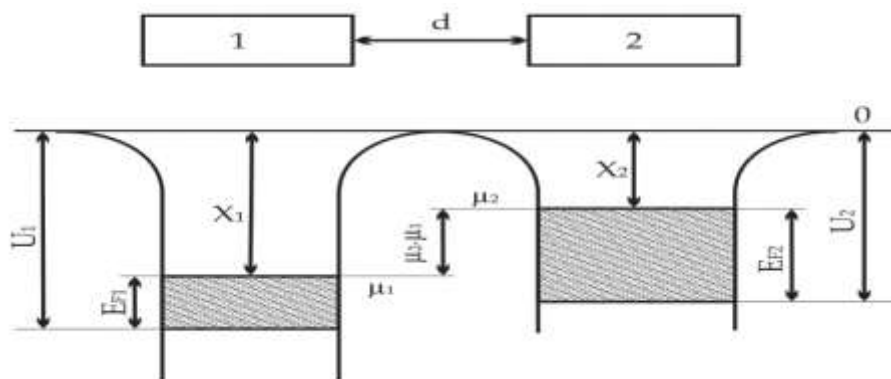


2-rasm. Elektron tipli yarim o'tkazgichda elektronlarning vakuumga chiqish yo'llari

O'tkazuvchanlik sohasidan elektronlarni vakuumga chiqarish uchun χ_0 – eng kam chiqish ishini bajarish kerak. Ammo bu elektronlarni vakuumga chiqarish elektron gazi muvozanat holatining buzilishiga olib keladi va muvozanat holatini tiklash uchun kirishma sathi va valent sohasidan elektronlarni o'tkazuvchanlik sohasiga yetkazib berish kerak. Bu esa kristallning ichki energiyasini sarf bo'lishiga va kristallning sovushiga olib keladi.

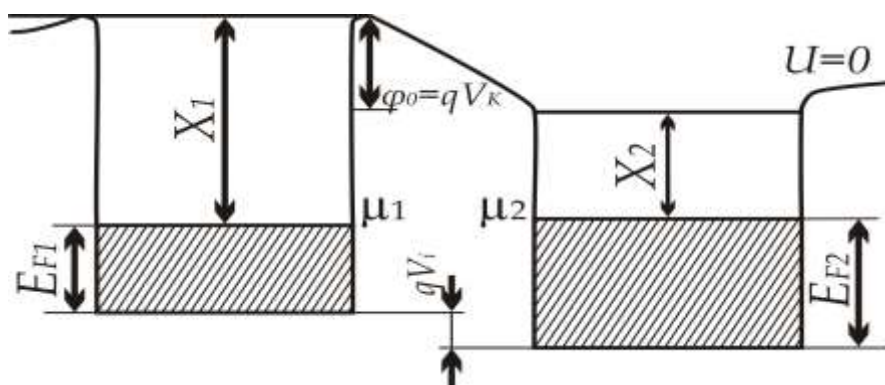
Valent sohasidan elektronlarni vakuumga chiqarishda muvozanat holat tiklanishi uchun o'tkazuvchanlik sohasidagi elektronlarning bir qismini valent sohasiga qaytarish lozim bo'ladi. Bu holatda energiya ajralib chiqadi va kristall isiy boshlaydi. Fermi sathidan bir vaqtda yuqori va past sathlardan elektronlarni vakuumga chiqarish tizimning muvozanat holatini buzmaslikka va kristall temperaturasini o'zgarishiga olib keladi. Shuning uchun yarim o'tkazgichlar uchun chiqish ishini Fermi sathidan nolinni sathgacha bo'lgan energetik masofaga teng, deb hisoblanadi. Chiqish ishi odatda *elektronvoltlarda* o'lchanadi. Chiqish ishini elektronning zaryadiga nisbati chiqish potentsialini belgilaydi va Voltlarda o'lchanadi.

Metall - metall kontakti



3-rasm. Ikkita ajratilgan metallning energetik diagrammalari

Energetik diagrammalari 1 - rasmda keltirilgan ikki metallni yaqinlashishida sodir bo'ladigan jarayonlarni ko'rib chiqamiz. Ajratilgan holatda bu metallardagi elektron gazlar μ_1 va μ_2 – ximiyaviy potentsiallar bilan xarakterlanadi. Elektronlarning termodinamik chiqish ishlari χ_1 va χ_2 ga tengdir. Termoelektron emissiya orqali elektronlar bilan effektiv almashish mumkin bo'lgan yoki to'g'ridan - to'g'ri bir - biriga elektronlar o'tishi mumkin bo'lgan d – masofaga metallarni bir-biriga yaqinlashtiramiz. Kontakt o'rnatilgandan so'ng boshlang'ich momentda, (μ_1 va μ_2) – ximiyaviy potentsiallar har xil balandlikda bo'lgani uchun ikkinchi metall elektron gazi birinchi metall elektron gazi bilan muvozanatda bo'lmaydi Fermi sathlari farqi ($\mu_1 - \mu_2$) mavjudligi ikkinchi metalldan birinчисiga imtiyozli elektron o'tishi hosil bo'lishiga olib keladi. Bu holda birinchi metall manfiy, ikkinchisi esa musbat zaryadlanadi. Bu zaryadlarning hosil bo'lishi o'z navbatida metallar energetik sathlarini siljishiga olib keladi: manfiy zaryadlangan 1 - o'tkazgichda barcha sathlar oldingi holatga nisbatan yuqoriga ko'tariladi, 2 - metallda esa pastga tushadi.



4-rasm. Metall – metall kontaktining energetik diagrammasi

Bu jarayonni oson tasavvur etish mumkin: zaryadlanmagan metalldagi nol sathdan manfiy zaryadlangan metallning nol sathiga elektronni o'tkazish uchun qV_1 ga teng ish sarflash kerak. Bu bajarilgan ish elektron potensial energiyasining ortishiga olib keladi. Xuddi shu sababga ko'ra, musbat zaryadlangan metallning nol sathi zaryadlanmagan

metallning nol sathidan pastga tushadi. Asta - sekin 1 - metallning ko'tarilayotgan μ_1 ximiyaviy potentsial sathi va 2 - metallning pasayotgan μ_2 - ximiyaviy potentsiali sathi bir balandlikka to'g'ri kelganda 2 - metall dan 1 - metallga elektronlarning imtiyozli o'tishi yo'qolaboradi va ikkala metallar orasida muvozanat holati vujudga keladi. Bu holatda metallarning nol sathlari orasida V_k -kontakt potentsiallar farqi paydo bo'ladi:

$$V_k = \frac{(\chi_1 - \chi_2)}{q},$$

Bu potentsiallar farqi *tashqi kontakt potentsiallar farqi* deb ataladi, u metallarning chiqish ishlarini farqiga to'g'ri proporsionaldir. Chiqish ishi kam bo'lgan metall elektronlari chiqish ishi katta bo'lgan metallga o'ta boshlaydilar.

Metallarning ximiyaviy potentsiallari sathlari tenglashishi bilan 1 - va 2 - metallardagi elektronlar kinetik energiyalari bir xil bo'lmaydi ($E_{F2} > E_{F1}$).

Metallarni to'g'ridan - to'g'ri tutashishida 2 - metall dan 1 - metallga elektronlarning yo'naltirilgan diffuziyasi paydo bo'ladi, bu holda V_i *ichki kontakt potentsiallar farqi* hosil bo'ladi:

$$V_i = \frac{(E_{F2} - E_{F1})}{q},$$

Muvozanat o'rnatilgandan so'ng metallarda tok zichligi nolga teng bo'lganligi uchun, Om qonuniga asosan $j = \sigma E$, Ye - elektr maydon metall qalinligi bo'yicha xar bir nuqtada nolga teng bo'ladi. Ammo metallar kontakti chegarasida d - yupqa qatlamga ichki kontakt potentsiallar farqining hammasi joylashgan bo'ladi (3 - rasm).

Qo'sh elektr qatlamining qalinligi bo'yicha V_i - potentsial sakrashga o'xshab o'zgaradi. Shu qatlamning qalinligini hisoblab ko'ramiz.

Qo'sh elektr qatlami yassi kondensatorga o'xshaydi, d - uning qalinligi, qoplamalaridagi zaryadni Q orqali belgilasak, potentsiallar farqi V_i ga teng bo'ladi. Qoplamalarning yuzasi 1 m^2 , dielektrik singdiruvchanligi $\epsilon = 1$ bo'lgan yassi kondensatorning sig'imi quyidagiga teng:

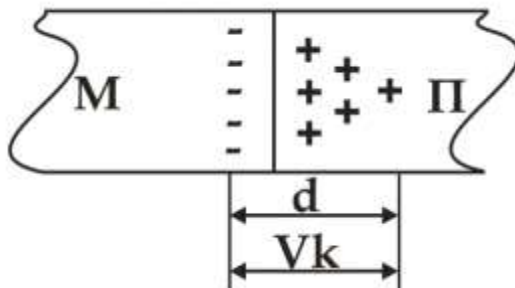
$$C = \frac{\epsilon \epsilon_0}{d}, \quad C = \frac{Q}{V_i}$$

bu yerdan $d = \frac{\epsilon_0 V_i}{\varphi}$ ga ega bo'lamiz.

Metall – yarim o'tkazgich kontakti. Yopuvchi qatlam

Metall – yarim o'tkazgich kontaktini ko'rib chiqamiz. χ_m - chiqish ishiga ega bo'lgan M - metall, χ_n - chiqish ishiga ega bo'lgan n - tipli yarim o'tkazgich bilan

kontaktda bo'lsin. Agar $\chi_m > \chi_n$ bo'lsa, u holda yarim o'tkazgichdan metallga, μ_m va μ_n - ximiyaviy potentsiallar tenglashmaguncha, elektronlar oqib o'tadi, undan so'ng metall va yarim o'tkazgich orasida muvozanat holati o'rnatiladi. Metall va yarim o'tkazgichlar chegarasida V_k – kontakt potentsiallar farqi hosil bo'ladi, uning qiymati ham taxminan $\sim 3B$ atrofida bo'ladi.



5-rasm. Metall – yarim o'tkazgich kontaktda yopuvchi qatlamning hosil bo'lishi

Bu potentsiallar farqi hosil bo'lishi uchun metall - metall kontaktda o'xshash yarim o'tkazgichdan metallga $\sim 10^{17}$ elektronlar oqib o'tishi kerak. Yarimo'tkazgich kristall panjarasi parametri $\sim 5A^0$ ga teng, undagi elektron gaz konsentratsiyasi $n = 10^{21}m^{-3}$ ga teng. Yarimo'tkazgich sirtidagi konsentratsiya $n_s \sim 10^{14} m^{-3}$ elektronlarni tashkil etadi. Shuning uchun $\Delta n \approx 10^{17} m^{-3}$ elektronlarni yetkazib berish uchun 10^3 ta yarimo'tkazgichning atom qatlamlari elektronlardan xoli bo'lishi kerak.

Shunday qilib, metall – yarimo'tkazgich kontaktda kontakt potentsiallar farqi $d \sim 5 \cdot 10^3 A^0 = 5 \cdot 10^{-7}m$ qalinlikni egallaydi. Bu qatlamda qolgan ionlashgan kirishmalar atomlari qo'zg'almas hajmiy musbat zaryadlarni hosil qiladi. $5 \cdot 10^{-7}m$ qalinlikdagi qatlam deyarli erkin elektronlarga ega bo'lmagani uchun uning qalinligi elektronlarning erkin yugurish yo'lidani sezilarli katta bo'ladi, shu sababli, juda katta qarshilikka ega bo'ladi. Bu qatlam yopuvchi qatlam deb ataladi.

Metall – yarim o'tkazgich kontaktda

Kontaktdagi potentsial to'siq funksiyasi ko'rinishi Puasson tenglamasi orqali ifodalanadi:

$$\frac{d^2\varphi}{dx^2} = \frac{q}{\varepsilon_0\varepsilon} \rho(x),$$

bu yerda ε – yarimo'tkazgichning dielektrik singdiruvchanligi, $\rho(x)$ – qo'zg'almas zaryadlarning hajmiy zichligidir. Bu holda, yarimo'tkazgichdagi barcha donor atomlar N_d ionlashgan bo'ladi. U holda:

$$\rho = qN_d, \quad \frac{d^2\varphi}{dx^2} = \frac{q^2}{\varepsilon\varepsilon_0} N_d,$$

Bu tenglik uchun, quyidagi chegaraviy shartlar o'rinalidir:

$$\varphi(d) = 0, \quad \left(\frac{d\varphi}{dx} \right)_{x=d} = 0,$$

chunki kontakt qatlamidan tashqarida $x \gg d$ kontakt maydon yo'qdir. (140.2) - tenglamani integrallash quyidagi natijani beradi:

$$\varphi(x) = \frac{q^2 N_d}{2\epsilon_0 \epsilon} (d-x)^2,$$

Bu ifodadan yarim o'tkazgichdagi potentsial to'siq ko'rinishi parabolaga o'xshashligi ko'rinib turibdi. $x = 0$ bo'lganda, $\varphi_0 = \chi_m - \chi_n$ ga tengdir. U holda yopuvchi qatlam qalinligi quyidagicha bo'ladi:

$$d = \sqrt{\frac{2\epsilon_0 \epsilon \varphi_0}{q^2 N_d}} = \sqrt{\frac{2\epsilon_0 \epsilon V_k}{q^2 n_{n_0}}},$$

bu yerda $n_{n_0} - Nd$ ga teng bo'lgan n - yarim o'tkazgichdagi elektronlar kontsentratsiyasidir.

Elektronlardan xoli bo'lgan yopuvchi qatlam qalinligi elektronlarning erkin yugurish yo'lidan ikki - uch tartibda katta bo'lgani uchun, bu qatlam juda katta qarshilikka ega bo'ladi.

Yarim o'tkazgich - metall kontaktida to'g'rilash hodisasi

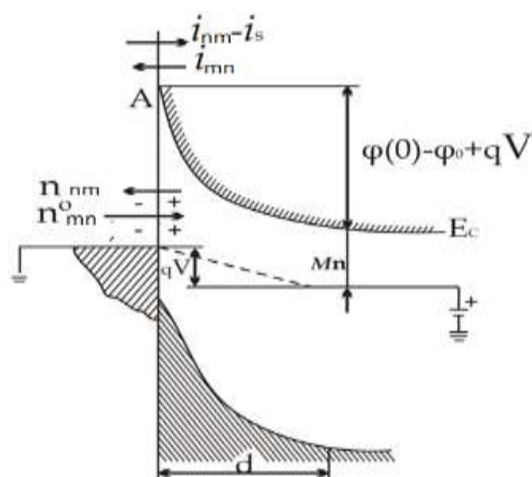
Metalldan yarim o'tkazgichga o'tayotgan elektronlarga ta'sir etuvchi potentsial to'siq chiqish ishlarining farqiga $(\chi_m - \chi_n)$ tengdir. Yarim o'tkazgichdan metallga o'tayotgan elektronlarga ta'sir etuvchi potentsial to'siq $\varphi_0 = qV_k$ ga tengdir. Metalldan yarim o'tkazgichga o'tayotgan elektronlar oqimini n_{mn}^0 , yarim o'tkazgichdan metallga o'tayotgan elektronlar oqimini esa n_{nm}^0 deb belgilaymiz. Bu elektron oqimlariga, mos ravishda, quyidagi tok zichliklari to'g'ri keladi:

$$j_{nm} \text{ va } j_{mn}.$$

Muvozanat holatida kontakt orqali o'tadigan natijaviy tok nolga teng, shu sababli $j_{nm} = j_{mn}$ o'z navbatida, muvozanat holatiga to'g'ri keluvchi toklar zichliklari quyidagicha belgilanadi:

$$j_{nm} = j_{mn} = j_s,$$

Kontaktga, kontakt potentsiallar farqi V_k yo'nalishiga mos bo'lgan tashqi potentsiallar farqini qo'yamiz. Yopuvchi qatlam qarshiligi yarimo'tkazgich boshqa qismlarining qarshiliklaridan bir necha tartibda katta bo'lgani uchun, tashqi potentsiallar farqi asosan yopuvchi qatlarga tushadi.



6-rasm. Metall – yarim o'tkazgich kontaktiga teskari yo'nalishda tashqi potentsiallar farqi qo'yilishi

Yarim o'tkazgichdagi musbat zaryadlangan energetik sathlar pastga qarab qV qiymatga siljiydi. μ - Fermi sathi ham shu masofaga pastga tushadi. Yopuvchi qatlam kontakt potentsiallar farqi yo'nalishida quyilgan tashqi potentsiallar farqi V yarim o'tkazgichdan metallga o'tayotgan elektronlar uchun potensial to'siqning balandligini oshiradi:

$$\varphi_{(0)} = \varphi_0 + qV,$$

bu esa potensial to'siqning kengligini ham ortishiga olib keladi:

$$d = \sqrt{\frac{2\varepsilon_0 \varepsilon (V_k + V)}{q^2 n_{n_0}}},$$

Bu holda manfiy zaryadlangan yarim o'tkazgichning barcha energetik sathlari, u bilan birga Fermi sathi μ_n ham, qV masofaga yuqoriga siljiydi. Bu esa yarimo'tkazgichdan metallga o'tayotgan elektronlar uchun energetik to'siqning pasayishiga olib keladi:

$$\varphi_{(0)} = \varphi_0 - qV,$$

Natijada to'siq kengligi ham torayadi:

$$d = \sqrt{\frac{2\varepsilon_0 \varepsilon (V_k - V)}{qn_{n_0}}},$$

Tashqi potentsiallar farqi ta'sirida, potensial to'siqning balandligi va kengligi o'zgarishi, kontakt bo'yicha ikki tomonga o'tayotgan elektronlar oqimi muvozanatining buzilishiga olib keladi.

Kontaktga, yopish yo'nalishida, tashqi potentsiallar farqi V quyilganda j_{mn} tok zichligi $e^{qV/kT}$ marta kamayadi, chunki potensial to'siq balandligi $\varphi_0 + qV$ qiymatga oshganda, to'siqni yengib o'tuvchi elektronlar soni

$$n_{nm} = n_{nm}^0 e^{-\frac{qV}{kT}}$$

marta kamayadi, bu holda j_{mn} tok zichligi quyidagicha teng bo'ladi:

$$j_{nm} = j_s e^{\frac{qV}{kT}}$$

j_{nm} – tok zichligi, metallan yarimo‘tkazgichga o‘tayotgan elektronlar uchun potentsial to‘siq balandligi o‘zgarmaganligi uchun, o‘zgarmay qoladi va j_s ga teng bo‘ladi.

Tashqi potentsiallar farqi yopish yo‘nalishida qo‘yilgandagi kontakt bo‘yicha natijaviy tok zichligi quyidagicha ifodalanadi:

$$j_{tesk} > j_t e^{\frac{qV}{kT}} - j_t = j_t \left(e^{\frac{qV}{kT}} - 1 \right),$$

va tok yarimo‘tkazgichdan metallga oqadi. Teskari yo‘nalishdagi tashqi kuchlanishni oshira borsak, $j_t e^{\frac{qV}{kT}}$ kamayib nolga intiladi, teskari yo‘nalishdagi j_t ga yetishadi. Bu tok zichligi to‘yinish toki zichligi deb ataladi.

Elektron - kovak ($n - p$) o‘tish

Ikkita yarim o‘tkazgich kristallarini bir-biriga to‘g‘ridan-to‘g‘ri tekkazish bilan elektron-kovakli o‘tish hosil qilish mumkin emas. Chunki kristallar sirti oksidlangan bo‘lishi mumkin, bundan tashqari, chegara sirtida yarim o‘tkazgichlarning energetik spektriga ta’sir qiluvchi begona kirishmalar atomlari, har xil ifloslanish va nuqsonlar bo‘lishi mumkin.

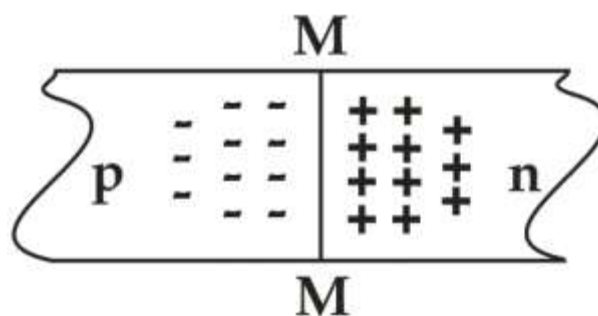
Elektron - kovakli o‘tishni hosil qiluvchi, amalda, eng ko‘p tarqalgan usullardan biri – diffuziya jarayonidir. Diffuziya jarayoni – gaz, suyuqlik va qattiq holatda bo‘lgan kirishma atomlarini yuqori temperaturada yarim o‘tkazgich kristall panjarasiga kiritishdan iborat. Masalan, n – turli yarim o‘tkazgichga aktseptor kirishmalarini yoki r – turli yarim o‘tkazgichga donor kirishmalarini diffuziya usuli orqali kiritishdir.

Kirishmalarning ichkariga qanchalik kirganlik darajasi yoki $n - p$ o‘tishning chuqurligi diffuziya jarayoni vaqti va temperaturasiga bog‘liqdir.

Ikki turli o‘tkazuvchanlikka ega bo‘lgan sohalarni ajratuvchi chegara elektron - kovakli o‘tishni bildiradi.

7 - rasmda ikki xil o‘tkazuvchanlikdan iborat bo‘lgan yarim o‘tkazgichlar sohalari chegarasi keltirilgan va u MM tekislik bilan aniqlanadi.

Chegaraning chap tarafida N_a – aktseptor konsentratsiyali r – turli yarim o‘tkazgich, o‘ng tarafida esa, N_d – donor konsentratsiyali n – turli yarim o‘tkazgich joylashgan.



7 – rasm. Elektron kovakli o‘tishning hosil bo‘lishi

Aktseptor va donor kirishmalarning konsentratsiyalarini bir-biriga teng deb hisoblaymiz:

$$N_a = N_d = 10^{22} \text{ m}^{-3}$$

n – sohada asosiy tok tashuvchilar elektronlardan, r – sohada esa kovaklardan iboratdir. Asosiy tok tashuvchilar donor va aktseptor kirishmalarning ionlashishi natijasida paydo bo'ladilar. Juda past bo'lmagan temperaturalarda bu kirishmalar to'la ionlashgan bo'ladi, n – sohadagi elektronlar konsentratsiyasi N_{n_0} donor atomlari konsentratsiyasiga teng bo'ladi ($n \sim N_d$), r – sohada esa, kovaklar konsentratsiyasi aktseptor atomlar konsentratsiyasiga teng bo'ladi ($p \sim N_a$).

Bu n - va p - sohalar, asosiy tok tashuvchilardan tashqari, asosiy bo'lmagan tok tashuvchilarga ham egadir:

n sohada – kovaklarga (p_{n_0}), r – sohada – elektronlarga (n_{p_0}). Asosiy bo'lmagan tok tashuvchilar konsentratsiyasi ta'sirlashuvchi massalar qonunidan topiladi:

$$n_{n_0} p_{p_0} = p_{p_0} \cdot n_{p_0} = n_i^2,$$

bu yerda n_i – xususiy yarimo'tkazgichdagi tok tashuvchilar konsentratsiyasidir.

$n_{n_0} p_{p_0} = 10^{22} \text{m}^{-3}$ va $n_i = 10^{19} \text{m}^{-3}$ bo'lganda, $p_{n_0} = n_{p_0} = 10^{16} \text{m}^{-3}$ ga teng bo'ladi. Demak r – sohadagi kovaklar konsentratsiyasi n – sohadagi kovaklar konsentratsiyasidan 10^6 marta ko'pdir, xuddi shunday, n – sohadagi elektronlar konsentratsiyasi ham r – sohadagi asosiy bo'lmagan elektronlar konsentratsiyasidan 10^6 marta ko'pdir. Yarimo'tkazgichlar kontakti atrofidagi sohalarida bir turli tok tashuvchilar konsentratsiyasining farqi n – sohadan r – sohaga elektronlarning diffuziyaviy oqimi ($n_{n \rightarrow p}$), r – sohadan ($p_{p \rightarrow n}$) – sohaga kovaklarning diffuziyaviy oqimi hosil bo'lishiga olib keladi. Natijada n – soha musbat, r – soha manfiy zaryadlanadi.

Sohalarning bunday zaryadlanishi n – sohada barcha energetik sathlarni va Fermi sathini pasayishiga, r – sohada ularning ko'tarilishiga olib keladi.

O'ngdan chapga elektronlarning o'tishi va chapdan o'ngga kovaklarning o'tishi, r – sohadagi ko'tarilayotgan Fermi sathi (μ_p) n – sohada pasayotgan Fermi sathi (μ_n) bilan bir balandlikda o'rnatilmaguncha davom etadi. Bu Fermi sathlari bir balandlikda o'rnatilganda so'ng, n – va r – sohalarida muvozanat holati o'rnatiladi va ikki tarafdin kelayotgan elektron va kovaklar oqimlari bir – biriga tenglashadilar:

$$n_{n \rightarrow p} = n_{p \rightarrow n}, \quad n_{p \rightarrow n} = n_{n \rightarrow n},$$

n – sohaning kontaktga yaqin qatlamidan elektronlarning r – sohaga ketishi, n – sohaning shu qatlamida ionlashgan donor kirishma atomlarining qo'zg'almas musbat hajmiy zaryadi paydo bo'lishiga sabab bo'ladi, bu qatlamning qalinligini dn deb belgilaymiz. Xuddi shunga o'xshas r – sohaning kontaktga yaqin qatlamidan kovaklarning n – sohaga o'tishi, r – sohaning dp qatlamida ionlashgan aktseptor kirishma atomlarining qo'zg'almas manfiy hajmiy zaryadini hosil qiladi. Shu qatlamlar orasida V_k kontakt potentsiallar farqi hosil bo'ladi, bu o'z navbatida, n – sohadan r – sohaga elektronlarning, r – sohadan n – sohaga kovaklarning o'tishiga to'siqinlik qiluvchi $\varphi_0 = qV_k$ potentsial to'siqini hosil qiladi.

36-MA'RUZA: ATOM VA YADRO FIZIKASI

REJA:

1. Atom yadrosining tarkibi
2. Yadroning zaryadi, o'lchami va massasi
3. Nuklonlarning o'zaro ta'siri, Yadroning massa nuqsoni va bog'lanish energiyasi
4. Yadro kuchlari
5. Yadroning bo'linishi
6. Radioaktivlik
7. Nurlanish turlari
8. Elementar zarrachalar

Atom yadrosi

Tabiatdagi hamma moddalar atomlardan tashkil topgan bo'lib, ular elektron va atom yadrosidan iboratdir. Atom yadrosining asosiy xarakteristikalari bo'lib ularning zaryadi, massasi, spini va yadro magnit momenti hisoblanadi. Atom yadrosi proton va neytronlardan iborat bo'lib, bular *yadro nuklonlari* deyiladi. Atomlar neytral zarracha ekanligini e'tiborga olsak, ularda nechta proton , ya'ni musbat zarracha bo'lsa, yadro atrofida xuddi shuncha elektron bo'lishi kerak.

Yadrodagi nuklonlar - proton (r) musbat va neytron (n) esa neytral, ya'ni zaryadsiz zarrachalardir. Protonning zaryad miqdori elektron zaryadiga teng bo'lib $q_p = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Kl}$ ga tengdir. Erkin holda proton barqaror musbat zarrachadir. Atom massasini massaning atom birliklarida (m.a.b.) o'lchash ancha qulaydir. Uglerod (${}^{12}_6\text{C}$) atomining 1/12 massasi, massaning atom birligi qilib qabul qilingan.

Protonning massasi

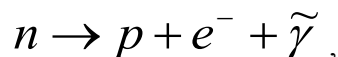
$$M_p = 1,6726 \cdot 10^{-27} \text{ kg} = 1,0072 \text{ m.a.b.} = 938,7 \text{ Mev}$$

Bu massa elektron massasidan 1836 marta kattadir ($m_p = 1836 m_e$). Proton spinga $\left(S = \frac{1}{2}\right)$ va xususiy magnit momentiga ega $\mu_p = +2,79 \mu_{ya}$. μ_{ya} - yadroning magnit

momenti deyiladi va uning magnetoni $\mu_{ya} = \frac{\hbar \ell}{2m_e}$ Bor magnetonidan 1836,5 marta kichikdir.

Neytron elektr zaryadga ega emas, massasi $m_n = 1,6749 \cdot 10^{-27} \text{ kg} = 1,0086 \text{ m.a.b.}$ ga teng va proton massasidan biroz kattaroqdir. Proton kabi, neytronning spini $\left(S = \frac{1}{2}\right)$ - ga teng (bu yerda manfiy ishora xususiy mexanik va magnit momentlarining yo'nalishlari qarama-qarshi ekanligini ko'rsatadi).

Neytron erkin holatda beqaror (radioaktiv) zarracha bo'lib, uning yarim yemirilish davri ~ 12 min ga teng, u o'z-o'zidan bo'linib, parchalanib ketadi:



Parchalanish natijasida 1 ta proton, 1 ta elektron va 1 ta antineytrino hosil bo'ladi. Neytrino juda kichik zarracha bo'lib, neytronga o'xshash zaryadsizdir.

Yadrodagi protonlar soni $+Ze$, yadroning zaryadlar sonini ham belgilaydi. Z - Mendeleev davriy tizimida ximiyaviy elementning tartib nomerini yoki yadrosining zaryadlar sonini ko'rsatadi.

Yadrodagi nuklonlar soni A bilan belgilanadi va yadroning massa soni deb ataladi. Neytronlar soni $N = A - Z$ orqali aniqlanadi.

Yadrolar ${}_Z X^A$ - simvol bilan ko'rsatiladi. X - ximiyaviy elementning simolidir.

Yadrolardagi nuklonlarning tarkibiga qarab yadrolar 4 ta guruhga bo'linadilar.

1. Zaryadlar soni bir xil, neytronlar soni har xil bo'lgan yadrolar *izotoplar* deyiladi. Masalan: vodorodning 3 ta izotopi bor ${}_1 X^1$ - odatdagi vodorod ba'zan protiy deb ataladi ($Z = 1, N = 0$). ${}_1 X^2$ - og'ir vodorod yoki deyeriy ($Z = 1, N = 1$), ${}_1 X^3$ - ($Z = 1, N = 2$) esa tritiy deb ataladi.

Kislorodning 3 ta izotopi bor ${}_8 O^{16}$, ${}_8 O^{17}$, ${}_8 O^{18}$.

2. Massalar soni bir xil, zaryad va neytronlar soni har xil bo'lgan yadrolar *izobarlar* deyiladi. Misol qilib massa soni bir xil bo'lgan ${}_{18} Ar^{40}$ va ${}_{18} Ca^{40}$ larni ko'rsatish mumkin.

3. Neytronlar soni N bir xil, zaryad va massalar soni har xil bo'lgan yadrolar *izotonlar* deyiladi. Masalan ${}_6 C^{13}$, ${}_{17} N^{14}$ bularda neytronlar soni $N = 7$ tengdir.

4. Zaryad (Z) va massalar (A) sonlari bir xil bo'lib, yarim yemirilish davrlari har xil bo'lgan yadrolar *izomerlar* deyiladi. Masalan: ${}_{35} Br^{80}$ yadrosining 2 ta izomerlari bor, bularning yarim yemirilish davrlari $T_1 = 18$ min. va 4,4 soat ga tengdir.

Yadro juda kichik zarrachadir. Yadroning radiusi: $R = 1.3 \cdot 10^{-15} A^{0.33}$ m ga teng. Ushbu ifodaga ko'ra yadroni shar shaklida deb faraz qilib, massasini bilgan holda, zichligini hisoblab ko'rish mumkin:

$$\rho_{ya} = \frac{M_{ya}}{\frac{4}{3}\pi R^3},$$

Bu yerda $M_{ya} = m_n A$, m_n - neytron massasidir. U holda:

$$\delta_{ya} = \frac{1,673 \cdot 10^{-27}}{\frac{4}{3} \cdot 3,14 (1,5 \cdot 10^{-15})^3} \approx 1,3 \cdot 10^{17} \text{ kg/m}^3$$

Bu nihoyatda katta qiymat bo'lib, bunday zichlikni tasavvur qilish juda qiyin. Solishtirish uchun tabiatda uchraydigan ba'zi zichligi eng katta bo'lgan moddalarni keltiramiz: qo'rg'oshin $11,34 \text{ kg/m}^3$, simob $14,9 \cdot 10^3 \text{ kg/m}^3$, uran $18,7 \cdot 10^3 \text{ kg/m}^3$, oltin $19,3 \cdot 10^3 \text{ kg/m}^3$, platina $21,45 \cdot 10^3 \text{ kg/m}^3$ va iridiy $22,42 \cdot 10^3 \text{ kg/m}^3$. Tabiatda Z soni 1 dan 92 gacha bo'lgan elementlar uchraydi (texnitsiy T_s $Z = 43$ va prometiy P_m $Z = 61$ lardan tashqari).

Hozirgi vaqtda, tabiatda uchraydigan elementlardan tashqari, jami $Z = 117$ gacha bo'lgan elementlar aniqlangan bo'lib, ularning barchasi sun'iy yo'l bilan olingan.

Massa defekti va bog'lanish energiyasi.

Atom yadrosi juda murakkab tuzilishga ega bo'lganligi uchun alohida qonuniyatlarga bo'ysunadi. Shulardan biri, alohida nuklonlar massalarining yig'indisi har doim shuncha nuklonli yadro massasidan katta bo'ladi ya'ni:

$$\Delta m = Zm_p + (A - Z)m_n - M_{ya},$$

Bu massa farqi - massa defekti nomini olgan bo'lib yadro shakllanishida massaning bir qismi bog'lanish energiyasiga ($W = mc^2$) aylanib ketishini ko'rsatadi.

Demak, yadro nuklonlarining bog'lanish energiyasi:

$$\Delta W = \Delta mc^2 = c^2 \left\{ \left[Zm_p + (A - Z)m_n \right] - M_{ya} \right\},$$

ko'rinishida yoziladi. Bu energiyani yaqqolroq tasavvur qilish uchun geliy (${}_2\text{He}^4$) yadrosining bog'lanish energiyasini hisoblab ko'ramiz:

$$W_{bog'} = \left[2 \cdot 938,7 + 2 \cdot 939,5 \right] - 3728,0 = 28,4 \text{ MeV},$$

bu yadroda (Ne) bitta nuklonga mos kelgan bog'lanish energiyasi $\frac{W_{bog'}}{A} = 7,1 MeV$ ni tashkil qiladi. Bu nihoyatda katta energiya ekanligini quyidagi misolda ko'rish mumkin.

Solishtirish uchun ko'mir yonganda, ya'ni bitta uglerod atomi ikkita kislorod atomi bilan birikkanda (SO_2) - $5 eV$ energiya ajralishini xayolga keltirish mumkin.

Demak, yadro juda mustahkam qurilmadir. Davriy jadvaldagi qolgan yadrolarning ham bog'lanish energiyalari hisoblangan bo'lib, eng katta bog'lanish energiyasi $\Delta W = 8,7 MeV$ davriy tizimning $A=50 - 60$ massa sonlariga mos kelishini ko'rish mumkin. Undan keyin A ning ortishi, bog'lanish energiyasini biroz kamayishiga mos keladi. Uran yadrosining solishtirma bog'lanish energiyasi $\Delta W = 7,5 MeV$ ga tengdir. Demak, bitta og'ir yadroni o'rtacha og'irlikdagi bir necha yadrolarga ajratish mumkin yoki bir necha yengil yadrolarni birlashtirib o'rtacha yadroni hosil qilinganda juda katta ortiqcha energiyaga ega bo'lish mumkin. Masalan, uran izotopini ${}_{92}U^{238}$ (solishtirma bog'lanish energiyasi $7,5 MeV$ bo'lgan) ikkita, massalari $A=120$ ga teng bo'lgan yadrolarga ajratganimizda (solishtirma bog'lanish energiyasi $8,5 MeV$ bo'lgan) - $240 MeV$ energiya ajralgan bo'lar edi yoki ikkita vodorod izotoplarini (${}_1H^2$) birlashtirish orqali 1 ta geliy (${}_2He^4$) hosil qilinsa - $24 MeV$ energiya ajralib chiqqan bo'lar edi. Hozirgi paytga kelib bunday reaksiyalar amalga oshirilayotganini talabalarning deyarli hammasi biladi. Bu bo'linish reaksiyalari yadro (yadro reaktorlari) qozonlarida yoki atom bombasining portlashida amalga oshiriladi. Yengil yadrolarning qo'shilishi - termoyadro reaksiyalari dan iborat bo'lib, termoyadro generatorlarida (MGD - generatorlarida) amalga oshiriladi. Tabiiy holda Quyosh va yulduzlarda ham sodir bo'ladigan vodorod - vodorod yoki uglerod - uglerod tsikli sintez reaksiyalari ham bitmas - tugalmas energiya manbalaridan iboratdir.

Yadro kuchlari. Yadro mustahkam tizim ekanligini e'tiborga olsak, eng avval nuklonlar orasidagi bog'lanish juda katta energiyaga egadir va bu kuchlar biz bilgan kuchlarning birortasiga ham mos kelmaydi. Bu - yadro kuchlaridir. Yadro kuchlari gravitatsiyaviy kuch bo'la olmaydi. Butun olam tortishish qonuniga o'xshash, bu kuchlar hisoblab ko'rilsa, yadro kuchlaridan 10^{36} marta kichik ekanligini bilish mumkin. Yadro kuchlari elektrostatik kuch bo'lishi ham mumkin emas, chunki bir xil ishorali protonlar (masalan: Uran - U ; $Z = 92$) bir - biridan qochib, yadroni tark etgan bo'lar edi. Demak, yadro nuklonlari juda murakkab bog'lanish va kuchlarga ega bo'lgan tizim bo'lib, 4 ta asosiy xususiyatlarga egadirlar.

1. Yadro kuchlari. Ta'sir radiusi juda qisqa masofada $2,2 \cdot 10^{-15} m$ kuzatiladi. Bu masofadan katta masofalarda nuklonlar o'zaro ta'sirlashmaydilar.

2. Yadro kuchlari zaryaddan mustaqildir, ya'ni proton - proton, proton - neytron yoki neytron - neytronlar bir xil tortishish va itarish kuchlarini hosil qiladi. Bu xususiyat yadrolarning zaryaddan *mustaqillik printsipi* deb ataladi.

3. Yadro kuchlari, o'zaro ta'sirdagi nuklonlar spinlarining joylashishiga bog'liqdir. Masalan, neytron bilan protonning spinlari bir - biriga parallel bo'lgandagina ular deytong hosil qilib, birga tura oladi, bo'lmasa, yadro parchalanib ketadi.

4. Yadro kuchlari to'yinish xossasiga ega, ya'ni yadrodagi har bir nuklon chekli sondagi nuklonlar bilan o'zaro ta'sirlashadi, qolganlarini esa tanimaydi.

Hozirgi zamon tasavvurlariga ko'ra, yadro kuchlari, ya'ni kuchli o'zaro ta'sir *mezonlar* deb ataluvchi virtual zarralar almashinishi orqali o'zaro ta'sirlashadi, deyiladi.

1934 yilda I.Ye. Tamm nuklonlar orasidagi ta'sir, qandaydir virtual zarracha yutilishi yoki chiqishi orqali amalga oshadi, deb hisobladi. 1935 yili yapon olimi X. Yukava nuklonlar, elektron massasidan 200 - 300 marta katta bo'lgan va o'sha vaqtgacha aniqlanmagan zarrachalarni yutilishi yoki chiqishi orqali ta'sirlashadilar, deb faraz qildi. Keyinchalik, bu zarrachalar *mezonlar* (grekcha "mezos" o'rtacha) deb ataldi.

Tez orada bunday zarrachalarni kosmik nurlar orasida borligi aniqlandi. 1936 yili Anderson va Neddermeyerlar kosmik nurlar orasida massasi $207 m_e$ bo'lgan zarrachalarni aniqlashdi. Bu zarrachalar μ - mezonlar (myuonlar $-\mu^+, \mu^-, \mu^0$) deb ataldi. Lekin nuklonlar orasidagi ta'sirlashuvda bu zarrachalar bo'la olmasligi tezda isbotlandi, ya'ni energiyaning saqlanish qonuniga bu mos kelmasligi aniqlandi. 1947 yilda kosmik nurlarni ilmiy izlashda X.Yukava bashorat qilgan nurlarni Okkialini va Pouelllar kashf qildilar. Bu zarrachalarning massasi elektron massasidan $- 270 m_e$ marta kattaligi ma'lum bo'ldi. Bu zarrachalar π - mezonlar nomini oldi. π - mezonlar yoki musbat π^+ , manfiy π^- va neytral π^0 bo'lishi mumkin ekan. Zaryadli pionlar massalari bir xil bo'lib, $273 m$ ($140 MeV$) ga teng va neytral mezon massasi esa, $264 m$ ($135 MeV$) ga teng. Bu zarrachalarning spinlari ($S = 0$) nolga teng. Zarrachalar juda beqaror bo'lib, $2,55 \cdot 10^{-8}$ s da parchalanib ketadi:

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu; \pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}; \pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma$$

yoki

$$\pi^0 \rightarrow e^+ + e^- + e^+ + e^-$$

Bu yerda μ^+, μ^- myumezonlar, γ - gamma nurlar, e^+, e^- - musbat pozitron va manfiy elektronlar, ν va $\bar{\nu}$ lar neytrino va antineytrinolardir. Endi nuklonlar orasida bo'ladigan ta'sirlashuvni bemalol yozish mumkin:

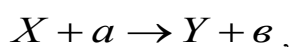
$$P \Leftrightarrow n + \pi^+; n \Leftrightarrow p + \pi^-$$

$$P \Leftrightarrow P + \pi^0; n \Leftrightarrow n + \pi^0$$

Bunday ta'sirlashuv orqali nuklonlarning biri ikkinchisiga yoki ular o'rin almashinishlari mumkin. Demak, proton virtual mezon chiqarib, neytronga aylanadi yoki neytron mezonni yutib, protonga aylanadi. Bu jarayonlarning barchasi tajribada tasdiqlangan.

Yadro reaksiyalari

Atom yadrosining elementar zarrachalar yoki boshqa yadrolar bilan ta'sirlashib, boshqa tur yadroga aylanishi, yadro reaksiyalari orqali amalga oshadi. X yadro bilan (a) zarracha ta'sirlashganda Y yangi yadro va yangi (b) zarracha hosil bo'lishi quyidagi chizma orqali amalga oshadi:



va bu quyidagicha ifodalanadi: $X(a, b)Y$

Yadro reaksiyalarida a va b zarrachalar neytron (n), proton (p) va ba'zi yadrolardagi α , β – zarrachalar va γ – fotonlar bo'lishi mumkin.

Yadro reaksiyalarida energiya chiqishi yoki yutilishi kuzatiladi.

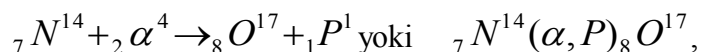
Tez sodir bo'lmaydigan yadro reaksiyalarini ikki bosqich bilan amalga oshirish mumkinligi 1936 yilda N. Bor tomonidan aniqlangan. Bunda murakkab yadro, ya'ni *kompaund yadro* deb ataluvchi oraliq yadro P paydo bo'ladi:



Agar $a = b$ bo'lsa, sochilish, ya'ni $E_a = E_b$ elastik sochilish va $E_a \neq E_b$ noelastik sochilish reaksiyalari kuzatiladi.

Murakkab yadro, yashash vaqti ($10^{-14} - 10^{-12}$ sek.) davrida yemirilib, boshqa YA turdagi yadroga aylanishi mumkin.

Yadro reaksiyasi, birinchi bo'lib 1919 yilda E.Rezerford tomonidan amalga oshirilgan. Azot atomlari α – zarrachalar bilan bombardimon qilinganda, kislorod atomi va yana bitta proton hosil bo'lgan:



1938 yilda Nemis olimlari O.Gan va F. Shtrassmonlar uran yadrosiga neytronlar dastasini yog'dirganda yadroning ikkiga bo'linishini kuzatganlar. Bunda bariy va lantan hosil bo'lishi kuzatilgan. Keyinchalik 80 taga yaqin har xil yadro parchalari hosil bo'lishi aniqlandi. Yadro har bir bo'linishda – 2,5 ta neytron hosil qiladi:

Radioaktivlik. α , β , γ – nurlar. Beqaror kimyoviy elementlarning, o'z - o'zidan zaryadlangan zarrachalar yoki yadrolar chiqarib, boshqa tur ximiyaviy elementlarga aylanish xususiyati - radioaktivlik deyiladi. Radioaktivlik Anri Bekkerel, tomonidan 1896 yilda kashf qilingan. U Uran tuzlarining lyuminesent xususiyatlarini tekshirayotib, ularni fotoplastinkalarga ta'sirini sezib qolgan va Uran tuzlari o'z o'zidan alohida nur chiqaradi va bu nurlar tashqi muhit shart-sharoitlariga, ya'ni harorat, bosim va yoritilganlikka mutlaqo bog'liq emasligini ta'kidladi. Bu ishlarni Per va Mariya Kyurilar davom ettirib, 1998 yilda ikkita yangi radioaktiv elementni kashf qildilar. Bular Poloniy ${}^{226}_{88}P_0$ va Radiy $({}^{226}_{88}R_a)$ elementlari edi. Yangi nurlanish hosil qiluvchi bunday moddalar *radioaktiv moddalar* va jismlarning (zarrachalar ko'rinishda) nurlar chiqarish xususiyati *radioaktivlik* deb ataldi. Radioaktiv moddalar magnit maydoniga (M.Kyuri bajargan) joylashtirilganda, ular 3 turga ajralib ketishi ma'lum bo'lib qoldi.

Keyinchalik o'tkazilgan tadqiqotlarga ko'ra, α - zarrachalar geliy $({}_2He^4)$ yadrosining oqimidan iborat, β - zarrachalar tez uchib chiquvchi elektronlar oqimidan va γ - nurlar qisqa to'lqin uzunlikdagi $[\lambda = (10^{-3} - 1)A^0]$ elektromagnit to'lqinlardan iborat ekanligi aniqlandi. Bu zarrachalar juda kuchli ionlantirish xususiyatiga ega, masalan α - zarracha havoda 10^5 juft ion hosil qiladi.

Radioaktiv yemirilishda, yemirilayotgan yadro *ona yadro* va yangi hosil bo'lgani esa *bola yadro* deb ataladi. Biror dt vaqt oraligida yemirilgan yadrolar soni dN shu vaqtga va boshlang'ich radioaktiv yadrolar soniga proporsionalligidan yemirilish qonuni topilgan, ya'ni:

$$-dN = \lambda N dt$$

va bu ifodani integrallab, quyidagi tenglamani hosil qilamiz:

Boshlang'ich paytdagi atomlar miqdorining yarim yemirilishga ketadigan vaqti moddalarning *yarim yemirilish vaqti*(T) deyiladi va quyidagicha aniqlanadi:

$$\frac{1}{2} N_0 = N_0 e^{-\lambda T}$$

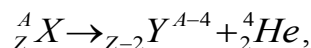
va bundan

$$T = \frac{\ln 2}{\lambda} = \frac{0,693}{\lambda},$$

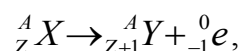
Hozirgacha ma'lum bo'lgan moddalarning yarim yemirilish davri $3 \cdot 10^{-7}$ s dan $5 \cdot 10^{15}$ yilgacha bo'lgan oraliqqa mos keladi.

Tajriba yo'li bilan radioaktiv yemirilishda zaryad va massaning saqlanish qonunlari bajarilishi isbotlangan. Demak, moddalarning

radioaktiv yemirilish qonuniga ko'ra, yuqoridagi qonunlardan foydalanib, yemirilgandan so'ng qanday modda hosil bo'lishini aytish mumkin. Shunga ko'ra α va β - yemirilishda siljish qonunini ko'rish mumkin. Agar yemirilayotgan ona yadro A_ZX bo'lsa, α - yemirilishda:



va β - yemirilishda:



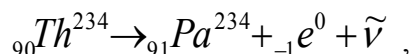
Oddiy hisoblashlar, har ikkala yemirilishda, massa va zaryadning saqlanish qonunining bajarilishini ko'rishimiz mumkin. (50.3) formulaga ko'ra, yemirilishda hosil bo'lgan bola yadroning massa soni 4 ga kamayadi, zaryadi esa 2 ga kamayadi va Geliy yadrosining hosil bo'lishi bilan sodir bo'ladi. Natijada, hosil bo'lgan yadro Mendeleev davriy jadvalidagi yemirilayotgan yadrodan 2 ta katak oldingi elementning hosil bo'lishini ko'rish mumkin.

Aynan shu jarayonni ${}_{92}U^{238}$ ni yemirilishida kuzatish mumkin:



Demak, yemirilish natijasida toriy izotopi hosil bo'ladi.

Shunga o'xshash misolni β - yemirilish uchun ham keltirish mumkin:



Radioaktiv yemirilishda α - zarrachalar katta energiyali zarrachalar to'plamlaridan iborat bo'lsa, β - yemirilishda elektronlarning energiyasi 0 dan E_{max} oraligida alohida taqsimotga bo'ysunadi.

Rasmda β - yemirilishda yadrolar chiqaradigan elektronlarning energetik spektri, ya'ni dE energetik oraliqda bo'lgan elektronlar taqsimoti keltirilgan.

β - yemirilish uch xil bo'lishi mumkin. Yemirilish manfiy elektron chiqarish bilan, musbat pozitron chiqarish va K - tutish (K - qobiqdagi elektron tutilishi) bilan amalga oshishi mumkin. Bu yemirilishda β - zarracha bilan birga har doim yana bitta neytral zarracha chiqadi. Bu zarrachani E. Fermi taklifiga ko'ra neytrino (kichkina neytron) deb ataldi. Neytrino ikki xil bo'lishi mumkin: neytral ν va antineytrino $\tilde{\nu}$.

Elementar zarrachala

Elementar zarrachalar - o'zlari bo'linmaydigan boshlang'ich zarrachalardir. Jismlar asosan shu zarrachalar to'plamidan hosil bo'ladi. Bu albatta shartli tushuncha, chunki **XIX asr** boshlarida jismlarni tashkil etuvchi eng kichik elementar zarracha atom deb hisoblanar edi.

XX – asr boshlariga kelib elementar zarrachalar deb elektron, proton va neytronlar hisoblanardi. Hozirgi vaqtga kelib, bunday “elementar” deb ataluvchi zarrachalarning 100 dan ortiq turi mavjud. Elementar zarrachalarning ko'pchiligi kosmik nurlarni o'rganish orqali aniqlangan. Koinotdan Yerga har doim atom yadrosining tashkil etuvchilari oqimi kelib turadi. Bu nurlar Yer atmosferasi bilan to'qnashib, ikkilamchi nurlanishni hosil qiladi.



Yerning magnit maydoni kosmik nurlanishning asosiy qismini Yer atrofida ushlab qolib radiatsiyaviy kamar hosil qiladi. Radiatsiyaviy kamarlar Yerni o'rab turadi. Ekvator tekisligida ichki radiatsiyaviy kamar 600 dan 6000 km gacha va tashqi kamar 20000 dan 60000 km gacha cho'zilgan. 60-70° kengliklarda ikkala kamar (poyas) Yerga bir necha yuz kilometr chamasida yaqin turadi.

Zaryadlangan zarralarni tezlashtirish qurilmalari yaratilgandan so'ng elementar zarralarni o'rganish juda jadallashib ketdi.

Hozirgi vaqtda elementar zarrachalar orasida bo'ladigan to'rt xil o'zaro ta'sir ma'lum: kuchli o'zaro ta'sir, kuchsiz o'zaro ta'sir, elektromagnit ta'sir va gravitatsiyaviy o'zaro ta'sirlar.

Kuchli o'zaro ta'sir. Bunday o'zaro ta'sirlashuv yadro nuklonlari orasida mavjud bo'ladi, ularni o'zaro bog'laydi. Zarralarni o'zaro ta'siri *ta'sir doimiysi* deb ataluvchi kattalik bilan xarakterlanadi. Bu o'lchamsiz kattalikdir. Bundan tashqari, zarrachalar ta'sir sferasining radiusi bilan ham xarakterlanadi. Kuchli o'zaro ta'sirda o'zaro ta'sir doimiysi 1 ga va o'zaro ta'sir vaqti 10^{-23} s ga tengdir.

Elektromagnetik o'zaro ta'sirda ta'sir sferasining radiusi ($r = \alpha$) cheklanmagan, ta'sir doimiysi esa $\sim 10^{-2}$ atrofida bo'ladi.

Kuchsiz o'zaro ta'sir ham kuchli o'zaro ta'sir kabi, yaqin masofada ta'sir qiladi. Ta'sir konstantasi juda kichik 10^{-14} , o'zaro ta'sir vaqti esa 10^{-9} s atrofida bo'ladi. Bu

ta'sirlashuvβ - yemirilishda, elementar zarrachalarning yemirilishida, neytrino bilan moddalar orasida bo'ladigan ta'sirlashuvlarda kuzatiladi.

Gravitatsiyaviy o'zaro ta'sirning ham ta'sir radiusi cheklanmagan ($r = \alpha$). O'zaro ta'sir konstantasi bo'lsa, nihoyatda kichik $\sim 10^{-39}$ va ta'sir vaqti esa juda katta $\sim 10^9$ sek. bo'ladi. Bu ta'sir universal bo'lsa ham, mikrozzarrachalarning o'zaro ta'sirida, qiymati juda kichik bo'lgani uchun e'tiborga olinmaydi.

O'zaro ta'sir turlari

O'zaro ta'sir turlari	O'zaro ta'sir doimiysi	O'zaro ta'sir vaqti, s
Kuchli (yadroviy)	1	10^{-23}
Elektromagnetik	$\sim 10^{-2}$	10^{-21}
Kuchsiz (yemirilishda)	10^{-14}	10^{-9}
Gravitatsiyaviy	10^{-39}	10^{16} (10^9 yil)

GLOSSARIY

Absolyut oq jism	Jismning yutish koeffitsienti nolga teng bo'lsa
Absolyut qattiq jism	Har qanday sharoitda deformatsiyalanmaydigan jism
Absolyut qora jism	Jismning yutish koeffitsienti birga teng bo'lsa
Adiabatik jarayon	Tizim tashqaridan issiqlik olmasa yoki unga issiqlik uzatmasa, ya'ni $Q = const$ bo'lsa, bu
Aktseptorlar	Yarim o'tkazgichning valent sohasidan elektronlarni tortib oluvchi kirishmalar
Akustika	Tovush to'g'risidagi ta'limot
Almashish integrali	A – kristalda to'liq funktsiyalarining o'zaro tutashuvidan elektronlarning bir atomdan ikkinchisiga o'tish ehtimolligini hisobga oluvchi
Amper	Miqdor jihatidan vakuumda bir-biridan 1 metr masofada joylashgan, ikkita parallel tokli o'tkazgichlar orasida $2 \cdot 10^{-7}$ Nyutonga teng o'zaro ta'sir kuchini hosil qiluvchi tok kuchiga teng kuch.
Anizotrop muhit	Qo'sh nur sinishi, kristall ichida har xil yo'nalishlarda kristallning tuzilishi va xususiyati har xilligi bilan tushuntiriladi, bu holda kristall shunday ko'rinishda bo'ladi
Anomal dispersiya	dn Agarda — hosila musbat
Arximed kuchi	Gaz yoki suyuqliklar ustunlarining har xil balandliklaridagi bosimlarning farqi hisobiga itarish kuchlari.
Asosli panjara	Bu ikkita Bragg panjarasi a, b translyatsiya vektorlaridan iborat, ular asosan olmos va yarim o'tkazgichlar kristallarida uchraydi.
Atom	O'zaro ta'sir kuchlari jismni tashkil etuvchi zaryadli zarrachalar orasidagi elektr o'zaro ta'sir natijasi.

Avogadro qonuni	Istalgan gazning 1 moli, temperatura va bosim bir xil bo'lganda, bir xil hajmga ega bo'lishi
Avogadro soni	Har xil moddalar 1 mol hajmda bir xil miqdordagi atomlar yoki molekular soniga ega bo'lishi. $N = 6,022 \cdot 10^{23} \text{ mol}^{-1}$
Aylanma harakat	Bu harakatda jismning barcha nuqtalarining harakat traektoriyalari aylanalardan iborat bo'lib, ularning markazi esa aylanish o'qi deb ataladigan to'g'ri chiziqda yotadi.
Aylanma jarayon	Tizim bir qator termodinamik holatlardan o'tib, o'zining boshlang'ich holatiga qaytadigan jarayon
Aynigan holatlar	Elektronning energiyasi faqat n - boshkvant soniga bog'liq bo'lgani va ϵ, m ga bog'liq bo'lmagani uchun, E_n , energiyaning berilgan qiymatiga bitta emas, ϵ, m kvant sonlari bilan farqlanadigan bir nechta
Aynigan holatlar	Elektronning energiyasi faqat n - boshkvant soniga bog'liq bo'lgani va ϵ, m ga bog'liq bo'lmagani uchun, E_n , energiyaning berilgan qiymatiga bitta emas, ϵ, m kvant sonlari bilan farqlanadigan bir nechta
Aynigan to'plamlar	Mikrozarrachalarning o'ziga xos xususiyatlari to'la namoyon bo'lishi va to'plam xususiyatiga ta'sir eta boshlashi
Aynimagan to'plam	Kvantomekanikaviy 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
Bir jinsli o'tkazgich	Elektrga yot kuchlar ta'sir etmaydigan zanjirning qismi.
Bir jinsli og'irlik kuchi	butun olam tortishish qonuniga ko'ra, tabiatdagi barcha jismlar bir-birini tortishish xususiyatiga egadirlar
Bo'ylama to'lqinlar	Muhitning zarrachalari to'lqin tarqalish yo'nalishi bo'ylab tebranadilar. Bo'ylama to'lqinlarning tarqalishi elastik muhitning siqilish va cho'zilish deformatsiyalariga

	bog'liqdir va barcha muhitlarda: suyuqlik, qattiq jism va gazlarda sodir bo'ladi.
Bor magnetoni	Magnit momentining "kvanti"ni belgilaydi va atom tizimlarining magnit momentlarini o'lchashda o'lchov birligi xizmatini o'taydi.
Bosh focus	Agar linza yig'iluvchi bo'lsa, parallel nurlar dastasi bir nuqtada kesishadi va o'sha kesishgan nuqtaga aytiladi
Bosh kvant soni	Energetik sathlarni belilovchi n son
Bosh nuqta yoki qutb	Qattiq jismning biror 0 nuqtasiga nisbatan kuch vektori F ning yoki impuls vektori P ning momenti
Boyl - Mariott qonuni	Berilgan massali gaz uchun, temperatura o'zgarmas bo'lganda, gaz bosimining uning hajmiga ko'paytmasi o'zgarmas kattalikdir
Boze - Eynshteyn statistikasi	Bozonlar kvant statistikasini Boze va A. Eynshteyn nomi bilan bog'lanishi
Bozon	Spinlari butun son: $0, \hbar, 2\hbar, \dots$, bo'lgan fotonlar, fononlar va boshqa zarrachalar
Brave panjarasi	Uchta bosh yo'nalishlarda yotgan qandaydir tugunni parallel ko'chirish natijasida hosil qilingan panjara translyatsiya panjarasi
Brillyuen sohalari	To'lqin vektorining davriy funktsiyasi bo'lgan elektronning $E(k)$ energiyasi, to'la tsiklli o'zgarishga ega bo'lgandagi to'lqin funktsiya qiymatlarining sohalari
Broun harakati	Suv yoki gazga qo'shilgan istalgan qattiq modda zarrachalarining o'lchami taxminan $\sim 1 \text{ mkm}$ ga yaqin bo'lganda, Modda molekularining uzluksiz tartibsiz harakatida bo'lishi
Bryuster burchagi	Shu shartni qanoatlantiruvchi tushish burchagi

Buger-Lambert qonunini	$I = I_0 e^{-\mu x}$ yoki $I = I_0 e^{-\mu l}$ bu yerda μ - berilgan moddaning yorug'likni yutish koeffitsientidir va l to'liq uzunligiga bog'liq bo'ladi.
Chiziqli spektrlar	Siyraklashgan gaz yoki parlar ko'rinishidagi yakkalangan atomlar ma'lum temperaturalarda alohida spektral chiziqlardan iborat spektr
Chiziqli spektrlar	Siyraklashgan gaz yoki parlar ko'rinishidagi yakkalangan atomlar ma'lum temperaturalarda alohida spektral chiziqlardan iborat spektr chiqarishi
Dalton qonuni	Ideal gazlar qarishmasi bosimi alohida gazlar partial bosimlarining yig'indisiga teng bo'lishi
Deformatsiyali ta'sir	Birinchi molekulaning doimiy dipoli va ikkinchi molekulaning induksiya qilingan dipoli orasidagi o'zaro
Dielektrik qabul qiluvchanlik	Bir birlik hajmdagi dielektrik molekulalarining qutblanuvchanligiga miqdor jihatdan teng bo'lgan fizik kattalik.
Dielektriklarning qutblanishi	Tashqi elektrostatik maydon ta'sirida ikkala turdagi dielektrikda ham noldan farqli dipol momentlari hosil bo'lishi.
Diffuziya	Ikkita tutashgan gaz, suyuqlik va qattiq jismlarda zarrachalarning betartib harakati tufayli ichkariga kirish va aralashish jarayoni
Difraktsiya hodisasi	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 intilishadigan hodisa
Difraktsiyaviy panjara	Kengligi a bo'lgan, tiniq bo'lmagan oraliqlar bilan bo'lingan, bir xil b kenglikdagi parallel tirqishlar qatori
Difraktsiyaviy panjara davri yoki doimiysi	$d = a + b$ kattalik
Dinamika	Jismlar harakati qonuniyatlarini, harakatning kelib chiqish sabablarini bilgan holda, o'rganadi.

Dispersiyali kuchlar	Elektronlarning muvofiqlashgan harakati natijasida paydo bo'ladigan bog'lanish kuchlari
Disipativ kuchlar	kuch bajargan ish harakat Traektoriyasiga bog'liq bo'lgan kuch.
Domen	Ferromagnetik kristallar mikroskopik o'lchamlarga ega bo'lgan kichik sohalari
Donor sathlar	Donorlarning energetik sathlari
Donorlar	O'tkazuvchanlik sohasida elektronlarni hosil qiluvchi kirishmalar
Dreyf	Elektr maydoni ta'sirida elektronlar majmuasining yo'naltirilgan harakati
Dreyf tezligi	Elektr maydoni ta'sirida elektronlar majmuasining yo'naltirilgan harakat tezligi
Effektiv diametri	To'qnashishlarda ikkita molekula markazlari yaqinlashishining eng kichik masofasi
Effektiv massasi	Tashqi maydon ta'sirida elektron kristallning davriy maydonida xuddi shunday massa bilan harakatlanayotgandek tuyulishi
Ekvipotentsial sirtlar	Potentsiallari bir xil bo'lgan nuqtalarning geometrik o'rni.
Elastiklik kuchi	moddiy nuqtaning muvozanat Holatidan ko'chishiga proporsional va muvozanat holati tomon yo'nalgan kuch.
Elektr dipoli	Nuqtaviy zaryadlarning eng sodda tizimlaridan biri.
Elektr induksiya vektori	Ixtiyoriy ko'rinishdagi dielektriklar ichidagi maydonni tavsiflash uchun uning bo'linish chegarasidan uzluksiz o'tadigan yangi D vektor.
Elektr maydonining divergentsiyasi	Elektr oqimining fazoviy koordinatalar yo'nalishlari bo'yicha gradientlar yig'indisi.
Elektr toki	Elektr zaryadining tartibli harakati.
Elektr yurituvchi kuch	Zaryadlarga ta'sir qiluvchi, elektrostatik potentsial kuchlar tabiatidan farqli bo'lgan barcha chet kuchlar..

Elektron - kovakli o'tish	Ikki turli o'tkazuvchanlikka ega bo'lgan sohalarni ajratuvchi chegara
Elektron yarim o'tkazgichlar	Donor kirishmalarga ega bo'lgan yarim o'tkazgichlar, n – tipdagi yarim o'tkazgichlar
Elektronlarning harakatchanligi	Kuchlanishga ega bo'lgan elektr maydonidagi dreyf tezligiga miqdor jihatdan teng kattalik
Elektronli qutblanish	Qutbsiz molekulalardan tashkil topgan dielektrik, tashqi elektrostatik maydonga kiritilganda, atomlar elektron qobiqlarining deformatsiyasi hisobiga induktsiyaviy dipol momentlari hosil bo'lishi.
Elektronning to'lqin vektori	To'lqin vektori elektron to'lqinining tarqalish yo'nalishi bilan mos kelishi
Elektronvolt	Chiqish ishi o'lchov birligi
Elektrostatik maydon biror nuqtasining potentsiali	Maydonning shu nuqtasiga kiritilgan bir birlik musbat sinovchi zaryadga mos kelgan potentsial energiyaga miqdor jihatdan teng bo'lgan fizik kattalik.
Elektrostatik maydonning kuchlanganligi	Kuch chizig'ining uzunlik birligiga mos kelgan potentsial ayirmasiga miqdor jihatdan teng bo'lgan fizik kattalik.
Elementar yacheykasi	a, b, c vektorlar asosida qurilgan eng kichik parallelepiped kristallning eng kichik katagi
Energetik kattaliklar	Optik nurianishning energetik parametrlarini tavsiflaydilar
Energetik ravshanlik V_e	Nurlayotgan sirt elementi yorug'ligi energetik kuchini A_e , nurlanish yo'nalishiga perpendikulyar bo'lgan tekislikdagi element yuzasi proektsiyasiga nisbatiga teng kattalik bilan o'lchanadi
Energetik sathlar	Energiyaning kvantlangan qiymatlari
Energetik sathlar	Energiyaning kvantlangan qiymatlari
Energetik sohaning shipi	$E(k)$ - dispersiya chizig'ining maximumi
Energetik sohaning tubi	$E(k)$ - dispersiya chizig'ining minimumi
Energetik spektri uzluksiz	Erkin zarrachaning energiyasi istalgan qiymatlarni qabul qilishi mumkin
Energetik spektri uzluksiz	Erkin zarrachaning energiyasi istalgan qiymatlarni qabul qilishi mumkin

Erkin yugurish yo'li	Molekula ikkita ketma-ket to'qnashishlar oraligida ma'lum λ yo'lni bosib o'tishi
Erkin zarrachalar	O'zaro ta'sirlashmaydigan, tashqi maydon ta'sirida bo'lmagan zarrachalar tizimi uchun zarrachalar potentsial energiyasi nolga teng zarrachalar
Eshitish chegarasi	Tovushning har bir chastotasi uchun eshitish chegarasi deb ataladigan ayrim tovush jadalligi mavjud, ya'ni bundan past holatlarda shu chastotali tovush eshitilmaydi.
Fazoviy kogerentlik	Interferentsiya hodisasini kuzatish imkonini beradigan ikkita yorug'lik manbaining o'lchamlari va o'zaro joylashishi
Fazoviy sanoq tizimi	Jismlarning fazodagi vaziyatini aniqlashga imkon beradigan, qo'zg'almas jism bilan bog'langan koordinatalar tizimi.
Fermi - Dirak statistikasi	Fermionlar kvant statistikasini, E.Fermi va A.Dirak nomlari bilan bog'lanishi
Fermion	$h \nu$ Spinlari yarimga karrali: $\frac{1}{2}, \frac{3}{2}, \dots$, bo'lgan $2 \quad 2$
Ferromagnetik moddalar	Kuchli magnit xossalriga ega bo'lgan moddalar
Fizik mayatnik	Bu og'irlik markazi S nuqtadan o'tgan, O o'q markazi atrofida tebranadigan jismdan iboratdir.
Fotoeffektning Eynshteyn tenglamasi	Katodga tushayotgan foton energiyasi elektronni metalldan chiqish ishini (A) yengishga va chiqayotgan fotoelektronga mU^2 kinetik energiya berishga sarf bo'ladi
Fotometriya	Yorug'lik nuri va uning manbalari jadalligini o'lchash bilan shug'ullanadigan optikaning bo'limi
Foton xususiyatlari	1. Fotonlarning tinch holatdagi massasi nolga teng. 2. Barcha fotonlar s yorug'lik tezligi bilan harakatlanadilar, ammo har xil Y_e - energiya va r - impulsga ega bo'ladilar. 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.
Fotonlar	Eynshteynning yorug'lik kvantlari to'g'risidagi gipotezasiga asosan, yorug'lik diskret energiya portsiyalari
Geksagonal tizim	Bu tizimning asosini muntazam olti qirrali prizma tashkil qiladi. Uning asosiy parametrlari – prizma asosi tomonining a uzunligi va prizmaning s balandligidan iborat.

Inertsiya xususiyati	Jismlarning o'zini tinch holati yoki to'g'ri chiziqli tekis harakatini saqlab qolish xususiyati
Infratovushlar	Chastotasi 20 Gts dan past tovushlar
Interferentsiya maksimumini kuzatish sharti	Agarda optik yo'llar farqi vakuumda butun to'lqin sonlariga teng bo'lsa $\Delta l = +m\lambda_0 (m = 0, 1, 2, \dots)$, fazalar farqi $\pm 2m\lambda_0$ ga teng bo'ladi va M nuqtada ikkala to'lqin hosil qilgan to'lqinlar bir xil fazada bo'ladi
Interferentsiya yo'llari kengligi	Qo'shni maksimumlar yoki minimumlar orasidagi masofa
Ishqalanish kuchi	Jismning boshqa jism sirtida sirpanishiga qarshilik ko'rsatadigan kuch.
Issiqlik nurlanishi	Nurlanishning eng ko'p tarqalgan turi - jismlarni qizdirishda paydo bo'ladigan nurlanishdir
Izobara jarayoni	Gazning bosimi o'zgarmas bo'lganda sodir bo'ladigan jarayon
Izojarayonlar	Tizim parametrlaridan biri o'zgarmas bo'lganda, qolganlari o'zaro bog'lanish hosil qiladigan jarayonlar. Molekulyar fizikada 5 xil izojarayon o'rganiladi: 1) izotermik; 2) izobarik; 3) izoxorik; 4) adiabatik; 5) politropik jarayonlardir
Izoterma	Temperatura o'zgarmas bo'lganda, modda xususiyatini tavsiflovchi P va V kattaliklar orasidagi bog'lanishni tasvirlovchi egri chiziq
Izoxora jarayoni	Gazning hajmi o'zgarmas bo'lganda sodir bo'ladigan jarayon
Jismning magnitlanganligi	Magnit momentining jism hajmiga nisbati
Jismning massasi	Materiyaning asosiy xususiyatlaridan biri bo'lib, uning inertsiyal va gravitatsiyaviy xususiyatlarini belgilaydi.
Kandela	Yorug'likning energetik kuchi $1/683 \text{ Vt/sr}$ bo'lgan $540 \cdot 10^{12}$ Gts chastotali elektromagnit nurlanish chiqarayotgan manbaning berilgan yo'nalishdagi yorug'lik kuchidir.
Kavitatsiya	Kuchli ultratovushlar hosil qiladigan tovush bosimining amplitudasi katta bo'lgani tufayli, suyuqlikda kavitatsiya hodisasi paydo bo'ladi, ya'ni uzluksiz ichki uzilishlar hosil bo'ladi va yo'qolib turadi
Keltirilgan issiqlik miqdori	yT - nisbati

Kinematika	Jismlar harakati qonuniyatlarini, harakatning kelib chiqish sabablarini e'tiborga olmay, o'rganadi.
Klassik statistika	Aynimagan to'plamlar xususiyatini o'rganadigan fizikaviy statistika
Ko'chish hodisalari	Bu hodisalarga <i>issiqlik o'tkazuvchanligi</i> (energiyani ko'chishi), <i>diffuziya</i> (massa ko'chishi) va <i>ichki ishqalanish</i> hodisalari (impulsni ko'chishi) kiradi.
Ko'ndalang to'lqindir	Bu ikkala vektorlar bir-biriga perpendikulyar bo'lib, to'lqin tarqalishi yo'nalishiga perpendikulyardir
Ko'ndalang to'lqinlar	Muhit zarrachalari to'lqin tarqalish yo'nalishiga perpendikulyar yo'nalishlarda tebranadilar. Ko'ndalang to'lqinning tarqalishi siljish deformatsiyasiga bog'liq bo'ladi va u faqat qattiq jismlarda kuzatiladi.
Kogerent bo'lmagan to'lqinlar	Vaqt o'tishi bilan natijaviy tebranish amplitudasi o'zgarib boradigan to'lqinlar
Kogerent to'lqinlar	Chastotalari bir xil va tebranishlari o'zgaribmas fazalar farqiga ega bo'lgan to'lqinlar
Kogerentlig	To'lqin interferentsiyasi kuzatilishi sharti, ya'ni bir necha tebranma va to'lqin jarayonlarining vaqt bo'yicha va fazoda bir-biriga muvofiq ravishda kechishidir
Kogerentlik radiusi	Ko'ndalang yo'nalishda to'lqin tarqalishning maksimal masofasiga aytiladi
Kogerentlik uzunligi	Agarda yorug'lik to'lqini bir jinsli muhitda tarqalayotgan bo'lsa, u holda fazoning ma'lum nuqtasidagi to'lqin fazasi faqat kogerentlik vaqti davomida saqlanib turadi. Bu vaqt ichida, vakuumda, yorug'lik to'lqini $l_{kog} = \frac{c}{\nu_{kog}}$ masofagacha tarqaladi
Kogerentlik vaqti	Bir tizimning o'rtacha davom etadigan vaqti T_{kog}
Kompton effekti	Ultraqisqa to'lqinli elektromagnit nurlanishning moddalardagi erkin elektronlarda, to'lqin uzunligi oshishi bilan bog'liq elastik sochilishi
Kondensator	Nisbatan kichik o'lchamlariga qaramay, yetarlicha zaryadlarni o'zida yig'a oladigan qurilma.
Korpuskulyar nazariya	Yorug'lik nuri sochuvchi jismlardan chiquvchi zarrachalar (korpuskular) oqimidan iboratdir
Kovakli yarim o'tkazgichlar	Aktseptoriarga ega bo'lgan yarim o'tkazgichlar, <i>r - tipli yarim o'tkazgichlar</i>
Kovalent bog'lanish	Yadro orasidagi fazoda elektron bulutlar zichligining ortishi tizim energiyasining kamayishiga va atomlar orasida tortishish kuchlarini vujudga keltirishi
Kristall panjara	Zarrachalarning bir-biriga nisbatan r_0 masofa bilan qat'iy tartibda joylashishi, to'g'ri ichki tuzilishli qattiq jism tashkil bo'lishi.
Kritik magnit maydoni	O'ta o'tkazuvchanlik holatini kuchsiz N magnit maydoni qiymati bilan buzish mumkin

Kubik tizim	Bu tizimga uch xil panjara: sodda, hajm bo'yicha markazlashgan, yonlari markazlashgan kubik panjaralar kiradi
Kuchlanishning rezonansi	R, L, C ga majbur etuvchi $EYUK$ ni ketma-ket ulanganda tebranish konturidagi tok kuchi amplitudasining birdan ortish hodisasi
Kul rang jism	Agarda, p birdan kichik bo'lib, uning nur yutish qobiliyati hamma chastotalar uchun bir xil bo'lsa
Kulon energiyasi	Elektronlarning yadro bilan, elektronlarning o'zaro va yadrolarning o'zaro elektrostatik ta'sir energiyasi
Kulon kuchi	Bu ikkita q_1 va q_2 nuqtaviy zaryadlar orasidagi ta'sir etuvchi kuch.
Kuper juftlari	O'zaro bog'langan juft elektronlar hosil bo'lish ehtimolligi ortishi
Kvant cheklanishi	Klassik mexanikada zarracha koordinatalari va impulsini xohlagan aniqlikda o'lchash mumkin bo'lsa, noaniqlik munosabati mikrozarrachalarga klassik mexanikani qo'llanilishini ko'rsatadi
Kvant cheklanishi	Klassik mexanikada zarracha koordinatalari va impulsini xohlagan aniqlikda o'lchash mumkin bo'lsa, noaniqlik munosabati mikrozarrachalarga klassik mexanikani qo'llanilishini ko'rsatadi
Kvant statistikasi	Aynigan to'plamlar xususiyatini o'rganadigan fizikaviy statistika
Kvantlangan	Devorlari cheksiz baland bo'lgan potentsial chuqurlikdagi zarracha energiyasi E_n faqat aniq diskret qiymatlarga ega bo'ladi
Kvantlangan	Devorlari cheksiz baland bo'lgan potentsial chuqurlikdagi zarracha energiyasi E_n faqat aniq diskret qiymatlarga ega bo'ladi
Linza bosh optik o'qi	Linzalarning sirtlari egriligi markazidan o'tuvchi to'g'ri chiziq
Linza chiziqli kattalashtirishi	Tasvir va buyumning chiziqli o'lchamlari nisbati
Linza fokal tekisligi	Linza fokusidan o'tuvchi, bosh optik o'qqa perpendikulyar bo'lgan tekislik
Linza fokus masofasi	Linza bosh optik markazidan bosh fokusigacha bo'lgan masofasiga aytiladi va F harfi bilan belgilanadi
Linza optik kuchi	D harfi bilan belgilanadi va linza F fokus masofasiga teskari bo'lgan kattalikdir
Linza optik markazi	Bosh optik o'qda yotuvchi va undan yorug'lik nuri o'tganda sinmaydigan nuqta
Lorents kuchi	Elektr maydon kuchlanganligi \vec{E} va magnit maydon induksiyasi \vec{B} bo'lgan nuqtada \vec{u} - tezlik bilan harakatlanayotgan q zaryadga ta'sir etuvchi kuch.

Loshmidt soni	Normal sharoitlarda 1 m^3 hajmini egallagan gaz molekulari soni
Magnetiklar	Tashqi magnet maydonida magnitlanish xususiyatiga ega bo'lgan va atrof - muhitdagi natijaviy magnet maydonini o'zgartira oladigan moddalar.
Magnet kvant soni m_f	Harakat miqdori orbital momentining H magnet maydon yo'nalishiga proektsiyasini belgilaydi: Vektor \vec{J} ning H yo'nalishiga nisbatan burilishi shunday bo'ladiki, bu holda uning shu yo'nalishga proektsiyasi \hbar ga teng karraligi saqlanadi
Magnitlanganlik vektori	Magnetiklarning magnitlanishini tavsiflovchi kattalik.
Majburiy tebranish	doimo ta'sir qiluvchi, davriy tashqi kuch ta'sirida tizimning tebranishi.
Majburiy tebranishlar	Doimo ta'sir qiluvchi, davriy tashqi kuch ta'sirida tizimning tebranishi
Maksvell formulasi	Elektromagnet to'liqining istalgan muhitdagi tarqalish C — /----- tezligi uchun: $l\epsilon\mu$
Malyus qonuni	Agarda, polarizatorga $I_0 \sim E$ jadallikdagi yassi qutblangan yorug'lik tushsa, u holda polarizatoridan chiqqan yorug'lik jadalligi quyidagi ifoda bilan aniqlanadi $I = I_0 \cos^2 \alpha,$
Matematik mayatnik	Og'iriigi hisobga olinmaydigan, l uzunlikdagi cho'zilmaydigan ipga osilgan m massali moddiy nuqtadir .
Mayer tenglamasi	$C_P = C_V + R$
Metall bog'lanish	Metall kristall panjarasidagi bog'lanish musbat ionlarning elektron gaz bilan o'zaro ta'siri natijasida paydo bo'lishi
Mexanik to'lqin	Bu g'alayonlanish yoki tebranishning elastik muhitdagi tarqalish jarayonidir
Minimumini kuzatish sharti	Agarda optik yo'l farqi $A = \pm(2m + 1) \frac{\lambda}{2}$ ($m = 0, 1, 2, \dots$) bo'lsa, u holda $\delta = \pm(2m + 1) \frac{\lambda}{2}$ ga teng bo'ladi va M nuqtada ikkala to'lqin xosil qilgan tebranishlar bir-biriga qarama-qarshi fazada bo'ladi
Moddalarning ekranlashishi	O'tkazgich ichida elektr maydon bo'lmasligi tufayli sirt zaryadlarining teng taqsimlanganligi.
Moddiy nuqta	Ma'lum massaga ega bo'lgan, o'lchami o'rganiladigan masofalarga nisbatan juda kichik bo'lgan jismga aytiladi.

Monoklin tizim	Brave parallelepiped – to'g'ri parallelepipeddan iborat. Uning asosi parallelogramdan iborat bo'ladi. Monoklin panjaraning 4 xil parametrlari bor: Brave parallelepiped qirralarining a, b, c uzunliklari va ulardan ikkitasi orasidagi burchak.
Normallashtirish sharti	funktsiya qiymati 1 ga teng bo'lganda zarrachaning bu hajmda bo'lish ehtimolligi eng katta qiymatga ega bo'ladi, ehtimollikni tartibga solishi
Normallashtirish sharti	funktsiya qiymati 1 ga teng bo'lganda zarrachaning bu hajmda bo'lish ehtimolligi eng katta qiymatga ega bo'ladi, ehtimollikni tartibga solishi
Nuqtaviy zaryad	O'lchamlari boshqa zaryadlangan jismlargacha bo'lgan masofaga nisbatan sezilarli darajada kichik bo'lgan zaryad.
Nurlanish oqimi Fe	Nurlanish energiyasining (W) nurlanish vaqtiga (t) nisbatiga aytiladi
O'ta o'tkazuvchanlik hodisasi	O'tkazgichda induktsiyalangan elektr toki qarshiliksiz, istalgan uzoq vaqtgacha saqlanib qolishi
O'zaro induktsiya	Bir konturda tokning o'zgarishi ikkinchisida induktsiya EYuK ni hosil qilish hodisasi.
O'zgarmas tok	Tokning kuchi va yo'nalishi vaqt o'tishi bilan o'zgarmay qoladigan tok.
Odatdagi nur	Qo'sh nur sinishida bitta nur odatdagi sinish qonunini qanoatlantiradi, tushayotgan nur va normal tekisligida yotadigan nur
Odatdan tashqari nur	$\frac{\sin i}{\sin r}$ i - yo'nalishdagi ikkinchi nur uchun nisbat r tushish burchagi o'zgarganda doimiy saqlanmaydigan nur
Og'irlik kuchi	Yerning tortish kuchi ta'sirida hosil bo'ladigan kuch.
Oniy tezlanish	Moddiy nuqtaning bosib o'tilgan yo'ldan vaqt bo'yicha olingan ikkinchi tartibli hosilasi.
Oniy tezlik	Moddiy nuqtaning bosib o'tilgan yo'ldan vaqt bo'yicha olingan birinchi tartibli hosilasi.
Orbital kvant soni l	Elektronning impulsi – harakat miqdorining orbital momentini belgilaydi
Orbital magnit momenti	Elektronning yadro atrofidagi harakati natijasida hosil bo'lgan magnit momenti
Panjaraning aniqlash kuchi	$R = \frac{1}{\lambda}$ o'lchovsiz kattalikka aytiladi. Bu kattalik ikkita yonma-yon turgan spektral chiziqlarni alohida aniqlash imkoniyatini ko'rsatadi
Plank ifodasi	$E = h\nu$ energiyaga ega bo'lgan fotonlarning o'rtacha soni

Potentsial energiya	Jismlarning bir-biriga nisbatan qanday holatda turishi va ular orasidagi ta'sir kuchlarining xarakteriga bog'liq energiya.
Potentsial maydon	Jismlarning o'zaro ta'siri kuch maydonlari orqali bajarilsa bu holda jismni ko'chishida bajarilgan ish, bir nuqta bilan ikkincha nuqta orasidagi traektoriyaga bog'liq bo'lmay, jismning boshlang'ich va oxirgi holatiga bog'liq maydon.
Potentsial maydon	Maydon kuchlanganligi vektorining yopiq kontur bo'yicha tsirkulyatsiyasi nolga teng bo'lgan maydon.
Prujinali mayatnik	Yuqori tarafi qo'zg'almas etib qotirilgan spiralli prujinaning pastiga ilingan m - massali yukchadan iboratdir.
Qarshilik kuchi	Gaz va suyuqliklarning ilgari nima harakatlarida hosil bo'ladigan kuchdir.
Qaytish qonuni	Qaytgan nur tushuvchi nur va tushish chegarasiga o'tkazilgan perpendikulyar bilan bir tekislikda yotadi, qaytish burchagi tushish burchagiga teng bo'ladi
Qaytuvchi jarayon	Termodinamik jarayon agarda, avval to'g'ri tsiklda va keyin teskari tsiklda sodir bo'lishi
Qo'zg'atilgan o'tkazuvchanlik	Yarim o'tkazgichlarning o'tkazuvchanligi valent sohadagi elektronlarga o'tkazuvchanlik sohasiga o'tish uchun yetarli bo'lgan energiyani beruvchi tashqi kuchlar ta'sirida paydo bo'lishi
Qutblanish	Tashqi elektrostatik maydon ta'sirida dipollarning maydon kuch chiziqlari tomon yo'nalishini o'zgartirish
Qutblanish vektori	Dielektrikning bir birlik hajmidagi barcha dipollar elektr momentlarining vektor yig'indisiga miqdor jihatdan teng bo'lgan fizik kattalik.
Qutblantirgich (polyarizator)	Yorug'likning qutblanishi amalga oshiruvchi qurilma
Qutbli molekular	Molekularidagi elektronlar yadro atrofida nosimmetrik joylashgan va tashqi elektrostatik maydon bo'lmaganda ham musbat va manfiy zaryadlarning og'irlik markazlari ustma-ust tushmaydigan molekula.
Qutbsiz molekular	Molekularidagi elektronlar yadro atrofida simmetrik joylashib tashqi elektrostatik maydon bo'lmaganda, musbat va manfiy zaryadlarning og'irlik markazlari ustma - ust tushgan molekula.
Quvvat	Bajarilayotgan ishning jadalligini tavsiflovchi kattalik.
Ravshanlik $V < p$	$< p >$ yo'nalishdagi yorug'lik kuchini I nurlatayotgan yuzaning nurlanish yo'nalishiga perpendikulyar tekislikdagi proektsiyasiga nisbatiga teng kattalikka aytiladi
Rezonans hodisasi	$CO \rightarrow CO_{pe3}$ bo'lganda majburiy tebranishlar amplitudasining birdaniga ortishi hodisasi.

	parametrlari bo'lib xizmat qiladi. Bu tizimda Brave panjarasining 4 xili: sodda, hajm bo'yicha markazlashgan, tomonlari markazlashgan va asoslari markazlashgan panjaralar mavjud
Romboedrik tizim	Brave parallelepiped romboedr shaklga ega. Bu tizimning yagona panjarasi tomonlari bir xil romblardan iborat sodda panjaradir. Uning ikki parametri bor: romb qirrasining a uzunligi va qirralar orasidagi aburchak.
Sferik to'lqinlar	Manbadan barcha yo'nalishlarda tarqaladilar (to'lqin sirtlari kontsentrik sferalardan iborat bo'ladi)
Shaffoflik koeffitsienti	Tunnel effektini ifodalash uchun potentsial to'siqning tushunchasi. To'siqni o'tgan zarrachalar oqimi zichligini to'siqqa tushayotgan zarrachalar oqimi zichligiga nisbati
Shaffoflik koeffitsienti	Tunnel effektini ifodalash uchun potentsial to'siqning tushunchasi. To'siqni o'tgan zarrachalar oqimi zichligini to'siqqa tushayotgan zarrachalar oqimi zichligiga nisbati
Sharl qonuni	Berilgan massali gaz bosimi, uning hajmi o'zgarmas bo'lganda, temperaturaga bog'liq ravishda to'g'ri chiziq bo'yicha o'zgaradi
Shredingerning umumiy tenglamasi	
Shredingerning umumiy tenglamasi	
Shtern tajribasi	Gaz molekularining issiqlik harakati tezliklari bo'yicha taqsimlanishni isbotlaydi
Siljish tokining zichligi	Siljish vektorining o'zgarish tezligidir.
Sindirish ko'rsatkich	Ikkinchi muhitning birinchi muhitga nisbati
Sinish qonuni	Tushuvchi nur singan nur va tushish nuqtasida ikki muhit chegarasiga o'tkazilgan perpendikulyar bilan bir tekislikda yotadi, tushish burchagining sinusini sinish burchagi sinusiga nisbati berilgan muhitlar uchun o'zgarmas kattalik hisoblanadi
So'navchi tebranishlar	Vaqt o'tishi bilan tebranish tizimining energiyasi asta-sekin yo'qotilishiga bog'liq tebranishlar
Sochuvchi linzalar	Manfiy optik kuchga ega bo'lgan linzalar
Spin kvant soni	Elektronning harakat miqdori xususiy momentining \hbar yo'nalishiga nisbatan (orientatsiyasini) burilishini

	belgilaydi. P vektori H yo'nalishga nisbatan shunday » buriladiki, uning H ga proektsiyasi quyidagiga teng bo'ladi
Statika	Jismlar tizimi, to'plamining muvozanat holati qonunlarini o'rganadi
Stoletov qonuni	Katodga tushayotgan yorug'likning belgilangan chastotasida, birlik vaqtda katoddan ajralib chiqayotgan fotoelektronlar soni yorug'lik jadalligiga proporsionaldir
Taqsimot funksiyasi	$f(E)$ - funktsiya va u berilgan holatlarni zarrachalar egallashi ehtimolligini ifodalaydi
Tashqi fotoelektrik effekt (fotoeffekt)	Elektromagnit nurlanish ta'sirida moddalardagi elektronlarning tashqariga chiqish hodisasi
Tebranish	Vaqt o'tishi bilan takrorlanuvchi harakat yoki fizik jarayon.
Tebranishlar chastotasi	Tebranish davriga teskari bo'lgan kattalik, birlik vaqt ichidagi to'la tebranishlar sonini belgilaydi.
Tebranishlarning interferentsiyasi	Kogerent to'lqinlarning bir-birining ustiga tushishi fazaning ayrim nuqtalarida muhit zarrachalari tebranishlarining turg'un kuchayishiga va boshqa nuqtalarida tebranishning susayishiga olib keladigan hodisa
Tebranishlarning kuchayish sharti	Hamma nuqtalar uchun, yo'l farqi kattaligi to'lqin uzunligining butun sonlariga teng bo'lganda bajariladigan shart
Temperatura	Moddaning isitilganlik darajasini ko'rsatuvchi fizikaviy kattalikdir va makroskopik tizimning termodinamik muvozanat holatini xarakterlaydi
Termodinamik chiqish ishi	Metaldan elektronlarni vakuumga chiqarish uchun eng kam bajariladigan ish Fermi sathidan 00 sathgacha bo'lgan X - ga tengdir
Termodinamik ehtimoligi	Makroskopik tizim holati qanday usul bilan hosil qilinganligini bildiradi
Termodinamik jarayon	Termodinamik tizimda holat parametrlaridan biri o'zgarishi bilan bog'liq har qanday o'zgarishlar
Termodinamik metod	Bu termodinamik tizimning holatini aniqlash usuli

Termodinamik tizim	Makroskopik jismlar majmuasidan iborat bo'lib, bu jismlar doimo o'zaro ta'sirlashadilar va nafaqat o'zaro, balki tashqi muhit bilan ham energiya almashib turadilar
Termodinamika	Termodinamik muvozanat holatlarda va bu holatlarga o'zaro o'tish jarayonlarida bo'lgan makroskopik tizimning umumiy xususiyatlarini o'rganadi
Termodinamikaning birinchi qonuni	Termodinamik jarayonlarda energiyaning bir turdan ikkinchi turga o'tishi va energiyaning saqlanishi
Teskari tsikl	Tsiklda manfiy ish bajarilishi
Tetragonal yoki kvadratik tizim	Sodda va hajm bo'yicha markazlashgan panjaralar kiradi
Tezlik traektoriyasi	Tezlanuvchan nuqtalardan iborat geometrik holat.
Tizimning parametrlari	Tizimning holatini aniqlab beruvchi fizikaviy kattaliklar
To'g'ri tsikl	Tsiklda musbat ish bajarilishi
To'la statistik taqsimot funksiyasi	dE energetik oraliqqa to'g'ri keladigan $g(E)dE$ holatlar sonini, bu holatlarni zarrachalar egallashi mumkin bo'lgan ehtimolikka ko'paytmasidan iborat
To'lqin fronti	Muhitning tebranayotgan zarrachalarini hali tebranishga ulgurmaganlaridan ajratuvchi sirt
To'lqin funktsiyasi	$y/(x, y, z, t)$ kattalik - \forall funktsiya
To'lqin funktsiyasi	$y/(x, y, z, t)$ kattalik - y funktsiya
To'lqin jarayonining xarakteristikasi	Muhit zarrachalarining muvozanat holatlaridan siljishiga aytiladi.
To'lqin manbai	Mexanik to'lqinlarni yuzaga keltiruvchi jism
To'lqin nuri	To'lqin tarqalish yo'nalishini ko'rsatuvchi chiziq
To'lqin paketi	Yaqin chastotaga ega bo'lgan ko'p sonli sinusoidal to'lqinlarning ustma-ust tushgani
To'lqin sirti	Bir xil fazalarda tebranayotgan nuqtalardan o'tuvchi sirt
To'lqin tenglamasi	Siljishning vaqtga va koordinataga bog'liqligi
To'lqin tizmasi	Atomlarning alohida qisqa impulsga o'xshash uzoq - uzoq yorug'lik nurianishi
To'lqin uzunligi	To'lqin frontining Γ bir davrga teng vaqtda ko'chgan masofasiga aytiladi
To'lqin fronti	Bir xil fazada tebranayotgan nuqtalarning geometric o'rniga aytiladi
TOK kuchi	O'tkazgichning ko'ndalang kesimi yuzasidan vaqt biriigi ichida o'tgan elektr zaryadiga miqdor jihatidan teng bo'lgan fizik kattalik.

Tok kuchining zichligi	O'tkazgichning bir birlik ko'ndalang kesim yuzasidan o'tgan tok kuchiga miqdor jihatidan teng bo'lgan fizik kattalik
Tok manbalari	Elektrga yot kuchlarni hosil qiluvchi qurilmalar.
Tovush balandligi	Tebranish chastotasi va eshitish qobiliyatiga bog'liq bo'lgan, deyarli, davriy tovushning sifatiga aytiladi
Tovush bosimi	tovush to'lqini suyuq yoki gazeimon muhitdan o'tayotganda ularda vujudga keladigan qo'shimcha bosim
Tovush qattiqligi	Eshitish sezgirligi kuchining sub'ektiv bahosidir, u muhitning zichligi va quloqning sezgirligiga bog'liqdir.
Triklin tizim	Bu tizimning panjaralari faqat sodda panjaralardir. Brave parallelepiped ixtiyoriy shaklda bo'lishi mumkin. Panjaraning parametrlari quyidagilardan iborat: Brave parallelepiped qirralarining a, b, s uzunliklari va ular orasidagi $Ct, /?, y$ burchaklar
Tugunlar	Kristall panjarasida atomlarning markazlari joylashgan nuqtalar
Tugunlararo soha	Tugunlar orasidagi soha
Turg'un to'lqin	Bir xil amplitudali ikkita qarama-qarshi yo'nalgan to'lqinlarni qo'shilishi natijasida paydo bo'lgan tebranma jarayon
Ultratovushlar	20000 Gts dan yuqori tovushlar
Van-der-Vaals kuchlari	Istalgan atom va molekular orasida paydo bo'luvchi umumiyroq ko'rinishda bo'lgan bog'lanish kuchlari
Vaqtli kogerentlik	Fazoning birdan bir nuqtasida kuzatiladigan tebranishlar kogerentligi
Vinning siljish qonuni	Nurlanish spektri maksimumining to'lqin uzunligini absolyut temperaturaga ko'paytmasi doimiy kattalikdir.
Xususiy funktsiyalar	Xususiy qiymatlarga mos bo'lgan funktsiyalar
Xususiy funktsiyalar	Xususiy qiymatlarga mos bo'lgan funktsiyalar
Xususiy o'tkazuvchanlik	Kirishmalardan yuqori darajada tozalangan yarim o'tkazgichlar, juda past bo'lmagan temperaturaalarda, qo'yilgan tashqi maydon ta'sirida o'zining xususiy zaryad tashuvchilari – elektronlar va kovaklarning yo'naltirilgan harakati hisobiga elektr o'tkazuvchanlikka ega bo'lishi
Xususiy tebranishlar	Jism dastlab olgan energiyasi hisobiga muvozanatdan chiqib, tashqi kuch bo'lmagan holatida o'z tebranishlarini ancha vaqt amalga oshirib turadigan tebranish.
Xususiy yarim o'tkazgichlar	Ximiyaviy jihatdan toza yarim o'tkazgichlar

Xususiy yechimlar	Bu yechimlar to'la energiyaning barcha qiymatlarida emas, balki qo'yilgan masalaga tegishli ayrim qiymatlarida o'rinli bo'ladi
Xususiy yechimlar	Bu yechimlar to'la energiyaning barcha qiymatlarida emas, balki qo'yilgan masalaga tegishli ayrim qiymatlarida o'rinli bo'ladi
Yassi to'lqinlar	Ylar faqat bir xil yo'nalishda tarqaladilar (ularning to'lqin sirti tarqalish yo'nalishiga perpendikulyardir)
Yig'uvchi linzalar	Musbat optik kuchga ega bo'lgan linzalar
Yo'lning geometrik farqi	Kogerent to'lqinlar uchun, qo'shiladigan tebranishlar fazalar farqi faqat kattalikka bog'liq bo'lgan
Yopuvchi qatlam	Qatlamda qolgan ionlashgan kirishmalar atomlari qo'zg'almas hajmiy musbat zaryadlarni hosil qiladi. $510'7m$ qalinlikdagi qatlam deyarli erkin elektronlarga ega bo'lmagani uchun uning qalinligi elektronlarning erkin yugurish yo'lidan sezilarli katta bo'ladi, shu sababli, juda katta qarshilikka ega bo'ladi
Yoritilganlik Ye	Yuzaga tushayotgan yorug'lik oqimini (F) shu yuzaga nisbatiga teng kattalikka aytiladi, uning birligi 1 lyuks – $1 lm/m^2$ dir
Yoritish yoki nurlanish qobiliyati Re	Sirtning Fe nurlanish oqimini shu sirtning ko'ndalang kesimi yuzasiga nisbatiga teng
Yorug'lik kattaliklari	Yorug'likning fiziologik ta'sirini tavsiflaydilar
Yorug'lik kuchining birligi XB tizimida	Bir kandelaga tengdir
Yorug'lik nurlari dastalarining bir-biriga bog'liq bo'lmaslik qonuni	Alohida yorug'lik nuri dastasida kuzatiladigan hodisalar boshqa dastalar bir vaqtda mavjud bo'lish yoki bo'lmasligiga bog'liq bo'lmaydi. Yorug'lik oqimini alohida yorug'lik dastalariga ajratib, tanlangan yorug'lik dastasi ta'siri boshqa dastalarga bog'liq emasligini oson isbotlash mumkin
Yorug'lik oqimi F	Qabul qilgich sezgiriigiga to'g'ri keladigan optikaviy nurlanish quvvatidir, uning birligi 1 lyumen - $1 kd/sr$ ga teng
Yorug'lik to'lqinining interferentsiyasi	Ikkita kogerent yorug'lik to'lqinlari biri-birining ustiga tushganda yorug'lik oqimining fazoviy qayta taqsimlanishi kuzatilib, ayrim nuqtalarda to'lqin jadalligining maksimumi, boshqa nuqtalarda minimumi kuzatiladigan hodisa
Yorug'likning difraktsiyasi	Yorug'likning to'siqlarni aylanib o'tish hodisasi
Yorug'likning dispersiyasi	Moddaning optik xususiyatini yorug'likning to'lqin uzunligi yoki chastotasiga bog'liq bo'lishi

Yorug'likning dixroizmi	Ayrim kristallarda nurlardan biri boshqasiga nisbatan kuchli yutiladi
Yorug'likning energetik kuchi I_e	Nuqtaviy nurlanish oqimi Fe_n ni, shu nurlanish Tarqalayotgan teles burchakka Θ) nisbatiga tengdir
Yorug'likning qutblanishi	Tabiiy yorug'likni qutblangan yorug'likka aylantirish jarayoni
Yorug'likning to'g'ri chiziqli tarqalish qonuni	Optikaviy bir jinsli muhitda yorug'lik nuri to'g'ri chiziqli tarqaladi, chunki nuqtaviy yorug'lik manbai bilan shaffof bo'lmagan buyumlar yoritilganda, buyumlar shaklida aniq soya hosil bo'ladi, yorug'lik nurlari to'lqin uzunligiga yaqin bo'lgan o'lchamli buyumlar yoritilganda, bu qonundan chetlashish kuzatiladi
Yupqa linzaning ifodasi	Linza sirtlari egrilik radiuslarini (R_1 va R_2), linzadan buyumgacha (a) va uning tasvirigacha (b) bo'lgan masofalar bilan bog'liqligini ko'rsatuvchi nisbat
Yutilish spektri	Yorug'likni yutuvchi jismdan o'tgan nurlarni spektrga ajratsak, xar xil rangli fonda qora chiziqlar va yutilgan nurlar to'lqin uzunligiga tegishli kengroq sohalar kuzatiladi, va bunday chiziqlar majmuasi jismni beradi.
Zaryadlarning hajmiy zichligi	Jismining bir birlik xajmiga mos kelgan zaryadga miqdor jihatdan teng bo'lgan fizik kattalikka aytiladi
Zaryadning chiziqli zichligi	Jismining uzunlik birligiga mos kelgan zaryadga miqdor jihatdan teng fizik kattalikka aytiladi
Energiya oqimining zichligi	Birlik vaqtda to'lqin tarqalish yo'nalishiga perpendikulyar bo'lgan birlik sirt yuzasidan ko'chiriladigan energiya
Energetik yoritilganlik E_e	Yoritiladigan birlik yuzaga tushayotgan nurlanish oqimiga teng kattalikdir
Energiya	barcha turdagi moddalarning harakati va o'zaro ta'sirining universal miqdoriy o'lchovi.
Elektr yurituvchi kuch	Vaqt bo'yicha o'zgaradigan tashqi magnit maydonida joylashgan o'tkazgichda paydo bo'ladigan kuch.
Elektrga yot kuchlar	Kulon kuchidan tashqari potentsiallar farqini hosil qiluvchi tashqi noelektrik kuchlar.
Bryuster qonunini	Agarda, tushish burchagi i T' π bo'lsa, u holda $tg(i + r) = GO$ va $I_n = 0$ bo'ladi, ya'ni qaytgan yorug'likda, tushish tekisligiga perpendikulyar bo'lgan tebranishlar kuzatiladi. Qaytgan to'lqin esa butunlay $\sin \frac{71}{2}$ qutblangan bo'ladi. $ni \sim$ va $i + r \sim \sin r$ nisbatlardan quyidagiga ega bo'lamiz: $tg n = n_{21}$

Dipol	Miqdor jihatdan bir-biriga teng, ishoralari bir biriga teskari bo'lgan va bir - biridan ma'lum masofaga siljirilgan $-q_1$ va $+q_2$ zaryadlar majmuasi.
Dipolli qutblanish	Qutbli molekulalardan tashkil topgan dielektrik tashqi elektrostatik maydonga kiritilganda, tartibsiz yo'nalgan molekulalar dipol momentlarining maydon yo'nalishiga qarab burilishi