N. SULTANOV

FIZIKA KURSI

N. SULTANOV FIZIKA KURSI

ISBN 978-9943-10-035-0

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

N.A.SULTANOV

FIZIKA KURSI

O'zbekiston Respublikasi Oliy va o'rta maxsus ta'lim vazirligi tomonidan oliy texnika o'quv yurtlari uchun darslik sifatida tavsiya etilgan

TOSHKENT – 2007

N. A. Sultanov. Fizika kursi. Oliy o'quv yurtlari uchun darslik. – T., «Fan va texnologiya», 2007. 304 bet.

Darslikda oliy texnika o'quv yurtlari uchun tasdiqlangan o'quv dasturi asosida umumiy fizika kursining nazariy asoslari qisqa bayon etilgan. Muallif bu darslikni tayyorlashda o'zining oliy o'quv yurtlarida talabalarga dars berish jarayonida orttirgan boy tajribasidan foydalandi. Darslik oliy texnika o'quv yurtlari uchun mo'ljallangan bo'lib, undan shu sohada ishlovchi mutaxassislar ham foydalanishi mumkin.

Taqrizchilar: *M. Ulug'bek nomli O'zbekiston Milliy universiteti, fizika fakulteti, umumiy fizika kafedrasi mudiri, prof. U. Abdurahmonov; Farg'ona Davlat universitetining umumiy fizika kafedrasi professori, f-m., f.d., Beruniy mukofotining lauriati B.Otaqulov; «Nazariy fizika» kafedrasi mudiri, f-m., f.d., professor R. Rasulov; Farg'ona Politexnika institutining «Elektr yuritma» kafedrasi mudiri, t.f.d., N. Aripov; «Fizika» kafedrasi mudiri, fiz-mat f.d., prof. N.X.Yuldashyev, dots. A.X.Haydarov*

ISBN 978–9943–10–035–0

SO'Z BOSHI

Oliy texnika o'quv yurtlari uchun mo'ljallangan ushbu darslikda umumiy fizikaning uslubiy dasturida ko'zda tutilgan nazariy asoslari bayon etilgan.

Fizika kursini qisqa muddatda bir yoki ikki semestr o'qitiladigan yo'nalishlarni inobatga olgan holda uslubiy dastur asosida eng zarur bo'lgan nazariy va amaliy ma'lumotlarni *qisqa muddat ichida samarali o'zlashtirib olishga imkon bera* oladigan fizika kursi darsligi zaruriyati tug'ildi.

Shu munosabat bilan tavsiya qilinayotgan «fizika kursi» kichik hajmda (bir tomlik) yozilgan va unda oliy matematikaning eng sodda hosilalar va integrallarining jadvallarida berilgan formulalaridangina foydalanilgan xolos. Ko'pgina fizikaviy qonuniyatlarning matematik ko'rinishlarini keltirib chiqarilishi sodda shaklda berilgan. O'rganilayotgan fizik jarayonlar va hodisalarni yaxshiroq tushunib olish uchun keltirilgan misollar ishlab chiqarishi bilan bog'liq bo'lgan sohalardan olingan.

Ushbu darslikda fizikaviy kattaliklarning faqat bitta birliklar sistemasi (SI)dan foydalanilgan bo'lib, bu birliklar bilan bir qatorda sistemaga kirmaydigan (litr, millimetr, simob ustini, angstrem, elektronvolt va shunga o'xshashlar) berilgan. Taqdim qilinayotgan kitob yetti bo'limdan iborat. Birinchi bo'limda klassik mexanikani fizik asoslarining sistemali bayoni va nisbiylik nazariya asoslari berilgan. Ikkinchi bo'lim, asosan, statistik fizika va termodinamikaga bag'ishlanadi. Uchinchi bo'limda elektrostatika, o'zgarmas elektr toki va elektromagnetizm o'rganiladi. To'rtinchi bo'lim tebranishlar va to'lqinlar, elektromagnit va mexanik tebranishlarni parallel qarab chiqishga bag'ishlanadi. Beshinchi bo'limda to'lqin optika va nurlanishning kvant tabiati qarab chiqiladi. Oltinchi bo'lim atomlar, *molekulalar va qattiq jism kvant fizikasi elementlariga bag'ishlanadi.* Yettinchi bo'limda yadro va elementar zarrachalar fizikasi bayon etiladi.

Muallif ushbu kitobni yozishda, uning sifatini yaxshilash maqsadida o'zlarining qimmatli fikr va ko'rsatmalarini bergan hamda katta yordam ko'rsatgan Farg'ona politexnika instituti «fizika» kafedrasining barcha professor - o'qituvchilariga va yordamchi xodimlariga chuqur minnatdorchilik bildirishni o'zining burchi deb hisoblaydi.

Darslikni ikkinchi nashriga muallifning so'z boshi

Ushbu ikkinchi nashrda «Fizika kursi» darsligini yangitdan qayta ishlandi. Ba'zi paragraflarga qo'shimchalar kiritildi. Birinchi nashrda yo'l qo'yilgan ba'zi kamchiliklar bartaraf qilindi.

Masalan, IV bobni oxiriga 4.4-qilib, «Uzluksizlik. Bernulli tenglamasi» mavzusi kiritildi. *Chunki 4.2- Energiya. Energiya saqlanish qonuniga bag'ishlanadi.* Suyuqliklarda esa energiya saqlanish qonunini bajarilishi Bernulli tenglamasida o'z aksini topadi.

Bulardan tashqari har bir bobni oxirida o'zlashtiruvchi savollar va shu yuqoridagi boblar temalariga muvofiq masalalar yechish namunalari berilgan.

Bularni berilishi, birinchidan, yuqoridagi temalarni mustahkamlasa, ikkinchidan, talabalarni shu mavzularga qiziqishini, e'tiborini orttiradi, masalalar yechishga bo'lgan harakatlarini jonlantiradi, qizilishlarini esa kuchaytiradi.

Masala yechish namunalarini berganimizda biz, bizgacha bo'lgan masala yechish namunalaridagi berilgan fizik kattaliklar bilan, ularning o'lchov birliklarini aralashtirib yozilishiga yo'l qo'ymadik, ya'ni berilganlarni yozganda, biz avvalo, ularni bir sistemaga keltirib oldik, so'ngra masala yechishga kirishdik. Bu holda son qiymatlari bilan o'lchov birliklarini ifodalovchi qisqartirilgan harflar (metr - m; kilogrammni - kg; sekundni - s va hokazo) aralashib ketmaydi va fikrni chalg'itmaydi.

Bularni e'tiborga olib biz ana shu usulga qat'iy yondashdik va yaxshi natijalar beradi degan umiddamiz.

Masalalar tanlashda juda murakkab masalalar emas, balki «soddadan-murakkabga» prinsipini saqlashga harakat qildik. Shuningdek, tanlangan masalalarni berilgan mavzlarga mosligi nazarda tutildi va hokazo.

Muallif bu nashrni tayyorlashda ba'zi kamchiliklarni ko'rsatgan va ularni yo'qotishga yaqindan yordam bergan fizika kafedrasi professor-o'qituvchilariga va taqrizchilarimiz prof. N.X. Yuldashyev dots. A.X. Haydarovga o'z minnatdorchiligini bildirishni lozim deb topdi.

KIRISH

Fizika fani va uning boshqa fanlar bilan aloqasi

Biz yashab turgan, hayot kechirayotgan gallaktikamiz (Quyosh va uni atrofida aylanayotgan to'qqizta planeta va yulduzlar sistemasi) juda ko'p asrlardan beri mavjud. Yerimiz, tabiatimiz, yetti osmonimiz gallaktikaning bir bo'lagi bo'lib, tirik organizmlar va odamzod maskani sifatida paydo bo'ldi. Tabiat hodisalarini, jarayonlarini va qonunlarini o'rganish juda qadimdan boshlangan. Tabiat sirlarini o'rganish, qonunlarini ochish asosida insoniyat o'zining turmush sharoitini, yashash imkoniyatlarini yaxshilab bordi. Tabiat sirlarini o'rganish o'z navbatida, o'z zamonidagi fikrli, mulohazali, ilg'or kishilarni o'ziga tortdi. Qadimgi Yunonistonda tabiat hodisalarini o'rganuvchi tabiatshunoslik fani vujudga keldi.

Fizika yunoncha so'z bo'lib, «**phusis**» – tabiat degan ma'noni anglatadi. Fizika fanini birinchi bo'lib, qadimgi yunon mutafakkiri Aristotel (eramizdan avvalgi 384–322-yil) o'zining kitoblarida bayon etgan. O'sha davrda fizikaning tarkibiga hozirgi kimyo, astronomiya, biologiya, geologiya deb nom olgan bir qator tabiiy fanlar kirgan. Keyinchalik, ular mustaqil fanlar bo'lib ajralib chiqqan, lekin ular o'rtasida keskin chegara yo'q, ular doimo bir-birlarini to'ldirib hamisha aloqada bo'ladilar. Bu so'zlarni isboti sifatida tabiatdan yangi-yangi hodisalarning kashf qilinishi va ularning amalda qo'llanishi natijasida fizikaviy-kimyo, astrofizika, geofizika, biofizika kabi birlashgan fanlarning vujudga kelishini ko'rsatish mumkin. Shuning uchun fizika – barcha tabiiy va amaliy fanlarning poydevoridir deyish mumkin.

Fizika fanining boshqa fanlar bilan aloqasi ikki tomonlamadir. Bu fanlar fizika asboblari yordamida taraqqiy qilib, yangi fan cho'qqilarini egallashsa, o'zining yutuqlari bilan fizikani ham boyitadi va uni oldiga yangi vazifalar, yangi mukammal asboblar yaratishni qo'yadi, shu tariqa o'zi ham, fizika ham rivojlanib boradi.

Masalan: astranomlarga yangi teleskoplarni yaratib berish, osmon jismlarini mukammalroq o'rganishga, biologlarga elektron mikroskoplarni yaratilishi, hayotni qanday paydo bo'lish sirini ochilishiga olib keldi, ximiklarga spektroskopni yasab berilishi davriy sistemadagi 24 ta elementni kashf etilishiga sabab bo'ldi va hokazo.

Fizika fani rivojlanishida buyuk o'zbek mutafakkir olimlarimizning boy ilmiy meroslarni ham ahamiyati katta bo'lgan. Ayniqsa, Abu Rayhon Beruniyning falsafiy qarashlari, dunyo xaritasini yaratishdagi urinishlari «Amerika»-qit'asi borligini bashorati (Kolumbning Amerikani ochishida asos bo'lgan), shuningdek, Ahmad al-Farg'oniyning Yer meridianini o'lchab chiqishlari, tutash idish qonunidan foydalanib Nil daryosi suvini o'lchab beradigan qurilmani yaratgani (u hozirgacha saqlanganligi), Al-Xorazmiy bilan birgalikda osmon jismlarini o'rganishdagi tadqiqotlari hozirgacha ham o'z qiymatini yo'qotganicha yo'q.

Bizning atrofimizni o'rab olgan moddiy dunyo doimo uzluksiz harakatda bo'lgan materiyadan iboratdir. Materiya ikki ko'rinishda namoyon bo'ladi:

1) modda ko'rinishda, masalan, qattiq, suyuq, gazsimon va plazma holatidagi jismlar;

2) maydon ko'rinishida, masalan, gravitatsion maydon, elektromagnit maydon, yadroviy kuchlar maydoni va boshqalar.

Fizika fani materiyaning tuzulishini va materiya harakatining eng oddiy ko'rinishidan tortib, to eng umumiy ko'rinishlarigacha o'rganadi: mexanik, atom-molekular, gravitatsion, elektromagnit, atom va yadro ichidagi jarayonlar.

Harakat deganda, materiyaning tabiatda bo'ladigan barcha o'zgarishlari, bir turdan ikkinchi turga aylanishlari, barcha jarayonlar tushiniladi.

Fizikaviy tadqiqot usullari. Fizika hodisalarini tabiat sharoitida o'rganish ***kuzatishdan*** boshlanadi. Hodisalarni sun'iy ravishda laboratoriya sharoitida amalga oshirib, tajriba o'tkazishni ***eksperiment*** deb ataladi. Eksperimentni kuzatishga qaraganda, bir qator afzal tomoni bor, chunki tabiiy sharoitlarda biror hodisa ro'y berishi uchun sutkalab, oylab, hatto, yillab kutishga to'g'ri keladi. Laboratoriya sharoitida esa bu hodisani xohlagan qisqa vaqtda amalga oshirish mumkin.

Kuzatish va tajriba natijalaridan hodisani tushuntirish uchun mulohaza va mantiqiy umumlashtirishlar asosida ***gipoteza*** (ilmiy faraz) lar yaratiladi. Agar gipoteza eksperimentda tasdiqlansa, u haqiqiy fizik nazariyaga aylanadi, aks holda gipoteza sinovdan o'tmagan gipotezaligicha qoladi.

Fizik ***nazariya*** atrofimizda sodir bo'layotgan bir qator hodisalarni, ularning mexanizmi va qonuniyatlarini tushuntira olishi kerak. Eksperiment asbob - uskunalarini zamonaviylashuvi va o'sishi bilan yangi hodisalar kashf etiladi, bu esa o'z navbatida yangi fizik nazariyalar yaratilishini taqozo qiladi.

Fizik kattaliklarni o'lchash uchun o'lchov birliklari tanlab olinadi. O'lchash mumkin bo'lgan fizik kattaliklarning birliklari etalon (namuna) larga ega. Fizik kattaliklarning qiymati deganda, mazkur kattalik etalondan (eski uning nusxasidan) necha marta farqlanishini ko'rsatadigan son tushuniladi. Har bir fizik kattalik o'lchov birligini boshqa fizik kattaliklarga bog'liq bo'lmagan holda mustaqil tanlash mumkin.

Masalan, yettita fizik kattalik uchungina, o'lchov birligi ixtiyoriy tanlanadi. Bu fizik kattaliklarning o'lchov birliklari ***asosiy birliklar*** deb yuritiladi. Qolgan barcha fizik kattaliklarning o'lchov birliklari bu ularni asosiy kattaliklar bilan bog'lovchi qonunlar (formulalar) asosida tanlanadi. Bunday kattaliklarning o'lchov birliklari ***hosilaviy birliklar*** deb yuritiladi.

1960-yil oktabrda Xalqaro sistema qabul qilindi.

1961-yilning 24-avgustida sobiq Sovet Ittifoqida «Sistema Internatsionalnaya» so'zlarini bosh harflari bo'yicha SI «Es-I»deb o'qiladi) tarzda belgilangan birliklar sistemasi tasdiqlandi. SI da ***yettita asosiy birlik*** va ***ikki qo'shimcha birlik*** qabul qilingan:

Asosiy birliklar

Uzunlik, metr (m). Kripton -86 atomining $2r_{10}$ va $5d_5$ sathlari orasida o'tishga mos bo'lgan nurlanishning vakuumdagi to'lqin uzunligidan 1650763.73 marta katta bo'lgan uzunlik ***1 metr*** deb qabul qilingan.

Massa, kilogramm (kg). Kilogrammni xalqaro prototipining massasi ***1 kilogramm*** deb qabul qilingan.

Vaqt, sekund (s). Seziy – 133 atomi asosiy holatining ikki o'ta nozik sathlari orasidagi o'tishga mos bo'lgan nurlanish davridan 9192631770 marta katta vaqt ***1 sekund*** deb qabul qilingan.

Elektr tokining kuchi, Amper (A).

1 amper tok vakuumdagi bir-biridan 1m masofada joylashgan ikki parallel cheksiz uzun, lekin kesimi juda kichik to'g'ri o'tkazgichlardan o'tganda o'tkazgichning har bir metr uzunligiga $2*10^{-7}$ N kuch ta'sir qiladi.

Termodinamik temperatura, Kelvin (K).

Suvning uchlanma nuqtasini xarakterlovchi termodinamik temperaturaning 1/273.16 ulushi 1 kelvin deb qabul qilingan.

Modda miqdori, mol(mol).

Uglerod -12 atomining 0,012 kg massasidagi atomlar soniga teng strukturaviy element (masalan, atom, molekula yoki boshqa zarra)lardan tashkil topgan sistemadagi moddaning miqdori 1 mol deb qabul qilingan.

Yorug'lik kuchi, kandela (kd).

540 10^{12} Gs chastotali monoxromatik nurlanish chiqarayotgan manba yorug'ligining energetik kuchi 1/683 Vt/sr ga teng bo'lgan yo'nalishdagi yorug'lik kuchi 1 ***kandela*** deb qabul qilingan.

Qo'shimcha birliklar

Yassi burchak, radian (rad).

Aylanma uzunligi radiusga teng bo'lgan yoyni ajratadigan ikki radius orasidagi burchak ***1 radian*** deb qabul qilingan.

Fazoviy burchak, steradian (sr).

Uchi sfera markazida joylashgan va shu sfera sirtidan radius kvadratiga teng yuzli sirtni ajratuvchi fazoviy burchak ***1 steradian*** deb qabul qilingan.

Hosilaviy birliklar

Tezlik, metr taqsim sekund (m/s).

1m/s tezlik bilan to'g'ri chiziqli tekis harakat qilayotgan moddiy nuqta ***1s davomida 1m masofaga ko'chadi.***

Tezlanish, metr ,taqsim sekund kvadrat (m/s^2)

1m/s^2 tezlanish bilan to'g'ri chiziqli tekis o'zgaruvchan harakat qilayotgan moddiy nuqtaning ***tezlanishi 1s da 1m/s^2 ga o'zgaradi.***

Impuls, kilogramm - metr taqsim sekund (kg.m/s). ***1kg.m/s -1m/s tezlik bilan harakatlanayotgan 1kg massali jismning impulsi***

Kuch, Nyuton (N).

1N- massasi 1kg bo'lgan jismga ta'sir qilib, unga ta'sir yo'nalishida 1m/s^2 tezlanishni beradigan kuch.

Kuch impulsi, Nyuton sekund (N.S).

1N.s-1s davomida ta'sir etuvchi 1N kuchning impulsi.

I. MEXANIKANING FIZIK ASOSLARI

Mexanika – fizika bo'limi bo'lib, materiya harakatining eng sodda va eng umumiy shakllarini o'rganar ekan, u jismlarning yoki jismlar qismlarining fazoda bir-biriga nisbatan siljishini ifodalovchi mexanik harakat haqidagi ta'limotdir.

Mexanikani fan sifatida rivojlanishi eramizdan oldingi III asrlarga borib taqaladi. O'sha davrdayoq qadimgi yunon olimi Arximed (287–212 eramizdan oldingi yillar) richagning muvozanatlik qonunini shakllantirishi uning mexanika fanini rivojlanishiga dastlabki qo'shilgan hissasi deb qarash mumkin. Mexanikaning asosiy qonunlarini Italiya olimi Galiley (1564–1642) aniqlagan bo'lsa, ingliz olimi Nyuton (1643–1727) bu qonunlarni uzil-kesil ta'riflab berdi va fundamental qonun sifatida shakllantirdi.

Galiley va Nyuton mexanikasi **klassik mexanika** deb yuritiladi va yorug'lik tezligiga qaraganda ancha kichik tezliklarda harakat qilayotgan makroskopik jismlar harakat qonunini o'rganadi.

Yorug'lik tezligiga yaqin tezliklarda harakat qilayotgan makroskopik jismlar harakat qonunlarini A.Eynshteyn (1879–1955) kashf etgan **nisbiylik nazariyasi o'rganadi**. Mikroskopik jismlar (alohida atomlar va elementar zarrachalar) harakat qonunlariga kelsak, bularni klassik mexanika tushuntira olmaydi. Ularni **kvant mexanika** o'rganadi.

Mexanika quyidagi uch bo'limni o'z ichiga oladi: kinematika, dinamika va statika.

Kinematika – jismlar harakatini uni vujudga keltirgan sabablarga qarab emas, balki ularni harakat davomida qoldirgan izlariga (trayektoriyasiga) qarab o'rganadi.

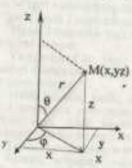
Dinamika – jismlarning harakat qonunlarini uni vujudga keltirgan sabablarga qarab, ya'ni kuch ta'sirida jismlar harakatini o'rganadi.

Statika – jismlar sistemasining muvozanatlik qonunlarini o'rganadi. Agar jismlar harakat qonunlari ma'lum bo'lsa, ulardan muvozantlik qonunlarini ham aniqlash mumkin.

I bob. KINEMATIKA ASOSLARI

1.1. Sanoq sistemasi. Moddiy nuqta kinematikasi

Mexanik harakatda bir jismning vaziyati boshqa jismlarga nisbatan o'zgaradi. Mexanik harakatning eng sodda ko'rinishi sifatida moddiy nuqta harakatini ko'raylik. Ko'rilayotgan masalalarda shakli va o'lchamlari hisobga olinmaydigan jism ***moddiy nuqta*** deb ataladi. Moddiy nuqta tushunchasi abstrakt tushuncha bo'lib, tabiatdagi real jismlarni ideallashtirish natijasida vujudga keladi va uni kiritilishi tekshirilayotgan aniq masalalarni yechishni yengillashtiradi.



1.1-rasm

Masalan: Yerning va boshqa planetalarning Quyosh atrofida harakatlarini o'rganayotganimizda Yer planetalar va Quyoshni moddiy nuqtalar deb hisoblash mumkin.

Jismlar harakati **fazo va vaqtda** amalga oshadi. Fazo abadiy mavjud, cheksiz katta, qo'zg'almas materiya ko'rinishida tasvirlanadi.

Fazoning xossalari vaqt o'tishi bilan o'zgarmaydi. Vaqt fazoning istalgan nuqtasida birday o'tadi deb hisoblanadi, ya'ni o'z-o'zicha, tekis va biror boshqa borliqqa bog'liq bo'lmagan holda o'tadi deb qaraladi. Har qanday fizik hodisa yoki jarayon fazoning qayerdadir va qachondir sodir bo'ladi. Mexanika nuqtayi nazarida harakat jismlarning fazodagi vaziyatini vaqt o'tishi bilan o'zgarishidan iboratdir. Moddiy nuqtaning fazodagi holatini biror ixtiyoriy tanlab olingan sanoq sistemasiga nisbatan qaraladi.

Fazoda moddiy nuqta holatini to'g'ri burchakli **uch o'lchovli Dekart x, y, z-koordinatalar sistemasi** yordamida aniqlash mumkin (1.1-rasm). Bu holda M moddiy nuqtani vaqtning istalgan payitidagi vaziyati x, y, z koordinatalar bilan yoki koordinata boshidan M nuqtaga o'tkazilgan radius vektor $\vec{r}$ - orqali, ya'ni **sferik koordinatalar** bilan aniqlanadi. Radius vektorning moduli r - kesma bilan, yo'nalishi esa θ va φ burchaklar yordamida ifodalanadi. Bu ikkala koordinatalar sistemasi moddiy nuqta vaziyatini koordinatalar va radius - vektor orqali ifodalashga ekvivalentdir. Shuning uchun ham sferik koordinatalardan Dekart koordinatalarga va aksincha o'tishlarni amalga oshirish mumkin.

1) sferik koordinatalar -r, θ, φ lardan Dekart koordinatalar -x, u, z larga o'tish quyidagicha amalga oshiriladi:

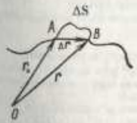
$$\begin{aligned} x &= r\sin\theta\cos\varphi \\ y &= r\sin\theta\sin\varphi \\ z &= r\cos\theta \end{aligned} \qquad (1.1)$$

2) x,u,z lardan r, θ, φ larga o'tish uchun quyidagi ifodalardan foydalanish kerak:

$$\left.\begin{aligned} r &= \sqrt{x^2+y^2+z^2} \\ \cos\theta &= \frac{z}{\sqrt{x^2+y^2+z^2}} \\ tg\varphi &= \frac{y}{x} \end{aligned}\right\} \qquad (1.2)$$

Harakatlanayotgan moddiy nuqta qoldirgan izi ***trayektoriya*** deb ataladi.

Agar trayektoriya to'g'ri chiziqdan iborat bo'lsa, ***harakat to'g'ri chiziqli***, trayektoriya egri chiziqdan iborat bo'lsa, ***harakat egri chiziqli deb ataladi***.



1.2-rasm.

Ixtiyoriy trayektoriya bo'ylab harakatlanayotgan moddiy nuqtani kuzataylik. Kuzatishni moddiy nuqta A nuqtadagi holatidan boshlaymiz.

Biror Δt vaqtdan keyin moddiy nuqta V nuqtaga kelib qolsin, u ΔS yo'lni o'tadi (1.2-rasm). Moddiy nuqtaning boshlang'ich (A) va oxirgi (V) vaziyatlarini ifodalovchi r va r_0 radius vektorlar ayirmasi

$$\vec{r}-\vec{r}_0=\Delta\vec{r} \tag{1.3}$$

vektor moddiy nuqta ***ko'chishini*** ifodalaydi. Moddiy nuqta ko'chishining shu ko'chishni o'tilgandagi vaqt oralig'iga nisbati harakatning o'rtacha tezligi $\upsilon_{o'r}$ deyiladi.

$$\vec{\upsilon}_{yr}=\frac{\Delta\vec{r}}{\Delta t} \tag{1.4}$$

Vaqt oralig'ini cheksiz kichraytira borsak, ya'ni $\Delta t\to 0$ deb olsak, (1.4) ifoda intilgan limitni moddiy nuqtaning oniy tezligi yoki haqiqiy tezligi deb ataladi.

$$\vec{\upsilon}=\lim_{\Delta t\to 0}\frac{\Delta\vec{r}}{\Delta t}=\frac{d\vec{r}}{dt} \tag{1.5}$$

To'g'ri chiziqli harakatda $|\Delta\vec{r}|$ ko'chish va bosib o'tilgan yo'l ΔS bir xildir, u holda:

$$\upsilon=|\vec{\upsilon}|=\frac{|d\vec{r}|}{dt}=\frac{ds}{dt} \tag{1.6}$$

shunday qilib, ***moddiy nuqtaning tezligi vektor kattalik bo'lib, u radius vektoridan vaqt bo'yicha olingan birinchi tartibli hosila tarzida, moduli esa yo'ldan vaqt bo'yicha olingan birinchi tartibli hosila tarzida ham aniqlanishi mumkin.***

Moddiy nuqtaning harakat tezligi vaqt o'tishi bilan o'zgarmasa, uning harakati ***tekis harakat*** deyiladi; aks holda harakat ***o'zgaruvchan harakat*** deyiladi. O'zgaruvchan harakatda tezlik o'zgarishini ifodalash uchun ***tezlanish*** deb ataluvchi fizik kattalik kiritiladi. Moddiy nuqtaning tezligi Δt vaqtda $\Delta\upsilon=\upsilon_2-\upsilon_1$ ga o'zgarsa, uning tezlanishi

$$\vec{a}=\lim_{\Delta t\to 0}\frac{\Delta\vec{\upsilon}}{\Delta t}=\frac{d\vec{\upsilon}}{dt}=\frac{d}{dt}\left(\frac{d\vec{r}}{dt}\right)=\frac{d^2\vec{r}}{dt^2} \tag{1.7}$$

ifoda bilan aniqlanadi. Demak, ***tezlanish – moddiy nuqta tezligining vaqt birligi davomida o'zgarishini ifodalaydigan vektor kattalik bo'lib, u tezlik vektoridan vaqt bo'yicha olingan birinchi tartibli hosila yoki radius vektoridan vaqt bo'yicha olingan ikkinchi tartibli hosila tarzida ifodalanadi.***

1.2. Moddiy nuqtaning to'g'ri chiziqli harakati

To'g'ri chiziqli harakatda trayektoriya to'g'ri chiziqdan iborat bo'ladi. Moddiy nuqtaning to'g'ri chiziqli harakatini

1) **to'g'ri chiziqli tekis harakat**;
2) **to'g'ri chiziqli o'zgaruvchan harakat** ko'rinishlarida ko'rib chiqaylik.

O'zgarmas tezlik bilan bo'layotgan harakat ($\upsilon=const$) ***tekis harakat*** deb ataladi. ***Moddiy nuqtaning to'g'ri chiziq bo'ylab har qanday teng vaqtlar oraliqlaridan bir xilda ko'chishiga to'g'ri chiziqli tekis harakat deb ataladi.***

$$\vec{\upsilon}=\frac{\vec{S}}{t} \tag{1.8}$$

Moddiy nuqta harakati to'g'ri chiziqli bo'lgani uchun koordinatalar o'qini mana shu to'g'ri chiziq bo'ylab yo'naltirish kerak. Bu o'qni X bilan belgilaylik. Moddiy

nuqta tezligining vektori ham ko'chish vektori ham mana shu o'q bo'ylab yo'naladi, $\vec{S}$ va $\vec{\upsilon}\cdot t$ vektorlar teng bo'lgani sababli ularning x o'qidagi proyeksiyalari ham teng bo'ladi, ya'ni

$$S_x=\upsilon_x\cdot t \tag{1.9}$$

S_x va υ_x o'rniga S va υ deb yozish mumkin. U holda to'g'ri chiziqli **tekis harakat tenglamasi** hosil bo'ladi:

$$S=\upsilon\cdot t \tag{1.10}$$

S o'rniga 1 mni, t o'rniga 1 s qo'ysak, tezlikning birligini hosil qilamiz:

$$\upsilon=\frac{S}{t}=1m/s$$

To'g'ri chiziqli tekis harakatda tezlik grafigi abssissa o'qiga parallel chiziqlardan iborat bo'ladi. To'g'ri chiziqli tekis harakatda, yo'l grafigi esa koordinatlar boshidan o'tuvchi to'g'ri chiziqdan iborat bo'ladi.

O'zgarmas tezlanish bilan bo'layotgan harakat ($a=const$) **tekis o'zgaruvchan** ($a>0$ **bo'lsa, tekis tezlanuvchan va** $a<0$ **bo'lsa, tekis sekinlanuvchan) harakat deyiladi. Bu vaqtda oniy tezlanish istalgan vaqt oralig'idagi o'rtacha tezlanishga** teng bo'ladi

$$a=a_{yp}=\frac{\Delta\upsilon}{\Delta t}=\frac{\upsilon-\upsilon_0}{t},$$

$$\upsilon=\upsilon_0+at, \tag{1.11}$$

bu yerda, υ_0 – harakatning boshlang'ich tezligi, υ – vaqtning t paytidagi tezligi.

Tekis o'zgaruvchan harakatda tezlik υ_0 qiymatdan υ qiymatgacha tekis o'zgarsa, bunday harakatning o'rtacha tezligi boshlang'ich va oxirgi tezliklarning o'rtacha arifmetik qiymatiga teng bo'ladi:

$$\upsilon_{o'rt}=\frac{\upsilon+\upsilon_0}{2} \quad \text{bunda,} \quad S=\frac{\upsilon_0+\upsilon}{2}t$$

(1.11) formuladan υ ning ifodasini qo'yib, quyidagini hosil qilamiz:

$$S=\frac{\upsilon_0+\upsilon_0+at}{2}t$$

yoki

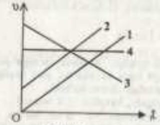
$$S=\upsilon_0 t+\frac{at^2}{2} \tag{1.12}$$

Bu ifoda **tekis o'zgaruvchan harakat tenglamasidir**.

(1.11) va (1.12) tenglamalarni birgalikda yechib va ulardan t ni chiqarib tashlab yo'l, tezlik va tezlanishni bog'lovchi munosabatni hosil qilamiz:

$$\upsilon^2-\upsilon_0^2=2aS, \tag{1.13}$$

bu formulalardan foydalanib, tekis o'zgaruvchan harakatning tezlik va yo'l grafiklarini chizish mumkin (1.3-rasm). Tezlik grafigini chizish uchun abssissa o'qiga vaqtning, ordinata o'qiga esa tezlikning qiymatini qo'yamiz. Agar $\vec{\upsilon}_0 = 0$ bo'lsa, (1.3-rasm, 1-to'g'ri chiziq) u holda tezlik grafigi koordinata boshidan o'tgan to'g'ri chiziqdan iborat bo'ladi. $\vec{\upsilon}_0 \neq 0$ bo'lganda esa tezlik grafigi ordinata o'qida $\vec{\upsilon}_0$ ga teng kesmadan boshlanadi. 1.3-rasmdagi 1,2-to'g'ri chiziqlar $a > 0$; 3-to'g'ri chiziq tekis ($a < 0$) sekinlanuvchan harakatni, 4-to'g'ri chiziq esa ($\upsilon = const$) to'g'ri chiziqli tekis harakatni ifodalaydi ($a = 0$).



1.3-rasm

Tekis o'zgaruvchan harakatning yo'l grafigi esa yarim parabola shaklida bo'ladi, chunki $y^2 = 2px$ parabola tenglamasidir. Agar $y^2 = ax$ $(a = 4,5,6)$ qiymatlarni olganda tenglama grafigini chizadigan bo'lsak, u holda xuddi biz $S = \frac{at^2}{2}$ tenglama yordamida hosil qilgan grafikka o'xshash grafik hosil qiladi.

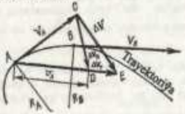
1.3. Moddiy nuqtaning egri chiziqli harakati. Tangensial va normal tezlanishlar

Trayektoriyasi egri chiziqdan iborat bo'lgan harakat ***egri chiziqli harakat*** deyiladi. Bunga misol qilib, yer yuzidagi barcha transport vositalarini, mashina va mexanizm qismlarini, oqar suvni, atmosferadagi havo zarralarini, kosmik fazodagi barcha planetalar va sun'iy yo'ldoshlarning harakatini olish mumkin. Egri chiziqli harakat to'g'ri chiziqli harakatga nisbatan murakkabroqdir.

Egri chiziqli harakatda vaqt o'tishi bilan tezlik vektorining faqat yo'nalishigina emas, balki miqdori ham o'zgarishi mumkin. Kuzatish boshlanganda egri chiziqli harakat qilayotgan moddiy nuqta trayektoriyaning *A* nuqtasidan o'tayotgan bo'lsin (1.4-rasm).

Biror kichik Δt vaqt ichida kichik ΔS yoyni bosib *V* nuqtaga keladi. *A* va *V* nuqtalardagi tezliklarni mos ravishda $\vec{\upsilon}_A$ va $\vec{\upsilon}_B$ deb belgilaylik. Tezlik o'zgarishini aniqlash uchun $\vec{\upsilon}_B$ tezlik vektorini o'z-o'ziga parallel holda *A* nuqtaga ko'chiraylik, u holda $\vec{\upsilon}_A$ vektor uchini ko'chirilgan $\vec{\upsilon}_B$ vektor uchi bilan tutashtiruvchi vektor $(\Delta\vec{\upsilon} = \vec{\upsilon}_B - \vec{\upsilon}_A)$ izlanayotgan tezlik o'zgarishini

ifodalaydi. $\Delta\vec{\upsilon}$ tezlik o'zgarishini ikki tezlik vektorlarining yig'indisi shaklida ham qarash mumkin. Buning uchun AE kesma ustida A dan $\vec{\upsilon}_A$ vektor kesmasiga teng kesma ajratib $\vec{\upsilon}_B$ yo'nalishida *D* nuqtani tanlaylik. *S* va *D* nuqtalarni birlashtiruvchi vektorni $\Delta\vec{\upsilon}_n$ bilan, *D* va *E* nuqtalarni birlashtiruvchi vektorni esa $\Delta\vec{\upsilon}_t$ bilan belgilaylik. U holda $\Delta\vec{\upsilon}$ ni ana shu ikki vektorning yig'indisidan iborat deb hisoblash mumkin.



1.4-rasm.

$$\Delta\vec{\upsilon} = \Delta\vec{\upsilon}_n + \Delta\vec{\upsilon}_t \tag{1.14}$$

Egri chiziqli harakatda moddiy nuqta tezlanishi

$$\vec{a} = \lim_{\Delta t \to 0}\frac{\Delta\vec{\upsilon}}{\Delta t} = \lim_{\Delta t \to 0}\frac{\Delta\vec{\upsilon}_n}{\Delta t} + \lim_{\Delta t \to 0}\frac{\Delta\vec{\upsilon}_t}{\Delta t} \tag{1.15}$$

yozish mumkin. (1.15) ifodadagi yig'indining birinchi limitini markazga ***intilma tezlanish*** yoki ***normal tezlanish*** deb ataladi.

$$\vec{a} = \lim_{\Delta t \to 0}\frac{\Delta\vec{\upsilon}_n}{\Delta t} \tag{1.16}$$

Geometrik mulohazalar asosida normal tezlanishning moduli tezlik kvadratining trayektoriya ayni sohasining egrilik radiusiga (*R*) bo'lgan nisbatiga tengligini aniqlash mumkin:

$$a_n = \frac{\upsilon^2}{R}. \tag{1.17}$$

(1.15) ifodadagi yig'indining ikkinchi limitini ***urinma tezlanish*** yoki ***tangensial tezlanish*** deb ataladi.

$$a_t = \lim_{\Delta t \to 0}\frac{|\Delta\vec{\upsilon}_t|}{\Delta t} = \frac{d\upsilon}{dt} \tag{1.18}$$

Shunday qilib, egri chiziqli harakat qilayotgan moddiy nuqtaning to'liq tezlanishi normal va urinma tezlanishlarning vektor yig'indisidan iborat.

$$\vec{a}^2 = \vec{a}_n^2 + \vec{a}_\tau^2 \quad , \quad \vec{a} = \sqrt{\vec{a}_n^2 + \vec{a}_\tau^2} \qquad (1.19)$$

Normal tezlanish tezlikning yo'nalish bo'yicha o'zgarishini, urinma tezlanish esa tezlikning miqdoriy jihatdan o'zgarish jadalligini ifodalaydi.

1.4. Moddiy nuqtaning aylana bo'ylab harakati

Egri chiziqli harakatning xususiy holi bo'lgan moddiy nuqtaning ***aylana bo'ylab tekis harakatini*** ko'raylik. Bu holda tezlanishning urinma tashkil etuvchisi bo'lmaydi ($a_\tau = 0$) va tezlanish o'zining markazga intilma tezlanishiga teng bo'ladi ($\vec{a} = \vec{a}_n$).

Moddiy nuqtaning aylanma bo'ylab tekis harakatini ***burchak tezlik*** deb ataluvchi fizik kattalik ω bilan ifodalash mumkin, bunda, burchak tezlik deb R radiusning burilish burchagi Δφ ning bu burilish bo'lgan vaqt oralig'i Δ t ga nisbatini tushunish kerak

$$\omega = \frac{\Delta\varphi}{\Delta t} \qquad (1.20)$$

Notekis harakat uchun oniy burchak tezligi tushunchasi kiritiladi.

$$\omega = \lim_{\Delta t \to 0} \frac{\Delta\varphi}{\Delta t} = \frac{d\varphi}{dt}$$

Burchak tezlikning o'lchov birligi radian taqsim sekunddir(rad/sekund). $R \cdot \Delta\varphi = \Delta S$ ekanligini e'tiborga olib, chiziqli tezlikni burchak tezlik bilan bog'lovchi munosabatni topamiz:

$$\upsilon = \omega R \qquad (1.21)$$

Moddiy nuqtaning aylana bo'ylab bir aylanish vaqti ***aylanma davri T*** va ***vaqt birligidagi aylanishlar soni*** ν (aylanish chastotasi) ni kiritaylik.

$$T = \frac{1}{\nu} \qquad (1.22)$$

T ning o'lchov birligi sekund (s), ν ning o'lchov birligi esa s^{-1} bo'lib, ***Gers*** deb nomlangan; ***Gers*** sekundiga bir marta aylanishdir.

Moddiy nuqta bilan bog'langan aylana radiusi T davr ichida 2π burchakka burilgani uchun (1.20) formulaga muvofiq

$$\omega = \frac{2\pi}{T} \qquad (1.23)$$

(1.21), (1.22), (1.23) formulalardan foydalanib quyidagini hosil qilamiz:

$$\upsilon = \frac{2\pi}{T} R = 2\pi\nu R \qquad (1.24)$$

Moddiy nuqta aylana bo'ylab notekis harakatlanganda, chiziqli tezlik bilan birga burchak tezlik ham o'zgaradi. Burchak tezligi o'zgarishi Δω ning shu o'zgarish bo'lgan vaqt oralig'i Δ t ga nisbati o'rtacha burchak tezlanish $\varepsilon_{o'rt}$, deb ataladi.

$$\varepsilon_{o'rt} = \frac{\Delta\omega}{\Delta t} \qquad (1.25)$$

$\varepsilon_{o'r}$ ning vaqt oralig'i nolga intilgandagi limiti ***oniy burchak tezlanishi ε deyiladi***:

$$\varepsilon = \lim_{\Delta t \to 0} \frac{\Delta\omega}{\Delta t} = \frac{d\omega}{dt} \qquad (1.26)$$

Demak, burchak tezlanish burchak tezlikdan vaqt bo'yicha olingan birinchi tartibli hosilaga teng ekan. ε ning o'lchov birligi radian taqsim sekund kvadrat (rad/s^2) dir.

Savollar

1. Fizika fanining boshqa fanlar bilan aloqasida fizika fanining tutgan o'rni qanday?
2. Fizika fani rivojlanishida buyuk o'zbek mutafakkir olimlarimizning qo'shgan hissalari nimadan iborat?
3. Materiya deganda nimani tushunasiz?
4. Fizika fanining predmeti nima va uning qanday tadqiqot usullari mavjud?
5. Xalqaro birliklar sistemasida nechta asosiy va qo'shimcha birliklar qabul qilingan?
6. Kinematikada jismlar harakati nimalarga asoslanib o'rganiladi?
7. Inersial va noinersial sanoq sistemalarida jismlar harakati qanday qonuniyat asosida bo'ladi?
8. Moddiy nuqtaning to'g'ri chiziqli tekis, to'g'ri chiziqli tekis o'zgaruvchan va egri chiziqli harakatlarida harakat qonuniyatlari qanday o'zgaradi?

Masalalar

1-masala. $\upsilon_0 = 16\,m/s$ tezlik bilan ketayotgan poyezd tormozlangandan boshlab to'xtaguncha S=128 m yo'l bosadi. Harakatning *a* tezlanishi va poyezd to'xtaguncha ketgan t vaqt topilsin.

Berilgan:
$$\upsilon_0 = 16\,m/s$$
$$S = 128\,m$$
$$a - ?\quad t - ?$$

Yechish. Tekis o'zgaruvchan harakatni ifodalovchi $\upsilon_t^2 - \upsilon_0^2 = 2aS$ formuladan tezlanish (*a*) ni topamiz: $a = \dfrac{\upsilon_t^2 - \upsilon_0^2}{2S}$

Masalani shartiga asosan harakatning oxirgi tezligi nolga teng, ya'ni $\upsilon_t = 0$ u holda $$a=-\frac{v_0^2}{2S}=-\frac{16^2}{2\cdot128}=-\frac{256}{256}=-1m/s^2$$

(–) minus ishora harakatning tekis sekinlanuvchan ekanligini ko'rsatadi.

Poyezd to'xtaguncha o'tgan vaqt t ni $S=\frac{v_0\cdot t}{2}$ dan aniqlash mumkin, chunki

$$v_{o'r}=\frac{v_t+v_0}{2}$$

$$t=\frac{2S}{v_0}=\frac{2\cdot128}{16}=\frac{256}{16}=16s$$

Javobi $a=-1m/s^2$, $t=16s$.

2-masala. Tramvay yo'lning burilish qismidan tekis tezlanuvchan harakat qilib $S=250m$ masofani o'tgandan keyin uning tezligi 36 km/soatga yetdi. Tramvay harakat qila boshlagandan 40 s o'tgandan keyin uning urinma, markazga intilma va to'la tezlanishini toping. Yo'lning burilish qismining radiusi $R=200m$.

Berilgan. $S=250\ m$ $=250\ m$

$$v=36km/soat=36\frac{1000}{3600}\frac{m}{s}=10\frac{m}{s}$$

$t=40$ s $=40$ s

a–? a_N–? a_t–?

Yechish. Boshlang'ich tezliksiz tekis tezlanuvchan harakatda, $v^2-v_0^2=2aS$ formulaga muvofiq $v^2=2a_tS$ bo'ladi, bu yerda, a_t – urinma tezlanish. U holda

$$a_t=\frac{v^2}{2S}=\frac{100}{2\cdot250}=0{,}2\,m/s^2$$

$t=40s$ vaqt o'tgandan keyin tramvay erishadigan tezlik (v_t) $v=v_0+at$ muvofiq

$$v_1=a_tt=0{,}2\cdot40=8m/s$$

U holda $a_{mi}=a_n=\frac{v^2}{R}$ muvofiq markazga intilma yoki normal tezlanish

$$a_n=\frac{v^2}{R}=\frac{64}{200}=0{,}32m/s^2$$

to'la tezlanish

$$a=\sqrt{a_t^2+a_n^2}=\sqrt{(0{,}04+0{,}102)^2}=0{,}37m/s^2.$$

3-masala. Tasmali uzatgich asosida ishlaydigan yog'och tilish qurilmasining g'ildiragi $v_0=180\,ail/min$ chastotaga mos bo'lgan o'zgarmas tezlik bilan aylanayapti. Harakatlantirish tasmasi chiqib ketgan paytidan boshlab g'ildirak

tormozlana boshlaydi va $\varepsilon=3rad/s^2$ burchak tezlanish bilan tekis sekinlanuvchan harakat qiladi. G'ildirak qancha t vaqtdan keyin to'xtaydi, u to'xtaguncha necha n marta aylanadi?

Berilgan: $v_0=180\,ail/min$ $=180\frac{ail}{60s}=3\frac{ail}{s}$

$\varepsilon=3rad/s^2$

t–? n–?

Yechish. Tekis sekinlanuvchan harakatda $\omega=\omega_0+\varepsilon t$ formulaga muvofiq g'ildirakning burchak tezligi tormozlanish oxirida $\omega=\omega_0-\varepsilon t$ bo'ladi, bu yerda, ω_0 – g'ildirakning boshlang'ich burchak tezligi. Masalaning shartiga ko'ra $\omega=0$ bo'lgani uchun $\omega_0=\varepsilon t$. Ammo (1.22) va (1.23) formulalarga muvofiq $\omega_0=2\pi v_0$. Shuning uchun

$$t=\frac{2\pi v_0}{\varepsilon}=\frac{2\pi\cdot3}{3}=6{,}3s$$

Demak, g'ildirakning tormozlanish boshlangandan to to'xtaguncha o'tgan burchak yo'li quyidagi ifodaga teng

$$\varphi=\omega_0t-\frac{\varepsilon t^2}{2}=2\pi v_0t-\frac{\varepsilon t^2}{2}$$

bu ifodaga t ning qiymatini qo'yib va $\varphi=2\pi n$ ekanligini e'tiborga olib quyidagin topamiz:

$$2\pi n=\frac{4\pi^2v_0^2}{\varepsilon}-\frac{2\pi^2v_0^2}{\varepsilon}$$

bundan

$$2\pi n=\frac{2\pi^2v_0^2}{\varepsilon}\quad n=\frac{\pi\cdot9}{3}=9{,}4\,marta.$$

4-masala. Ekvatorda chuqurligi 180m bo'lgan shaxtaga sharcha tashlab yuborildi, bu vaqtda sharcha sharq tomonga qancha og'adi? Havoning qarshiligi hisobga olinmasin. Shu asosda Yerning inersial yoki noinersial sistema ekanligi haqida xulosa chiqaring

Berilgan: $h=180m$

$g=10m/s^2$

S–?

Yechish. Sharcha inersiyasi bilan sharqqa tomon $S=\Delta v t$ masofaga og'adi, bu yerda, Δv Yer sirti va shaxta tubidagi nuqtalar harakati tezliklarining farqi, t sharchaning tushish vaqti.

$$\Delta \upsilon = \frac{2\pi R}{T} - \frac{2\pi (R-h)}{T} = \frac{2\pi h}{T}$$

bu yerda, R–Yerning ekvatorial radiusi, T–Yerning aylanish davri va h–shaxtaning choqurligi

$h = \frac{gt^2}{2}$ bo'lgani uchun $t = \frac{\sqrt{2gh}}{g}$ va

$$S = \frac{2\pi h\sqrt{2gh}}{Tg} = \frac{2 \cdot 3{,}14 \cdot 180 \cdot \sqrt{2 \cdot 10 \cdot 180}}{24 \cdot 3600 \cdot 10} \approx 0{,}08m$$

jismga sharqqa tomon yo'nalgan kuchlar ta'sir qilmasa ham, uning vertikal yo'nalishdan sharqqa og'ishi, Yer noinersial sistema ekanligini ko'rsatadi.

II bob. DINAMIKANING ASOSIY QONUNLARI

2.1. Nyutonning birinchi qonuni. Massa va kuch

O'tgan kinematika asoslari bobida moddiy nuqtaning harakatini, bu harakatni vujudga keltirgan sabablarga bog'liq bo'lmagan holda o'rgandik. ***Dinamika*** bo'limida esa jismlarning harakati qonunlari va bu harakatni keltirib chiqargan yoki o'zgartiradigan fizik sabablar o'rganiladi. Dinamika mexanikaning asosiy bo'limi bo'lib, uning asosida Nyuton qonunlari yotadi.

Nyutonning birinchi qonuni: agar jismga boshqa jismlar ta'sir etmasa, u o'zining tinch holatini yoki to'g'ri chiziqli tekis harakatini saqlaydi.

Tashqi ta'sir bo'lmaganda jismlar o'zlarining tinchlik holatini yoki to'g'ri chiziqli tekis harakatini saqlash qobiliyati ***inersiya*** deyiladi. Shuning uchun ham Nyutonning birinchi qonuni ***inersiya qonuni*** deb ham yuritiladi. Inersiya lotincha so'z bo'lib, ***«qotib qolganlik», «harakatsizlik»*** degan ma'noni bildiradi.

Ammo Nyutonning birinchi qonunini tajriba yo'li bilan tekshirishga tashqi ta'sirlar xalal beradi, masalan, Yerning tortish gravitatsion maydoni, muhitning qarshiligi, atrofdagi harakatlanayotgan jismlar. Nyutonning birinchi qonunida aytilgan tinch va to'g'ri chiziqli tekis harakat qaysi sanoq sistemasiga nisbatan hisoblanishi muhimdir. Nyutonning birinchi qonuni barcha sanoq sistemalarda ham bajarilavermaydi. Lekin shunday sanoq sistemasi mavjudki, unda jism o'zining tinch holatini yoki to'g'ri chiziqli tekis harakatini saqlaydi. Bunday sanoq sistemasini ***inersial sanoq*** sistemasi deb ataladi. Biror inersial sanoq sistemaga nisbatan to'g'ri chiziqli tekis harakat qilayotgan ixtiyoriy sanoq sistemasi ham inersial sanoq sistemasi bo'ladi.

Yer sirti bilan bog'liq sanoq sistema, amalda inersial sanoq sistemasi deb hisoblanadi, aslida bu sistema inersial sanoq sistemasi emas, chunki Yer o'z o'qi atrofida aylanadi va Quyosh atrofida egri chiziqli trayektoriya bo'yicha harakatlanadi. Shuning uchun Yer sirtidagi tinch turgan jismlar tezlanish oladi. Lekin ba'zi amaliy hollarda, bu **noinersiallikni** hisobga olmasa ham bo'ladi. Umuman, «inersial sanoq sistemasi» abstrakt tushunchadir. Lekin koordinata boshi Quyoshda, koordinata o'qlari esa uzoqda joylashgan va bir tekislikda yotmagan yulduzlar tomon yo'nalgan sanoq sistemasini inersial sanoq sistemasi deb hisoblasa bo'ladi.

Inersial sanoq sistemasida mexanikaning hamma qonunlari bajariladi. Inersial sistemasiga nisbatan tezlanishga ega bo'lgan sanoq sistemalarda esa mexanika qonunlari bajarilmaydi.

Tajribalarni ko'rsatishicha, ayni bir xil ta'sir tufayli turli jismlar turlicha tezlanish oladi. Jismning olgan tezlanishining kattaligi faqat ta'sirning kattaligigagina emas, balki shu bilan birga jismning ba'zi xususiy xossasiga ham bog'liq bo'lar ekan. Jismning bu xossasi ***massa*** deb ataladigan fizik kattalik bilan ifodalanadi. ***Massa jismning inersiya o'lchovidir.*** Bir xil ta'sir tufayli jism massasi katta bo'lsa, inersiyasi ham katta bo'ladi, jism massasi kichik bo'lsa, inersiyasi ham kichik bo'ladi.

Jismning massasini biror ixtiyoriy tanlab olingan etalon jismning massasiga solishtirish bilan aniqlanadi. Xalqaro kelishuvga muvofiq bunday etalon sifatida Parijda saqlanadigan platinairidiy qotishmasidan tayyorlangan silindr olingan, uning massasi kilogramm massa (kg) deyiladi. **Massa *m* harfi** bilan belgilanadi va **massa birligi 1 kg** deb qabul qilingan. $1sm^3$ distillangan suvning $4^\circ C$ dagi massasi 1 g ga teng.

Kuzatishlarning ko'rsatishicha, jismga ko'rsatilayotgan ta'sir bu jismning tezlanish olishi tarzidagina emas, balki jismning deformatsiyalanishi shaklida ham namoyon bo'lishi mumkin. Masalan, devorga urilgan o'q devorga tezlanish bermasada, lekin devorda chuqurcha hosil qiladi, ya'ni o'q ham, devor ham deformatsiyalanadi va issiqlik miqdorining ajralishi kuzatiladi.

Umuman, jismga beriladigan ta'sirni ***kuch*** deb ataladigan kattalik bilan ifodalanadi va uning miqdori jism erishadigan tezlanish yoki deformatsiya bilan aniqlanadi. **Kuch *F* harfi** bilan belgilanadi va kuch birligi SI sistemasida *Nyuton* deb qabul qilingan bo'lib, dinomometrlarda o'lchanadi.

2.2. Nyutonning ikkinchi qonuni

Nyutoning ikkinchi qonuni ilgarilanma harakat dinamikasining asosiy qonununi bo'lib, kuch ta'sirida moddiy nuqtaning mexanik harakati qanday o'zgarishini ifodalaydi.

Agar o'zgarmas massali (*m=const*) jismning kuch ta'sirida olgan tezlanishi shu kuchga to'g'ri proporsional bo'lsa:

$$\vec{a} \sim \vec{F} \tag{2.1}$$

Agar bir xil kuch ta'sirida (*F=const*) har xil jismlar turli xil tezlanish olsa, bunda, jism massasi qancha katta bo'lsa, ularning inersiyasi ham shuncha katta bo'ladi, tezlanishi esa shuncha kichik bo'ladi:

$$\vec{a} \sim \frac{1}{m} \tag{2.2}$$

(2.1) va (2.2) dan foydalanib, kuch va tezlanishni vektor kattalik ekanligini hisobga olib, quyidagini yozamiz:

$$\vec{a} = \kappa \frac{\vec{F}}{m} \tag{2.3}$$

Bu tenglama Nyutonning **ikkinchi** qonunini ifodalaydi, u quyidagicha ta'riflanadi: ***Kuch ta'sirida jism erishgan tezlanish ta'sir etuvchi kuchga to'g'ri, jism massasiga esa teskari proporsionaldir va u kuchning ta'sir tomoniga qarab yo'nalgan.***

(2.3) da k – proporsionallik koeffitsiyenti bo'lib, $\vec{a}$, $\vec{F}$ va m kattaliklarni qaysi birliklar sistemasida o'lchanganiga bog'liq. SI sistemasida proporsionallik koeffitsiyenti k=1 ga teng. U holda

$$\vec{a} = \vec{F} / m \tag{2.4}$$

Agar jismga bir vaqtni o'zida bir necha kuch ta'sir qilsa, u holda Nyuton ikkinchi qonunini matematik ifodasini quyidagi ko'rinishda yozish mumkin.

$$m\vec{a} = \vec{F}_1 + \vec{F}_2 + \ldots\ldots + \vec{F}_n = \sum_{i=1}^{n} \vec{F}_i \tag{2.5}$$

Demak, inersial sanoq sistemasida harakatlanayotgan jism tezlanishini uning massasiga ko'paytmasi jismga ta'sir etayotgan hamma kuchlarning vektor yig'indisiga tengdir.

2.3. Nyutonning uchinchi qonuni

Nyutonning uchinchi qonuni jismlarning o'zaro ta'sirini ifodalaydi va quyidagicha ta'riflaydi: ***Ta'sir etuvchi va aks ta'sir etuvchi kuchlar miqdor jihatidan teng bo'lib, yo'nalish jihatdan qarama- qarshidir:***

$$\vec{F}_{12} = -\vec{F}_{21} \tag{2.6}$$

bu yerda, $\vec{F}_{12}$ – ta'sir etuvchi kuch, $\vec{F}_{21}$ – aks ta'sir etuvchi kuch.

Nyutonning ikkinchi qonuniga asosan quyidagilarni yozish mumkin: birinchi jism $\vec{a}_1 = \dfrac{\vec{F}_{21}}{m_1}$, ikkinchi jism esa $\vec{a}_2 = \dfrac{\vec{F}_{12}}{m_1}$ tezlanish oladi, yuqoridagi ikki tezlanish ifodasidan

$$\vec{a}_1 = -\frac{m_2}{m_1}\vec{a}_2 \tag{2.7}$$

hosil qilamiz. Bu munosabat, o'zaro ta'sirlashuvchi ikki jism o'zlarining massalariga teskari proporsional bo'lgan va qarama-qarshi tomonlarga yo'nalgan tezlanishlar olganini ko'rsatadi. Misol ko'raylik, porox gazining ta'siri natijasida snaryad to'p stvolidan otilib chiqadi (katta tezlanish bilan) va ta'sir natijasida to'p orqaga (kichik tezlanish bilan) harakat qiladi.

Aylana bo'ylab Oyning Yer atrofidagi harakatida Oy markazga intilma tezlanishga ega bo'ladi. Bu tezlanish markazga intilma kuch tufayli vujudga keladi

$$F_{m.i} = m\frac{v^2}{R} \tag{2.8}$$

Bu kuch R radusli aylana bo'ylab harakatlanayotgan Oyga qo'yilgan. Nyutonning uchunchi qonuniga asosan markazga intilma kuchga miqdor jihatdan teng, lekin teskari tomonga yo'nalgan markazdan qochma kuch ham bo'lishi kerak. Markazdan qochma kuch esa Yerga qo'yilgan. Demak, kuch o'zining kattaligi va yo'nalishidan tashqari qo'yilish nuqtasi bilan ham ifodalanar ekan.

Shunday qilib, shuni esda tutish kerakki, jismlarning o'zaro ta'sirida yuzaga keladigan kuchlar boshqa-boshqa jismlarga qo'ylgan bo'ladi va shuning uchun ular bir-birini muvozanatlay olmaydi. Ayni bir jismga qo'yilgan kuchlargina muvozanatlasha oladi.

2.4. Impuls va uning saqlanish qonuni

Agar tezlanishi jism tezligining o'zgarishi jadalligiga yoki bo'lmasa, tezlanish tezlikdan vaqt bo'yicha olingan birinchi tartibli hosilaga teng ekanligini hisobga olsak, Nyutonning ikkinchi qonunini ifodalaydigan $\vec{F} = m\vec{a}$ formulani

$$\vec{F} = m\frac{d\vec{\upsilon}}{dt} \tag{2.9}$$

ko'rinishda ham yozish mumkin. Bu yerda massa o'zgarmas kattalik bo'lgani tufayli uni differensial belgisi ostiga kiritish mumkin.

$$\frac{d(m\vec{\upsilon})}{dt} = \vec{F} \tag{2.10}$$

Bu tenglamadagi jism massasi va tezligini ko'paytmasi

$$P = m\upsilon \qquad (2.11)$$

jismning *impulsi* yoki *harakat miqdori* deb ataladi. (2.11) dan foydalanib (2.10) ni quyidagi ko'rinishda yozamiz:

$$\frac{d\vec{P}}{dt} = \vec{F} \qquad (2.12)$$

Demak, **jism impulsidan vaqt bo'yicha olingan birinchi tartibli hosila jismga ta'sir etayotgan kuchga teng.**

Agar jismga hech qanday kuch ta'sir etmasa (2.12), ifoda

$$\frac{d\vec{P}}{dt} = 0$$

ko'rinishga keladi. Impulsning hosilasi nolga teng bo'lsa, uning o'zi o'zgarmas miqdorga teng bo'ladi, ya'ni

$$\vec{P} = const \qquad (2.13)$$

Bu ifoda impulsining saqlanish qonunini ifodalaydi: ***kuch ta'sir etmaguncha moddiy nuqtaning impulsi o'zgarmaydi.***

(2.12) ifodani quyidagi ko'rinishda qayta yozamiz:

$$d\vec{P} = \vec{F} \cdot dt \qquad (2.14)$$

Bu tenglikdagi $\vec{F} \cdot dt$ kattalikni elementar **kuch impulsi** deyiladi. (2.14) dan ko'rinadiki, moddiy nuqta impulsining o'zgarishi kuch impulsiga teng ekan.

Endi izolatsiyalangan berk sistemalarda impuls saqlanish qonuni o'rinli bo'lishini ko'rsataylik. Tashqi muhit bilan ta'sirlashmaydigan sistema ***berk sistema*** deyiladi.

Jismlarga tashqaridan berilgan ta'sirlarni mos holda F_1, F_2, F_3 ga ichki kuchlarini esa f_1, f_2, f_3 ga teng deb hisoblaylik, uchala jism uchun dinamika tenglamasini mos holda quyidagicha yozaylik:

$$\frac{d}{dt}P_1 = f_1 + f_2 + F_1$$

$$\frac{d}{dt}P_2 = f_2 + f_3 + F_2$$

$$\frac{d}{dt}P_3 = f_3 + f_1 + F_3$$

Bu ifodalarni hadma-had qo'shib va ichki kuchlarning yig'indisi nolga teng ekanligidan quyidagi tenglik kelib chiqadi:

$$\frac{d}{dt}(P_1 + P_2 + P_3) = F_1 + F_2 + F_3$$

umumiy holda:

$$\frac{d}{dt}\sum_{i=1}^{n} P_i = \sum_{i=1}^{n} F_i \qquad (2.15)$$

Demak, moddiy nuqtalar sistemasining impulsidan vaqt bo'yicha olingan birinchi tartibli hosila shu sistema moddiy nuqtalariga ta'sir etuvchi barcha tashqi

kuchlarni vektor yig'indisiga teng. (2.15) formulaga asosan tashqi kuchlar nolga teng $\left(\sum_{i=1}^{n} F_i = 0\right)$ deb hisoblasak,

$$\frac{dP_c}{dt} = 0 \qquad (2.16)$$

bundan

$$P_c = const \qquad (2.17)$$

hosil bo'ladi. Bu ifoda **moddiy nuqtalar sistemasi impulsining saqlanish qonunidir**. Demak, **berk sistemalarda impuls o'zgarmas ekan**, ichki kuchlar sistema impulsini o'zgartira olmaydi. Masalan, raketaning harakati impuls saqlanish qonuniga asoslangan.

2.5. Moddiy nuqtalar sistemasining massa markazi harakati

2.4 da impulsni saqlanish qonunini o'rganganimizda moddiy nuqtalar sistemasi iborasini ishlatdik. Endi moddiy nuqtalar sistemasi bilan yaqinroq tanishaylik n-ta o'zaro ta'sirlashuvchi moddiy nuqtalar to'plami, moddiy nuqtalar sistemasi yoki mexanik sistema deb ataladi. Moddiy nuqtalar sistemasining harakatini bir butun sistema harakati deb tushunish uchun sistemani ifodalovchi bir necha tushunchalar kiritaylik:

1) moddiy nuqtalar sistemasining **massasi** (m_c) shu sistemaga kiruvchi barcha **moddiy nuqtalar massalarining yig'indisiga teng**, ya'ni

$$m_c = \sum_{i=1}^{n} m_i \qquad (2.18)$$

2) **moddiy nuqtalar sistemasining massa markazi** deganda fazoning shunday nuqtasi olinadiki, ushbu nuqtaning vaziyati koordinata boshiga nisbatan

$$r_{mm} = \frac{\sum_{i=1}^{n} m_i r_i}{m_c} \qquad (2.19)$$

radius-vektor bilan aniqlanadi.

3) **massa markazining tezligi** (υ_{mm}). Moddiy nuqtalar sistemasi massa markazining radius-vektoridan birinchi tartibli hosila olsak, **massa markazining tezligi (υ_{mm}) ni topamiz**, ya'ni

$$\upsilon_{mm} = \frac{dr_{mm}}{dt} = \frac{\sum_{i=1}^{n} m_i \frac{dr_i}{dt}}{m_c} = \frac{\sum_{i=1}^{n} m_i \upsilon_i}{m_c}$$

$m_i \upsilon_i = P_i$ impulsga teng ekanligini hisobga olsak, massa markazining tezligi

$$\upsilon_{mm} = \frac{\sum_{i=1}^{n} P_i}{m_c} = \frac{P_c}{m_c} \quad (2.20)$$

bundagi

$$P_c = \sum_{i=1}^{n} P_i \quad (2.21)$$

sistemani tashkil etuvchi moddiy nuqtalar impulslarining vektor yig'indisidir. (2.20) ni

$$P_c = m_c \upsilon_{mm} \quad (2.22)$$

ko'rinishida yozaylik. Demak, sistema massasi bilan sistema massa markazi tezligining ko'paytmasi ***moddiy nuqtalar sistemasining impulsi*** deb ataladi.

4) sistemani tashkil etuvchi moddiy nuqtalar orasidagi ta'sir etuvchi kuchlarni ***ichki kuchlar*** deb ataladi. Moddiy nuqtalar sistemasi barcha ichki kuchlarining to'liq yig'indisi nolga teng.

Sistemaga taalluqli bo'lmagan jismlar tomonidan sistemadagi jismlarga ta'sir etuvchi kuchlarni ***tashqi kuchlar*** deb ataladi. Tashqi kuchlar ta'sir etmaydigan moddiy nuqtalar sistemasi ***berk sistema*** deb ataladi.

$$F_1 + F_2 + ... + F_n = 0 \quad (2.23)$$

(2.15) va (2.21) tenglamalardan foydalanib:

$$m_c \frac{d\upsilon_{mm}}{dt} = F_1 + F_2 + ... + F_n \quad (2.24)$$

deb yozish mumkin. (2.24) ifodadan ko'rinadiki, sistemaning massa markazi moddiy nuqtadek harakat qilar ekan. Aslida, bu yerda, sistemaning hamma massalari mujassamlashgan va sistemaga ta'sir etuvchi kuch, hamma tashqi kuchlarning geometrik yig'indisiga tengdir. (2.24) tenglama esa ***massa markazining harakat qonunini ifodalaydi.***

2.6. Massasi o'zgaruvchi jismning harakat tenglamasi

Ba'zi jismlarning harakati, ularning massalari o'zgarib borishi bilan amalga oshadi, masalan, raketalarni massalari yoqilg'ilar yonib gazlar chiqib ketishi hisobiga kamayib boradi. Agar sistema o'z massasining bir qismini biror yo'nalish bo'ylab kamaytirib borsa, u holda u qarama - qarsha yo'nalishda impuls (harakat miqdori) oladi. Bu raketa texnikasi asosida yotuvchi reaktiv harakat prinsipining fizik mohiyatini ifodalaydi.

Raketa harakati misolida massasi o'zgarayotgan jism harakat tenglamasini chiqaraylik. Agar t vaqt momentida raketa massasi ***m***, uning tezligi υ bo'lsa, u holda ***dt*** vaqt o'tishi bilan uning massasi ***m-dm*** ga, tezligi esa ***υ+dυ*** bo'lib qoladi. Impulsning o'zgarishi

$$dP = (m - dm)\cdot(\upsilon + d\upsilon) + (\upsilon + d\upsilon - u)dm - m\upsilon$$

yoki

$$dP = md\upsilon - udm \quad (2.25)$$

bu yerda, u – raketadan chiqayotgan gazlar tezligi.

Agar sistemaga tashqi kuch ta'sir qilayotgan bo'lsa,

$$dP = Fdt$$

bo'ladi.

Buni (2.25) ga qo'ysak,

$$F \cdot dt = md\upsilon - udm$$

yoki

$$m\frac{d\upsilon}{dt} = F + u\frac{dm}{dt} \quad (2.26)$$

(2.26) dagi $u\frac{dm}{dt}$ ifoda ***qo'shimcha kuch*** bo'lib, uni ***reaktiv kuch*** (F_r) deb ataladi. Shunday qilib, biz massasi o'zgarayotgan jism harakat tenglamasini hosil qildik, buni birinchi bo'lib I.V.Meo'erskiy (1859–1935) tomonidan keltirib chiqarilgan.

$$ma = F + F_r \quad (2.27)$$

Reaktiv kuchlarni uchuvchi apparatlarga qo'llash fikrini 1881-yili N.I.Kibalchich (1854–1881) tomonidan aytilgan, ammo kosmonavtikaning asoschisi K.E.Siolkovskiy (1857–1935) hisoblanadi. U 1903-yildayoq o'z maqolasida raketa harakatining nazariyasini asosladi.

(2.26) tenglamani hech qanday tashqi kuch ta'sir qilmayotgan (F=0) raketa harakatiga tatbiq qilaylik

$$m\frac{d\upsilon}{dt} = -u\frac{dm}{dt}$$

Undan $$\upsilon = -u\int\frac{dm}{m} = -u\ln m + C$$

integral doimiysi *S* ning qiymatini boshlang'ich shartlardan topamiz. Agar boshlang'ich holatda raketa tezligi nolga teng bo'lsa, massasi m_0 teng deb olamiz. U holda $C = u\ln m_0$. Shunday qilib,

$$\upsilon = u\ell n(m_0 / m) \quad (2.28)$$

bu formulani Siolkovskiy formulasi deb yuritiladi. Bu shuni ko'rsatadiki: a) agar foydali yuk qancha katta bo'lsa, raketaning boshlang'ich massasi ham shuncha katta bo'lishi kerak; b) agar gazning chiqish tezligi qancha katta bo'lsa, raketa massasidan foydali yuk ham shuncha katta bo'lishi mumkin.

Savollar

1. Nyutonning birinchi qonunini nima uchun inersiya qonuni deb yuritiladi?
2. Agar jismga bir vaqtni o'zida bir necha kuch ta'sir qilayotgan bo'lsa, u holda Nyuton ikkinchi qonunining matematik ifodasi qanday ko'rinishda bo'ladi?
3. Nyuton uchinchi qonunida kuch nega o'zining kattaligi va yo'nalishidan tashqari qo'yilish nuqtasi bilan ifodalanadi?

4. Moddiy nuqta va moddiy nuqtalar sistemasining impulsi va impulsning saqlanish qonunini ta'riflang va matematik ifodasini yozing?

5. Moddiy nuqtalar sistemasining massa markazi deganda fazoning qanday nuqtasi olinadi?

6. Massasi o'zgaruvchi jismning harakat tenglamasi qanday ifodalanadi?

Masalalar

5-masala. Jismga $t=10s$ davomida $F=50N$ o'zgarmas kuch ta'sir qilayapti. Agar bu vaqt ichida jism harakatining tezligi $\upsilon_1 = 25m/s$ dan $\upsilon_2 = 20m/s$ gacha o'zgargan bo'lsa, jismning massasi m ni toping.

Berilgan: $\upsilon_1 = 25m/s$, $\upsilon_2 = 20m/s$

$t=10s$, $F=50N$

m -?

Yechish. Impulsning o'zgarish qonuni (2.14) dan foydalanib, $Ft = m(\upsilon_1 - \upsilon_2)$ bundan

$$m = \frac{Ft}{\upsilon_1 - \upsilon_2} = \frac{50 \cdot 10}{25-20} = \frac{500}{5} = 100kg.$$

6-masala. Raketaning reaktiv dvigateli yonish mahsulotlarini yonib bo'lgandan keyin otib tashqariga chiqaradi. Otib chiqarayotgan chiqindi mahsulotning massasi m=0,4 kg, otilib chiqish tezligi $\upsilon = 1km/s$ bo'lib, dvigatelda sekundiga 20 marta $(\nu = 20s^{-1})$ otib chiqarish yuz bersa, t=5s ning oxirida raketa qanday υ_n tezlikka erishadi? Raketaning boshlang'ich massasi M=300kg ga, boshlang'ich tezligi esa nolga teng. Havoning qarshiligi hisobga olinmasin.

Berilgan: m=0,4 kg =0,4 kg, $\upsilon = 1km/s$ =1000m/s

$\nu = 20c^{-1}$=20 1/s, t=5s =5s

M=300kg =300kg

υ_n -?

Yechish. Raketadan otib chiqarilgan gazining birinchi ulushining tezligi υ_1, ikkinchi, uchinchi va hokazo n-ulushi tezliklarini mos ravishda υ_1, υ_2 va υ_n bilan belgilaymiz. Harakat boshlanguncha impulsning yig'indisi nolga teng bo'lgani uchun impuls saqlanish qonuniga asosan, birinchi ulush gaz chiqqandan keyin:

$(M-m)\upsilon_1 - m\upsilon = 0$, bundan (1) $\upsilon_1 = \dfrac{m\upsilon}{M-m}$;

ikkinchi ulush gaz chiqqandan keyingi tezlik:

$(M-m)\upsilon_1 = (M-2m)\upsilon_2 - m\upsilon$ bundan (1) ga asosan

$$\upsilon_2 = \frac{2m\upsilon}{M-2m} \qquad (2)$$

bunda, $(M-m)\upsilon_1$ – ikkinchi ulush gaz chiqqunga qadar raketaning impulsi.

Uchinchi ulush gaz chiqqunga qadar raketaning $(M-2m)\upsilon_2$ impulsi quyidagiga teng bo'ladi: $(M-2m)\upsilon_2 = (M-3m)\upsilon_3 - m\upsilon$ bundan (2) ga asosan $\upsilon_3 = \dfrac{3m\upsilon}{M-3m}$ (3) shunday qilib, (1), (2), (3) tenglamalarni inobatga olib υ_n uchun quyidagini yozamiz

$$\upsilon_n = \frac{nm\upsilon}{M-nm}$$

$n = \nu t$ bo'lgani uchun t=5s oxiridagi raketa tezligi:

$$\upsilon_5 = \frac{\nu t m\upsilon}{M - m\nu t} = \frac{0{,}4 \cdot 20 \cdot 5 \cdot 10^3}{300 - 0{,}4 \cdot 20 \cdot 5} = \frac{4 \cdot 10^4}{260} = 153{,}4m/s.$$

III bob. QATTIQ JISM MEXANIKASI

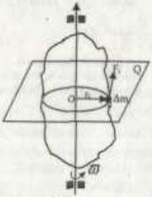
3.1. Kuch momenti va impuls momenti

Bir-biriga nisbatan siljimaydigan moddiy nuqtalar to'plami ***qattiq jism*** deb yuritiladi. Tashqi kuch ta'sirida deformatsiyalanmaydigan jism ***absolut qattiq jism*** deyiladi. Ixtiyoriy shakldagi qattiq jism qo'zg'almas OZ o'q atrofida F kuch ta'sirida aylanayotgan bo'lsin. Uning zarralari markazi OZ o'qda yotgan aylanalar chizadi. Jismni kuch qo'yilgan nuqta chizgan aylanaga urinma bo'lgan F kuch aylantiradi. F kuchning ta'siri faqat uning kattaligiga bog'liq bo'lmay, u qo'yilgan A nuqtadan aylanish o'qigacha bo'lgan masofa $\vec{r}$ ga ham bog'liqdir. $\vec{F}$ ***aylantiruvchi kuchning kuch qo'yilgan nuqtadan aylanish o'qigacha bo'lgan masofa - $\vec{r}$ -radius - vektorga ko'paytmasi aylantiruvchi kuchning momenti deb ataladi*** va M harfi bilan belgilanadi:

$$\vec{M} = \vec{F} \cdot \vec{r} \qquad (3.1)$$

M ning moduli

$$M = Fr\sin\alpha = Fl \qquad (3.2)$$



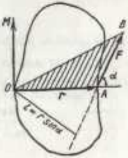
3.1-rasm.

ifoda yordamida aniqlanadi. 3.2-rasmda, O nuqtadan tushirilgan perpendikularning uzunligi $l = r\sin\alpha$ bo'ladi va uni F uchning O nuqtaga nisbatan ***yelkasi*** deb ataladi. α - F bilan r orasidagi burchak. M ning moduli OAV uchburchak (rasmda shtrixlangan) yuzaning ikkilanganiga teng. M vektorning yo'nalishini o'ng vint qoidasi asosida aniqlanadi. O nuqtaga joylashgan o'ng vintni $\vec{r}$ dan $\vec{F}$ ga tomon buraganimizda vint ilgarilanma harakatining yo'nalishi M ning yo'nalishini ko'rsatadi.

Jismning harakat tezligi $\vec{\upsilon}$, impulsi $\vec{p}$ va uning fazodagi o'rnini ifodalovchi radius - vektor $\vec{r}$ bo'lsin (3.3-rasm). Moddiy nuqtaning berilgan O nuqtaga nisbatan impuls momenti deganda, radius-vektorni impuls vektoriga vektor ko'paytmasi tushuniladi:

$$\vec{L} = [\vec{r} \cdot \vec{p}]. \qquad (3.3)$$

L vektorining yo'nalishini, M ga o'xshab o'ng vint qoidasi asosida topiladi. O nuqtaga joylashtirilgan o'ng vint $\vec{r}$ dan R yo'nalishiga

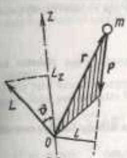


3.2-rasm.

burilganda vintning ilgarilanma harakati $\vec{L}$ ning yo'nalishini ko'rsatadi $\vec{L}$ ning modulini

$$L = r\,p\left|\sin(\widehat{\vec{r}\vec{p}})\right| = lp \qquad (3.4)$$

deb yozish mumkin.



3.3-rasm.

3.2. Qattiq jismning aylanish o'qiga nisbatan inersiya momenti. Shteyner teoremasi

Qattiq jismning aylanma harakatini o'rganishda inersiya momenti tushunchasidan foydalanamiz. Qattiq jism i-elementar bo'lakchasining massasi (Δm_i) bilan aylanish o'qidan 0 nuqtagacha bo'lgan masofa (r_i) kvadratining ko'paytmasini

$$I_{Zi} = \Delta m_i r_i^2 \qquad (3.5)$$

i - elementar bo'lakchaning OZ o'qqa nisbatan ***inersiya momenti*** deb ataladi (3.1-rasm). n-ta elementar bo'lakchalardan tashkil topgan sistemaning inersiya momenti elementar inersiya momentlarining yig'indisiga teng, ya'ni

$$I_Z = \sum_{i=1}^{n} \Delta m_i r_i^2 \qquad (3.6)$$

SI da inersiya momenti $kg\,m^2$ (kilogramm-metr kvadrat) larda o'lchanadi. Qattiq jism uchun (3.6) ni quyidagicha yozish mumkin:

$$I = \int_V r^2 dm \qquad (3.7)$$

Integral qattiq jism egallagan butun hajm bo'yicha olinadi. Jismning berilgan nuqtadagi zichligi $\rho = const$, ya'ni jism bir jinsli bo'lsa,

$$I = \rho \int_V r^2 dV \qquad (3.8)$$

hosil bo'ladi.

(3.8) ifoda har qanday qattiq jismning istalgan o'qqa nisbatan inersiya momentini aniqlash imkoniyatini beradi. Misol tariqasida ba'zi jismlarning inersiya momentlarini aniqlashni ko'raylik.

1. Devori juda yupqa truhaning halqa markazidan o'tgan o'qqa nisbatan inersiya momenti

$$I = mR^2$$

2. Devorlari qalin truhaning markazidan o'tgan o'qqa nisbatan inersiya momenti

$$I=\frac{1}{2}m\left(R_1^2+R_2^2\right)$$

Trubaning R_1 va R_2 ichki va tashqi devorlarining radiuslari.

3. Butun silindr (disk) ning markazidan o'tgan o'qqa nisbatan inersiya momenti

$$I=\frac{1}{2}mR^2$$

4. Butun sharning massalar markazidan o'tuvchi o'qqa nisbatan inersiya momenti

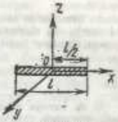
$$I=\frac{2}{5}mR^2$$

5. Sferaning massalar markazidan o'tuvchi o'qqa nisbatan inersiya momenti

$$I=\frac{2}{3}mR^2$$

6. l – uzunlikdagi ingichka sterjenning uzunligiga tik va massalar markazidan o'tuvchi *OZ o'qqa* nisbatan inersiya momenti (3.4-rasm).

$$I=\frac{1}{12}ml^2$$

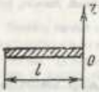


3.4-rasm.

7. l uzunlikdagi ingichka sterjenning uzunligiga tik va uning bir uchidan o'tuvchi OZ o'qqa nisbatan inersiya momenti (3.5-rasm).

$$I=\frac{1}{3}ml^2$$

Agar berilgan jismning massalar markazidan o'tuvchi o'qqa nisbatan inersiya momenti aniqlangan bo'lsa, bu o'qqa parallel istalgan o'qqa nisbatan inersiya momenti aniqlash uchun Shteyner teoremasidan foydalanamiz. U quyidagicha ta'riflanadi: ***berilgan jismning istalgan o'qqa nisbatan inersiya momenti, I shu o'qqa parallel va S - jism massalar markazidan o'tuvchi o'qqa nisbatan inersiya momenti I_s bilan jism massasining o'qlar orasidagi masofa kvadratiga ko'paytmasining yig'indisiga teng:***



3.5-rasm.

$$I=I_s+ma^2 \qquad (3.9)$$

3.3. Aylanma harakat qilayotgan qattiq jismning kinetik energiyasi

3.1-rasmga qarasak, OZ o'q atrofida aylanayotgan qattiq jismning biror i-bo'lakchasining kinetik energiyasi

$$\Delta W_{ki}=\frac{\Delta m_i v_i^2}{2} \qquad (3.10)$$

tenglama bilan ifodalanishini bilamiz. Bu yerda, Δm_i va v_i – mos ravishda i-bo'lakchaning massasi va chiziqli tezligidir. Chiziqli tezlik bilan burchakli tezlik o'rtasidagi bog'lanishni eslasak ($v_i=\omega r_i$) va buni (3.10) ga qo'ysak

$$\Delta W_{ki}=\frac{\Delta m_i r_i^2}{2}\omega^2 \qquad (3.11)$$

hosil qilamiz.

Qattiq jism kinetik energiyasi uni tashkil etuvchi hamma bo'lakchalar kinetik energiyalarining yig'indisidan iborat

$$W_k=\sum\Delta W_{ki}=\frac{1}{2}\omega^2\sum\Delta m_i r_i^2 \qquad (3.12)$$

(3.6) ga asosan $\sum\Delta m_i r_i^2=I_z$ jismning aylanish o'qiga nisbatan inersiya momenti ekanligini e'tiborga olsak,

$$W_k=\frac{I_z\omega^2}{2} \qquad (3.13)$$

ifoda hosil bo'ladi.

Demak, qo'zg'almas o'q atrofida aylanayotgan qattiq jismning **kinetik energiyasi shu jismning aylanish o'qiga nisbatan inersiya momentining burchak tezlik kvadratiga ko'paytmasining yarmiga teng.**

Agar jism qo'zg'aluvchan o'qqa nisbatan aylanma harakat qilsa, ya'ni ham aylanma, ham ilgarilanma harakat qilsa, uning kinetik energiyasi aylanma va ilgarilanma harakat kinetik energiyasining yig'indisi orqali aniqlanadi.

$$W_k=\frac{I_z\omega^2}{2}+\frac{mv_m^2}{2} \qquad (3.14)$$

Bunda, v_m – massa markazi ilgarilanma harakatning tezligi.

3.4. Aylanma harakat dinamikasining asosiy qonuni

3.1-rasmdagi aylanayotgan qattiq jismning tekshirilayotgan elementar bo'lakchasi impulsining OZ o'qqa nisbatan momenti (L_{zi}) (3.4) munosabatga asoslanib hisoblanadi.

$$L_{zi}=P_ir_i=\Delta m_i r_i\,\omega r_i=\Delta m_i r_i^2\omega \qquad (3.15)$$

Bu ifodani qattiq jismning barcha elementar bo'lakchalari uchun qo'llab, so'ng ularning yig'indisini olsak, jism impulsining OZ o'qqa nisbatan momentini hosil qilamiz:

$$L_z=\sum_{i=1}^{n}L_{zi}=\omega\sum_{i=1}^{n}\Delta m_i r_i^2. \qquad (3.16)$$

Bunda ω=const bo'lganligi uchun yig'indi belgisidan tashqariga chiqarib yozdik. (3.16) bilan (3.6) ifodani birlashtirib

$$L_z = I_z\,\omega \tag{3.17}$$

ni hosil qilamiz.

Shunday qilib, **qattiq jism impulsining qo'zg'almas aylanish o'qiga nisbatan momenti jismning shu aylanish o'qqa nisbatan inersiya momenti bilan burchak tezlik ko'paytmasiga teng ekan.**

Ikkinchi tomondan $L_z = [r_i R_i]$ ekanligini eslab, unda vaqt bo'yicha differensiallash amalini bajarsak:

$$\frac{dL_z}{dt} = \frac{d}{dt}[r_i P_i] \tag{3.18}$$

r=const bo'lganda $\frac{dP_i}{dt} = F_i$ ga teng deb olib bularni (3.18) ga qo'yamiz va yig'indiga o'tib quyidagini hosil qilamiz:

$$\frac{dL_z}{dt} = \sum_{i=1}^{n}[r_i F_i] = \sum_{i=1}^{n} M_{Zi} \tag{3.19}$$

(3.17) va (3.19) ifodalarni solishtirsak

$$\frac{d}{dt}(I_z\,\omega) = M_z \qquad \text{yoki} \qquad M = I_z\varepsilon \tag{3.20}$$

Bu yerda, $\varepsilon = \frac{d\omega}{dt}$ teng bo'lib, burchak tezlanishdir.

(3.20) ***munosabat qattiq jismning qo'zg'almas o'q atrofidagi aylanma harakatning asosiy tenglamasi deb yuritiladi. U quyidagicha ta'riflanadi: Ixtiyoriy qo'zg'almas aylanish o'qiga nisbatan jism inersiya momenti bilan burchak tezlanishning ko'paytmasi jismga ta'sir etayotgan kuchlarning shu o'qqa nisbatan momentlarining algebraik yig'indisiga teng.***

3.5. Impuls momenti va uning saqlanish qonuni

Aylanma harakat qonunlarini ilgarilanma harakat qonunlari bilan solishtirsak, ilgarilanma harakatdagi massa-m o'rnida aylanma harakatda I - inersiya momenti, kuch o'rnida, kuch momenti, kattaligi rol o'ynaydi.

m-massali moddiy nuqta r radiusli aylana bo'ylab υ chiziqli tezlikka erishsa impuls momenti

$$L = m\upsilon r = pr \tag{3.21}$$

ga teng bo'ladi.

(3.21) tenglamadagi chiziqli tezlikni $\upsilon=\omega r$ ifoda bilan almashtirsak:

$$L = m\omega r \cdot r = mr^2\omega$$

Bu ifodadagi $I = mr^2$ harakatlanayotgan moddiy nuqtaning inersiya momenti ekanligini eslasak, moddiy nuqtaning impuls momenti uchun quyidagi ifodani hosil qilamiz:

$$L = I\omega \qquad \text{yoki} \qquad \vec{L} = I\,\vec{\omega}, \tag{3.22}$$

bu yerda, L – yo'nalishi bilan ωni yo'nalishi mos keladi.

Endi impuls momentining o'zgarish tezligi nimaga bog'liqligini aniqlaylik. Buning uchun inersiya momentini (I=const) o'zgarmas deb (3.22) tenglamadan vaqt bo'yicha hosila olamiz:

$$\frac{d\vec{L}}{dt} = I\frac{d\vec{\omega}}{dt} = I\vec{\varepsilon} \tag{3.23}$$

Bu tenglamani aylanma harakat dinamikasining asosiy tenglamasi (3.20) bilan taqqoslab

$$\frac{d\vec{L}}{dt} = \vec{M} \tag{3.24}$$

munosabatni hosil qilamiz. ***Demak, moddiy nuqtaning impuls momentining o'zgarish tezligi unga ta'sir qiluvchi kuch momentiga teng ekan.***

Agar kuch momenti ($\vec{M}$ =0) nolga teng bo'lsa,

$$\frac{dL}{dt} = 0 \tag{3.25}$$

hosil qilamiz. Bu ifoda

$$L = const \qquad \text{yoki} \qquad I\omega = const \tag{3.26}$$

bo'lgandagina bajariladi. Bu (3.25) ifoda moddiy nuqtalar sistemasi uchun impuls momentining saqlanish qonunini ifodalaydi: ***moddiy nuqtalar berk sistemasi impulsining ixtiyoriy nuqtaga nisbatan momenti o'zgarmaydi.***

Savollar

1. Qattiq jismlarning kuch momenti va impuls momenti qanday qonuniyat asosida bog'langan?
2. Qattiq jismning aylanish o'qiga nisbatan inersiya momenti va Shteyner teoremalarini tenglamalarini yozib, ta'riflarni bayon qiling.
3. Ba'zi jismlarni inersiya momentlarini aniqlashda jismlarni shakli va o'lchamlarining ta'siri qanday hisobga olinadi?
4. Agar jism qo'zg'aluvchan o'qqa nisbatan aylanma harakat qilsa, uning kinetik energiyasi qanday ifodalanadi?
5. Impuls momenti va uning saqlanish qonunlari qanday ifodalar bilan xarakterlanadi?

Masalalar

7-masala. Elektromotorning g'ildiragi tormozlangandan keyin tekis sekinlanuvchan harakat qilib, t=1 min keyin davomida o'zining aylanish chastotasini $\nu_0 = 300ail/\min$. dan $\nu = 180ail/\min$. gacha kamaytirdi. G'ildirakning inersiya momenti J =2kgm^2 a) g'ildirakning burchak tezlanishi ε ni; b) tormozlovchi momenti M ni d) tormozlash ishi A ni toping?

Berilgan: t=1daqiqa = 60 s

$\nu_0 = 300ail/\min$ = 300 ayl/60s=5 ayl/s

$\nu = 180ail/\min$ = 180 ayl/60s=3 ayl/s

J=2kgm^2

ε -? M-? A-?

Yechish. a) g'ildirakning burchak tezlanishini uning burchak tezligi o'zgarishning shu o'zgarish sodir bo'lgan vaqt oralig'iga nisbati sifatida topamiz

$$\varepsilon = \frac{\omega_0 - \omega}{t} = \frac{2\pi(\nu_0 - \nu)}{t} = \frac{2\pi(5-3)}{60} = 0{,}21\,rad/s^2$$

b) aylanma harakat dinamakasining asosiy qonuni (3.20) dan, kuchning tormozlovchi momenti

$$M = J\varepsilon = 2\cdot 0{,}21 = 0{,}42\,J$$

d) g'ildirak tormozlanganda uning aylanish kinetik energiyasi tormozlovchi kuchlariga qarshi ish bajarishga sarf bo'ladi. Shuning uchun (3.13) dan foydalanib:

$$A = \frac{J\omega_0^2}{2} - \frac{J\omega^2}{2} = \frac{J}{2}4\pi^2(\nu_0^2 - \nu^2) = 2\cdot 2\pi^2\cdot 16 = 640J\,.$$

8-masala. Radiusi R=1,5m va massasi m_1=180kg bo'lgan disk tik o'q atrofida inersiya bo'yicha $\nu = 10\min^{-1}$ chastota bilan aylanmoqda. Disk markazida m_2=60kg massali odam turibdi. Odam diskning chetiga o'tsa, unda odamni bino poliga nisbatan chiziqli tezligi qanday bo'ladi?

Berilgan: R=1,5m = 1,5m

m_1=180kg = 180kg

$\nu = 10\min^{-1}$

m_2=60kg = 60kg

υ-?

Yechish. Impuls momentining saqlanish qonuniga asosan:

$$(J_1 + J_2)\omega = (J_1 + J_2^1)\omega^1 \quad (1)$$

Bunda, J_1 – diskning inersiya momenti; J_2 – disk markazida turgan odamning inersiya momenti; ω – markazida odam bo'lgan diskning burchak tezligi, J_2 – diskning chekkasida turgan odamning inersiya momenti; ω odam chekkasida turgan paytdagi diskning burchak tezligi.

Disk chekkasida turgan odamning chiziqli tezligi burchak tezlik bilan quyidagicha munosabat orqali bog'langan

$$\upsilon = \omega^1 R \quad (2)$$

(1) tenglamadan ω^1 ni aniqlab va olingan ifodani (2) formulaga qo'yib quyidagini olamiz :

$$\upsilon = \frac{(J_1 + J_2)\omega R}{J_1 + J_2^1}\,. \quad (3)$$

Diskning inersiya momenti $J_1 = \frac{1}{2}m_1R^2$. Odamning inersiya momentini esa moddiy nuqtanikidek hisoblaymiz. Shuning uchun

$$J_2 = 0 \quad J_2^1 = M_2R^2\,.$$

Odam chetiga o'tgan diskning burchak tezligi $\omega = 2\pi\nu$ (3) formuladagi J_1, J_2, J_2^1 va ω kattaliklarni almashtirib, quyidagini olamiz:

$$\upsilon = \frac{\frac{1}{2}m_1R^2}{\frac{1}{2}m_1R^2 + m_2R^2}\cdot 2\pi\nu R = \frac{m_1}{m_1 + 2m_2}\cdot 2\pi\nu R$$

m_1, m_2, ν, R va π larning qiymatlarini o'rniga qo'yib, odamning chiziqli tezligini topamiz:

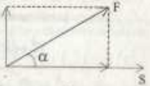
$$\upsilon = \frac{180}{180+120}\cdot 2\cdot 3{,}14\frac{10}{60}\cdot 1{,}5 = 0{,}942m/s\,.$$

4.1. Ish va quvvat

Agar jism o'zgarmas F kuch ta'sirida to'g'ri chiziqli harakat qilib biror S-masofani bosib o'tsa, bu jarayonda kuchning siljitish ta'sirini ifodalash uchun ish tushunchasi kiritiladi. Jismning to'g'ri chiziqli harakatida o'zgarmas kuchni bajargan ishi ***kuch bilan yo'l ko'paytmasiga proporsional bo'ladi***. Agar kuch bilan jism harakat yo'nalishi orasida α burchak hosil bo'lsa, ish (4.1-rasm)

$$A = F \cdot S\cos\alpha \tag{4.1}$$

formula bilan aniqlanadi. $\alpha < \frac{\pi}{2}$ bo'lsa ish musbat, $\alpha > \frac{\pi}{2}$ bo'lganda ish manfiy, $\alpha = \frac{\pi}{2}$ bo'lganda A=0 bo'ladi, ya'ni kuch berilgan yo'lda jismning siljishi bo'yicha hech qanday ish bajarmaydi. Ishqalanish kuchi ko'chish yo'nalishiga teskari tomonga yo'nalgan va u manfiy ish bajaradi. $\cos\alpha=0$, ya'ni ta'sir etuvchi kuch siljishga perpendikular bo'lganda kuch mexanik ish bajarmaydi. Biroq biror og'irlikdagi yukni ko'tarib turish, aqliy mehnat qilish (masala yechish, mutolaa qilish, fikr yuritish) da ham mexanik ish bajarilmaydi, oddiy ish bajariladi.



4.1-rasm.

Agar skolar ko'paytma tushunchasidan foydalansak, (4.1) ni quyidagi ko'rinishda yozish mumkin:

$$A = \vec{F} \cdot \vec{S} \tag{4.2}$$

Demak, mexanik ish kuch vektori va ko'chish vektorining skolar ko'paytmasiga teng.

SI da ish birligi sifatida Joul (J) qabul qilingan: ***1 Joul - 1 Nyuton kuch ta'sirida jismni 1 metr masofaga ko'chirishda bajarilgan ishning miqdoridir.***

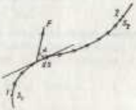
Eng umumiy hol uchun ishni aniqlaylik. Jism o'zgaruvchan kuch ta'sirida egri chiziqli harakat qilib S_1 nuqtadan S_2 nuqtaga o'tsin (4.2-rasm).

Bu holda yo'lni xayolan cheksiz kichik elementar dS bo'lakchalarga ajratamiz. Ajratgan elementar yo'lda, kuchni o'zgarmas deb olib, ko'chishni esa to'g'ri chiziqdan iborat deb olamiz. Bu vaqtda elementar bajarilgan ish

$$dA = F\,dS\cos\alpha \tag{4.3}$$

$S_1 S_2$ yo'lda bajarilgan to'la ish

$$A = \int_{S_1}^{S_2} F\,dS\cos\alpha \tag{4.4}$$


4.2-rasm.

Bu integralni yechish uchun grafik usulidan foydalanamiz. Abssissa o'qi bo'ylab S ning

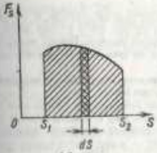
qiymatlarini, ordinata o'qi bo'ylab F_s ning qiymatlarini joylashtiramiz va $F_s = f(S)$ funksiya grafigini chizamiz (4.3-rasm). Jismning dS elementar ko'chish uchun bajargan elementar ishning miqdori

$$dA = F_s dS = F dS\cos\alpha$$

rasmdagi ikki marta shtrixlangan yuzachaning qiymatiga teng. Jismni S_1 va S_2 nuqtalar orasida ko'chirishda bajarilgan ish esa rasmda S_1S_2 bilan chegaralangan va chap tomondan qiyalatib shtrixlangan yuzaga teng.

Bajarilgan ishning bajarilish tezligini ifodalash uchun quvvat tushunchasi kiritiladi. Demak, vaqt birligida bajarilgan ish bilan o'lchanadigan kattalik ***quvvat*** deb ataladi, ya'ni

$$N = \frac{dA}{dt} \tag{4.5}$$



4.3-rasm.

(4.5) ga dA ning (4.3) formuladagi qiymatini qo'ysak,

$$N = F\frac{dS}{dt}\cos\alpha$$

yoki

$$N = F \cdot \upsilon\cos\alpha = \vec{F} \cdot \vec{\upsilon} \tag{4.6}$$

ni hosil qilamiz.

Demak, quvvat ta'sir etuvchi $\vec{F}$ kuch vektorining shu kuch ta'sirida jism olgan $\vec{\upsilon}$ tezlik vektoriga skolar ko'paytmasiga teng ekan.

SI da quvvat birligi sifatida Vatt (Vt) qabul qilingan: ***1 Vatt- 1 sekund davomida 1 Joul ish bajaradigan mashinaning quvvatidir.***

1 Vt = 1J/1 s.

4.2. Energiya. Energiyaning saqlanish qonuni

a) Energiya – materiyaning barcha turdagi harakati va ularning barcha turdagi o'zaro ta'sirlashishlarining miqdoriy o'lchovidir. b) energiya-jismning yoki jismlar sistemasining ish bajara olish qobiliyatini ifodalovchi fizik kattalikdir. Energiya ma'lum sharoitlarda sistema bajarishi mumkin bo'lgan ish miqdori bilan o'lchanadi.

Energiyaning eng sodda shakllaridan biri ***mexanik energiya***, ya'ni ***kinetik*** va ***potensial*** energiyalardir. Qisqacha qilib kinetik energiyani – ***harakat energiyasi***, ***potensial*** energiyani esa – ***holat energiyasi*** deb atash mumkin.

Kinetik energiya. Jism υ tezlik bilan harkatlanayotgan bo'lsin. Uning kinetik energiyasi harakatlanayotgan jism to'xtaguncha bajargan ishlarining yig'indisidan iborat bo'ladi. Agar ish musbat bo'lsa, ($A>0$) jismning kinetik energiyasi ortadi, aksincha $A<0$ bo'lsa, jismning kinetik energiyasi kamayadi. Agar jism F kuch ta'sirida dS masofani bosib o'tsa, ishqalanish kuchi manfiy ish bajaradi, u holda ishni uning kinetik energiyasining kamayishiga tenglashtirish mumkin:

$$dA = -dW_k.$$

yoki

$$dA = F\,dS = -ma\,dS = -m\frac{dv}{dt}dS = -m\frac{dv}{dt}v\cdot dt = -mv\,dv. \quad (4.7)$$

Bunda minus ishora harakat tormozlanish tufayli tezlanish manfiy ekanligini ko'rsatadi. To'la bajarilgan ishni hisoblash uchun oxirgi tenglikni v_1 dan v_2 integrallaymiz. Bu ish o'z navbatida kinetik energiyaga teng bo'ladi.

$$W_k = -A = \int_{v_1}^{v_2} mv\,dv = m\int_{v_1}^{v_2} v\,dv = \frac{mv_2^2}{2} - \frac{mv_1^2}{2}$$

yoki

$$W_k = \frac{mv_2^2}{2} - \frac{mv_1^2}{2} \quad (4.8)$$

Demak, jism kinetik energiyasining o'zgarishi uning tezligini v_1 dan v_2 ga o'zgarishi uchun jismga ta'sir etadigan kuch bajarishi lozim bo'lgan ishga teng. Oxirgi ifodadan umumiy holda $W_k = mv^2/2$ yozish mumkin. ***Demak, massa bilan tezlik kvadrati ko'paytmasining yarimiga teng bo'lgan kattalik jismning kinetik energiyasi deb ataladi.***

Potensial energiya. ***Potensial energiya jism yoki jism qismlarini holatlarining bir-biriga nisbatan o'zgarishi natijasida bajarilgan ishdir.***

Masalan, Yer sathidan h balandlikda turgan jismga $P=mg$ og'irlik kuch ta'sir etadi. Agar jismni h balandlikdan tashlab yuborilsa, u og'irlik kuchi ta'sirida Yerga tushadi. Yer sirti yaqinida jism v tezlikka erishadi va og'irlik kuchining h balandlikni o'tishdagi bajargan ishi evaziga $W_k = mv^2/2$ kinetik energiyaga ega bo'ladi.

U holda quyidagini yozishimiz mumkin:

$$A = Ph = mgh = mv^2/2 \quad (4.9)$$

Bu ish esa o'z navbatida jismning Yer sirtidan h balandlikka ko'tarilgandagi potensial energiyasiga teng.

$$W = mgh \quad (4.10)$$

Demak, Yer sirtidan h balandlikka ko'tarilgan jismning potensial energiyasi jism og'irligi (mg) va balandlik (h) ning ko'paytmasiga teng ekan.

Endi elastik deformatsiyalangan jismning potensial energiyasini topaylik. Elastiklik kuchi Guk qonuniga asosan deformatsiyaga proporsional bo'ladi.

$$\vec{F}_{el} = -k\vec{x}$$

bunda, k – elastiklik koeffitsiyenti bo'lib, prujinaning bikrligi deb yuritiladi, x – siljishidir, formuladagi manfiy ishora elastiklik kuchining yo'nalishi siljish yo'nalishiga qarama-qarshi ekanligini ifodalaydi.

Kichik deformatsiyalarda (dx) F_{el} kuchining elementar ishi

$$dA = F_{el}dx = -kx\,dx,$$

to'la ish

$$A = -\int_x^0 kx\,dx = \frac{1}{2}kx^2. \quad (4.11)$$

Shunday qilib, elastik deformatsiya natijasida yuzaga kelgan potensial energiya prujina tarkibidagi zarrachalarning bir-biridan uzoqlashishi yoki bir-biriga yaqinlashishi va shunga mos ular orasida o'zaro tortishish yoki itarishish kuchlarining hosil bo'lishi oqibatidir.

To'la mexanik energiya va uning saqlanish qonuni. Ko'p hollarda jism bir vaqtning o'zida ham kinetik energiyaga, ham potensial energiyaga ega bo'ladi. ***Kinetik va potensial energiyalarning yig'indisi to'la mexanik energiya deb ataladi.*** Masalan, Yer sirtidagi h balandlikda Yerga nisbatan v tezlik bilan harakatlanayotgan jism

$$W = \frac{mv^2}{2} + mgh \quad (4.12)$$

to'la energiyaga ega bo'ladi.

Agar moddiy nuqtaga faqat konservativ (bajarilgan ish yo'lni shakliga bog'liq bo'lmaydi) kuchlar ta'sir etsa, bu kuchlarning elementar dr ko'chishida bajargan ishni moddiy nuqta potensial energiyasining kamayishiga teng, ya'ni

$$dA = -dW_p.$$

Ikkinchi tomondan moddiy nuqtaning bu ko'chishda bajargan ishi uning kinetik energiyasining ortishiga teng, ya'ni

$$dA = -dW_k.$$

Bu ikki ifodani taqqoslash tufayli

$$dW_k = -dW_p \qquad \text{yoki} \qquad d(W_k + W_p) = 0 \quad (4.13)$$

hosil qilamiz.

Oxirgi ifodadagi $(W_k + W_p)$ moddiy nuqta kinetik va potensial energiyalarining yig'indisidir, ya'ni to'la mexanik energiyasiga teng. Undan

$$W_T = W_k + W_p = const \quad (4.14)$$

hosil bo'ladi,

$$W = \frac{mv^2}{2} + mgh = const \quad (4.15)$$

Bu mexanik energiyaning saqlanish qonunining matematik ifodasidir. Bu qonun quyidagicha ta'riflanadi: ***faqat konservativ kuchlar ta'sir etayotgan jismlar yopiq sistemasining to'la mexanik energiyasi o'zgarmaydi.***

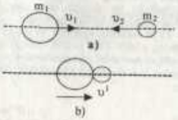
SI sistemada energiya ish birligida, ya'ni Joulda o'lchanadi.

4.3. Absolut elastik va noelastik urilishlar

Jismlarning o'zaro urilishida ularning sirtlari bevosita bir-biriga tegadi va deformatsiya yuz beradi. Bunda jismlarning urilishidan oldingi kinetik energiyasi qisman yoki to'la ravishda elastik deformatsiya potensial energiyasiga va jismlarning ichki energiyasiga aylanadi. Ichki energiyani ortishi o'z navbatida jismning haroratini ortishiga sabab bo'ladi.

Urilishlarning ikki xil turi mavjud bo'lib, bular – absolut elastik va absolut noelastik urilishlardir.

Avval ***absolut noelastik urilishni*** qarab chiqaylik. **Plastilin, loy, qo'rg'oshin** va boshqa shular kabi moddalarning urulishi absolut noelastik urilishga yaqin bo'ladi. Absolut noelastik urilish shu bilan ifodalanadi, bunda, deformatsiya potensial energiyasi vujudga kelmaydi; jismlarning kinetik energiyasi batamom yoki qisman ichki energiyaga aylanadi, urilishdan so'ng to'qnashgan sharlar yo bir xil tezlik bilan harakatlanadi, yo tinch holatda qoladi. Bu to'qnashuvda faqat impulsning saqlanish qonuni bajariladi xolos. Massalari m_1 va m_2 bo'lgan sharlar υ_1 va υ_2 tezliklar bilan harakatlanib absolut noelastik to'qnashsin. Impuls saqlanish qonuniga binoan sharlarning urilishdan keyingi impulsi ularning urilishdan oldingi impulsiga teng bo'lishi kerak, ya'ni $m_1\upsilon_1+m_2\upsilon_2=(m_1+m_2)\upsilon'$.

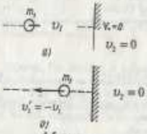


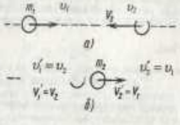
4.4-rasm.

Bundan

$$\upsilon'=\frac{m_1\upsilon_1+m_2\upsilon_2}{m_1+m_2} \tag{4.16}$$

υ_1 va υ_2 vektorlar bir to'g'ri chiziq bo'ylab yo'nalganligi uchun υ' vektorining yo'nalishi ham shu to'g'ri chiziq yo'nalishida bo'ladi. 4.4 - rasmdagi hol uchun qaysi bir sharning impulsi katta bo'lsa, urilishdan so'ng ikkala sharning birgalikdagi


4.5-rasm.


4.6-rasm.

harakatining yo'nalishi o'sha υ' vektor yo'nalishida bo'ladi, ya'ni impulsi katta sharning yo'nalishida bo'ladi. Bu holda sharlarning urilishidan oldingi impulslari teng bo'lsa, urilishdan so'ng harakat to'xtaydi, ya'ni $\upsilon'=0$ bo'ladi.

Endi ***absolut elastik urilishni*** ko'rib chiqaylik. **Po'lat, fil suyagi va boshqa moddalardan iborat jismlarning urilishi absolut elastik urilishga** ancha yaqin bo'ladi. Bunday urilishda impulsning saqlanish qonuni bilan mexanik energiyaning saqlanish qonuni bajariladi.

Massalari m_1 va m_2, urilishga qadar tezliklari υ_1 va υ_2, urilishdan keyingi tezliklari υ_1' va υ_2' bilan belgilangan sharlarni olamiz. Impuls va energiyaning saqlanish qonunlarini yozaylik:

$$m_1\upsilon_1+m_2\upsilon_2=m_1\upsilon_1'+m_2\upsilon_2' \tag{4.17}$$

$$\frac{m_1\upsilon_1^2}{2}+\frac{m_2\upsilon_2^2}{2}=\frac{m_1\upsilon_1'^2}{2}+\frac{m_1\upsilon_2'^2}{2} \tag{4.18}$$

(4.17) va (4.18) ni birgalikda yechib

$$\upsilon_1'=\frac{2m_2\upsilon_2+(m_1-m_2)\upsilon_1}{m_1+m_2};\ \upsilon_2'=\frac{2m_1\upsilon_1+(m_2-m_1)\upsilon_2}{m_1+m_2} \tag{4.19}$$

ifodalarni hosil qilamiz.

Ba'zi xususiy hollarni ko'rib chiqaylik.

1. Sharchalarning massalari har xil bo'lib, ulardan ikkinchisi tinch holatda bo'lsin ($\upsilon_2=0$). U holda (4.19) tenglik yordamida urilishdan keyingi tezliklarni aniqlaylik:

$$\upsilon_1'=\frac{m_1-m_2}{m_1+m_2}\upsilon_1;\ \upsilon_2'=\frac{2m_1}{m_1+m_2}\upsilon_1. \tag{4.20}$$

(4.20) dan ko'rinadiki, sharlarning to'qnashishidan keyingi tezliklari ular massalarining nisbatiga bog'liq bo'lar ekan.

Agar $m_2>>m_1$ shart bajarilsa, (4.20) ga asosan:

$$\upsilon_1'=-\upsilon_1,\ \upsilon_2'=0 \tag{4.21}$$

bo'ladi. Bunday hol elastik shar devorga urilganda amalga oshishi mumkin (4.5-rasm). Devorga urilgan absolut elastik shar tezligining qiymati o'zgarmaydi, yo'nalishi esa qarama-qarshi tomonga o'zgaradi. Bu toifadagi urilishlar ideal gaz molekulalarining idish devoriga elastik urilishini va orqasiga qaytishini eslatadi.

2. Urilishda ishtirok etayotgan sharlarning massalari bir xil bo'lsin (ya'ni $m_1=m_2$). U holda (4.19) ifodalar

$$\upsilon_1'=\upsilon_2,\ \upsilon_2'=\upsilon_1$$

ko'rinishga keladi. Demak, massalari teng bo'lib to'qnashganda ular o'z tezliklarini almashadi (4.6-rasm).

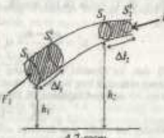
4.4. Uzluksizlik va Bernulli tenglamasi

1. Mexanik energiyaning saqlanish qonunini suyuqliklarda qanday kechishini ko'raylik. Mexanikaning suyuq muhit harakatinining qonunlarini va uning shu oqayotgan muhitdagi holatlarini ifodalovchi **gidrodinamika** deyiladi. Suyuqliklarning harakatini **oqish** deyilib, harakatlanayotgan suyuqlik zarralarining quyilishini **oqim** deb yuritiladi.

Suyuqliklar, gazlar singari, ma'lum shaklga ega emas va qanday idishga quyilgan bo'lsa, o'sha idish shaklini egallaydi. Gaz aniq bir hajmga ega emas va u berilgan hajmni egallaydi, suyuqlik esa to'laligicha ma'lum xususiy hajmga ega. Gazlar nisbatan oson siqiladi, suyuqliklar esa amalda deyarli siqilmaydi. Suyuqlik molekulalari orasidagi masofa kichik bo'lgani uchun molekulalarning bir-biriga tortishish kuchi katta bo'ladi.

Real suyuqlikni **siqish** mumkin, ya'ni bosimning ortishi bilan uning hajmi kamayib, zichligi ortadi, biroq suyuqlikni siqilishi juda kam bo'ladi. Masalan, 100 m. ga ortganda suvning zichligi, faqat 0,5% ga ortadi. Bundan tashqari, real suyuqliklar yopishqoq bo'lib, ularda hamma vaqt ichki ishqalanish kuchlari bo'ladi. Yopishqoqligi mutlaqo bo'lmagan xayoliy suyuqlik **ideal** yoki **siqilmaydigan** suyuqlik deyiladi. $0^{o}C$ dan yuqori haroratlarda ba'zi real suyuqliklar (efir, atseton, spirt, suv, simob) ning yopishqoqligi juda kam bo'ladi, shuning uchun ularni ideal suyuqliklar deb qarash mumkin. Ideal suyuqlik zarralarining harakat tezligini vektorlar bilan tasvirlaylik. Ideal suyuqlik zarralarining harakatini ifodalovchi shuday chiziqlar o'tkazaylikki, bu chiziqlarning har bir nuqtasidagi urinma, suyuqlik zarralarining harakat tezligi vektori bilan ustma-ust tushsin. Bunday chiziqlar **oqim chiziqlari** deyiladi. Oqim chiziqlarining soni shu sohadagi suyuqlik zarralari tezligining qiymatiga proporsional bo'ladi. Demak, tezligi kattaroq bo'lgan sohalarda oqim chiziqlari zichroq bo'lishi mumkin.

Agar suyuqlikning tezligi oqim egallagan hajmning har bir nuqtasida vaqt o'tishi bilan o'zgarmasa, bu suyuqlikning harakati barqaror (statsionar) harakat deyiladi. Barqaror harakatda suyuqlik zarralarining trayektoriyasi oqim chiziqlari bilan mos keladi. Suyuqlik oqimining barqaror harakatini tekshirish uchun uni xayolan oqim naylariga ajratiladi va har bir oqim nayidagi harakat o'rganiladi. 4.7-rasmdagi S_1 va S_2 kesimlardagi suyuqlik oqimining tezliklari mos ravishda V_1 va V_2 suyuqlikning zichliklari esa S_1 va S_2 bo'lsin. Oqim nayining S_1 va S_2 kesimlaridan Δt vaqtda bir xil massali suyuqlik o'tadi, ya'ni:



4.7-rasm.

$$\Delta m_1 = \rho_1 S_1 \upsilon_1 \Delta t \qquad \Delta m_2 = \rho_2 S_2 \upsilon_2 \Delta t \tag{4.22}$$

$\Delta m_1 = \Delta m_2$ bo'lgani uchun $\rho_1 \upsilon_1 S_1 = \rho_2 \upsilon_2 S_2$ siqilmas suyuqliklar uchun $\rho_1 = \rho_2$ bo'ladi. U holda (4.22) quyidagi ko'rinishda yoziladi.

$$\upsilon_1 S_1 = \upsilon_2 S_2 \tag{4.23}$$

(4.22) ifoda siqiluvchan suyuqliklar uchun (4.23) esa siqilmas suyuqliklar uchun **uzluksizlik** tenglamasi deb yuritiladi. Bu yerda kesimlar ixtiyoriy tanlanganligi uchun

$$S\upsilon = const \tag{4.24}$$

deb yozish mumkin, ya'ni berilgan oqim nayi uchun nay ko'ndalang kesim yuzining suyuqlikning oqim tezligiga ko'paytimasi o'zgarmas kattalikdir.

2. O'zgaruvchan kesimli qiya oqim nayi bo'ylab suyuqlik chapdan o'ngga harakatlanayotgan bo'lsin. (4.7-rasm) nay bo'ylab harakatlanayotgan suyuqlikni ideal (siqilmaydigan) suyuqlik deb, bu suyuqlikning oqim tezligi bilan bosimi orasidagi bog'lanishni aniqlaylik. Oqim nayning S_1 kesimidagi suyuqlik tezligi va bosimini mos ravishda υ_1 va ρ_1 bilan, S_2 kesimidagilarni esa υ_2 va ρ_2 lar bilan belgilaylik. S_1 va S_2 kesimlar markazlarning biror gorizontal sathdan balandliklari

mos ravishda h_1 va h_2 bo'lsin. S_1 va S_2 kesimlar bilan chegaralangan oqim nayi ichidagi suyuqlik massasining Δt vaqtdagi to'liq energiyasining o'zgarishini aniqlaylik. Siqilmaydigan ideal suyuqlikning to'liq energiyasi uning W_k kinetik energiyasi bilan W_p potensial energiyasi yig'indisidan iborat bo'ladi:

$$\Delta W = (W_k + W_p)_2 - (W_k + W_p)_1 \tag{4.25}$$

yoki

$$\Delta W = \frac{\Delta m \upsilon_2^2}{2} + gh_2 - \frac{\Delta m \upsilon_1^2}{2} - \Delta m g h_1 \tag{4.26}$$

bu yerda, g–erkin tushish tezlanish.

Energiyaning bu o'zgarishi, mexanik energiyaning saqlanish qonuniga asosan, tashqi kuchlarning bajargan ishiga teng bo'lishi lozim. Tashqi bosim kuchi F_1 oqib kiruvchi massani $\upsilon_1 \Delta t = \Delta l_1$ yo'lda ko'chirishda bajargan ΔA_1 ishini, F_2 bosim kuchi esa $\upsilon_2 \Delta t = \Delta l_2$ yo'lda ΔA_2 ni bajaradi. U holda:

$$\Delta A_1 = F_1 \Delta l_1 = p_1 S_1 \upsilon_1 \Delta t$$

F_2 kuch va suyuqlik zarralarining ko'chish yo'nalishlari teskari bo'lganligi tufayli u bajargan ish manfiy bo'ladi.

$$\Delta A_2 = F_2 \Delta l_2 = p_2 S_2 \upsilon_1 \Delta t,$$

Natijada, tashqi kuchlarning to'liq ishi quyidagi ifoda bilan aniqlanadi.

$$\Delta A = \Delta A_1 + \Delta A_2 = p_1 S_1 \upsilon_1 \Delta t - p_2 S_2 \upsilon_2 \Delta t \tag{4.27}$$

biroq

$$S_1 \upsilon_1 \Delta t = S_2 \upsilon_2 \Delta t = \Delta V$$

bu yerda, ΔV S_1 va S_2 kesimlardan chiqayotgan suyuqlikning hajmidir.

Natijada (4.27) ni quyidagicha yozamiz:

$$\Delta A = {}_1\Delta V - {}_2\Delta V \tag{4.28}$$

yuqorida aytilganidek ideal suyuqlikning barqaror oqimida $\Delta W = \Delta A$ shart bajarilishi kerak. Binabarin, (4.26) va (4.28) ifodalarni birlashtirib quyidagi tenglikni hosil qilamiz:

$$\frac{m\upsilon_1^2}{2} + mgh_1 + p_1 \Delta V = \frac{m\upsilon_2^2}{2} + mgh_2 + p_2 \Delta V$$

Bu tenglikning ikkala tomonini ΔV ga bo'lib yuborsak va $\frac{m}{\Delta V} = S$ suyuqlik zichligi ekanligini hisobga olsak:

$$\frac{\rho \upsilon_1^2}{2} + \rho g h_1 + p_1 = \frac{\rho \upsilon_2^2}{2} + \rho g h_2 + p_2 \tag{4.29}$$

munosabat vujudga keladi.

Demak, barqaror oqayotgan ideal suyuqlikning ixtiyoriy oqish chizig'i bo'ylab

$$\frac{\rho \upsilon^2}{2} + \rho g h + p = const \tag{4.30}$$

hosil qilamiz. (4.30) ifoda **Bernulli tenglamasi** deb yuritiladi

1. Bu yerda – harakatlanuvchi suyuqlik ichidagi bosimni anglatadi va uni **statik bosim** deb yuritiladi.

2. $\frac{\rho v^2}{2}$ – **dinamik bosim.** U suyuqlik ichidagi bosimni kamaytirishini ifodalaydi.

3. ρgh – **gidravlik bosim.** U oqim nayi h balandlikka ko'tarilgan taqdirda statik bosimning qanchaga kamayishini ifodalaydi.

Bernulli tenglamasi energiyaning saqlanish qonunini ifodalaydi va quyidagicha ta'riflanadi:

Siqilmaydigan ideal suyuqlikning barqaror harakatida bosim solishtirma energiyasi, kinetik va potensial solishtirma energiyalar yig'indisi oqimning har qanday ko'ndalang kesimida o'zgarmaydi.

Yoki boshqacha ta'rif berish mumkin: **ideal suyuqlikning barqaror oqishidagi to'liq bosim dinamik, gidravlik va statik bosimlarning yig'indisidan iborat bo'lib, uning qiymati oqim nayining barcha qismlari uchun birday bo'ladi.**

Gorizontal oqim nayi uchun Bernulli tenglamasi quyidagi ko'rinishdi bo'ladi:

$$\frac{\rho v^2}{2} + p = const \tag{4.31}$$

chunki $\rho gh = 0$.

Bernulli (4.30) va uzluksiz (4.24) tenglamalarini, faqat suyuqlik uchungina emas, balki siqilishini va yopishqoqligini e'tiborga olmasa ham, bo'ladigan gazlarga ham tatbiq qilish mumkin. Bu vaqtda gazning harakat tezligi 150–200 m/s dan ortmasligi kerak, chunki bu holda havoni bemalol siqilmaydigan ideal suyuqlikka o'xshash deb hisoblab unga uzluksizlik tenglamasi va Bernulli tenglamasini qo'llash mumkin. Shuning uchun ham, Bernulli tenglamasi gidro va aerodinamikaning asosiy qonunlaridan biri hisoblanadi va uning amaliy ahamiyati katta. Misol. **Gidroturbinada** Bernulli tenglamasiga muvofiq, suv bosimining potensial energiyasi tor suv chiqarish joyida (soploda) kinetik energiyaga aylanadi, bu kinetik energiya ishchi g'ildirakni aylantiradi.

Savollar

1. Mexanik ish formulasini ifodalang va qanday kuchlar manfiy ish bajarishini ko'rsating?
2. O'zgaruvchan kuch ta'sirida jismning bajargan to'la ishini hisoblashda qanday usuldan foydalaniladi?
3. Quvvatni ishning bajarilish tezligi bilan bog'liqligini ifodalang.
4. Energiya, energiyaning turlari va to'la energiyaning saqlanish qonunlarini ifodalang?
5. Elastik deformatsiyalangan jismning potensial energiyasi qanday ifodalanadi?
6. Sharlarni absolut elastik va noelastik urilishlarida qanday saqlanish qonunlari bajariladi?
7. Uzluksizlik va Bernulli tenglamalarini mohiyatini ayting va misollar keltiring.

Masalalar

9-masala. Lemexlarining egallash eni l=1,2m bo'lgan traktor t=8 soat davomida S=2 gektar yer haydaydi. Tuproqning qarshiligi F_{ishq}=17640N ga teng. Traktorning foydali ish koeffitsiyenti $\eta = 80\%$ traktor motorining quvvati N ni aniqlang.

Berilgan:
F_{ishq}=17640N =17640 N
t=8 soat $= 8 \cdot 60 \cdot 60 = 28800$ s
S= 2gektar $= 2 \cdot 10^4\, m^2$
$\eta = 80\%$
l=1,2m = 1,2 m
N–?

Yechish. Traktorni tuproqning qarshilik kuchiga qarshi bajargan ishi foydali ish koeffitsiyentni hisobga olganda quyidagicha bo'ladi:

$$A = F_{ishq} \frac{S}{l \cdot \eta}$$

bu yerda, $\frac{S}{l}$ – traktorning bosib o'tgan yo'li, u holda traktor motorining quvvati

$$N = \frac{A}{t} = \frac{F_{ishq} S}{t l \eta} = \frac{17640 \cdot 2 \cdot 10^4}{8 \cdot 3600 \cdot 1{,}2 \cdot 0{,}8} = 1{,}28 \cdot 10^4 \text{ Vt.}$$

10-masala. Massasi $m = 3 \cdot 10^3\, kg$ bo'lgan vagonetka qiyaligi gorizont bilan $\alpha = 30^\circ$ burchak tashkil qiluvchi rels bo'ylab tepalikka ko'tarilmoqda. Agar vagonetka a = 0,2m/s^2 tezlanish bilan harakatlanayotgan bo'lsa, tortish kuchini S=50m, yo'lda bajargan A ishi topilsin. Ishqalanish koeffitsiyenti k=0,1 ga va g=10m/s^2 teng deb olinsin.

Berilgan: $m = 3 \cdot 10^3\, kg$, $\alpha = 30^\circ$, a = 0,2m/s^2
S=50m k=0,1, g=10m/s^2
A–?

Yechish. Vagonetkaga ta'sir qiluvchi F_T tortishish kuchini aniqlash uchun P og'irlik kuchini $F_S = P\sin\alpha$ pastga sudrovchi va $F_N = P\cos\alpha$ normal bosim kuchlaridan iborat ikki tashkil etuvchi kuchlarga ajratamiz hamda dinamikaning ikkinchi qonuniga binoan quyidagi harakat tenglamasini yozamiz:

$$ma = F_T - P\sin\alpha - P\cos\alpha$$

bunda, ishqalanish kuchi F_{ishq}=kP=kmg ekanligini hisobga olib tenglamani quyidagicha yozamiz:

$$F_T = m(a + g\sin\alpha + kg\cos\alpha)$$

u vaqtda F_T tortishish kuchining bajargan A ishi quyidagiga teng bo'ladi:

$$A = m(a + g\sin\alpha + kg\cos\alpha)\cdot S =$$
$$= 3\cdot 10^2(0{,}2 + 10\sin 30^0 + 0{,}1\cdot 10\cos 30^0)\cdot 50 =$$
$$= 3\cdot 10^3\cdot 6{,}066\cdot 50 = 910\cdot 10^3 J = 910 kJ.$$

11-masala. Agar biz tanlagan prujina $F_0 = 3\cdot 10^4 N$ kuch ta'sirida x_0=1sm siqilsa, prujinani x=5sm ga siqish uchun qancha A ish bajariladi?

Berilgan: x_0= 1sm $= 1\cdot 10^{-2} m$

x= 5sm $= 5\cdot 10^{-2} m$

$F_0 = 3\cdot 10^4 N = 3\cdot 10^4 N$

A–?

Yechish. Prujinani siqishda unga o'zgaruvchan kuch ta'sir qiladi. Prujinani siquvchi kuch F Guk qonuniga binoan siljishga proporsional bo'lib, bajarilgan ish $F_{el} = \frac{kx}{2}$;

$$dA = Fdx \text{ yoki } A = \frac{kx^2}{2}$$

Bunda, k – prujinaning bikrligi yoki elastiklik koeffitsiyenti deb yuritiladi, u quyidagicha aniqlanadi $k = \frac{F_0}{x_0}$

bu ifodani formulaga qo'yib quyidagini hosil qilamiz:

$$A = \frac{F_0}{x_0}\frac{x^2}{2} = \frac{3\cdot 10^4}{1\cdot 10^{-2}}\cdot\frac{25\cdot 10^{-4}}{2} = 3750 N\cdot m = 3750 J.$$

12-masala. Massasi m_1 bo'lgan, muayyan υ_1 tezlik bilan harakatlanayotgan shar m_2 massali harakatsiz shar bilan to'qnashdi. Urilishni bir to'g'ri chiziq bo'ylab absolut elastik deb qaralsin. Birinchi shar o'z kinetik energiyasining qancha qismi w ni ikkinchi sharga beradi.

Berilgan: υ_1, m_1, m_2

---

w–?

Yechish. Birinchi shar energiyasining qancha qismi ikkinchi sharga berilganligini quyidagi munosabat orqali ifodalanadi

$$w = \frac{W_2^1}{W_1} = \frac{m_2 u_2^2}{m_1\upsilon_1^2} = \frac{m_2}{m_1}\left(\frac{u_2^2}{\upsilon^2}\right) \qquad (1)$$

bu yerda, W_1 – birinchi sharning urilishgacha bo'lgan kinetik energiyasi; u_2 va W_2^1 – ikkinchi sharning urilishdan keyingi tezligi va kinetik energiyasi. (1) ifodadan

ko'rinib turibdiki, w ni aiqlash uchun u_2 ni topish kerak. Absolut elastik to'qnashganda bir paytning o'zida ikkita impulsning saqlanish qonunlari bajarilishidan foydalanamiz.

Urilishgacha ikkinchi shar harakatsiz bo'lganligini hisobga olib, impuls saqlanish qonunini $m_1\upsilon_1 = m_1\upsilon_1 + m_2 u_2$ va energiya saqlanish qonunini $\frac{m_1\upsilon_1^2}{2} = \frac{m_1 u_1^2}{2} + \frac{m_2\upsilon_2^2}{2}$ ko'rinishda yozamiz. Bu ikki tenglamani birgalikda yechib, quyidagini topamiz:

$$u_2 = \frac{2m_1\upsilon_1}{(m_2 + m_1)}.$$

u_2 ning bu ifodasini (1) tenglamaga qo'yib ω ni topamiz:

$$w = \frac{m_2}{m_1}\left[\frac{(2m_1\upsilon_1)^2}{\upsilon_1(m_1 + m_2)^2}\right] = \frac{4m_1 m_2}{(m_1 + m_2)^2}$$

13-masala. Purkagichdan suyuqlik $\upsilon = 25 m/s$ tezlik bilan otilib chiqmoqda, suyuqlikning zichligi $\rho = 1\frac{g}{sm^3}$. Purkagich idishining hajmida kompressor qanday p_1 bosim hosil qiladi?

Berilgan: $\upsilon = 25 m/s$ = 25 m/s

$\rho = 1 g/sm^3 = 1\frac{10^{-3} kg}{10^{-6} m^3} = 1\cdot 10^3 kg/m^3$

---

p_1–?

Yechish. Bernulli tenglamasi (4.30) ga muvofiq $\rho gh = const$ deb hisoblab quyidagini yozamiz:

$$\frac{\rho\upsilon_1^2}{2} + p_1 = \frac{\rho\upsilon_2^2}{2} + p_2,$$

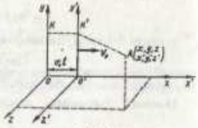
bu yerda, υ_1 – purkagich idishidagi suyuqlikning tezligi, p_2 –purkagichdan chiqishda suyuqlik oqimidagi bosim. $\upsilon_1 = 0$, chunki idishda suyuqlikning tezligi υ_2 ga nisbatan kichik, p_2=0, chunki Bernulli bosimida ortiq. Shuning uchun

$$p_1 = \frac{\rho\upsilon_2^2}{2} = \frac{1\cdot 10^3\cdot 625}{2} = 3{,}12\cdot 10^5 N/m^2 = 3{,}1 atm.$$

V bob. NISBIYLIK NAZARIYASI ELEMENTLARI

5.1. Galileyning nisbiylik prinsipi

Agar sanoq-sistemalari bir-biriga nisbatan to'g'ri chiziqli tekis harakat qilsa, bu sistemalarni **inersial *sanoq sistemalari*** deyiladi. Bunday sanoq sistemalarida Nyuton dinamikasining barcha qonunlari bajariladi. Fikrimizni oydinlashtirish uchun ikki sanoq sistemasini tekshiraylik. K sistemani tinch holatda deb olib, ikkinchi K' sistema unga nisbatan o'zgarmas υ_0 tezlik bilan OX o'qi yo'nalishida to'g'ri chiziqli tekis harakatlansin (5.1-rasm).



5.1-rasm.

$t=0$ vaqtda ikkala sanoq sistemasi bir-birining ustiga tushadi. Agar vaqtni ikkala sistemaning koordinata boshlari ustma-ust tushgan paytdan boshlab hisoblasak, u vaqtda 5.1-rasmga binoan $X=X'+\upsilon_0 t$, $U=U'$, $Z=Z'$ bo'ladi. Ikkala sistemada ham vaqt bir tarzda o'tadi ($t=t'$) deb faraz qilsak, u holda quyidagi ifodalarga ega bo'lamiz.

$$\left.\begin{aligned} x &= x' + \upsilon_0 t \\ y &= y' \\ z &= z' \\ t &= t' \end{aligned}\right\} \quad (5.1) \qquad\qquad \left.\begin{aligned} x' &= x - \upsilon_0 t \\ y' &= y \\ z' &= z \\ t' &= t \end{aligned}\right\} \quad (5.2)$$

(5.1) va (5.2) ifodalar Galiley almashtirishlari deb ataladi. Bu ifoda o'z navbatida moddiy nuqta (A) ning ixtiyoriy paytda ikkala sanoq sistemasidagi koordinatalarini o'zaro bog'laydi. (5.1) munosabatlarni vaqt bo'yicha differensiallasak, A nuqtaning K va K' sanoq sistemalaridagi tezliklar orasidagi bog'lanishni topamiz.

$$\left.\begin{aligned} \upsilon_x &= \frac{dx}{dt} = \frac{d}{dt}(x' + \upsilon_0 t) = \upsilon'_x + \upsilon_0 \\ \upsilon_y &= \frac{dy}{dt} = \frac{d}{dt}(y') = \upsilon'_y \\ \upsilon_z &= \frac{dz}{dt} = \frac{d}{dt}(z') = \upsilon'_z \end{aligned}\right\} \quad (5.3)$$

Bu munosabatni vektor ko'rinishda

$$\vec{\upsilon} = \vec{\upsilon}' + \vec{\upsilon}_0 \quad (5.4)$$

yozish mumkin. (5.4) ifoda **tezliklarni qo'shish qoidasi** deb ataladi.

Umuman, bir sanoq sistemadan ikkinchi sistemaga o'tganda biror kattalikning qiymati o'zgarmasa, bu kattalik shu almashtirishga nisbatan ***invariant*** deb ataladi.

Masalan, uzunlik ($l = l'$), massa ($m = m'$), kuch ($F=F'$), tezlanish ($a=a'$) kabi kattaliklar Galiley almashtirishlariga nisbatan invariantdir.

Demak, turli inersial sanoq sistemalarida barcha mexanik hodisalar bir xil sodir bo'lganligi sababli hech qanday mexanik tajribalar yordamida berilgan sanoq sistemasi tinch turganligi yoki to'g'ri chiziqli tekis harakatlanayotganini aniqlab bo'lmaydi. Bu Galiley nisbiylik prinsipidir.

5.2. Nisbiylik prinsipining postulatlari

Fizika fanining asosiy qonunlaridan bo'lgan elektrodinamika qonunlarini umumlashtiruvchi Maksvell tenglamalari sistemasi 1865-yilda yaratildi. Lekin Maksvell tenglamalarini Galiley almashtirishlaridan foydalanib, bir inersial sanoq sistemadan ikkinchisiga o'tkazilsa, tenglamalar mutlaqo boshqacha ko'rinishga ega bo'lib qolishi aniqlanadi. Bundan quyidagi xulosa kelib chiqadi, demak, Maksvell tenglamalari Galiley almashtirishlariga nisbatan invariant emas ekan.

O'sha davrdayoq Eynshteyn va boshqa olimlar tomonidan Maksvell tenglamalarining ifodalarini o'z ko'rinishlarini o'zgartirmasligi uchun yangi almashtirishlardan foydalanish zarurligi aytildi. Eynshteyn bunday almashtirishlar quyidagi ikki prinsip, ya'ni postulat asosida bo'lishini ko'tarib chiqadi:

I Nisbiylik prinsipi. ***Barcha inersial sanoq sistemalarda hamma fizik hodisalar (mexanik, elektromagnit, optik va boshqalar) bir xilda ro'y beradi.***

II Yorug'lik tezligining doimiylik prinsipi. ***Yorug'likning bo'shliqdagi tezligi barcha inersial sanoq sistemalarida bir xil bo'lib o'zgarmas kattalikdir, ya'ni S ga tengdir.***

Galiley almashtirishlariga asosan K sanoq sistemasidagi kuzatuvchi uchun K' sanoq sistemasida ham yorug'lik tezligi $S+\upsilon_0$ bo'lishi lozim edi. Lekin K sanoq sistemasida ham, K' sanoq sistemasida ham yorug'lik tezligi bir xil bo'lib, u doimiy S ga teng bo'ladi.

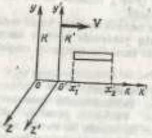
5.3. Lorens almashtirishlari

Yuqorida ko'rib chiqqan nisbiylik nazariyasining prinsiplaridan ravshanki, klassik mexanika nisbiylik prinsiplariga mos bo'lgan Galiley almashtirishlari Eynshteyn postulatlarini qanoatlantirmaydi. Shuning uchun nisbiylik prinsiplariga mos bo'lgan Lorens almashtirishlaridan foydalanamiz, u quyidagi ko'rinishda yoziladi:

$$x = \frac{x' + \upsilon_0 t'}{\sqrt{1 - \frac{\upsilon_0^2}{c^2}}};\ y = y';\ z = z';\ t = \frac{t' + \frac{\upsilon_0}{c^2}x'}{\sqrt{1 - \frac{\upsilon_0^2}{c^2}}} \quad (5.5)$$

Bu munosabatlardan foydalanib K' sanoq sistemasidagi koordinatalar (x', u', z') va vaqt (t') dan K sanoq sistemasidagi koordinatalar (x, u, z) hamda vaqt (t) ga o'tish mumkin. K sistemadan K' sistemaga o'tish uchun (5.5) ifodani quyidagi ko'rinishda yozamiz:

$$x' = \frac{x - \upsilon_0 t}{\sqrt{1 - \frac{\upsilon_0^2}{c^2}}};\ y' = y;\ z' = z;\ t' = \frac{t - \frac{\upsilon_0}{c^2}x}{\sqrt{1 - \frac{\upsilon_0^2}{c^2}}} \quad (5.6)$$



5.2-rasm.

Yuqoridagi tenglamalardan ko'rinadiki $\upsilon << c$ shart bajarilganda Lorens almashtirishlari Galiley almashtirishlariga o'tadi. Endi Lorens almashtirishlaridan kelib chiqadigan natijalarni ko'rib chiqaylik.

a) Jism uzunligining o'zgarishi. K sistemaga nisbatan X yo'nalishida $\vec{\upsilon}$ tezlik bilan harakatlanayotgan K' sistemada sterjen tinch holatda bo'lsin. K' sistemada turgan kuzatuvchi sterjenning uzunligini l_0 ga teng ekanligini e'tirof etadi. K sistemadagi kuzatuvchi uchun sterjen $\vec{\upsilon}_0$ tezlik bilan harakatlanadi. Ixtiyoriy t' vaqtda sterjen uchlarining koordinatalari mos ravishda X_1' va X_2' bo'lsin. U holda sterjen uzunligi K' sistemada $l_0 = X_2' - X_1'$ ifoda bilan aniqlanadi. K sistemadagi kuzatuvchi uchun sterjen uzunligi ($l = X_2 - X_1$) ni aniqlaylik. Lorens almashtirishlariga asosan X_1 va X_2 koordinatalar ifodalangan sterjenning K' dagi koordinatalar X_1' va X_2' lar quyidagicha bog'langan:

$$x_1' = \frac{x_1 - \upsilon_0 t}{\sqrt{1 - \frac{\upsilon_0^2}{c^2}}}; \quad x_2' = \frac{x_2 - \upsilon_0 t}{\sqrt{1 - \frac{\upsilon_0^2}{c^2}}}$$

Bundan $\quad x_2' - x_1' = \dfrac{x_2 - x_1}{\sqrt{1 - \frac{\upsilon_0^2}{c^2}}} \quad$ yoki $\quad l_0 = \dfrac{l}{\sqrt{1 - \frac{\upsilon_0^2}{c^2}}}.$

Demak,

$$l = l_0 \sqrt{1 - \frac{\upsilon_0^2}{c^2}} \tag{5.7}$$

K sistemadagi sterjen uzunligi K' sistemadagiga nisbatan qisqaroq bo'lar ekan. Buni uzunlikning ***Lorens qisqarishi*** deb ataladi.

b) Vaqt intervalini o'zgarishi. Lorens almashtirishlariga asosan t_1 va t_2 vaqtlar K' sanoq sistemasidagi soat bo'yicha qayd qilinadigan t_1' va t_2' vaqtlar bilan quyidagicha bog'langan:

$$\Delta t = t_2 - t_1 = \frac{t_2' - t_1'}{\sqrt{1 - \frac{\upsilon_0^2}{c^2}}} = \frac{\Delta t_0}{\sqrt{1 - \frac{\upsilon_0^2}{c^2}}} \tag{5.8}$$

Demak, nisbiylik nazariyaga asoslanib aynan bir voqeaning o'tish vaqti bir-biriga nisbat harakatlanayotgan inersial sanoq sistemalarida turlicha davom etadi. Bu effektni harakatlanuvchi sanoq sistemalarda ***vaqt o'tishning sekinlashishi*** deb

ataladi. K' sistemada, ya'ni harakatdagi sanoq sistemasida vaqtning o'tishi tinch turgan K sanoq sistemasiga nisbatan sekinroq o'tganligi aniqlanadi.

d) Tezliklarni qo'shish. Klassik mexanikada tezliklarni qo'shishda [(5.4) ifodaga qarang] $\upsilon = \upsilon' + \upsilon_0$ tenglamadan foydalangan bo'lsak, katta tezliklarda undan foydalanish xatolikka olib keladi.

Lorens almashtirishlaridan foydalanib, tezliklarning qo'shish qoidasini aniqlaylik. Jismning K sanoq sistemadagi tezligi $\upsilon = dx/dt$ bo'lsa, K' sanoq sistemadagi tezligi esa $\upsilon' = dx'/dt'$ teng bo'ladi. Bularni aniqlash uchun Lorens almashtirishlarini ifodalovchi (5.5) tenglamadan hosilaga o'taylik:

$$dx = \frac{dx' + \upsilon_0 dt'}{\sqrt{1 - \frac{\upsilon_0^2}{c^2}}}; \quad dt = \frac{dt' + \frac{\upsilon_0}{c^2} dx'}{\sqrt{1 - \frac{\upsilon_0^2}{c^2}}}.$$

Bu ifodalardan foydalanib, tezlikni topaylik:

$$\upsilon = \frac{dx}{dt} = \frac{dx' + \upsilon_0 dt'}{dt' + \frac{\upsilon_0}{c^2} dx'} = \frac{\frac{dx'}{dt'} + \upsilon_0}{1 + \frac{\upsilon_0}{c^2}\frac{dx'}{dt'}} = \frac{\upsilon' + \upsilon_0}{1 + \frac{\upsilon_0 \upsilon'}{c^2}}. \tag{5.9}$$

Masalan, $\upsilon_0 = 2 \cdot 10^8$ m/s, $\upsilon' = 1,5 \cdot 10^8$ m/s bo'lsa, (5.4) ga asosan $\upsilon = \upsilon' + \upsilon_0 = 3,5 \cdot 10^8$ m/s, ya'ni $\upsilon > c$ bo'lganligi uchun nisbiylik prinsipiga ziddir. (5.9) dan foydalansak:

$$\upsilon = \frac{\upsilon' + \upsilon_0}{1 + \frac{\upsilon_0 \upsilon'}{c^2}} = \frac{3,5 \cdot 10^8}{1 + \frac{3 \cdot 10^{16}}{9 \cdot 10^{16}}} = 262500 \ km/s.$$

Agar $\upsilon' = \upsilon_0 = c$ bo'lsa,

$$\upsilon = \frac{\upsilon' + \upsilon_0}{1 + \frac{\upsilon_0 \upsilon'}{c^2}} = \frac{c + c}{1 + \frac{c^2}{c^2}} = c.$$

Demak, (5.9) tenglama katta tezliklar uchun nisbiylik nazariyaning prinsiplarni, ya'ni yorug'lik tezligi hamma inersial sistemalarda o'zgarmaslik prinsipini to'la qanoatlantiradi.

5.4. Relativistik dinamikaning asosiy qonuni

Lorens almashtirishlariga asoslangan mexanikani Nyuton mexanikasidan farqlash maqsadida ***relativistik mexanika*** deb yuritiladi.

Klassik mexanika ko'rsatmalariga, asosan jism massasi o'zgarmas kattalikdir. Biroq XX asrning boshlarida katta tezliklarda harakatlanayotgan elektronlar ustida o'tkazilgan tajribalar shuni ko'rsatdiki, jism massasi uning harakat tezligiga bog'liq ekan, ya'ni tezlik ortishi bilan massa quyidagi qonunga asosan ortib boradi:

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1-\upsilon^2/c^2}}, \qquad (5.10)$$

bu yerda, m_0 – tinch holatdagi massa deb ataladi, m – ni esa ***relativistik massa*** deb yuritiladi. Jism harakatining tezligi yorug'lik tezligiga yaqinlashgan sari relativistik effekt keskinroq namoyon bo'la boshlaydi va jism massasi nihoyatda tez ortib boradi. $\upsilon = s$ da massaning qiymati cheksizlikka intiladi. m massali υ tezlikka ega bo'lgan yakkalangan jismning impulsi $\bar{p} = m\bar{\upsilon}$ ga tengdir. Bu tenglikdagi m massa o'rniga relativistik massa (5.10) qiymatini qo'ysak, Lorens almashtirishlariga asoslangan ***relativistik impuls*** quyidagicha aniqlanadi:

$$\bar{p} = \frac{m_0}{\sqrt{1-\upsilon_0^2/c^2}} \cdot \bar{\upsilon}. \qquad (5.11)$$

Nyuton II qonunini eslasak, ta'sir etuvchi kuch impulsning o'zgarish tezligiga proporsional bo'ladi, ya'ni

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

bu qonun Lorens almashtirishlariga nisbatan kovariant deb qarab, Nyuton qonunining umumiy ko'rinishi relativistik shaklda quyidagicha ifodalanadi:

$$F = \frac{d}{dt}\left(\frac{m_0\bar{\upsilon}}{\sqrt{1-\bar{\upsilon}^2/c^2}}\right) \qquad (5.12)$$

Bu ***relativistik dinamikaning asosiy qonuni*** ifodasi bo'lib, ko'pincha moddiy nuqtaning relativistik ***dinamikadagi harakat tenglamasi*** deb ham yuritiladi.

5.5. Massa, energiya va impuls orasidagi bog'lanish

Eynshteyn nisbiylik nazariyasining eng ahamiyatli natijalaridan biri massa va energiya orasidagi universal bog'lanish ifodasidir:

$$W = mc^2 = \frac{m_0c^2}{\sqrt{1-\upsilon^2/c^2}}. \qquad (5.13)$$

(5.13) tenglama tabiatning fundamental qonuni deb yuritiladi. (5.13) ifodani qatorga yoysak va $\upsilon \ll c$ holat uchun ikkinchi tartibli yig'indilarni e'tiborga olmasak, quyidagini hosil qilamiz:

$$W = m_0c^2 + m_0\upsilon^2/2 + \ldots \qquad (5.14)$$

bu yerda, m_0c^2 – tinch holatdagi jism energiyasini, $m_0\upsilon^2/2$ – harakatlanayotgan ***jismning kinetik energiyasini*** ifodalaydi (5.14) ifodadagi

$$W_0 = m_0c^2 \qquad (5.15)$$

kattalikni ***tinch holatdagi jism energiyasi*** deb ataladi. Klassik mexanikada tinch holatdagi jism energiyasi W_0 hisobga olinmaydi, chunki $\upsilon=0$ da tinch holatdagi jism energiyasi nolga teng bo'ladi.

Relativistik kinetik energiya uchun quyidagi ifodani yozamiz

$$W_k = mc^2 - m_0c^2 = m_0c^2\left(\frac{1}{\sqrt{1-\upsilon^2/c^2}} - 1\right) \qquad (5.16)$$

mc^2 ni W bilan belgilab (5.16) ni quyidagi shaklni yozamiz:

$$W = mc^2 = m_0c^2 + W_k \qquad (5.17)$$

Bu tenglama Eynshteyn kashf etgan energiya va massaning o'zaro bog'lanish qonunini ifodalaydi va jismning ixtiyoriy holatdagi to'liq relativistik energiyasi deb yuritiladi. (5.17) tenglama o'z navbatida jism massasining o'zgarishi uning energiyasini o'zgarishi bilan birgalikda yuz berishini ko'rsatadi.

Endi energiya bilan impuls orasidagi bog'lanishni aniqlaylik. Buning uchun relativistik massa ifodasi (5.10)ni kvadratga ko'tarib, quyidagicha o'zgartirib yozamiz:

$$m^2c^2 - m^2\upsilon^2 = m_0^2c^2 \qquad (5.18)$$

Bu ifodaning ikki tomonini s^2 ga ko'paytirib, (5.11), (5.15) va (5.17) larni e'tiborga olsak

$$W^2 = P^2c^2 + m_0^2c^4$$

yoki

$$W = \sqrt{p^2c^2 + m_0^2c^4} \qquad (5.19)$$

hosil bo'ladi. Bu munosabat ***to'liq energiya va impuls orasidagi bog'lanishni*** ifodalaydi.

(5.19) dan kelib chiqadigan xulosalardan biri shundan iboratki, tinch holatda massaga ega bo'lmaydigan neytrino va foton kabi zarrachalar ham relativistik energiyaga ega bo'lishlari mumkin ekan. $m_0=0$ bo'lsa (5.19) quyidagi ko'rinishga keladi:

$$W = p \cdot c \qquad (5.20)$$

5.6. Klassik mexanikaning qo'llanish chegaralari

Relativistik mexanika qonunlari $\upsilon \ll c$ bo'lgan hollarda klassik mexanika qonunlariga o'tadi. Misol uchun tovush tezligi ($\upsilon_0 \approx 300\ m/s$) da uchayotgan reaktiv samolyot harakati uchun

$$\frac{\upsilon_0^2}{c^2} = \left(\frac{3\cdot10^2\,m/s}{3\cdot10^8\,m/s}\right)^2 = 10^{-11}$$

nisbatni hosil qilamiz.

Kosmik tezliklarda harakatlanayotgan kemalar uchun $\dfrac{\upsilon_0^2}{c^2} \sim 10^{-8}$ atrofida bo'ladi. Demak, $\upsilon_0 \ll c$ bo'lgan hollarda $\sqrt{1-\dfrac{\upsilon^2}{c^2}}$ ning qiymati 1 dan deyarli farqlanmas ekan. Shuning uchun kichik tezliklarda Lorens almashtirishlari Galiley almashtirishlariga o'tadi. Klassik mexanika kichik tezliklarda $\frac{\upsilon_0^2}{c^2} \ll 1$ shart bajarilganda o'rinli bo'ladi, bu hol o'z navbatida klassik mexanikaning qo'llanish chegarasini belgilaydi. Shunday qilib, kichik tezliklarda klassik mexanika relativistik mexanikaning xususiy holi hisoblanishi mumkin.

Biroq elektronlar bilan qilingan tajribalarda shu narsa aniqlandiki, klassik mexanika tasavvurlariga qarama-qarshi jismning massasi o'zgarmas kattalik emas ekan, balki tezlik ortishi bilan relativistik dinamika qonuni asosida ortar ekan.

Uncha katta bo'lmagan harakat tezliklarida *(3000 km/s* gacha tezliklarda) jismning massasi deyarli o'zgarmaydi. Katta tezliklarda massa sezilarli ortib ketadi, masalan, *υ=270 000 km/s* da tinch holatdagi massadan ikki baravarga ortib ketadi.

Massa va energiyaning o'zaro bog'liqligi qonunining ifodasidagi, S^2 ning son qiymati juda katta bo'lganligi uchun jism energiyasining o'zgarishi juda katta bo'lganda ham massaning o'zgarishi juda kichik amalda payqab bo'lmaydigan darajada bo'ladi. Masalan, Oyga tomon ikkinchi kosmik tezlik $\upsilon_2 = 11{,}2$ km/s bilan uchirilgan tinch holatdagi massa $m_0 = 1500$ *kg* bo'lgan kosmik raketaning energiyasi

$$\Delta W = \frac{m_0 \upsilon_2^2}{2} = \frac{1500 \cdot 11200^2}{2} = 9{,}4 \cdot 10^{10}\,\text{J}$$

ga ortadi, uning massasi esa

$$\Delta m = \frac{9{,}4 \cdot 10^{10}}{\left(3 \cdot 10^8\right)^2} = 10^{-6}\,\text{kg}$$

ortadi xolos.

Shunday qilib, raketa massasining nisbiy o'zgarishi

$$\frac{\Delta m}{m_0} = \frac{10^{-6}}{1500} < 10^{-9} = 10^{-7}\%,$$

buni eksperimental yo'l bilan aniqlab bo'lmaydi.

Shuning uchun massa va energiyaning o'zaro bog'liqlik qonunini faqat mikroolam hodisalarida, ya'ni yadro jarayonlarida va elementar zarrachalarning bir turdan ikkinchi turga aylanishda eksperimental tekshirish mumkin.

Ayniqsa, yadro reaksiyalarida massaning energiya bilan o'zaro bog'liqligi juda sezilarli bo'ladi.

Shunday qilib, nisbiylik nazariyasi Galiley, Nyuton va boshqa olimlar tomonidan asoslangan klassik mexanikaning qonun va prinsiplarini inkor etmaydi, aksincha, ularni rivojlantiradi va umumlashtiradi hamda klassik mexanikaning qo'llanish chegaralarini belgilab beradi.

Savollar

1. Galileyning nisbiylik prinsipini va uni qo'llanish chegarasini ayting?
2. Qanday kattaliklar Galiley almashtirishlarga ni... invariant bo'ladi?
3. Eynshteyn postulatlarini va Lorens almashtirishlarini ayting?

4. Lorens almashtirishlari, Eynshteyn postulatlarini qanoatlantirishini, uzunlikning Lorens qisqarishi va vaqt o'tishining sekinlashishlari asosida yotganligini ifodalang.
5. Relativistik dinamikaning asosiy qonunlarini, massa, energiya va impuls orasidagi bog'lanishlarni ifodalang.

Masalalar

14-masala. Fazoviy kema $\upsilon = 0{,}9m/s$ tezlik bilan Yer markazi tomon harakatlanmoqda. Kema o'zida joylashtirilgan (*K'* sistema) soat bilan hisoblangan $\Delta t_0 = 1s$ vaqt oralig'ida Yer bilan bog'langan (*K'* sistema) hisob tizimida qanday *l* masofani o'tadi. Yerning sutkalik aylanishi va Quyosh atrofidagi orbital harakati hisobga olinmasin.

Berilgan: $\upsilon = 0{,}9m/s \qquad \Delta t_0 = 1$

l-?

Yechish. Fazoviy kemaning Yer bilan bog'langan (*K'* sistema) hisob tizimida o'tgan *l* masofasini ushbu formula orqali aniqlaymiz: $l = \upsilon \cdot \Delta t$

(1)

bu yerda, $\Delta t - K$ sanoq sistemasida hisoblangan vaqt oralig'i. Bu vaqt oralig'i *K'* sistemada hisoblangan vaqt oralig'i bilan

$$\Delta t = \frac{\Delta t_0}{\sqrt{1-(\upsilon/c)^2}}$$

munosabatga bog'langan Δt ning ifodasini (1) formulaga qo'yib quyidagini olamiz:

$$l = \frac{\upsilon \cdot \Delta t_0}{\sqrt{1-(\upsilon/c)}}$$

hisoblashlarni bajarsak *l*=619 mm.

15-masala. Elektronning kinetik energiyasi W_k=1MeV. Elektronning tezligi aniqlansin.

Berilgan: $\underline{W_k\text{=1MeV}}$

υ_0-?

Yechish. Kinetik energiyaning relativistik formulasi

$$W_k = W_0\left(\frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} - 1\right)$$

β ga nisbatan o'zgarishlar qilib zarraning yorug'lik tezligining ulushlarida $(\beta = \frac{\upsilon}{c})$ ifodalangan tezligini topamiz:

$$\beta = \frac{\sqrt{(2W_0 + W_k)W_k}}{W_0 + W_k}$$

bu yerda, W_0 – elektronning tinchlikdagi energiyasi ($W_0 = 8{,}16 \cdot 10^{-14} J$ yoki W_0=0,511MeV). Bu formula bo'yicha hisoblashlarni energiyaning istalgan birliklarda bajarish mumkin, chunki formulaning o'ng tomonidagi birliklar qisqarib ketadi va hisoblash natijasida birliksiz son olinadi.

W_0 va W_k larning son qiymatlarini megaelektronovoltlarga qo'yib, quyidagini olamiz:

$$\beta = 0{,}941 \quad \upsilon = \beta c \text{ ekanligidan } \upsilon = 2{,}82 \cdot 10^8 m/s.$$

16-masala. $\upsilon = 0{,}9 m/s$ tezlik bilan harakatlanayotgan elektronning relativisik impulsi p va kinetik energiyasi W_k aniqlansin (bunda, s – yorug'likning vakuumdagi tezligi)

Berilgan: $\upsilon = 0{,}9 m/s$

p-? W_k-?

Yechish. Relativistik impuls

$$p = m_0 c \frac{\beta}{\sqrt{1-\beta^2}} \tag{1}$$

(1) formula bo'yicha hisoblab quyidagini olamiz:

$$p = 5{,}6 \cdot 10^{-22} kg \cdot m/s.$$

Relativistik mexanikada to'la energiya quyidagicha aniqlanadi

$$W = W_k + W_0$$

$W_k = mc^2$ va $W_0 = m_0c^2$ ekanligidan, massaning tezlikka bog'liqligini nazarda tutib, quyidagini olamiz:

$$W = \frac{m_0 c^2}{\sqrt{1-\beta^2}} - m_0 c^2$$

yoki

$$W = m_0 c^2 \left(\frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} - 1 \right) \tag{2}$$

hisoblashlarni bajarsak ($W_0 = m_0c^2 = 0{,}51$MeV)

$$W = 106 \cdot 10^{-15} \cdot \frac{1}{1{,}6} \cdot 10^{19} eV = 66{,}25 \cdot 10^4 eV = 0{,}66 MeV.$$

2. STATISTIK FIZIKA VA TERMODINAMIKA

VI bob. MAKROSKOPIK HOLATLAR

6.1. Fizika hodisalarni tekshirishda dinamik, statistik va termodinamik usullar

Agar sistema faqat bitta yoki son jihatidan cheklangan jismlardan yoki jism qismlaridan tashkil topgan bo'lsa, ***dinamik*** *qonuniyatlaridan foydalanib, sistemadagi* fizik hodisalar va jarayonlarni o'rganish mumkin.

Alohida olingan atom va molekula harakati ham dinamika qonuniyatlariga bo'ysunadi. Shuning uchun $1\ sm^3$ hajmdagi tartibsiz harakatlanayotgan molekulalar bilan bog'liq hodisalarni dinamik qonuniyatlar asosida tekshirish mumkin. Buning uchun, avvalo, alohida olingan molekulalarni o'rganib chiqib, keyin hamma molekulalarning fazodagi o'rinlarini, tezliklarini, ular orasidagi o'zaro va idish devoriga ko'rsatayotgan ta'sir kuchlarining ifodalarini aniqlash mumkin.

Chunki bir sekunda bir millionga yaqin amalni bajaradigan elektron hisoblash mashinasida $1\ sm^3$ dagi barcha molekulalarning o'rinlarini va tezliklarini qayd qilish uchun kamida 6 million yil sarflanishi kerak. Bunday hollarda alohida matematik usulga – ***statistik usulga*** tayanish maqsadga muvofiq bo'ladi. Statistik usul ehtimollik nazariyasidan foydalanishga asoslangan. ***Statistik usul*** bir-biriga o'xshagan juda ko'p, lekin bir-biridan mustaqil bo'lgan hodisalar to'plamini tekshirish uchun qo'llaniladigan usuldir. Juda ko'p sonli zarrachalardan tashkil topgan sistemaning fizik xususiyatlarini statistik usuldan foydalanib o'rganuvchi fizikaning bo'limi – ***statistik fizika*** deb ataladi.

Statistik usul yordamida tabiat hodisalarini yetarlicha chuqur va aniq tekshirish mumkin bo'lganligi uchun bunga asoslangan statistik fizika hozirgi davrda fizika fanining turli sohalariga muvoffaqiyatli tatbiq etilmoqda. Masalan, molekular fizikada issiqlik hodisalarini; elektromagnetizmda jismlarning elektr o'tkazuvchanlik *va magnit xususiyatlarini; optikada issiqlik nurlanish va boshqa* hodisalarni statistik fizika asosida o'rganiladi.

Fizik hodisalar va jarayonlarni o'rganadigan dinamik va statistik usuldan tashqari ***termodinamik*** usul ham mavjuddir. Statistik usuldan farqli termodinamik usul jismlarni va tabiat hodisalarni makroskopik xossalarini, ularning mikroskopik manzarasiga, ya'ni o'rganilayotgan sistemaning ichki tuzilishi va sistemani tashkil etuvchi qismlarining harakat holatlariga e'tibor qilmay o'rganadi. Fizik hodisalarga termodinamik usulni qo'llash imkoniyati ularda energiyaning bir turdan boshqa turiga aylanish jarayonlari bilan bog'liqdir.

Jismlarning fizik xususiyatlarini termodinamik usul bilan o'rganadigan fizikaning bo'limiga ***termodinamika*** deb ataladi. Termodinamika tajribalaridan aniqlangan juda ko'p ma'lumotlarni umumlashtirgan ikki fundamental qonunga tayanadi.

Shunday qilib, mikroskopik zarrachalaridan tashkil topgan sistemaga oid tadqiqotlarda har ikkala usul ham statistik va termodinamik usullar keng qo'llaniladi va ular o'zaro bir-birini to'ldiradi.

6.2. Makroskopik sistema parametrlari

Juda ko'p sonli atom va molekulalardan tashkil topgan sistema – ***makroskopik sistema*** deb ataladi. Makroskopik sistema holatini to'la ravishda aniqlay oladigan fizik kattaliklar ***makroskopik parametrlar*** deb ataladi. Shu parametrlar va ularning o'lchov birliklari bilan tanishaylik.

Hajm. Tashqi kuchlar ta'siriga qaramay qattiq jism molekulalari orasida o'zaro ta'sir kuchli bo'lgani uchun o'zlarining hajmlari va shaklini, suyuqliklar esa o'z hajmlarini saqlaydilar. Gazlar esa molekulalar orasida o'zaro ta'sir kuchsiz bo'lgani uchun o'zi solingan idish hajmini egallaydi. Shunday qilib, ***sistema hajmi*** degan fizik kattalik kiritiladi, hajm M^3 larda o'lchanadi.

Harorat. Moddaning issiqlik holatini xarakterlash uchun termodinamik kattalik ***harorat*** tushunchasi kiritiladi.

SI da haroratning absolut termodinamik shkalasi, ya'ni ***Kelvin shkalasi*** asosiy birlik sifatida qabul qilingan. ***Suvning uchlanma nuqtasi, ya'ni qattiq, suyuq va gazsimon fazalarining muvozanatli holatini aniqlovchi nuqta haroratigacha bo'lgan harorat intervalining 1/273,16 qismi bir kelvin (K) deb qabul qilingan.*** Bu birlikdan tashqari, haroratni o'lchashda ***Selsiy shkalasi*** keng qo'llaniladi. Normal bosimda muzning erishi va suvning qaynash haroratlari intervalining 1/100 ulishi Selsiy shkalasidagi 1 ℃ ni beradi. Suvning muzlash, erish va bug'lanish fazalarining muvozanatli holatiga to'g'ri kelgan haroratni 0 ℃ deb olsak, u vaqtda uchlanma nuqtaning harorati kelvin shkalasida $273,16\ K$ shu sharoitda suvning qaynash harorati esa $373,16\ K$ teng bo'ladi.

Demak, Kelvin va Selsiy shkalalari orasidagi bog'lanish quyidagi tenglama bilan ifodalanadi:

$$T = 273,16 + t \tag{6.1}$$

bunda, sistemaning Kelvin shkalasi bo'yicha o'lchangan harorat T harfi bilan, Selsiy shkalasi bo'yicha o'lchangan harorat esa t harfi bilan belgilanadi.

Bosim. Bosim ($R=F/S$) yuza birligiga normal ta'sir etuvchi kuch bilan o'lchanuvchi fizik kattalikdir. Bosimning asosiy birligi sifatida ***paskal (Pa)*** qabul qilingan. Bosimning ***millimetr simob ustuni (mm.sim.ust)*** birligidan ham foydalaniladi. Bu birliklar orasida quyidagicha bog'lanish bor 1 mm.sim.ust = $133,322\ Pa$.

Modda miqdori. Modda miqdorini o'lchash uchun asosiy birlik sifatida Mol qabul qilingan. Moddaning bir molining massasiga uning ***molyar massasi*** deyiladi. ***Uglerod - 12 ning 0,012 kg massasidagi atomlar soniga teng strukturaviy element (masalan, atom, molekula) lardan tashkil topgan moddaning miqdori bir mol(μ) deb ataladi.*** Molar massa kg/mol da o'lchanadi va μ harfi bilan belgilanadi. Masalan, kislorod (O_2) ning molar massasi $\mu=0,032$ kg/mol, vodorod (N_2) uchun $\mu=0,02$ kg/mol, azot (N_2) uchun $\mu=0,028$ kg/mol, 1 mol moddadagi molekulalar soni moddaning turiga bog'liq bo'lmagan o'zgarmas kattalik bo'lib ***Avagadro soni*** deb ataladi va odatda, N_A deb belgilanadi, u $N_A = 6,0222 \cdot 10^{23}\ 1/mol$ teng bo'ladi.

Molekulalarining soni N ga teng bo'lgan modda miqdorida necha mol borligini aniqlash uchun quyidagi ifodadan foydalanamiz:

$$\nu = \frac{N}{N_A}, \quad \nu = \frac{m}{\mu} \tag{6.2}$$

Bitta gaz molekulaning massasi m_m kg bo'lsa, bir mol gazning massasi, ya'ni molar massasi

$$\mu = m_M \cdot N_A \quad kg/mol \tag{6.3}$$

teng bo'ladi. N ta molekulalardan tashkil topgan gazning massasi: $M=m_m N$. Bu ikki massaning nisbatidan foydalanib, biror V hajmdagi molekulalarning sonini aniqlaylik:

$$N = \frac{M}{\mu \cdot N_A} \tag{6.4}$$

Demak, N ta gaz molekulasi egallagan hajm ma'lum bo'lsa, birlik hajmdagi molekulalar soni, ya'ni ***molekulalar konsentratsiyasini*** aniqlash mumkin

$$n = \frac{N}{V} \tag{6.5}$$

Normal sharoitda 1 kilomol gazning egallagan hajmi $V_0=22,4\ m^3$ ekanligini e'tiborga olib, 1m^3 hajmdagi molekulalar soni $n_0 = N_A/V_m = 2,7 \cdot 10^{25} m^{-3}$ ga teng ekanligi aniqlanadi. Bu esa ***Loshmidt soni*** deb ataladi.

Molekulalar massa $\sim 10^{-26}$ kg juda kichik bo'lganligi sababli, odatda, atom va molekulalarning massalarini atom birligi (m.a.b) da ifodalanadi. M.a.b. qiymat jihatdan uglerod - 12 atomi massasining 1/12 ulishiga teng qilib olinadi:

$$1\ m.a.b. = \frac{1}{12} m_c = 1,6607 \cdot 10^{-27}\ kg \tag{6.6}$$

6.3. Issiqlik harakati

Tabiatdagi barcha moddalar molekulalardan tashkil topgan. Moddaning barcha kimyoviy xossasini o'zida saqlab qola oladigan eng kichik zarrasiga ***molekula*** deb ataladi. Kimyoviy usul bilan tarkibiy qismlarga ajratib bo'lmaydigan moddalar ***kimyoviy elementlar*** deb ataladi. Molekulalar orasida o'zaro ta'sir kuchlari bo'lib, bu kuchlarning katta-kichikligiga qarab aynan bir moddani o'zi qattiq, suyuq va gaz holatlarida bo'lishi mumkin. Molekulalar orasidagi tutinish kuchlari nolga intilayotgan gaz ideal gazga aylana boshlaydi. Moddalarning xususiyatlarini va xossalarini molekulalarning harakati va o'zaro ta'sir asosida o'rganuvchi nazariyaga ***molekular - kinetik nazariya*** deb ataladi.

Moddaning issiqlik holati molekulalarining ***issiqlik*** (xaotik) ***harakati*** intensivligi bilan ifodalanadi. Issiqlik harakat intensivligi o'zgarganda jismning ichki energiyasi va issiqlik holati o'zgaradi.

Issiqlik holatlari har xil bo'lgan ikki moddani olaylik. Birinchi modda molekulalarining issiqlik harakati ikkinchisinikidan intensivroq bo'lsin. Bu moddalarni bir-biriga tekkizsak, birinchi moddaning molekulalari moddalarning tegishish chegarasida ikkinchi modda molekulalariga urilib, ularning issiqlik harakati intensivligini oshiradi. Natijada, moddalarning issiqlik holatlari o'zagaradi: birinchi moddaning ichki energiyasi kamayadi, ikkinchisiniki esa ortadi. Aslida, moddaning issiqlik holatini harorat belgilaydi. Harorat o'z navbatida modda molekulalari issiqlik harakati intensivligini miqdoriy jihatdan ifodalovchi fizik kattalikdir.

Demak, modda molekulalarining issiqlik harakati qanchalik intensiv bo'lsa, uning harorati shunchalik yuqori bo'ladi.

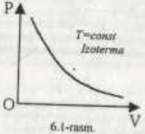
6.4. Ideal gazning holat tenglamasi

Gazlar bilan bog'liq bo'lgan hodisalarni o'rganishni soddalashtirish maqsadida ***ideal gaz*** tushunchasi kiritiladi. Quyidagi soddalashtirishlarni kiritaylik:

a) gaz molekulalari orasida o'zaro ta'sirlashish kuchlari mavjud emas;

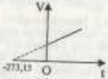
b) gaz molekulalarining o'lchamlari hisobga olmaslik darajasida kichik;

d) gaz molekulalarining o'zaro to'qnashishlari elastik sharlarning to'qnashuvidek sodir bo'ladi.



6.1-rasm.

Siyraklashtirilgan real gazlarning xossalari ideal gazga yaqin bo'ladi. Masalan, atmosfera bosimida vodorod va geliy gazlari ideal gazga juda yaqin bo'ladi. Gaz bir holatdan ikkinchi holatga o'tganda parametrlari o'zgaradi. O'zgarmas m massali gaz holatini o'zgarishida parametrlar (bosim R, hajm V va harorat T) dan bir o'zgarmasdan saqlanib qolgan ikkitasi o'zgarishi mumkin.



6.2-rasm.

1) **Izotermik jarayon** (*T=sonst*) da gaz holatining o'zgarishi Boyl-Mariot qonuni bilan aniqlanadi.

$$RV = const \qquad (6.7)$$

2) **Izobarik jarayon (R=sonst)** Gey-Lyussak qonuniga bo'ysunadi.

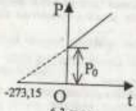
$$V = V_0(1+\alpha_V t) \qquad (6.8)$$

bundan

$$\frac{V}{T} = const \qquad (6.9)$$

hosil qilamiz (6.2-rasm). Bu yerda, α_v – gazning hajm kengayish termik koeffitsiyenti,

$$\alpha_v = \frac{1}{273,15}K^{-1}$$



6.3-rasm.

3) **Izoxorik jarayon (V=const)** da amalga oshadi va Sharl qonuni bo'yicha aniqlanadi (6.3-rasm).

$$P = P_0(1+\alpha_p t) \qquad (6.10)$$

bundan

$$\frac{P}{T} = const \qquad (6.11)$$

ni hosil qilamiz. Bu yerda, ideal gaz uchun $\alpha_v = \alpha_p$, α_p - bosimning termik koeffitsiyentidir.

Endi ideal gaz parametrining har uchalasi R_1, V_1, T_1 holatdan o'zagarib R_2, V_2, T_2 holatga o'tsin.

Bu vaqtda (T_1 =const) da gaz bosimini R_2 gacha o'zgartiraylik. Natijada gaz hajmi ham o'zgaradi (V'). Izotermik jarayonda

$$P_1V_1 = P_2V'$$

bunda,

$$V' = \frac{P_1V_1}{P_2} \qquad (6.12)$$

ifodani hosil qilamiz. Ikkinchi jarayonda (R_2 =const) da haroratni T_2 gacha orttiramiz. Natijada gaz V_2 hajmga izobarik kengayadi. Gey-Lyussak qonuniga asosan quyidagini yozamiz:

$$\frac{V'}{T_1} = \frac{V_2}{T_2}$$

Bunda

$$V' = \left(\frac{V_2}{T_2}\right)T_1 \qquad (6.13)$$

ifoda hosil bo'ladi. (6.12) va (6.13) lardan

$$\frac{P_1V_1}{T_1} = \frac{P_2V_2}{T_2}$$

tenglikni yozamiz. Demak, o'zgarmas massali gaz uchun bosim va hajm ko'paytmasini haroratga nisbati

$$\frac{PV}{T} = B \qquad (6.14)$$

o'zgarmas miqdorga teng bo'lib, bu tenglamani Klapeyron tenglamasi deb ataladi. Bu yerda V gaz massasi va turiga bog'liq gaz doimiysidir. (6.14) tenglamani D.I.Mendeleyev normal sharoitda 1 mol gaz uchun quyidagi o'zgartiradi:

$$PV_M = RT \qquad (6.15)$$

Bunda, R – gazning universal doimiysi deb ataladi.

$$R = 8,31 \ J/mol\,K \qquad (6.16)$$

$V_M = 22,41 \cdot 10^{-3}\ m^3/mol$ 1 mol ideal gazning hajmidir.

Agar (6.15) tenglamaning har ikki tomoniga m/μ ni ko'paytirib va $(m/\mu)\ V_M = V$ teng deb olsak,

$$PV = \left(\frac{m}{\mu}\right)RT \qquad (6.17)$$

Klapeyron - Mendeleyev tenglamasini hosil qilamiz. Bu yerda, μ – molar massa, m – ixtiyoriy olingan gaz massasi.

6.5. Ideal gaz molekular - kinetik nazariyaning asosiy tenglamasi

Molekulalar issiqlik harakati tartibsiz bo'lib, bu harakat natijasida ular har doim bir-biri bilan va idish devori bilan to'qnashib turadi. Gaz molekulalari bilan idish devori hosil qilingan o'zaro ta'sirlaridan foydalanib, gazning devorga bergan ta'sir kuchi – bosimi baholanadi. Birlik vaqt ichida idish devorining birlik yuziga molekulalar tomonidan berilayotgan impulslar yig'indisi bosimni hosil qiladi. Har bir molekula harakat yo'nalishiga perpendikular yuzaga kelib elastik urilganda uning impulsi

$$m_M\upsilon_i-(-m_M\upsilon_i)=2m_M\upsilon_i$$

ga o'zgaradi. Agar qirralarining uzunligi l, bo'lgan kubning birlik hajmidagi molekulalar sonini n deb belgilasak, kubning qarama-qarshi devorlari orasida harakatlanayotgan molekulalar soni

$$N=\frac{1}{3}nl^3 \tag{6.18}$$

ifoda bilan aniqlanishi mumkin. Kub qirrasining uzunligi l bo'lganligi uchun molekulalarning u yoki bu devorga urilishlari har $\tau=2l/\upsilon_i$ vaqtda takrorlanib turadi. Bularni hisobga olib i - molekula tomonidan devorga berilayotgan o'rtacha ta'sir kuchini aniqlaymiz:

$$F_i=\frac{2m_M\upsilon_i}{\tau}=\frac{m_M\upsilon_i^2}{l} \tag{6.19}$$

Devorga ta'sir etuvchi umumiy kuch esa

$$F=\sum_{i=1}^{n}\frac{m_i\upsilon_i^2}{l}$$

teng bo'ladi. Bu ifodaning surat va maxrajini N ga ko'paytirsak,

$$F=\frac{Nm_i\sum\limits_{i=1}^{n}\upsilon_i^2}{lN} \tag{6.20}$$

Bundagi

$$\frac{\sum\limits_{i=1}^{n}\upsilon_i^2}{N}=\upsilon_{o'r.kv}^2 \tag{6.21}$$

kattalikni ***o'rtacha kvadratik tezlik*** deb yuritiladi.

(6.18) va (6.21) larni e'tiborga olib (6.20) ifodani quyidagicha yozamiz:

$$F=\frac{1}{3}nl^2m_M\upsilon_{o'r.kv}^2$$

Bundan

$$P=\frac{F}{l^2}=\frac{1}{3}nm_M\upsilon_{o'r.kv}^2 \tag{6.22}$$

hosil qilamiz.

Bu tenglama ***idela gaz molekular - kinetik nazariyasining asosiy tenglamasi*** deb yuritiladi. (6.22) quyidagicha o'zgartirib yozamiz:

$$P=\frac{2}{3}n\frac{m_M<\upsilon_{o'r.kv}^2>}{2} \tag{6.23}$$

Demak, ideal gaz bosimi birlik hajmdagi gaz molekulalari o'rtacha kinetik energiyasining 2/3 qismiga teng. Ikkinchi tomondan teng bo'lgani uchun (6.23) quyidagicha yozamiz:

$$\frac{m_M\upsilon^2}{2}=\frac{3}{2}KT \qquad \text{yoki} \qquad P=nkT \tag{6.23'}$$

6.6. Gaz molekulalarining tezliklari va energiyalari bo'yicha taqsimlanishiga oid Maksvell qonuni

Molekular-kinetik nazariya natijalarini eslasak, gaz molekulalari har xil tezliklar bilan tartibsiz harakat qilishlari ayon bo'ldi. Molekulalarning o'zaro to'qnashishlari tufayli ularning tezliklari miqdor va yo'nalish jihatdan uzluksiz ravishda o'zgarib turadi. Keyinchalik tekshirishlardan ma'lum bo'ldiki, normal sharoitda har bir molekula bir sekunda taxminan 10^{10} marta to'qnashar ekan. Shu sababli, juda qisqa vaqt ichida ham tezligi aniq qiymatga ega bo'lgan molekulalarning sonini aniqlash mumkin emas. Lekin ixtiyoriy yo'nalishda tezligi υ dan $\upsilon+d\upsilon$ gacha intervalda yotgan molekulalar sonini aniqlash mumkin. Tezliklarning butun sohasini tezlikning juda kichik $d\upsilon$ ga teng intervallariga ajrataylik. Bunda har bir tezliklar intervaliga dN molekulalar soni to'g'ri keladi deb olaylik. dN sistemadagi barcha molekulalar soni N ga va tezlik intervali $d\theta$ ga proporsional bo'ladi

$$dN-Nd\upsilon \tag{6.24}$$

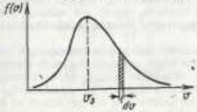
tezlik funksiyasi kattaligini kiritib (6.24) ni quyidagicha yozish mumkin.

$$dN=f(\upsilon)Nd\upsilon$$

yoki

$$\frac{dN}{Nd\upsilon}=f(\upsilon) \tag{6.25}$$

(6.25) ifodani molekulalarning tezliklar bo'yicha taqsimot funksiyasi deyiladi.



6.4-rasm.

$F(\upsilon)$ – funksiya $d\upsilon$ tezliklarga ega bo'lgan, molekulalar qolgan barcha molekulalarning qanday ulushini tashkil etish ehtimolligini ko'rsatadi.

Bu taqsimot funksiyasini birinchi bo'lib, ingliz fizigi Maksvell nazariy yo'l bilan – ehtimollar nazariyasi asosida aniqlagan edi. Taqsimot funksiyasi Maksvell tomonidan 6.4-rasmda chizilgan egri chiziq sifatida tasvirlangan. Maksvell $f(\upsilon)$ funksiyasining analitik ifodasi quyidagi ko'rinishda keltirib chiqariladi:

$$f(\upsilon)=\frac{4}{\sqrt{\pi}}\left(\frac{m_м}{2kT}\right)^{3/2} e^{-\frac{m_м\upsilon^2}{2kT}}\upsilon^2 \quad (6.26)$$

bu yerda, $m_м$ – molekulaning massasi, T – gazning absolut harorati.

Biror hajmdagi gazning υ dan $\upsilon + d\upsilon$ gacha tezliklar bilan harakatlanayotgan molekulalarning nisbiy soni quyidagi munosabatdan foydalanib topiladi:

$$\frac{dN}{N}=f(\upsilon)d\upsilon=\frac{4}{\sqrt{\pi}}\left(\frac{m_м}{2kT}\right)^{3/2} e^{-\frac{m_м\upsilon^2}{2kT}}\upsilon^2 \quad (6.27)$$

Uning qiymati 6.4-rasmdagi Maksvell egri chizig'i ostidagi shtrixlangan yuzachaga teng. (6.27) ifoda ***molekulalarning tezliklari bo'yicha taqsimlanishiga oid Maksvell qonuni deyiladi.***

Maksvell egri chizig'ining maksimumga to'g'ri kelgan tezligini eng katta ***ehtimolli tezlik*** (υ_e) deb ataladi. υ_e ning qiymatini topish uchun $f(\upsilon)$ funksiyadan υ bo'yicha olingan hosilani nolga tenglashtiramiz va

$$\upsilon_e=\sqrt{\frac{2kT}{m_м}} \quad (6.28)$$

ekanligini topamiz.

Harorat yuqorilashgan sari Maksvell egri chizig'i pasayib katta tezliklar sohasiga cho'ziladi.

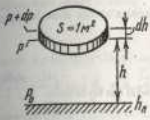
Ideal gaz molekulalarining energiya bo'yicha taqsimoti $\frac{dN}{N}$, w dan $w+dw$ energiya oralig'ida $w=m\upsilon^2/2$ kinetik energiyaga ega bo'lgan gaz molekulalari umumiy soni N ning qanday ulishini tashkil qilishi bilan aniqlanadi:

$$\frac{dN}{N}=f(w)dw=\frac{2}{\sqrt{\pi}}(kT)^{-3/2}e^{-w/kT}\sqrt{w}\,dw \quad (6.29)$$

Bu ifoda gaz molekulalarining issiqlik harakat energiyalari bo'yicha taqsimlanishiga oid Maksvell qonuni deb ataladi. Maksvell nazariyasining to'g'riligi 1920-yilda nemis olimi Shtern tajribasida isbotlangan.

6.7. Bolsman taqsimot qonuni

Ideal gaz molekular-kinetik nazariyasining asosiy tenglamasi va gazning holat tenglamasini keltirib chiqarishda hamda molekulalarning tezliklari bo'yicha taqsimlanishiga oid Maksvell qonunida gaz molekulalariga tashqi kuchlar ta'sir qilmaydi va shular sababli molekulalar berilgan hajmda bir tekis taqsimlangan deb hisoblanadi. Aslida atmosferamiz ostidagi gazning har bir molekulasi birinchidan Yerning tortish kuchi maydonida bo'lsa, ikkinchidan havo molekulalari doimo issiqlik harakatida bo'ladi. Havo molekulalarining issiqlik harakati bo'lmaganda edi, barcha molekulalar Yer sirtida to'planib 10 metr qalinlikdagi zich qatlamni hosil



6.5-rasm.

qilgan bo'lar edi. Shunday qilib, havo molekulalarining issiqlik harakati va Yer tortish kuchining bir vaqtning o'zida ta'siri tufayli Yer atrofida bizni doimo o'rab turgan atmosfera mavjud. Atmosferamizdagi havo molekulalarining balandlik bo'yicha taqsimlanishi shu ikki ta'sir kuchlarining natijasidir.

Yer sirtida balandlikni h_0, bosimni r_0 va hajm birligidagi molekulalar sonini n_0 deb olaylik. h balandlikda R bosim ostida birlik hajmda n dona molekula mavjud deb hisoblaylik. h balandlikda qalinligi dh va asosining yuzi $S=1\ m^2$ bo'lgan qatlamni ajrataylik. Gazni bir jinsli deb, uning haroratini esa o'zgarmas deb olaylik (6.5-rasm). Bu qatlamning quyi va yuqori asoslariga ta'sir etuvchi atmosfera bosimini R va $R + d\,R$ deb belgilaylik. Bu elementar hajmdagi molekulalar soni hajm birligidagi molekulalar sonining (n), uning hajmiga $dv = Sdh$ ko'paytmasi bilan ifodalanadi. Qatlamning umumiy og'irligi esa

$$dp=n\cdot Sdh\cdot m_м g \quad (6.30)$$

teng bo'ladi va quyidagi bosimni hosil qiladi

$$dP=\frac{dp}{S}=-\frac{n\,m_м g\,Sdh}{S}=-nm_м g dh \quad (6.31)$$

Minus ishorasi h orta borishi bilan bosimni kamayotganligini ko'rsatadi. Ikkinchi tomondan (6.23') ni eslasak,

$$P=nkT \quad (6.32)$$

(6.31) ni (6.32) ga taqsimlasak

$$\frac{dP}{P}=-\frac{m_м g dh}{kT}$$

hosil qilamiz, uni g, T o'zgarmas deb hisoblab h_0 dan h gacha va R_0 dan R gacha integrallaylik

$$\int_{P_0}^{P}\frac{dp}{p}=-\frac{m_м g}{kT}\int_{h_0}^{h}dh$$

$$\ln p-\ln p_0=-\frac{m_м g}{kT}(h-h_0)$$

tenglamani hosil qilamiz. Bu ifoda ustida potensiallashni bajarsak:

$$\frac{P}{P_0}=e^{-\frac{m_м g}{kT}(h-h_0)}$$

yoki h_0=0 da

$$P=P_0 e^{-\frac{m_м g}{kT}h} \quad (6.33)$$

ifodaga erishamiz. $K=\frac{R}{N_A}$, $m_M N_A=\mu$ ekanliklarini e'tiborga olsak (6.33) ni quyidagi ko'rinishda yozamiz:

$$P=P_0 e^{-\frac{\mu gh}{RT}} \qquad (6.34)$$

Bu tenglama ***barometrik formula*** deb ataladi. (6.32) dan foydalanib:

$$\frac{P}{P_0}=\frac{n}{n_0}$$

deb hisoblab (6.33) ni quyidagicha ifodalaymiz:

$$n=n_0 e^{-\frac{m_M gh}{kT}} \qquad (6.35)$$

Bu ifodadagi $m_M gh=U$ potensial energiyani ifodalaydi. U holda (6.35) munosabat

$$n=n_0 e^{-\frac{U}{kT}} \qquad (6.36)$$

ko'rinishda yoziladi. Bu munosabatni ***Bolsman taqsimoti*** deb ataladi.

(6.35) ifoda balandlik ortishi bilan havo zarrachalarining konsentratsiyasi kamayib borishini ko'rsatadi.

Savollar

1. Fizik hodisalami tekshirishda statik va termodinamik usullar qanday nazariya va qonuniyatlar asosida yaratilganini izohlang.
2. Makroskopik sistema parametrlari deganda nimalar nazarda tutiladi?
3. Moddaning issiqlik holati nima bilan xarakterlanadi?
4. Ideal gazning holat tenglamasi va uning shakllanishida Klapeyron va Mendeleyevlarning ishtiroki.
5. Ideal gaz molekular – kinetik nazariyaning asosiy tenglamasi nimani ifodalaydi?
6. Gaz molekulalarini tezliklari va energiyalari bo'yicha taqsimlanishiga oid Maksvell qonunini matematik ifodasini tajribalarda isbotlanishini ko'rsating.
7. Atmosferadagi havo molekulalarining balandlik bo'yicha taqsimlanishi Bolsman taqsimot qonunida qanday aks ettirilgan?

Masalalar

17-masala. Pastki qismi berk bo'lgan vertikal nayda h_1=30 sm balandlikdagi simob ustuni bilan o'ralgan havo ustuni bor. Temperatura t_1=27°C dan t_2= –23°C gacha o'zgarganda simob ustuni qancha Δh pastga tushadi?

Berilgan: h_1=30 sm = 0,3m , t_1=27°C T_1= (273 + 27) K=300K

t_2= –23°C T_2= (273 – 23) K=250K

Δh –?

Yechish. Agar naydagi havo ustunining T_1 temperaturadagi hajmi V_1 va T_2 temperaturadagi hajmi esa V_2 bo'lsa, Gey-Lyussak qonuniga ko'ra, quyidagi munosabatni yozish mumkin.

$$\frac{V_1}{T_1}=\frac{V_2}{T_2}$$

bunda, $V_1=Sh_1$ va $V_2=Sh_2$ (S- nayning ko'ndalang kesim yuzi) bo'lganidan $\frac{Sh_1}{T_1}=\frac{Sh_2}{T_2}$ yoki $h_2=h_1\frac{T_2}{T_1}$ bo'ladi. Bundan naydagi simob ustunining pasayishi quyidagiga teng bo'ladi:

$$\Delta h=h_1-h_2=h_1-h_1\frac{T_2}{T_1}=h_1(1-\frac{T_2}{T_1})=h_1\frac{T_1-T_2}{T_1}$$

berilganlarning son qiymatlari o'rniga qo'yib hisoblansa, quyidagi kelib chiqadi:

$$\Delta h=h_1\frac{T_1-T_2}{T_1}=0,3\frac{300-250}{300}=0,05m=5sm.$$

18-masala. Gazni o'zgarmas hajmi (V_1=const) da $\Delta T=30K$ ga isitilganda uning bosimi uch marta ortgan bo'lsa, gazning boshlang'ich T_1 va oxirgi T_2 temperaturalari topilsin.

Berilgan: $\Delta T=30K$, $\frac{p_1}{p_2}=3$

T_1 –? T_2–?

Yechish. Sharl qonuniga muvofiq o'zgarmas hajmda gazning bosimi absolut temperaturaga proporsional, ya'ni:

$$\frac{p_1}{T_1}=\frac{p_2}{T_2}$$

bunda, $T_2=T_1+\Delta T=T_1(1+\frac{\Delta T}{T_1})$ bo'lgani uchun $\frac{p_1}{T_1}=\frac{p_2}{T_1(1+\frac{\Delta T}{T_2})}$,

bundan gazning boshlang'ich T_1–temperaturasi quyidagiga teng bo'ladi:

$$T_1=\frac{\Delta T}{\frac{p_2}{p_1}+1}=\frac{30}{3-1}=15K$$

u vaqtda gazning oxirgi T_2 temperaturasini osongina aniqlash mumkin:

$$T_2=T_1+\Delta T=15+30=45K.$$

19-masala. V=10l hajmli ballonda p_1=1MPa bosim ostida T_1=300K haroratda geliy bor. Ballondagi m=10g geliy sarflangandan keyin ballondagi harorat T_2=290K gacha pasaydi. Ballonda qolgan geliyning bosimi p_2 aniqlansin.

Berilgan: V=10l $=10\cdot10^{-3}m^3=10^{-2}m^3$, p_1=1MPa = 10^6Pa,
T_1=300K = 300K, m=10g = 10^{-2}kg
T_2=290K = 290K

p_2-?

Yechish. Masala yechish uchun ikki marta gazning boshlang'ich va oxirgi holatlari uchun Klapeyron-Mendeleyev formulasidan foydalanamiz. Boshlang'ich holat uchun tenglama

$$p_1V=\frac{m_1}{M}RT_1 \qquad (1)$$

ko'rinishga ega, oxirgi holat uchun esa

$$p_2V=\frac{m_2}{M}RT_2 \qquad (2)$$

bunda, m_1 va m_2 boshlang'ich va oxirgi holatlardagi geliy massasi. (1) va (2) tenglamalardan m_1 va m_2 massalarni topamiz:

$$m_1=\frac{Mp_1V}{RT_1} \qquad (3)$$

$$m_2=\frac{Mp_2V}{RT_2} \qquad (4)$$

(3) dan (4) ni ayirsak,

$$m=m_1-m_2=\frac{Mp_1V}{RT_1}-\frac{Mp_2V}{RT_2}$$

bundan p_2 ni topamiz

$$p_2=\frac{RT_2}{MV}\left(\frac{Mp_1V}{RT_1}-m\right)=\frac{T_2}{T_1}p_1-\frac{m}{M}\frac{RT_2}{V} \qquad (5)$$

(5) formuladagi geliyning molar massasi M dan boshqa barcha kattaliklar ma'lum.

$$M=4\cdot10^{-3}kg/mol$$

kattaliklarning qiymatlarini (5) ga qo'yib natijani olamiz:

$$p_2=\frac{290}{300}\cdot10^6-\frac{10^{-2}\cdot8{,}31\cdot290}{4\cdot10^{-3}\cdot10^{-2}}=3{,}64\cdot10^5=364kPa.$$

20-masala. Sig'imi V=6,9*l* bo'lgan ballonda m=2,3g massali azot bor. Qizdirishda molekulalarning bir qismi atomlarga dissotsilanadi. Dissotsilanish koeffitsiyenti $\alpha=0{,}2$ 1) qizdirishdan avvalgi azot molekulalarining umumiy soni N_1 va azot molekulalarining konsentratsiyasi n_1 ; 2) qizdirilgandan keyin azot molekulalarining konsentratsiyasi n_2 va atomlarning n_3 konsentratsiyalari aniqlansin.

Berilgan:

$$V=6{,}9l=6{,}9\cdot10^{-3}m^3,\ m=2{,}3g=2{,}3\cdot10^{-3}kg,\ \alpha=0{,}2;$$

N_1-? n_1-? n_2-? n_3-?

Yechish. Ta'rifga binoan, gaz zarralarining konsentratsiyasi zarralar sonini gaz egallagan idish sig'imi nisbatiga tengdir.

$$n=\frac{N}{V} \qquad (1)$$

a) qizdirishdan avvalgi gaz molekulalari soni N_1 ni topamiz:

$$N_1=\nu N_A=\frac{m}{M}N_A=\frac{m}{KM_G}N_A \qquad (2)$$

Bunda, V – azotning modda miqdori; N_A–Avagadro doimiysi; M– azotning molar massasi; M_G–azotning nisbiy molar massasi; K=10^3 kg/mol kattaliklarning qiymatlarini (2) ga qo'ysak,

$$N_1=\frac{2{,}3\cdot10^{-3}}{10^{-3}\cdot8}\cdot6{,}02\cdot10^{23}=4{,}94\cdot10^{23}\ \text{dona molekula}$$

n_1 konsentratsiyani (1) dan topamiz:

$$n_1=\frac{N_1}{V}=\frac{4{,}94\cdot10^{23}}{6{,}9\cdot10^{-3}}=7{,}16\cdot10^{25}m^{-3}$$

b) qizdirilgandan keyingi konsentratsiya $n_2=\dfrac{N_1(1-\alpha)}{V}$ (3) munosabatdan topiladi. Bunda N_2 atomlarga ajralmagan molekulalarning soni. Kattaliklarning qiymatlarini (3) ga qo'yib quyidagini olamiz:

$$n_2=\frac{4{,}94\cdot10^{23}(1-0{,}2)}{6{,}9\cdot10^{-3}}m^{-3}=5{,}73\cdot10^{23}m^{-3}.$$

Azot qizdirilgandan keyin atomlarning konsentratsiyasi

$$n_3=\frac{2N_1\alpha}{V} \qquad (4)$$

(4) formuladagi 2 soni har bir molekula ikkitadan atomga parchalanishini ifodalaydi. (4) ga kattaliklarni qiymatlarini qo'yib

$$n_2=\frac{2\cdot4{,}94\cdot10^{23}\cdot(1-0{,}2)}{6{,}9\cdot10^{-3}}m^{-3}=0{,}286\cdot10^{26}m^{-3}=2{,}86\cdot10^{25}m^{-3}$$

21-masala. Idishda modda miqdori $V=1{,}2$ mol bo'lgan gaz saqlanadi. Bu gazni ideal gaz sifatida qarab, tezliklari υ eng katta ehtimoliy tezlik u_E ning 0,001 qismidan kam bo'lgan molekulalar soni ΔN aniqlansin.

Berilgan: $V=1{,}2$ mol

$$\frac{\upsilon_{max}}{u_e}=0{,}001$$

ΔN-?

Yechish. Masalani yechish uchun molekulalarning nisbiy tezliklar ($u = \frac{\upsilon}{\upsilon_0}$) bo'yicha taqsimotidan foydalanish qulay. Nisbiy tezliklari u dan $u + \Delta u$ gacha oraliqda joylashgan molekulalarning soni

$$dN(u) = \frac{4N}{\sqrt{\pi}} e^{-u^2} u^2 du \tag{1}$$

formula bilan aniqlanadi; bu yerda, N – molekulalarning to'liq soni.

Masalaning shartiga ko'ra, bizni qiziqtiradigan molekulalarning maksimal tezligi $\upsilon_{max} = 0{,}001\upsilon_e$, bundan $U_{max} = \frac{\upsilon_{max}}{\upsilon_e} = 0{,}001$. u<<1 ning bunday qiymatlari uchun (1) ifodada $e^{-u^2} \approx 1 - u^2$ deb olamiz. u=(0,001)^2=10^{-6} qiymatni e'tiborga olmay, *(1) ifodani*

$$dN(u) = \frac{dN}{\sqrt{\pi}} u^2 du \tag{2}$$

ko'rinishda yozamiz. Bu ifodani u bo'yicha 0 dan u_{max} gacha integrallab, quyidagini olamiz:

$$\Delta N = \frac{4N}{\sqrt{\pi}} \int_0^{max} u^2 du = \frac{4N}{\sqrt{\pi}} \left| \frac{u^3}{3} \right|_0^{max} \quad \text{yoki} \quad \Delta N = \frac{4N}{3\sqrt{\pi}} u_{max}^3 \tag{3}$$

(3) molekulalar soni N ni modda miqdori va Avagadro doimiysi orqali ifodalab, hisoblash formulasini topamiz:

$$\Delta N = \frac{4\nu N_A}{3\sqrt{\pi}} u_{max}^3 \tag{4}$$

ν, N_A – kattaliklarning qiymatlarini (4) ga qo'yib hisoblasak:

$$\Delta N = \frac{4 \cdot 1{,}2 \cdot 6{,}02 \cdot 10^{23}}{3 \cdot 1{,}77} (10^{-9}) = 5{,}44 \cdot 10^{14} \text{ ta molekula.}$$

22-masala. m= 10^{-18} g massali chang zarrachasi havoda muallaq turibdi. Havo qatlamining chang zarrachalarining konsentratsiyasi 1% dan ko'pga farq qilmaydigan qalinligi aniqlansin. Butun hajmda havoning harorati T bir xil va 300 K ga teng.

Berilgan: T=300K, m= 10^{-18}, g =10^{-21}kg

$\frac{\Delta n}{n} = 0{,}01$

Δz -?

Yechish. Chang zarrachalarining muvozanatli taqsimotida ularning konsentratsiyasi faqatgina tik yo'nalgan o'q bilan mos keluvchi f ning koordinatasiga bog'liq bo'ladi. Bu holda chang zarrachalarining taqsimotiga

Bolsman formulasini qo'llash mumkin:

$$N = n_0 e^{\frac{U}{kT}} \tag{1}$$

Bir jinsli maydonda U=mgz bo'lganligidan

$$n = n_0 e^{\frac{-mgz}{(kT)}} \tag{2}$$

Masalaning shartiga ko'ra, konsentratsiyaning Δh balandlik bo'yicha o'zgarishi n ga nisbatan kam $\left(\frac{\Delta h}{n} = 0{,}01\right)$, shuning uchun ham konsentratsiyaning o'zgarishi Δn ni uncha katta bo'lmagan xatolik bilan differensial dn ga almashtirish mumkin.

(2) ifodani z bo'yicha differensiallab, quyidagini olamiz.

$$dn = -n_0 \frac{mg}{kT} e^{\frac{-mgz}{(kT)}} \cdot d_z$$

$N_0 e^{-\frac{mgz}{(kT)}} = n$ ekanligidan $dn = -\frac{mg}{kT} ndz$.

Bundan bizni qiziqtiruvchi koordinata o'zgarishini topamiz:

$$dz = -\frac{kT}{mg} \frac{dn}{n}$$

dz, dn larni $\Delta z, \Delta n$ chekli orttirmalar bilan almashtirsak,

$$\Delta z = \frac{kT}{mg} \cdot \frac{\Delta n}{n} \quad \frac{\Delta n}{n} = 0{,}01, K = 1{,}38 \cdot 10^{-23} J/K = 9{,}81 m/s^2, T = 300K$$

$$\Delta z = 4{,}23 mm.$$

VII bob. TERMODINAMIKA ASOSLARI

7.1. Ichki energiya

Biror moddaning bir butun energiyasi deganda, shu moddaning kinetik energiyasi bilan moddaning tashqi kuchlar maydonidagi potensial energiyasi hamda shu moddani tashkil etgan mikrozarrachalar energiyasi, ya'ni moddaning ichki energiyalarining yig'indisi tushuniladi.

$$W = W_K + W_p + U \tag{7.1}$$

U – ichki energiya tushunchasi molekulalar issiqlik harakatining kinetik energiyasini, molekulalar orasidagi o'zaro ta'sir potensial energiyasini va molekulalar ichidagi boshqa energiyalar (atomning molekulalardagi tebranma harakat energiyasi, atom va ionlarning elektron sathlari energiyasi va boshqalar) ni o'z ichiga oladi.

Ichki energiya sistema holatini belgilaydi. Agar sistema holatining o'zgarishi holat parametrlari R, V, T bilan ifodalansa, u vaqtda ichki energiya shu holat parametrlarining funksiyasi bo'ladi, ya'ni $U=f(R, V, T)$.

Ichki energiya holatning bir qiymatli funksiyasi hisoblanadi. Bu shu narsani anglatadiki, sistemaning aniq bir tayinli holatiga ichki energiyaning aniq bir qiymati mos keladi. Sistema bir holatdan boshqa holatga o'tganda uning ichki energiyasining o'zgarishi ichki energiyaning bu holatlaridagi qiymatlari ayirmasiga teng bo'lib, bir holatdan boshqa holatga o'tiladigan yo'l shakliga bog'liq emas. Shuning uchun ichki energiyaning hisob boshini tanlash ahamiyatli emas. Ko'pincha $T=0$ da ichki energiya nolga teng deb olinadi.

Ideal gaz ichki energiyasi ta'rifiga binoan ichki energiya faqat molekulalar kinetik energiyalarining yig'indisiga teng. V – hajmdagi gaz molekulalarining soni N ga teng bo'lsa, gazning ichki energiyasi

$$U = W_K N = \frac{i}{2}kT\frac{m}{\mu}N_A = \frac{i}{2}\frac{m}{\mu}RT \tag{7.2}$$

Bir mol gaz uchun ushbu ifoda

$$U = \frac{i}{2}RT \tag{7.3}$$

Bu ifodada i – erkinlik darajalari soni. Bir atomli gaz uchun $i=3$ ga ikki atomli gaz uchun $i=5$ ga uch yoki ko'p atomli bo'lsa, $i=6$ ga teng. (7.2) munosabat ***ixtiyoriy m massali ideal gazning ichki energiyasini ifodalaydi.***

Real gazning molekulalari bir-biri bilan o'zaro ta'sirlashadi, shuning uchun potensial energiyaga ega. Binobarin, real gazning ichki energiyasi molekulalar issiqlik harakatining kinetik energiyasi bilan o'zaro potensial energiyalarining yig'indisiga teng:

$$U = W_k + W_p \tag{7.4}$$

Molekulalarning o'zaro ta'sir potensial energiyasi molekulalar orasidagi masofaga, demak, gaz egallagan hajmga bog'liq bo'ldi. Shuning uchun real gazlar ichki energiyasi faqat haroratgagina emas, balki gaz egallagan hajmga ham bog'liq bo'ladi.

Real gaz molekulalari ilgarilama harakatdan tashqari, aylanma va tebranma

harakat qilishi mumkin. Shu harakat tufayli molekulalar shakliga bog'liq bo'lgan ma'lum energiya mavjud bo'ladi. Molekulalar shakli molekula tarkibiga kiruvchi atomlar soniga va ularning joylanishiga ham bog'liq.

Shunday qilib, real gazning ichki energiyasi uning haroratiga, hajmiga va molekulalar strukturasiga bog'liq bo'ladi.

$$U_{r.g.} = \frac{1}{2}NkT + W_{ayl} + W_p + W_{teb} \tag{7.5}$$

7.2. Issiqlik miqdori. Issiqlik sig'imi

Issiqlikni ichki energiyaning sifat belgilarini anglatuvchi kattalik deyish mumkin, chunki issiqlik orqali berilgan moddaning harorati yuqori yoki past ekanligi *to'g'risida ma'lumot olamiz. Issiqlikni kontakt yoki nurlanish* tufayli uzatish mumkin. Birinchidan, haroratlar har xil bo'lgan moddalar o'zaro bir-biriga tekizilsa, ma'lum vaqtdan keyin har ikki moddaning haroratlari sekin-asta bir xil qiymatga o'zgarishini kuzatish mumkin. Ikkinchidan, Quyosh nurlari ta'sirida atrof-muhit isiydi.

Bir-biriga tekizish yoki nurlanish orqali bir sistemadan ikkinchi sistemaga berilgan yoki undan olingan energiya issiqlik miqdori deyiladi.

Issiqlik miqdori ham energiya birliklarida o'lchanadi. Issiqlik miqdori ***joulda*** o'lchanadi. *Issiqlik miqdori ham,* xuddi bajarilgan ish kabi, holat funksiyasidir. U faqat moddaning boshlang'ich va oxirgi holatlari bilan emas, balki modda holatlarining o'zgarishi amalga oshgan jarayon bilan ham aniqlanadi.

Moddaning ***issiqlik sig'imi***, modda haroratini bir kelvinga oshirish uchun unga berilgan issiqlik miqdori bilan xarakterlanadi. Gazlarning issilik sig'imini o'rganishda solishtirma issiqlik sig'im va molar issiqlik sig'im tushunchalaridan foydalanamiz.

a) *1 kg* gaz haroratini *1K* ga oshirish uchun kerak bo'lgan issiqlik miqdori bilan o'lchanadigan kattalikka ***solishtirma issiqlik sig'imi*** deb ataladi. Solishtirma issiqlik sig'imi kichik *s* harfi bilan belgilanadi va *J/kg K* da o'lchanadi.

b) 1 mol gaz haroratini *1K* ga oshirish uchun kerak bo'lgan issiqlik miqdori bilan o'lchanadigan kattalikka ***molar issiqlik sig'im*** deb ataladi. Molar issiqlik sig'im katta *S* harfi bilan belgilanadi va *J/mol K* da o'lchanadi. Bu ikki issiqlik sig'imlar orasida quyidagicha bog'lanish bor. Molar massa μ *kg/mol* ekanligini eslasak

$$C = \mu c \qquad \text{yoki} \qquad c = \frac{1}{\mu}C \tag{7.6}$$

munosabat hosil bo'ladi. Ixtiyoriy m massali gazning issiqlik sig'imi esa $mc = \frac{m}{\mu}C$ ga teng bo'ladi. ***O'zgarmas hajmdagi ideal gazning molar issiqlik sig'imi*** deganda, *1 mol* ideal gaz haroratining *1 K* ga o'zgarishiga mos keladigan ichki energiya o'zgarishi tushuniladi. Odatda, o'zgarmas hajmdagi gazning molar issiqlik sig'imi S_v bilan belgilanadi

$$C_V = \frac{dU_M}{dT} = \frac{d}{dT}\left(\frac{i}{2}RT\right) = \frac{i}{2}R \tag{7.7}$$

Gazning o'zgarmas bosimda molar issiqlik sig'imini

$$C_p = \frac{\delta Q}{dT} = \frac{dU_м}{dT} + \frac{\delta A}{dT}$$

yoki

$$C_p = C_V + \frac{pdV_м}{dt} \qquad (7.8)$$

shaklda yozish mumkin. *1 mol* gaz uchun yozilgan holat tenglamasi ($RV_м = RT$) ga differensiyallash amalini qo'llab $RdV_м = RdT$ tenglikni hosil qilamiz. Uni (7.8) ga qo'ysak

$$C_p = C_V + R = \frac{i+2}{2}R \qquad (7.9)$$

hosil bo'ladi.

(7.7) ning (7.9) ga nisbatini olsak va γ bilan belgilasak,

$$\gamma = \frac{C_P}{C_V} = \frac{i+2}{i} \qquad (7.10)$$

hosil bo'ladi. Bir atomli gaz uchun $i=3$, $\gamma=5/3=1,67$; ikki atomli gaz uchun $i=5$, $\gamma=7/5=1,4$; ko'p atomli gaz uchun $i=6$, $\gamma=8/6=1,33$.

7.3. Termodinamikaning birinchi bosh qonuni va uni gaz izojarayonlariga tatbig'i

Issiqlik, ish va energiya orasidagi munosabatni issiqlikning mexanik harakatga va ishga aylanish jarayoniga bog'lab o'rganadigan fizikaning bo'limiga ***termodinamika*** deyiladi. Demak, tabiat hodisalariga energiyaning saqlanish va bir turdan ikkinchi turga o'tish qonuni asosida qarash termodinamikaning mazmunini tashkil qiladi.

Termodinamika o'zining ikki fundamental qonuniga tayanadi. Termodinamikaning birinchi bosh qonuni issiqlik hodisalariga energiyaning saqlanish va bir turdan ikkinchi turga aylanish qonunining tatbig'idan iboratdir. Silindrning qo'zg'oluvchan porsheni ostida turgan gazni qizdiraylik. Gazga berilgan Q issiqlik miqdori uning ichki energiyasini ΔU ortirishga va porshenni Δh balandlikka ko'tarishda (ya'ni ΔV hajmga o'zgarishda) A ish bajarishga sarflanadi.

Ish energiyaning bir turidan boshqa turiga aylanish o'lchovi bo'lganligi uchun A ish sistema porshenning ko'tarilganligi natijasida olgan mexanik energiyaga teng. Energiyaning saqlanish qonuniga ko'ra

$$Q = \Delta U + A \qquad (7.11)$$

Bu bog'lanish ***termodinamika birinchi bosh qonunining matematik ifodasi bo'lib*** quyidagicha ta'riflanadi:

Sistemaga atrofdagi jismlar bergan issiqlik miqdori sistema ichki energiyasini o'zgarishiga va sistemaning tashqi jismlar ustida ish bajarishga sarflanadi.

Agar sitema o'zining dastlabki holatiga har doim qaytsa, uning ichki energiyasining o'zgarishi $\Delta U=0$ bo'ladi. U holda termodinamikaning birinchi asosiy qonuni quyidagicha yoziladi:

$$A = Q$$

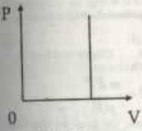
Bundan o'zi olgan energiyadan ko'proq ish bajara oladigan davriy harakatlanuvchi sistema (***birinchi tur abadiy dvigatel***) yaratish mumkin emasligi kelib chiqadi. Bu xulosalardan foydalanib, termodinamikaning birinchi bosh qonunini yana shunday ta'riflash mumkin: ***birinchi tur abadiy dvigatel qurish mumkin emas.***

Termodinamikning birinchi bosh qonunini differensial ko'rinishi

$$dQ = dU + dA \qquad (7.12)$$

ifodaga ega bo'ladi.

Endi termodinamika birinchi bosh qonuni ideal gazdagi izojarayonlarga tatbiq qilaylik.



7.1-rasm.

1) Izoxorik jarayon (*V=const*) hajm o'zgarmaganligi uchun izoxorik jarayonda ish bajarilmaydi, ya'ni $A=0$. Natijada termodinamikaning birinchi bosh qonunining ifodasi izoxorik jarayon uchun

$$Q=\Delta U \qquad (7.13)$$

ko'rinishda yoziladi.

Izoxorik jarayonning (R,V) diagrammadagi grafigi ordinata o'qiga parallel to'g'ri chiziqdan iborat bo'ladi (7.1-rasm). Izoxorik jarayonda solishtirma issiqlik sig'im:

$$C_V = dU_M / dT$$

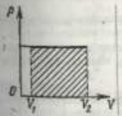
bunda va (7.6) ni hisobga olib, quyidagini hosil qilamiz:

$$dU_м = \mu C_V dT \qquad (7.14)$$

bunda, S_V – izoxorik molar issiqlik sig'im.

Demak, gazning ichki energiyasi o'zgarishi uning harorati o'zgarishi dT ga to'g'ri proporsional ekan.

2) Izobarik jarayon (***R = sonst***)



7.2-rasm.

Izobarik jarayonning (R,V) diagrammadagi grafigi abssissa o'qiga parallel to'g'ri chiziqdan iborat bo'ladi (7.2-rasm). Bu jarayonda hajm V_1 dan V_2 gacha izobarik kengayganda bajarilgan ishning qiymati $A = R(V_2 - V_1)$ to'g'ri to'rt burchakning yuziga teng bo'ladi. Elementar hajmlarda bajarilgan ish esa $dA = RdV$ shaklida yoziladi.

Bundan foydalanib, 1 mol gaz uchun termodinamikaning birinchi bosh qonunini quyidagicha yozishimiz mumkin:

$$dQ = C_v dT + Rdv \qquad (7.15)$$

izobarik molar issiqlik sig'im (7.8) ni eslasak

$$C_r = \frac{dQ}{dT};$$

hosil qilamiz. Buni (7.15) qo'yib

$$S_r dT = S_v dT + Rdv \qquad (7.16)$$

munosabat olinadi.

1 mol gaz uchun olingan holat tenglamasidan defferensial olsak, $RdV=RdT$ hosil bo'ladi. Buni (7.16) ga qo'yib quyidagi munosabatni yozamiz.

$$S_p dT = S_V dT + RdT$$

yoki

$$S_r = S_V + R \qquad (7.17)$$

Bu ifoda Robert - Mayer tenglamasi deyiladi va S_r ning S_v bilan farqi R ga teng ekanligini ko'rsatadi. Demak, *1 mol* gazni *1K* ga isitganda, bosim o'zgarmas bo'lgan holda sarf qilingan issiqlik miqdorining farqi bajarilgan ish RdV ga teng bo'lib, uning qiymati R ga teng.

3). **Izotermik jarayon** (*T=const*). Ideal gazning ichki energiyasi o'zgarmaydi. Demak, $dT=0$ $dU=\mu C_v dT=0$ bo'ladi. U holda termodinamikaning birinchi bosh qonuni

$$dA=dQ=RdV \qquad (7.18)$$

ko'rinishida yoziladi. Klapeyron-Mendeleyev tenglamasidan foydalanib,

7.3-rasm.

$$P=\frac{mRT}{\mu V}$$

munosabatni hosil qilamiz. Uni ideal gazning hajmi V_1 va V_2 gacha o'zgarganda bajarilgan ishni hisoblash formulasiga qo'ysak,

$$A=\int_{V_1}^{V_2} pdV=\frac{m}{\mu}RT\int_{V_1}^{V_2}\frac{dV}{V}=\frac{m}{\mu}RT\,\ell n\frac{V_2}{V_1} \qquad (7.19)$$

Bu ifodadagi $\dfrac{m}{\mu}RT$ izotermik jarayon uchun o'zgarmas kattalikdir. Izotermik jarayonning (R,V) diagrammadagi grafigi giperbolik egri chiziqdir (7.3-rasm).

4. Adiabatik jarayon ($dQ=0$). Gaz tashqaridan hech qanday issiqlik miqdori olmaydi va uni tashqariga bermaydi.

Gazlarda adiabatik jarayon juda tez o'tadi, shuning uchun issiqlik almashinuvi deyarli amalga oshmaydi. Termodinamikaning birinchi bosh qonuni quyidagi ko'rinishda yoziladi:

$$dA=-dU \qquad (7.20)$$

Demak, adiabatik jarayon tashqi jismlar ustida bajarilgan ish ichki energiyaning kamayishi hisobiga bajariladi. Agar $dA>0$ bo'lsa, $dU<0$ va aksincha bo'ladi. (7.15) formulada $dU=C_v dT$ ekanligini e'tiborga olib (7.20) ni quyidagicha ko'rinishda yozish mumkin

$$P\cdot dV=-C_v dT \qquad (7.21)$$

Bundan

$$dT=-\frac{1}{C_V}PdV \qquad (7.22)$$

munosabatni hosil qilamiz.

Ideal gaz holat tenglamasi ($RV_\mu=RT$) ga differensiallash amalini qo'llaylik

$$PdV_\mu+V_\mu dP=RdT$$

Bu yerdagi dT ni o'rniga (7.22) dagi qiymatini qo'ysak,

$$PdV_\mu+V_\mu dP=-\frac{R}{C_V}PdV_\mu$$

yoki

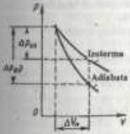
$$\left(1+\frac{R}{C_V}\right)PdV_\mu+V_\mu dP=0 \qquad (7.23)$$

ifodani hosil qilamiz. Bundagi

$$1+\frac{R}{C_V}=\frac{C_V+R}{C_V}=\gamma$$

ekanligini ((7.10) qarang) e'tiborga olsak, (7.23) ni quyidagicha yozamiz:

$$\gamma PdV_\mu+V_\mu dP=0$$



7.4-rasm.

Bu ifodani PdV_μ ga hadlab bo'lsak

$$\gamma\frac{dV_\mu}{V_\mu}+\frac{dP}{P}=0$$

hosil bo'ladi. Oxirgi munosabat $\ln PV_\mu^\gamma$ funksiyaning differensialidir. Shuning uchun

$$d(\ln pV_\mu^\gamma)=0$$

ko'rinishda yozishimiz mumkin. Bu tenglikni

$$PV_\mu^\gamma=const \qquad (7.24)$$

shaklida ham yozish mumkin.

(7.24) tenglama Puasson tenglamasi deb ataladi.

Bunda $\gamma=\dfrac{C_p}{C_v}$ adiabata ko'rsatgichi bo'lib, adiabatik jarayon uchun $\gamma>1$, izobarik jarayon uchun esa $\gamma=1$. (7.24) tenglamani

$$\left.\begin{aligned}TV^{\gamma-1}&=const\\ TP^{\frac{1-\gamma}{\gamma}}&=const\end{aligned}\right\} \qquad (7.25)$$

ko'rinishida ham yozish mumkin.

Adiabatik jarayonning (R, V) diagrammadagi grafigi 7.4-rasmda tasvirlangan. Grafikdan ko'rinadiki, adiabata izotermadan tikroq bo'lar ekan. Gaz adiabatik kengayganda uning harorati T_1 dan T_2 gacha o'zgarsa, bajargan ishi

$$A=S_v(T_1-T_2) \qquad (7.26)$$

teng bo'ladi.

7.4. Issiqlik sig'imining klassik nazariyasi va uning chegaralanganligi

Gaz molekulasining ***erkinlik darajasi*** deganda, shu gaz holatini to'la aniqlovchi va bir-biriga bog'liq bo'lmagan ***koordinatalar soni*** tushuniladi. Agar molekula bir to'g'ri chiziq bo'ylab harakatlanayotgan bo'lsa, uning vaziyati bitta koordinata bilan aniqlanadi, demak ($i=1$) erkinlik darajalar soni birga teng. Molekula tekislikda harakatlanayotgan bo'lsa, uning holatini ikkita koordinata bilan aniqlash mumkin, demak $i=2$. Fazoda molekula vaziyati uchta koordinata bilan aniqlanadi, $i=3$ ga teng. Gaz ikki atomli bo'lgan holda molekulaning erkinlik darajasi ortadi ($i=5$). Molekulalar 3 va undan ortiq atomlardan iborat bo'lsa, $i=6$ bo'ladi. Umumiy erkinlik darajasi nechaga teng bo'lishidan qat'i nazar, uning uchtasi ilgarilama harakatga mos keladi.

Klassik nazariyaga asosan molekulaning to'la mexanik energiyasi erkinlik darajalari bo'yicha bir tekis taqsimlanadi va bitta erkinlik darajasiga to'g'ri kelgan energiya $\frac{1}{2}kT$ ga teng. U holda (7.7) va (7.9) formulalarga asoslanib molekulalari bitta, ikkita va ko'p atomdan iborat bo'lgan ideal gazning o'zgarmas hajmdagi molar issiqlik sig'imi (S_v) va o'zgarmas bosimdagi molar issiqlik sig'imi (S_r) uchun quyidagi hisoblashlarni bajaraylik $i=3$ bir atomli gaz molekulasi uchun

$$C_V=\frac{i}{2}R=\frac{3}{2}R=\frac{3}{2}8{,}31\ J/mol\,K=12{,}47\ J/mol$$

$$C_p=\frac{i+2}{2}R=\frac{5}{2}8{,}31\ J/mol\,K=20{,}78\ J/molK \qquad (7.27)$$

$i=5$ ikki atomli gaz molekulasi uchun

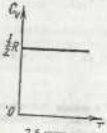
$$C_V=\frac{i}{2}R=\frac{5}{2}R=20{,}78\ J/mol\,K;$$

$$C_p=\frac{i+2}{2}R=\frac{7}{2}R=29{,}09\ J/molK \qquad (7.28)$$

$i=6$ uch va undan ortiq atomlardan tashkil topgan molekulalar uchun

$$C_V=\frac{i}{2}R=\frac{6}{2}R=24{,}94\ J/mol\,K;$$

$$C_p=\frac{i+2}{2}R=\frac{8}{2}R=33{,}25\ J/molK \qquad (7.29)$$

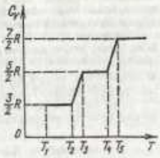


7.5-rasm.

Bu topilgan natijalarni ba'zi gazlar uchun tajribada topilgan molar issiqlik sig'imlari (S_v va S_r) bilan solishtiraylik. Bir atomli gazlar geliy uchun S_v = 12,48, S_r = 20,94 va argon uchun S_v = 12,48, S_r = 21,23 bu tajriba natijalari klassik nazariya asosida hisoblangan (7.26) ifodaga juda yaxshi mos kelganligini ko'ramiz. Mo... lari ikki atomdan

tashkil topgan N_2, N_2 gazlar uchun [$C_V^{H_2}$ = 20,39, $C_P^{H_2}$ = 28,76; $C_V^{N_2}$ = 20,77, S_r = 28,64] ham tajriba va nazariya natijalari orasida yetarlicha moslik (7.27) qarang mavjudligiga qanoat hosil qilamiz. Lekin molekulalari uch va undan ortiq atomdan tashkil topgan gazlar uchun tajriba natijalari $C_V^{H_2O}=27{,}84$, $C_P^{H_2O}=36{,}22$;

$C_V^{CH_4}=27{,}26$, $C_P^{CH_4}=35{,}63$ suv bug'lari va metan gazlari uchun nazariy hisoblarga ((7.28) qarang) mos kelmasligini ko'rib turibmiz.



7.6-rasm.

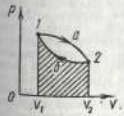
Endi issiqlik sig'imining haroratga bog'liqligini tekshiraylik. Klassik nazariyaga asosan issiqlik sig'im haroratga bog'liq emas (7.5-rasm).

Tajriba natijalari esa issiqlik sig'imning haroratga bog'liq ekanligini ko'rsatdi (7.6-rasm). Rasmdagi grafikda molekulalari ikki atomdan iborat bo'lgan gazlar uchun o'zgarmas hajmdagi molar issiqlik sig'imning haroratga bog'liqligi tasvirlangan. Grafikdan shu narsa ko'rinadiki, S_v ning qiymati faqat ayrim harorat oraliqlaridagina o'zgarmaydi va ular i ning turli qiymatlariga mos keladi. Past va yuqori haroratlarda amaliy qiymatlarning nazariy qiymatlardan farqi yetarli drajada kattadir. Amalda harorat ko'tarilsa, S_v oshadi, harorat pasaysa S_v kamayadi. Bulardan ko'rinadiki, tajriba yo'li bilan olingan natijalarni nazariy qiymatlardan farqini klassik nazariya tushuntirishga ojizdir. Klassik nazariya molekula va atomlarning aylanma va tebranma harakat energiyalari harorat o'zgarishiga mos bo'lgan kT energiyaning ***uzluksiz*** qiymatlarini qabul qiladi deb tushintiradi. Kvant mexanikasida esa atom sistemalar energiyasi ***diskret*** (uzlukli) qiymatlarga ega bo'la oladi deb yoki boshqacha aytganda, atom sistemalar energiyasining o'zgarishi ***sakrashsimon tarzda*** amalga oshadi deb o'rganadi.

Shunday qilib, gaz issiqlik sig'imini tushuntirishdagi ba'zi qiyinchiliklar klassik nazariyaning chegaralanganligini ko'rsatadi. Bu esa molekulalarning harakati kvant mexanikasidagina to'la tushuntirilish mumkinligini ifodalaydi.

7.5. Qaytar va qaytmas jarayonlar

Berk sistemada kechadigan barcha jarayonlarni ikki xil, qaytar va qaytmas jarayonlarga ajratish mumkin. Agar jism bir qancha holatlar orqali bir holatdan ikkinchi holatga o'tganda va ya'ni o'zining dastlabki holatiga to'la qaytganda atrof-muhitda hech qanday o'zgarishlar yuz bermasa, bunday jarayonlar ***qaytar jarayonlar*** deyiladi. Aksincha, jism boshlang'ich holatga qaytgandan so'ng atrofdagi jismlarda qandaydir o'zgarishlar sodir bo'lgan jarayonni qaytmas jarayon deb ataladi. Agar ipga osilgan matematik mayatnikni muvozanatli holatdan chiqarib qo'yib yuborsak, u muvozanatli holatga aynan shu yo'l bilan qaytib, yana shu yo'l bilan muvozanatsiz holatga o'tadi.



7.7-rasm.

Ishqalanish va qarshilik kuchlaridan xoli bo'lgan hamma mexanik sistemalar ideal qaytar bo'ladi. Real sharoitda faqat qaytmas jarayon amalga oshadi, chunki ishqalanish va qarshilik kuchlariga sarflangan energiya atrof-muhitga tarqalib ketadi.

Sistema bir qator holatlarni o'tishi natijasida o'zining dastlabki holatiga qaytib kelsa, bunday jarayon ***aylanma jarayon*** yoki sikl deb ataladi. Porshenli silindr idish ichidagi gazni tekshiraylik. Hajm kengayish natijasida sistema 1- holatdan 2-holatga a orqali o'tsin, so'ngra hajmi siqilishi natijasida b orqali o'zining dastlabki holatiga qaytib kelsin (7.7-rasm).

Bunda bosim va hajm o'zgarishi orqali yuz bergan jarayonda bajarilgan ishni quyidagi formula orqali aniqlasak:

$$dA = RdV \quad yoki \quad A = \int_1^2 PdV \tag{7.30}$$

u musbat bo'lib, son jihatdan $1a - 2V_2V_11$ egri chizig' bilan chegaralangan yuzaga teng. Gazning siqilishida bajarilgan ish manfiy bo'lib, u son jihatdan $2V_2V_11b2$ egri chiziq ostidagi yuza orqali aniqlanadi. U holda aylanma jarayonda bajarilgan ish $1a2V_1V_21$ holda $2V_2V_11b2$ egri chiziqlar bilan chegaralangan yuzalarning ayirmasi, ya'ni $1a2b1$ egri chiziq bilan chegaralangan yuza bilan ifodalanadi. Jarayonning qanday o'tish yo'nalishiga qarab bajarilgan ish mushat ($1a2b1$) va manfiy ($1b2a1$) bo'lishi mumkin.

Sikl tugagandan keyin sistema dastlabki holatiga qaytib keladi. Shuning uchun holatning har qanday funksiyasi, masalan, ichki energiya, siklning boshi va oxirida bir xil qiymatga ega bo'ladi.

7.6. Termodinamikaning ikkinchi bosh qonuni

Termodinamikaning birinchi bosh qonuni sistemaning ichki energiyasining o'zgarishi, bajarilgan ish va issiqlik miqdori orasidagi miqdoriy bog'lanishlarni aniqlaydi. Shuningdek, termodinamikaning birinchi qonuni energiyaning saqlanish va aylanish qonuni deb ham yuritiladi. Lekin termodinamikaning birinchi qonuni sistemadagi jarayon qaysi yo'nalishida sodir bo'lishini ko'rsatmaydi. Faraz qilaylik, massalari m_1, m_2, haroratlari $T_1 > T_2$ ikkita jismdan tashkil topgan berk sistema berilgan bo'lsin. Sistema tarkibidagi jismlar kontaktga keltirilganda, harorati yuqoriroq bo'lgan birinchi jism ichki energiyasining bir qismi pastroq haroratli ikkinchi jismga o'tadi, teskari yo'nalishda energiya o'tish kuzatilmaydi. Birinchi jismdan o'tgan energiyaning bir qismi ikkinchi jism ustida ish bajarishga va uning ichki energiyasini ortishiga sarf bo'ladi. Termodinamikaning birinchi qonuni bajarilishi uchun birinchi jismning yo'qotgan issiqligi ikkinchi jism tomonidan qabul qilingan issiqlikka teng bo'lishi yetarli. Ammo bu qonun issiqlik miqdori harorati katta bo'lgan ji... harorati nisbatdan kichik bo'lgan jismga o'tadimi yoki jarayon, aksincha, yo'nalishda sodir bo'ladimi buni

7.8-rasm.

aniqlab bera olmaydi. Chunki berk sistema uchun $dQ = 0$ va $dA=0$ bo'lganligidan bu qonunga asosan sistemadagi har qanday jarayonda uning ichki energiyasi o'zgarmasdan qolishi kerak, ya'ni $du=0$. Bu muammoni termodinamikaning ikkinchi qonuni hal qiladi.

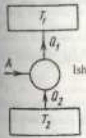
Termodinamikaning ikkinchi bosh qonuni tabiatda sodir bo'ladigan jarayonlarning amalga oshishi mumkin bo'lgan yo'nalishini aniqlaydi. Termodinamikaning ikkinchi qonunini issiqlik mashinalarining ishlash prinsipini tahlil qilish orqali tushunishga harakat qilaylik. Davriy jarayon amalga oshiriladigan qurilmalar uch qismdan – isitgich, ishchi jism va sovitgichdan iborat bo'ladi. Issiqlik mashina (7.8-rasm) isitgichdan Q_1 issiqlik miqdori olib uning bir qismini ishga aylantiradi, qolgan qismi Q_2 ni sovitgichga beradi.

Termodinamikaning ikkinchi bosh qonuni ***Plank*** tomonidan quyidagicha ta'riflangan: ***birdan-bir natijasi issiqlik miqdorini ishga aylantirishdan iborat bo'lgan davriy jarayon amalga oshmaydi.*** Demak, ta'rifga ko'ra isitgichdan olingan Q_1 issiqlikni batamom ishga aylantirishdan iborat bo'lgan jarayonni amalga oshirib bo'lmaydi. Aslida issiqlik mashinasi davriy ishlab turishi uchun issiqlik miqdorining qandaydir Q_2 qismi sovitgichga berilishi kerak. Isitgichdan olingan issiqlikning qanchalik ko'p qismi ishga aylantirilsa, bu dvigatel shunchalik foydali hisoblanadi. Issiqlik mashinasining foydali ish koeffitsiyenti (*FIK*)

$$\eta = \frac{A}{Q_1} = \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1} < 1 \tag{7.31}$$

bo'ladi, chunki $Q_1 - Q_2 < Q_1$

Bundan ko'rinadiki, η ning qiymati eng yuqori bo'ladigan ideal issiqlik mashinada ham isitgichdan olingan issiqlik miqdorining barcha qismi foydali ishga aylanmaydi.



7.9-rasm.

FIK $\eta=1$ bo'lgan dvigatellar abadiy dvigatellar yoki ***ikkinchi tur perpetuum mobile*** deb ataladi. **Osvald** ta'rifi: ***ikkinchi tur perpetuum mobileni qurish mumkin emas.***

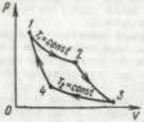
Termodinamikaning ikkinchi bosh qonuni **Kelvin** tomonidan quyidagicha ta'riflangan: ***sistemaga oid bo'lgan eng sovuq jismning issiqligini ishga aylantira oladigan issiqlik mashina yaratib bo'lmaydi.***

Termodinamikaning ikkinchi bosh qonunini **Klauzius** quyidagicha ta'riflaydi: ***issiqlik miqdori o'z-o'zicha sovuq jismdan issiq jismga o'ta olmaydi.*** Ta'rifda ko'rsatilgandek, issiqlik miqdorini sovuqroq jismdan uzatilishi sodir bo'lishi uchun sovutgich mashinalarda (7.9-rasm) ishchi jism ustida ish bajarish kerak. Demak, tashqi kuchlarning bajargan A ishi hisobiga gaz (ishchi jism) sovutgichdan Q_2 issiqlik miqdorini oladi va isitgichga Q_1 issiqlik miqdori beradi.

Shunday qilib, quyidagi xulosaga kelamiz, yuqorida aytilgan termodinamika ikkinchi bosh qonunining ta'riflari mazmunlari bir xil bo'lib, faqat shakllari bilan farqlanib hammasi ham tabiatdagi jarayonlarning sodir bo'lish yo'nalishini ko'rsatadi.

7.7. Karno sikli va uning foydali ish koeffitsiyenti

1824-yilda fransuz muhandisi Sadi Karno termodinamikaning ikkinchi qonuni asosida ishlovchi eng yuqori FIK li ikki izoterma va ikki adiabatadan iborat aylanma siklli ideal issiqlik mashinasini nazariy ishlab chiqdi. ***Karno sikli*** deb nom olgan bu ideal issiqlik mashinasining ishlash prinsipi bilan tanishaylik. Ishchi jism sifatida 1 mol ideal gazdan foydalanib, amalga oshirilgan Karno siklining (R,V) diagrammadagi grafigi 7-10-rasmda tasvirlangan.



7.10-rasm.

Gazning boshlang'ich holati R_1,V_1,T_1 parametrlar bilan xarakterlansin. Dastlab gazni izotermik ravishda (T_1=*const*) kengaytiraylik. Bu jarayonda gaz isitgichidan Q_1 issiqlik miqdori oladi va A_1 ish bajaradi (7.19) ga asosan

$$Q_1 = A_1 = RT\,\ell n\frac{V_2}{V_1} \qquad (7.32)$$

hosil qilamiz. Gaz $1\to2$ holatga o'tganda termodinamik parametrlari o'zgaradi. Gazning $2\to3$ holatga o'tkazishda adiabatik kengaytiraylik. 3 holatda uning parametrlari R_3,V_3,T_2 qiymatlarni oladi. Adiabatik kengayishda, ishchi jismning bajargan ishi (7.25) ga asosan quyidagicha bo'ladi.

$$A_2 = \frac{i}{2}R(T_1 - T_2) = C_V(T_1 - T_2) \qquad (7.33)$$

Sistemani $3\to4$ holat bo'yicha izotermik siqaylik, bunda bajarilgan ish

$$A_3 = -Q_2 = RT_2\ell n\frac{V_4}{V_3} \qquad (7.34)$$

ga teng. 4 holatda gazning parametrlari R_4,V_4,T_2 qiymatlarni oladi. Harorat T_2 dan T_1 ga o'zgarganda adiabatik jarayonning bajargan ishi

$$A_4 = C_V(T_2 - T_1) \qquad (7.35)$$

teng bo'ladi (7.32) va (7.34) lardan ko'rinadiki, sikl davomida adiabatik jarayonlarda bajarilgan ishlarning yig'indisi nolga teng bo'lar ekan. Buni hisobga olib sikl davomidagi to'liq ish

$$A = A_1 + A_3 = Q_1 - Q_2 \qquad (7.36)$$

teng bo'ladi. Bulardan foydalanib, Karno issiqlik mashinasining F.I.K ni topaylik

$$\eta = \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1} = \frac{RT_1\ell n\frac{V_2}{V_1} - RT_2\ell n\frac{V_4}{V_3}}{RT_1\ell n\frac{V_2}{V_1}}. \qquad (7.37)$$

(7.25) Puasson tenglamasidan foydalansak, 2 va 3 holatlarning parametri orasidagi bog'lanish $T_1V_2^{\gamma-1} = T_2V_3^{\gamma-1}$, ideal gazning 4 va 1 holatlari uchun

$$T_1V_1^{\gamma-1} = T_2V_4^{\gamma-1}$$

ko'rinishga ega bo'ladi. Har ikkala tenglamani hadma-had bo'lib, qolgan qiymatlardan $(\gamma-1)$ darajali ildiz chiqarsak

$$\frac{V_2}{V_1} = \frac{V_3}{V_4}$$

munosabat hosil bo'ladi. Bundan foydalanib (7.36) ni quyidagicha yozamiz.

$$\eta = \frac{T_1 - T_2}{T_1} \qquad (7.38)$$

Demak, ideal gaz bilan ishlaydigan Karno issiqlik mashinaning F.I.K. faqat isitgich va sovitgich haroratlarining qiymatlari bilan aniqlanar ekan.

Real, qaytmaydigan siklning F.I.K. esa

$$\eta' = \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1} < \frac{T_1 - T_2}{T_1} \qquad (7.39)$$

bo'ladi. Real mashinalarda energiyaning bir qismi qaytmaydigan tarzda sarflanadi. Demak, real mashinaning FIK ideal mashinaning FIK dan kichikroq bo'ladi.

Savollar

1. Ideal va real gazlar ichki energiyalari gazlarni ifodalovchi qanday kattaliklarga bog'liq?
2. Issiqlik sig'imi, solishtirma issiqlik sig'im va molar issiqlik sig'imlar orasidagi bog'lanishlarni izohlang.
3. Termodinamikaning birinchi bosh qonuni va uni gaz izojarayonlariga tatbig'ini grafiklar va matematik ifodalar orqali tushuntiring.
4. Klassik nazariyaga asosan issiqlik sig'im temperaturaga bog'liq emas, tajriba natijalari esa issiqlik sig'imi temperaturaga bog'liq ekanligini ko'rsatadi. Bu qarama-qarshilik qanday bartaraf qilinadi?
5. Qaytar va qaytmas jarayonlar qanday sharoitlarda amalga oshishini ko'rsating.
6. Termodinamikaning ikkinchi bosh qonuni tabiatda sodir bo'ladigan jarayonlarning amalga oshishi mumkin bo'lgan yo'nalishlarini qanday aniqlaydi va bu haqda taniqli olimlarni ta'riflarini keltiring.
7. Karno sikli va uning foydali ish koeffitsiyentini grafik orqali izohlang va tenglamasini yozing.

Masalalar

23-masala. Neon va vodorodni ideal gaz deb hisoblab, ularning o'zgarmas hajm (C_V) va bosim(C_p) dagi solishtirma issiqlik sig'imlari hisoblansin.

Yechish. Ideal gazning solishtirma issiqlik sig'imlari

$$C_V = \frac{i}{2}\frac{R}{M}; \qquad (1)$$

$$C_P = \frac{i+2}{2}\frac{R}{M} \qquad (2)$$

formulalar bilan ifodalanadi. Neon (bir atomli gaz) uchun $i_1=3$, $M_1 = 20\cdot10^{-3}kg/mol$. i, M_i va R larning qiymatlarini (1) va (2) formulalarga qo'yib hisoblasak; $C_{V_1} = 624J/(kg.K)$; $C_{P_1} = 1{,}04kJ/(kg.K)$ Vodorod (ikki atomli gaz) uchun $i=5$; $M_2=2\cdot10^{-3}$ kg/mol (1) va (2) formulalar bo'yicha hisoblash vodorodning solishtirma issiqlik sig'imlari uchun quyidagi qiymatlarni beradi:

$$C_{V_2} = 10{,}4kJ/(kg\cdot K); \quad C_{P_2} = 14{,}6kJ/(kg\cdot K)$$

24-masala. $m=0{,}2$ kg massali vodorod o'zgarmas bosimda $t=0^0C$ haroratdan $t_2=100^0C$ haroratgacha qizdirilganda yutadigan issiqlik miqdori aniqlansin. Shuningdek, gaz ichki energiyasining o'zgarishi va bajargan ishi topilsin.

Berilgan: $m=0{,}2$ kg $=0{,}2$ kg
$t_2=100\,C=373$ K
$t=0\,C$ $=273$ K
ΔU -? A-?

Yechish. Izobarik qizitishda gaz yutadigan issiqlik miqdori

$$Q = mC_P\Delta T \quad (1)$$

formula bo'yicha aniqlanadi: bunda, m – qizdirilayotgan gazning massasi; S – uning o'zgarmas bosimdagi solishtirma issiqlik sig'imi, ΔT – gaz haroratining o'zgarishi

Ma'lumki, $C_P = \frac{i+2}{2}\frac{R}{M}$, S ning bu ifodasini (1) formulaga qo'ysak.

$$Q = m\frac{i+2}{2}\frac{R}{M}\Delta T$$

Bu formula bo'yicha hisoblash o'tkazsak,

$$Q = 291kJ.$$

Ichki energiya $U = \frac{i}{2}\frac{m}{M}RT$ formula bilan ifodalanadi, demak, ichki energiyaning o'zgarishi

$$\Delta U = \frac{i}{2}\frac{m}{M}R\Delta T$$

bu formulaga kattaliklarning son qiymatlarini qo'yib hisoblashni bajarsak,

$$\Delta U = 208kJ.$$

Gazning kengayishdagi bajargan ishini termodinamikaning birinchi qonunini ifodalovchi formula $Q = \Delta U + A$ dan aniqlaymiz:

$$A = Q - \Delta U$$

Q va ΔU ularning qiymatlarini o'rniga qo'ysak

$$A = 83kJ.$$

25-masala. Teskari Karno sikli bo'yicha ishlaydigan issiqlik mashinasining isitgichi $t_1=200^0C$ haroratga ega. Agar isitgichdan $Q_1=1J$ issiqlik miqdori olinganda mashina $A=0{,}4J$ ish bajarsa, sovitgichning harorati T_2 aniqlansin. Ishqalanishdagi va

issiqlik berishdagi yo'qotish hisobga olinmasin.

Berilgan: $t_1=200^0C=473\,K$
$Q_1=1J$ $=1\,J$
$A=0{,}4J$ $=0{,}4J$
T_2-?

Yechish. Sovitgichning haroratini Karno sikli bo'yicha ishlaydigan mashinalarning FIK uchun yozilgan $\eta = (T_1 - T_2)/T_1$ ifodadan foydalanib topamiz. Bundan

$$T_2 = T_1(1-\eta). \quad (1)$$

Issiqlik mashinasining FIK mexanik ish A ga aylantirilgan issiqlik miqdorini, issiqlik mashinasining r isitgichdan oladigan issiqlik miqdori Q_1 ga nisbatini ifodalaydi, ya'ni $\eta = \frac{A}{Q_1}$. Bu ifodani (1) formulaga qo'yib, quyidagini topamiz:

$$T_2 = T_1\left(\frac{1-A}{Q}\right) \quad (2)$$

$T_1=473K$ ekanligini hisobga olsak, $T_2=284K$.

VIII bob. REAL GAZLAR

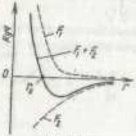
8.1. Molekulalar orasidagi o'zaro ta'sir kuchlari

Molekular-kinetik nazariyani o'rganganimizda ideal gazlar bilan ish ko'rdik. Bunda molekulalar bir-birlari bilan o'zaro ta'sirlashmaydigan va ularning o'lchamlari hamda hajmlari hisobga olmaslik darajada kichik deb soddalashtirilgan edi.

Real gazlar bilan ish ko'rganda esa molekulalarning xususiy hajmlarini hisobga olishga to'g'ri keladi. Bir dona molekulaning hajmi $V' = \frac{4}{3}\pi r^3 \approx 4\cdot 10^{-30} m^3$. Normal sharoitda 1 m^3 hajmdagi molekulalar xususiy hajmi

$$nV' = 2{,}69\cdot 10^{25}\cdot 4\cdot 10^{-30} m^3 \tag{8.1}$$

Bu ancha kichik hajm, lekin bosim bir necha ming marta oshganda molekulalarni xususiy hajmi gaz egallagan hajmi bilan taqqoslanarli darajada bo'ladi. Bunday hollarda molekulalarning xususiy hajmini hisobga olmaslik katta xatolarga olib keladi.



8.1-rasm.

Ideal gazdagi ikkinchi soddalashtirish molekulalar orasida o'zaro ta'sir kuchlari yo'q deb faraz qilingan edi. Real gazlarda molekulalar orasida o'zaro tortishish va itarishish kuchlari mavjud (8.1-rasm).

Bu kuchlarning qiymatlari molekulalar orasidagi masofaga bog'liq. O'zaro itarishadigan F_1 kuch va o'zaro tortishadigan F_2 kuch bir vaqtda ta'sir etadi. O'zaro itarishish kuchlari musbat, o'zaro tortishish kuchlarini manfiy deb olamiz. Bu ikki kuchning yig'indisi rasmda uzluksiz chiziq bilan tasvirlangan F ga teng. $r = r_0$ da F_1 va F_2 lar bir-birini muvozanatlaydi va natijaviy kuch nolga teng bo'ladi.

$r < r_0$ da natijaviy kuch itarishish holatiga, $r > r_0$ da esa tortishish holatiga ega bo'ladi. Molekulalar bir-biriga d_{ef} (molekulalar markazlari orasidagi masofa) masofagacha yaqinlashgach, ular o'zaro itarishish kuchlari ta'sirida yana bir-biridan uzoqlasha boshlaydi.

Shunday qilib, real gaz molekulalarining o'zaro ta'sirlarini va ularning shaxsiy hajmlarini hisobga olish ideal gaz uchun ko'rib chiqilgan barcha qonuniyatlarni real gaz uchun yaroqsizdek qilib qo'yadi.

8.2. Van-der-Vaals tenglamasi

Bir mol ideal gazning holat tenglamasi, ya'ni Mendeleyev-Klapeyron tenglamasini eslasak, u

$$P = \frac{RT}{V_M} \tag{8.2}$$

munosabat bilan ifodalanar edi. Real gazning holat tenglamasini hosil qilish uchun bu tenglamaga molekulalarni xususiy hajmlari, itarishish va tortishish kuchlarini e'tiborga oluvchi tuzatmalarni kiritishga to'g'ri keladi.

Real gaz juda kuchli bosim ta'sirida bo'lsa, molekulalar zichlashishib idishda shu gazning tabiatiga mos bo'lgan qandaydir «taqiqlangan» «b» hajmni egallaydi. Chunki real gazning ikki molekulasi bir-biriga o'zaro itarishish kuchlari keskin namoyon bo'ladigan d_{ef} masofagacha yaqinlasha oladilar xolos. Boshqacha aytganda, radiusi d_{ef} bo'lgan shar hajmi $\left(\frac{4}{3}\pi d_{ef}^3\right)$ o'zaro ta'sirlashayotgan ikki molekula markazlari uchun «taqiqlangan hajm» bo'ladi. Bu hajm molekulaning xususiy hajmi V'dan 4 marta kattadir, ya'ni $b = 4N_AV'$ bo'ladi. U holda molekulalar harakatlana olishlari mumkin bo'lgan umumiy hajm $V_M - b$ ko'rinishda bo'ladi. Bundan foydalanib (8.2) ni quyidagi ko'rinishda yozamiz:

$$P = \frac{RT}{V_M - b} \tag{8.3}$$

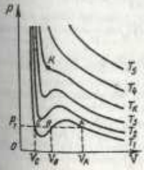
(8.3) ifoda real gaz molekulalarining idish devoriga ko'rsatgan bosimidir.

Endi molekulalar orasidagi o'zaro tortishish kuchi ta'sirini aniqlaylik.

Real gaz molekulalarining idish devoriga ko'rsatgan bosimi, ideal gaz molekulalari ko'rsatgan bosimga nisbatan kichikroq bo'ladi. Idish devoriga yaqinlashayotgan va u bilan to'qnashayotgan molekulalar soni n ga proporsional bo'ladi, shuningdek, idish devoriga yaqinlashayotgan molekulalarni idishning ichki tomoniga tortayotgan molekulalar soni ham n ga proporsional. Demak, molekulalar o'zaro tortishish kuchining ta'siri tufayli real gaz bosimining kamaygan qismi P_i – n^2 proporsional bo'ladi. Birlik hajmdagi molekulalar soni $n \sim \frac{1}{V_M}$ ekanligini e'tiborga olsak, ($n = N_A/V_M$) va proporsionallikni tenglikka aylantirish maqsadida koeffitsiyent kiritsak, tortishish kuchi tufayli yuzaga kelgan ichki bosim quyidagicha aniqlanadi:

$$P_i = -\frac{a}{V_M^2} \tag{8.4}$$

bunda, (–) ishorasi ichki bosim real gaz bosimi P ga teskari yo'nalishda ekanligini ko'rsatadi.



8.2-rasm.

Shunday qilib, (8.3) va (8.4) tenglamalarga asosan real gazning bosimi

$$P = \frac{RT}{V_M - b} - \frac{a}{V_M^2}$$

ga teng bo'lib, bundan bir mol real gaz holat tenglamasini

$$\left(P + \frac{a}{V_M^2}\right)(V_M - b) = RT \tag{8.5}$$

shaklida yozish mumkin. Bu munosabat ***Van-der-Vaals tenglamasi*** deb ataladi, a va b lar esa muayyan gaz molekulalarini ifodarlovchi doimiylar bo'lib, ularni ***Van-der-Vaals tuzatmalari*** deb yuritiladi. (8.5) tenglama V_M ga nisbatan uchinchi darajali bo'lgani uchun u uchta ildizga ega bo'ladi, ya'ni bitta bosimga uchta hajm to'g'ri keladi (8.2-rasm). Bu grafiklarni ***Van-der-Vaals izotermalari*** deb ataladi. Past haroratlarda Van-der-Vaals tenglamasining uchala ildizi haqiqiy, lekin turli qiymatlarga ega bo'ladi. T_1 haroratga mos bo'lgan izotermani *A, V, 5* nuqtalarida R_1 mos to'g'ri chiziq kesadi. Bu uch nuqta turli izotermik holatlarni ifodalaydi. Bu holatlar bosimning R_1 qiymati, hajmning esa turli V_A, V_V, V_5 qiymatlari bilan xarakterlanadi. Yuqoriroq haroratdagi *Tk* ga mos izotermada uchala nuqta ustma-ust tushadi (8.2-rasmda *K* deb belgilangan). Ko'pincha, ***T_k kritik harorat*** deb, unga mos bo'lgan izotermani esa ***kritik izoterma*** deb ataladi. Kritik nuqtadan pastda gaz hajmi qisqartirilganda, u kondensatsiyalana boshlaydi. Gaz hajmi *V=b* ga yetganda, u to'liq suyuqlik fazasiga o'tadi.

Gazning harorati *K* nuqtadan o'tgan izoterma haroratidan yuqori bo'lsa, u suyuqlikka kondensatsiyalanmaydi. Kritik nuqtaga mos kelgan hajm va bosim qiymatlari ***kritik hajm (V_k), kritik bosim (R_k)*** deb ataladi. Masalan, azot gazining kritik parametrlari, $V_K^N = 9 \cdot 10^{-2}$ m^3/kmol; $P_K^N = 33{,}5 \cdot 10^5$ Pa; $T_K^N = 126$ K ni tashkil etadi. Normal sharoitda bir kilomol azot gazining parametrlari $V_0 = 22{,}414$ *m^3/kmol*, $r_0 = 10^5$ *Pa*, $T_0 = 273$ *K* ekanligini e'tiborga olsak, azot gazini suyuq fazaga o'tkazish uchun uni kuchli sovitish kerakligini ko'ramiz. Bularni kritik parametrlar bilan solishtirsak, hajmi 250 marta kichik, bosimi 33,5 marta kattaligi ko'rinadi. 126 K harorat gazni qisimda davom ettirsak, azot kondensatsiyalana boshlaydi.

8.3. Real gazning ichki energiyasi. Joul-Tomson effekti

Ideal gaz molekulalari o'zaro ta'sirlashmaydi deb bir mol gazning ichki energiyasi uchun quyidagi ifodani hosil qilgan edik (7.1 ga qarang):

$$U = \frac{i}{2}RT = C_V T \tag{8.6}$$

Real gaz molekulalari issiqlik harakatidan tashqari bir-biri bilan o'zaro ta'sirlashadi, shuning uchun uning ichki energiyasi molekulalar issiqlik harakat kinetik energiyasi va o'zaro ta'sir potensial energiyalarining yig'indisidan iborat bo'ladi.

Molekulalarning potensial energiyasini aniqlash maqsadida bir mol gazning hajmi V_{M1} dan V_{M2} gacha kengaytirilganda bajarilgan ishni aniqlaylik:

$$A = -\int_{V_{M1}}^{V_{M2}} P_M dV_M = -\int_{V_{M1}}^{V_{M2}} \frac{a}{V_M^2} dV_M = \frac{a}{V_{M_2}} - \frac{a}{V_{M_1}} \tag{8.7}$$

Bu ish sistema potensial energiyasining o'zgarishiga teng. Shuning uchun bir mol gazning potensial energiyasi $\left(-\frac{a}{V_M}\right)$ ga teng deb olamiz. Yuqoridagilarni hisobga olib, bir mol real gazning ichki energiyasi uchun

$$U_{r.g.} = C_V T - \frac{a}{V_M} \tag{8.8}$$

munosabatni hosil qilamiz.

Demak, ***real gazning ichki energiyasi haroratga ham, hajmga ham bog'liq.***

Ideal gaz adiabatik ($dQ=0$) kengayganda bajarilgan tashqi ish nolga teng bo'ladi. Termodinamikaning birinchi qonuniga asosan, bunday adiabatik kengayishda sistemaning ichki energiyasi o'zgarmaydi, ya'ni

$$U_1 = U_2 \tag{8.9}$$

8.3 -rasm.

Ideal gazlarning adiabatik kengayishida ichki energiyadan tashqari harorat ham o'zgarmasdan qoladi.

Adiabatik jarayonda real gazlar tashqi bosimga qarshi ish bajarmagan holda kengaytirilsa, gaz isishi yoki sovishi mumkin. Real gazning adiabatik kengayishida gaz haroratining o'zgarishi ***Joul-Tomson effekti*** deyiladi.

Gazning harorati pasayganda ($\Delta T<0$) ***musbat Joul-Tomson effekti***, aksincha, harorat ortgan hollarda ($\Delta T>0$) ***manfiy Joul-Tomson effekti*** sodir bo'ladi. Xona haroratidagi ko'pchilik gazlar uchun musbat Joul-Tomson effekti kuzatiladi. Faqat vodorod va geliy uchun manfiy Joul-Tomson effekti kuzatilgan.

Joul va Tomson quyidagi tajribani o'tkazishdi. Izolatsiyalangan silindr ichida ishqalanishsiz harakatlana oladigan ikkita P_1 va P_2 porshenlar joylashtirilgan. Porshenlar orasiga g'ovak to'siq (paxta tiqini) qo'yiladi. To'siqning chap tomonida joylashgan gaz parametrlari R_1, V_1, T_1 bo'lsa, g'ovak to'siqdan o'ngga o'tgan gazning parametrlari mos ravishda R_2, V_2, T_2 bo'lsin. Birinchi porshen siljiganda gaz g'ovak to'siq orqali o'ngga o'tadi va bunda bajarilgan ish $A_1 = R_1 V_1$ ga teng bo'ladi. Ikkinchi porshen harakatlanganda bajarilgan ish esa $A_2 = R_2 V_2$ bo'ladi. Bu bajarilgan ishlarning ifodalarini adiabatik jarayon uchun yozilgan termodinamikaning birinchi qonuniga qo'ysak:

$$U_1 + P_1V_1 = U_2 + P_2V_2 \tag{8.10}$$

Bundan ko'rinadiki, Joul-Tomson tajribasida *U+RV* kattalik o'zgarmay qolar ekan. Bu kattalik gazning issiqlik funksiyasi yoki **entalpiyasi** deb ataladi. Real gazlarda entalpiyaning teng bo'lishi haroratlarning tengligini ko'rsatmaydi.

8.4. Gazlarni suyultirish

Kritik harorat mavjudligi tufayli har qanday gazni dastlab kritik haroratdan past haroratgacha sovutib, siqish yo'li bilan suyuqlikka aylantirish mumkinligini 8.2 da tanishgan edik.

Umuman, gazlarni suyultirishning asosan ikkita usuli mavjud.

1. Musbat Joul-Tomson effektiga asoslangan usul (Dyuar-Linde usuli);
2. Tashqi bosim kuchlariga qarshi ish bajarib adiabatik kengaytirish usuli (Klod usuli).

Shveysariya fizigi Pikte past bosimda bug'lanayotgan harorati 143 *K* karbonat angidrid vositasida kislorod va azotni dastlab kritik haroratdan past haroratgacha sovitish va siqish natijasida ***suyuq kislorod (154,4 K) va azot (126,1 K) oldi***. 1884-yilda polsha fiziklari Vroblevskiy va Olqshevskiy dastlabki sovituvchi sifatida qaynab turgan suyuq kisloroddan foydalanib, suyuq vodorod (33 *K*) oldilar. Nihoyat, 1908-yilda golland fizigi Kamerling-Onnes kritik harorati 4,2 K bo'lgan suyuq geliy oldi.

Texnikada gazlarni suyultirish uchun Linde mashinasi keng ishlatiladi. Uning ishlash prinsipini quyidagicha talqin qilish mumkin. Gaz, masalan, havo kompressorda 200 atm.ga yaqin bosimgacha siqiladi va sovitgichda oqar suv bilan sovitiladi, chunki ko'pchilik gazlar siqilganda qiziydi. So'ngra siqilgan havo to'lqinsimon ikki qatlami nayning ichki nayidan o'tadi va uning oxirgi uchidagi keng idishda kondensatorda 1 *atm* bosimgacha kengayadi. Bunda gaz, taxminan, 20^0C ga soviydi. Kengaygan havo to'lqinsimon nayning tashqi nayi orqali yana kompressorga so'riladi, u o'z navbatida kompressorgacha oraliqda, ichki naydagi siqilgan havoni ikkinchi qismini ham sovitib boradi. Shunday qilib, gazning ikkinchi qismi to'lqinsimon nayning o'zidayoq 20^0C ga soviydi va so'ngra kondensatorda kengayganida yana 20^0C soviydi. Bunday jarayon ko'p marta takrorlanadi. Natijada havo kritik haroratdan past haroratgacha sovitiladi.

Navbatdagi kengaygan havoning bir qismi suyuqlikka aylanadi va kondensator tubiga tomib tusha boshlaydi.

Suyuq havo amalda juda keng ishlatiladi, undan sof kislorod olinadi.

Savollar

1. Real gazlarda molekulalar orasidagi o'zaro ta'sir kuchlarini mavjudligi ideal gaz qonuniyatlarini real gaz uchun yaroqsizdek qilib qo'yishini ko'rsating.
2. Van-der-Vaals tenglamasini tuzatmalar bilan ifodalang va izotermalarni grafik orqali izohlang.
3. Gazlarni suyultirishda Joul-Tomson effektining ahamiyati haqida gapiring.

Masalalar

26-masala. Silindrdagi porshen ostida m=20g massali xlor bor. Hajmi V_1=200sm^3 dan to V_2=500sm^3 gacha izotermik kengaytirilganda xlor ichki energiyasining ortishi ΔU aniqlansin.

Berilgan:

m=20g $=20\cdot10^{-3}\,kg$

V_1=200sm^3 $=200\cdot10^{-6}\,m^3$

$V_2=500\text{sm}^3=500\cdot10^{-6}\,m^3$

ΔU -?

Yechish. Real gazning (Van-der-Vaals gazining) ichki energiyasi

$$U=\nu(C_V T-a/V_m) \tag{1}$$

ifoda bilan aniqlanadi.

(1) tenglamadagi molar V_m hajmni V hajm va modda miqdori $\nu(V_m-V/\nu)$ orqali ifodalab va $\nu=\dfrac{m}{M}$ ekanligni hisobga olib, quyidagini hosil qilamiz:

$$U=\frac{m}{M}\left(C_V T-\frac{ma}{MV}\right) \tag{2}$$

Izotermik kengayish natijasida ichki energiyaning o'zgarishi ΔU ni V_1 va V_2 hajmlarga mos keluvchi ichki energiyaning ikki qiymati orasidagi farq sifatida aniqlaymiz:

$$\Delta U=U_2-U_1=\frac{m^2a(V_2-V_1)}{M^2V_1\cdot V_2} \tag{3}$$

(3) ga kattaliklarning qiymatlarini qo'yib hisoblasak:

$$\Delta U=U_2-U_1=\frac{(20\cdot10^{-3})\cdot0{,}650\cdot(5-2)10^{-4}}{(71\cdot10^{-3})2\cdot10^{-4}\cdot5\cdot10^{-4}}J=154J.$$

27-masala. Diametri d=10sm bo'lgan sovun pufagining ichidagi qo'shimcha p bosimi topilsin. Bu pufakni puflash uchun bajarishi kerak bo'lgan ish A aniqlansin.

Berilgan: d=10sm = 10·10^{-2}m

p-? A-?

Yechish. Sovun pufagining pardasi ikkita tashqi va ichki sferik sirtga ega. Har ikkala sirt ham pufak ichidagi havoga bosim beradi. Parda qalinligi juda kam bo'lganligidan har ikkala sirtlarning ham diametrlari amalda teng. Shuning uchun bosim $p=2\cdot2\sigma/r$, bunda, r – pufak radiusi. $r=\dfrac{d}{2}$ ekanligidan:

$$p=\frac{8\sigma}{d}$$

Bu formulaga $\sigma=40\cdot10^{-3}\,N/m$ va d=0.1m kattaliklarni qo'yib hisoblasak,

p=3,2Pa

Pardani cho'zib, uning sirtini ΔS ga orttirish uchun bajarilishi zarur bo'lgan ish

$$A=\sigma\Delta S \quad \text{yoki} \quad A=\sigma(S-S_0)$$

formula bilan aniqlanadi.

Bu holda S – sovun pufagining har ikkala sirtining umumiy yuzasi; S_0 – pufakni puflab bo'lguncha naycha teshigini qoplab turuvchi yassi parda ikkala sirtining umumiy yuzasi. S_0 ni inobatga olmay, quyidagini hosil qilamiz:

$$A=\sigma\cdot S=3\pi d^2\sigma$$

kattaliklarni qiymatlarini o'rniga qo'yib, A=2,5mJ topamiz.

28-masala. P=28 atm. da hajmi V=90sm^3 bo'lgan m=3,5g massali kislorodning temperaturasi T qanday bo'ladi? Kislorod uchun doimiy kattaliklarning qiymati

Berilgan:

V=90sm^3 $=90\cdot10^{-6}\,m^3$

m=3,5g $=3.5\cdot10^{-3}\,kg$

a=1,36·10^{5}N·m^4/kmol

b=3,16·10^{-2}m^3/kmol

t-?

Yechish. Katta bosim ostidagi gazni real gaz deb hisoblash zarur va uning uchun Van-der Vaals tenglamasi (8.5)ni qo'llash kerak:

$$\left(p+\frac{m^2}{M^2}\frac{a}{V^2}\right)\left(V-\frac{m}{M}b\right)=\frac{m}{M}RT$$

bu yerda, $M = 32\ kg\ /\ mol$ – kilomol kislorodning massasi, u holda

$$T=\frac{1}{R}\left(p+\frac{m^2}{M}\frac{a}{V^2}\right)\left(\frac{M}{m}V-b\right)=\frac{1}{8{,}32\cdot 10^3}\cdot$$

$$\cdot\left(28\cdot 1{,}013\cdot 10^5+\frac{1{,}225\cdot 10^{-3}\cdot 1{,}36\cdot 10^5}{1024\cdot 8{,}1\cdot 10^{-6}}\cdot\frac{32\cdot 9\cdot 10^{-6}}{3{,}5\cdot 10^{-3}}-3{,}16\cdot 10^{-2}\right)=289K$$

$t=16^{\circ}C$

Taqqoslash uchun azotni ideal gaz deb olib, uning temperaturasini Klapeyron-Mendeleyev formulasidan aniqlaymiz. U holda

$$T=\frac{M}{m}\frac{pV}{R}=\frac{32\cdot 28\cdot 1{,}013\cdot 10^5\cdot 9\cdot 10^{-5}}{3{,}5\cdot 10^{-3}\cdot 8{,}32\cdot 10^3}=281K$$

$t=8^{\circ}C$

Demak, real gaz uchun Klapeyron-Mendeleyev tenglamasini qo'llash bu gazning parametrini hisoblashda anchagina noaniqlikka olib kelar ekan.

3. ELEKTR VA MAGNETIZM

IX bob. ELEKTROSTATIKA

9.1. Kulon qonuni

Qadimgi yunon olimlari qahraboni junga ishqalaganda turli yengil buyumlarni o'ziga tortishini payqaganlar. Yunon tilida qahrabo ***elektron*** degan ma'noni anglatadi. «Elektr» degan so'z shundan kelib chiqqan. Keyinchalik qahrabodan tashqari shisha, ebonit, olmos, oltingugurt, smola va boshqa jismlar ham yumshoq materiallarga - ipak, charm, jun, mo'ynaga ishqalanganda ikki xil elektrlanish hosil bo'lishi aniqlangan. Charmga ishqalangan shishada – musbat elektr zaryadi, charmda esa manfiy elektr zaryadi vujudga kelishi shartli belgilandi. Bir xil ishorali zaryadlar bir-birini itaradi, har xil ishoralilari esa o'zaro tortishadi. Barcha elementar zarrachalarning zaryadi absolut qiymati jihatdan birday bo'ladi. Bu zaryadni e harfi bilan belgilanadi. Tabiatdagi jismlar tarkibida turli ishorali zaryadlarga ega bo'lgan zarralar miqdori teng bo'ladi. Bunday jismlarning har biri elektr nuqtayi nazaridan neytral bo'ladi.

Demak, har qanday izolatsiyalangan sistemada elektr zaryadlarining algebraik yig'indisi o'zgarmaydi.

$$\sum q_i = const \qquad (9.1)$$

Bunda, q_i – sistema tarkibidagi ayrim jismlar elektr zaryadlarining miqdori.

(9.1) munosabat ***elektr zaryadining saqlanish qonunini*** ifodalaydi.

SI da zaryad birligi sifatida kulon (Kl) qabul qilingan. Kulon hisobida ifodalangan elementar zaryad $e=1{,}6\cdot 10^{-19}\ Kl$ ga teng bo'ladi.

Kuzatishlarni ko'rsatishicha, bir xil ishorali zaryadlangan jismlar bir-birini itaradi, qarama-qarshi ishorali zaryadlangan jismlar esa o'zaro tortishishadi. Nuqtaviy zaryadlar deb ataluvchi zaryadlarning o'zaro ta'sir kuchi kattaligini 1785-yilda fransuz fizigi Sharl Kulon o'z tajribalari asosida aniqladi:

Vakuumdagi ikki nuqtaviy elektr zaryadning o'zaro ta'sir kuchi har bir zaryad kattaliklari ko'paytmasiga to'g'ri va zaryadlar orasidagi masofaning kvadratiga teskari proporsionaldir, ya'ni

$$F=\kappa\frac{q_1q_2}{r^2} \qquad (9.2)$$

bu yerda, κ – proporsionallik koeffitsiyenti bo'lib, u SI sistemasida quyidagiga teng bo'ladi:

$$\kappa=\frac{1}{4\pi\varepsilon_0}$$

bu yerda, $\varepsilon_0 = 8{,}85\cdot 10^{-12}\ Kl^2/Nm^2 = 8{,}85\cdot 10^{-12}\ F/m$.

Elektr doimiysi deb ataladi.

Agar zaryadlarning o'zaro ta'siri bir jinsli va izotrop muhitda bo'lsa, Kulon qonunining ko'rinishi quyidagicha bo'ladi:

$$F = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \cdot \frac{q_1 q_2}{\varepsilon r^2} \tag{9.3}$$

bu yerda, ε – birliksiz kattalik bo'lib, ***muhitning dielektrik singdiruvchanligi*** deb yuritiladi.

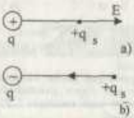
Kulon qonunining vektor ko'rinishi quyidagicha bo'ladi:

$$\vec{F}_{12} = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \cdot \frac{q_1 q_2 \vec{r}_{12}}{r^2\, \vec{r}} \tag{9.4}$$

bu yerda, $\vec{F}_{12}$ - q_2 zaryad tomonidan q_1 zaryadga ta'sir yo'nalishi ko'rsatiladi. $\vec{r}_{12}$ - q_1 dan q_2 ga o'tkazilgan radius vektor, $r=/\vec{r}_{12}/$.

9.2. Elektr maydon va uning kuchlanganligi

Kulon qonuniga asosan, bir-biridan ma'lum masofada turgan zaryadlar ***fazo orqali*** o'zaro ta'sirlashadi. ***Elektr zaryad atrofidagi elektr kuchlar ta'siri seziladigan fazo sohasi bu zaryadning elektr maydoni deb ataladi.***



9.1-rasm.

Elektr maydonning xususiyatlarini o'rganish uchun «sinov zaryadi» tushunchasi kiritiladi. «Sinov zaryadining» miqdori mumkin qadar kichik bo'lishi kerak, chunki u o'z maydoni bilan tekshirilayotgan maydonning xususiyatlarini o'zgartira olmasin. Zaryad $+q$ ga nisbatan holati radius - vektor $\vec{r}$ bilan aniqlangan nuqtaga sinov zaryadi ($+q_s$) joylashtiraylik (9.1-rasm).

Bu zaryadga quyidagicha Kulon kuchi ta'sir qilganini topamiz.

$$F = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \cdot \frac{qq_s}{r^2} \cdot \frac{\vec{r}}{r} \tag{9.5}$$

$\frac{F}{q_e}$ nisbat birlik musbat zaryadga ta'sir qiluvchi kuchni xarakterlaydi, bu kuch sinash zaryadi kattaligiga bog'liq bo'lmaydi. Shuning uchun bu nisbatni elektr maydonini belgilovchi kattalik sifatida qabul qilib, E bilan belgilaymiz

$$\vec{E} = \frac{F}{q_e} = \frac{4}{4\pi\varepsilon_0} \cdot \frac{q}{r^2} \cdot \frac{\vec{r}}{r} \tag{9.6}$$

(9.6) munosabatdagi $\vec{E}$ vektor kattalik ***elektr maydonning kuchlanganligi*** deb ataladi.

Demak, ***elektr maydonning ixtiyoriy nuqtasidagi maydon kuchlanganligi deganda, shu nuqtaga olib kirilgan birlik zaryadga ta'sir etuvchi kuch bilan ifodalanuvchi fizik kattalik tushuniladi.***

Elektr maydon kuchlanganligi vektor kattalik bo'lib, uning yo'nalishi maydonning tekshirilayotgan nuqtasiga olib kirilgan birlik musbat zaryadga ta'sir

etuvchi kuchning yo'nalishi bilan aniqlanadi (9.1-rasm). Agar q zaryad musbat bo'lsa, E yo'nalishi maydonning tekshirilayotgan nuqtasini birlashtiruvchi to'g'ri chiziq bo'ylab zaryaddan tashqariga yoki q manfiy bo'lganda, zaryad tomonga yo'nalgan bo'ladi.

SI da elektr maydon kuchlanganligining birligi nyuton taqsim kulon (*N/Kl*) yoki volt taqsim metr (*V/m*) deb qabul qilingan.

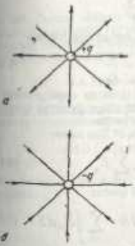
Agar elektr maydonini bir necha zaryad vujudga keltirayotgan bo'lsa, natijaviy maydonning kuchlanganligi alohida zarralar hosil qilgan elektr maydon kuchlanganliklarining vektor yig'indisiga teng bo'ladi, ya'ni:

$$E = E_1 + E_2 + \ldots E_n \sum_{i=1}^{n} E_i \tag{9.7}$$

(9.7) ifoda ***maydonlar supperpozitsiyasi (qo'shish) prinsipini*** ifodalaydi.

9.3. Kuchlanganlik chiziqlari. Gauss teoremasi

Elektr maydonni grafik usulda tasvirlash uchun ***kuchlanganlik chiziqlari*** kattaligi kiritiladi. Kuchlanganlik chiziqlarini quyidagi ikki shartga asoslanib o'tkaziladi:



9.2-rasm.

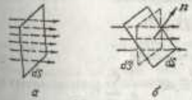
1.Kuchlanganlik chizig'ining ixtiyoriy nuqtasiga o'tkazilgan urinma elektr maydonning shu nuqtadagi kuchlanganlik vektorining yo'nalishi bilan mos tushishi kerak.

2.Chiziqlar zichligini tanlashda chiziqlarga perpendikular joylashgan birlik yuzadan o'tayotgan chiziqlar soni E vektorning son qiymatiga teng bo'lishi kerak.

Elektr maydon kuch chiziqlarining boshi va oxiri mavjud bo'lib, ular musbat zaryaddan boshlanib manfiy zaryadda tugaydi.

Agar elektr maydonining hamma nuqtalarida E kuchlanganlik bir xil bo'lsa, elektr maydoni **bir jinsli** deyiladi.

9.2 *a* va *b* rasmlarda musbat va manfiy nuqtaviy zaryadlarning elektr maydoni tasvirlangan. Nuqtaviy zaryadlarning kuchlanganlik chiziqlari radial to'g'ri chiziqlardan iborat bo'lib musbat zaryad sirtidan boshlanib manfiy zaryad sirtida tugaydi yoki musbat zaryaddan chiqib cheksizlikkacha yoyilib ketadi.



9.3-rasm.

Elektr maydonida joylashgan biror sirtni kesib o'tayotgan kuch chiziqlari soni maydonning shu sirt orqali o'tayotgan ***kuchlanganlik oqimi Φ deyiladi.***

Endi Φ ning qiymatini aniqlaylik. Buning uchun kuchlanganlik chiziqlarining yo'nalishiga perpendikular qilib joylashtirilgan dS elementar yuzachani olaylik (9.3a-rasm). dS yuzani kesib o'tayotgan kuchlanganlik chiziqlarini soni EdS ga teng. EdS ifoda dS yuzadan o'tayotgan kuchlanganlik vektorining oqimi deyiladi. Agar sirt kuchlanganlik chiziqlariga perpendikular bo'lmasa va maydon kuchlanganligi uning turli sohalarida turlicha bo'lsa, u holda sirtni har birida E maydon kuchlanganligi doimiy bo'ladi deb hisoblash mumkin bo'lgan dS kichik yuzachalarga bo'lish kerak. Bunda elementar yuza orqali o'tayotgan kuchlanganlik oqimi quyidagiga teng bo'ladi:

$$d\Phi = E\,dS' = E\,dS\cos\alpha = E_n dS \qquad (9.8)$$

Bu yerda, α – kuchlanganlik chizig'i bilan dS yuzaga o'tkazilgan normal n orasidagi burchak. dS' esa dS yuzaning kuchlanganlik chiziqlariga perpendikular bo'lgan tekislikka proyeksiyasi. U holda butun yuza orqali o'tayotgan maydon kuchlanganligi oqimi dF elementar oqimlarining yig'indisi bilan ifodalanadi. Buni integrallash amali orqali quyidagicha yozamiz:

$$\Phi = \int_S d\Phi = \int_S E_n dS \qquad (9.9)$$

E vektorining radiusi r bo'lgan sferik sirt orqali oqimini topaylik. (9.6) ni eslasak,

$$E_n = |E| = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{q}{r^2}$$

ikkinchi tomondan, r radiusli sferik sirtning to'liq yuzi $4\pi r^2$ ga teng. Natijada

$$\Phi = \oint_S E_n dS = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{q}{r^2}\cdot 4\pi r^2 = \frac{q}{\varepsilon_0} \qquad (9.10)$$

Bu ifoda bitta nuqtaviy zaryadni o'rab turgan sferik sirt orqali o'tuvchi E vektorining oqimini ifodalaydi. Endi biror yopiq sirt ichiga qiymatlari ixtiyoriy bo'lgan q_1, q_2 va hokazo nuqtaviy zaryadlar joylashgan bo'lsin.

Maydonlarning supperpozitsiya prinsipiga muvofiq (9.7) ga asosan:

$$E_n = E_{n1} + E_{n2} + \dots E_{nk}\sum_{i=1}^{k} E_{ni} \qquad (9.11)$$

(9.11) va (9.9) lardan foydalanib, quyidagini hosil qilamiz:

$$\Phi = \oint_S E_n dS = \oint_S \sum_{i=1}^{k} E_{ni} dS = \sum_{i=1}^{k}\oint_S E_{ni} dS \qquad (9.12)$$

Bu ifoda i nuqtaviy zaryad tufayli vujudga kelgan E_{ni} – elektr maydon kuchlanganligi vektorining shu zaryadni o'rab turuvchi ixtiyoriy berk S sirt orqali oqimini ifodalaydi. Yuqoridagi (9.10) munosabatga asosan:

$$\oint_S E_{ni} dS = \frac{q_i}{\varepsilon_0}$$

Buni e'tiborga olib (9.12) ni quyidagicha yozamiz:

$$\Phi = \oint_S E_n dS = \frac{1}{\varepsilon_0}\sum_{i=1}^{n} q_i \qquad (9.13)$$

Bu ifoda ***Gauss teoremasi deb ataladi.*** Bu teoremani quyidagicha ta'riflash mumkin: ***elektr maydon kuchlanganlik vektorining ixtiyoriy shakldagi berk sirt orqali oqimi shu sirt ichida joylashgan zaryadlar algebraik yig'indisining*** ε_0 ***ga bo'lgan nisbatiga tengdir.***

Gauss teoremasidan foydalanib, zaryadning sirt zichligi $+\sigma$ bo'lgan tekis zaryadlangan cheksiz tekislikning elektr maydon kuchlanganligini topaylik, u

9.4-rasm.

$$E = \frac{\sigma}{2\varepsilon_0} \qquad (9.14)$$

ga teng bo'ladi, bu yerda, $\sigma = \frac{q}{S}$ zaryad **sirt zichligidir.** Ikkita o'zaro parallel tekis zaryadlangan cheksiz tekisliklarning oralig'idagi elektr maydon kuchlanganligi

$$E = E_+ + E = \frac{\sigma}{2\varepsilon_0} + \frac{\sigma}{2\varepsilon_0} = \frac{\sigma}{\varepsilon_0} \qquad (9.15)$$

bo'ladi. Demak, natijaviy maydon ikkala zaryadlangan tekislik tufayli vujudga kelgan maydonlarning yig'indisidan iborat bo'lar ekan (9.4-rasm). Bu ikki tekislik orasidagi maydonning barcha nuqtalarida E **ning qiymati va yo'nalishi bir xil bo'lgani** uchun bu maydonni ***bir jinsli maydon*** deb ataladi.

9.4. Elektrostatik maydon kuchlarining ishi. Potensial

Qo'zg'almas nuqtaviy q zaryad maydonida joylashgan q' zaryadni 1 dan 2 nuqtaga ko'chirishda maydon kuchlarining bajargan ishini hisoblaylik. Uzunligi dl ga teng bo'lgan elementar yo'lda bajarilgan ish (9.5-rasm).

$$dA = Fdl\cos\alpha = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\cdot\frac{qq'}{r^2}dl\cos\alpha = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\cdot\frac{qq'}{r^2}dr$$

teng bo'ladi. Bu yerda $dr = dl\cos\alpha$. 1–2 nuqtalar orasidagi yo'lda bajarilgan ishni topamiz:

$$A = \int_1^2 dA = \frac{qq'}{4\pi\varepsilon_0}\int_{r_1}^{r_2}\frac{dr}{r^2} = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\left(\frac{qq'}{r_1} - \frac{qq'}{r_2}\right) \qquad (9.16)$$

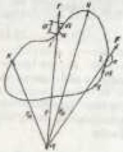
Mexanika qismidan ma'lumki, maydon kuchlarining yopiq yo'lda bajargan ishi nolga teng, ya'ni

$$\oint_l q' E_l\,dl\cos\alpha = 0$$

bu yerda, E_l - E vektorning elementar ko'chish dl yo'nalishiga bo'lgan proeksiyasidir (integral belgisidagi aylana yopiq kontur bo'yicha integral olinayotganligini ko'rsatadi). Ishni ifodalovchi integralni nolga tenglashtirib, o'zgarmas kattalik q' ni qisqartirsak, quyidagi munosabatga ega bo'lamiz:

$$\oint_{l} E_l \, dl = 0 \qquad (9.17)$$

bu munosabat istalgan yopiq kontur uchun bajarilishi kerak.



9.5-rasm.

Demak, (9.17) munosabatdan ko'rinadiki, **elektr maydon-potensial maydondir va bu maydon kuchlanganlik vektorining ixtiyoriy berk kontur bo'yicha sirkulatsiyasi nolga teng** bo'ladi.

Yuqoridagi mulohazalardan foydalanib, (9.16) formula orqali ifodalangan ishni q' zaryad maydonining 1 va 2 nuqtalaridagi potensial energiyalari farqi sifatida ifodalash mumkin.

$$A_{12} = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{qq'}{r_1} - \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{qq'}{r_2} = W_{P1} - W_{P2}$$

Bundan 1 va 2 nuqtalarda joylashgan q' zaryadning q zaryad maydonidagi potensial energiyasi:

$$W_{P1} = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{qq'}{r_1}; \quad W_{P2} = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{qq'}{r_2}$$

teng ekanligi kelib chiqadi. Umumiy holda q' maydonni ixtiyoriy nuqtasida joylashganda uning potensial energiyasi

$$W_P = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{qq'}{r} \qquad (9.18)$$

Turli q', q'' va hokazo sinash zaryadlari maydonning muayyan nuqtasida, W_P', W_P'' va hokazo energiyaga ega bo'ladi. Lekin barcha zaryadlar uchun W_P / q' nisbatan bir xil bo'ladi. Quyidagi kattalik

$$\varphi = \frac{W_P}{q'} \quad yoki \quad \varphi = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{q}{r} \qquad (9.19)$$

potensial deb ataladi.

Agar elektr maydon zaryadlar sistemasi tomonidan vujudga kelayotgan bo'lsa, natijaviy potensial tekshirilayotgan nuqtadagi **potensiallarining algebraik yig'indisiga** teng bo'ladi.

$$\varphi = \varphi_1 + \varphi_2 + \ldots + \sum \varphi_i \qquad (9.20)$$

(9.19) va (9.20) foydalanib, quyidagini hosil qilamiz:

$$\varphi = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\sum_{i=1}^{n}\frac{q_i}{r_i} \qquad (9.21)$$

(9.19) dan foydalanib

$$W_P = q \cdot \varphi \qquad (9.22)$$

hosil qilamiz. Demak, maydon kuchlarining q zaryad ustida bajargan ishini potensial farqi orqali ifodalash mumkin:

$$A_{12} = W_{P1} - W_{P2} = q(\varphi_1 - \varphi_2) \qquad (9.23)$$

yoki

$$\varphi_\infty = 0 \quad \text{bo'lsa,} \quad A_\infty = q\,\varphi \qquad (9.24)$$

Bundan foydalanib, potensialni quyidagicha ta'riflash mumkin: ***elektr maydon ixtiyoriy nuqtasining potensiali deganda shu nuqtadan birlik musbat zaryadni cheksizlikka ko'chirish uchun lozim bo'ladigan ish bilan xarakterlanuvchi kattalik tushuniladi.***

Elektr maydonning kuchlanganligi bilan potensiali o'rtasidagi bog'lanishni ko'rib chiqaylik. Agar q' sinov zaryadini maydon kuchlari ta'sirida dr masofaga uzoqlashtirilsa, bajarilgan ish $F \cdot dr$ ga teng bo'ladi. Bu ish q' zaryadning potensial energiyasini dW_P qadar kamayishiga olib keladi. Shunday qilib, (9.18) tenglamani e'tiborga olsak

$$F dr = -dW_P$$

yoki

$$F = \frac{dW_P}{dr}$$

Bu ifodani har ikkala tomonini ko'chirilayotgan zaryad miqdori q' ga bo'lsak:

$$\frac{F}{q'} = -\frac{d\left(\frac{dW_P}{q'}\right)}{dr}$$

bundan

$$E = -\frac{d\varphi}{dr} \qquad (9.25)$$

ifodani hosil qilamiz. (9.25) dagi $\frac{d\varphi}{dr}$ ifoda ***potensial gradienti*** deb ataladi, ya'ni ***(grad φ)***, u holda (9.25)ni quyidagicha yozishimiz mumkin:

$$E = -grad\,\varphi \qquad (9.26)$$

Shunday qilib, ***elektr maydon kuchlanganligi potensialning teskari ishora bilan olingan gradientiga teng ekan.*** Bu yerda manfiy ishora E ni olingan potensiali kamayib boradigan tomonga yo'nalganligini ko'rsatadi.

Savollar

1. Elektr zaryadning saqlanish qonuni va zaryadlarning o'zaro ta'sir kuchini aniqlashda Kulon tajribasini izohlang.

2. Elektr maydoni va maydon kuchlanganligi kattaligini xarakterlang, tenglamalarini ifodalang.

3. Kuchlanganlik chiziqlari elektr maydonini qanday usulda tasvirlashga imkon beradi va ular qanday shartlarga asoslanib o'tkaziladi.

4. Ixtiyoriy shakldagi berk sirt orqali o'tayotgan elektr maydon kuchlanganlik oqimini Gauss teoremasidan foydalanib aniqlang.

5. Elektrostatik maydonda zaryadni ko'chirishda bajarilgan ishni, potensial, potensial energiya va potensial gradientlari bilan bog'lanishlarini ko'rsating.

Masalalar

29-masala. Massasi m=1g va zaryadi $q=10^{-8}$ Kl bo'lgan sharcha potensiali $\varphi_A = 600V$ li A nuqtadan $\varphi_B = 0$ potensialli B nuqtaga tomon harakatlanmoqda. Agar sharchaning B nuqtadagi tezligi $\upsilon_B = 20sm/s$ ga teng bo'lsa, uning A nuqtadagi tezligi qanday bo'lgan?

Berilgan: $\upsilon_B = 20sm/s = 20\cdot10^{-2}m/s$

m=1g=1·10⁻³kg

$q=10^{-8}$ Kl

$\varphi_A = 600V$

υ_A-?

Yechish. Musbat zaryadlangan sharcha elektr maydonida katta potensialdan kichik potensialga tomon (ya'ni maydon bo'ylab) harakatlanib, maydon kuchlari ta'sirida tezlashadi va uning kinetik energiyasi ortadi. Energiyaning saqlanish va bir tundan ikkinchi turga aylanish qonunidan sharcha kinetik energiyasining ortishi ΔW maydon kuchlari bajargan ishga teng bo'lishi kerak:

Biroq $\Delta W = W_B - W_A = \frac{m\upsilon_B^2}{2} - \frac{m\upsilon_A^2}{2}$, bu yerda, W_A va W_B sharchaning mos ravishda B va A nuqtalardagi kinetik energiyasi. Shu bilan birga $A = q(\varphi_A - \varphi_B)$ muvofiq quyidagini yozish mumkin:

$$\frac{m\upsilon_B^2}{2} - \frac{m\upsilon_A^2}{2} = q(\varphi_A - \varphi_B)$$

bundan

$$\upsilon_A = \sqrt{\upsilon_B^2 - \frac{2q}{m}(\varphi_A - \varphi_B)} = \sqrt{4\cdot10^{-2} - \frac{2\cdot10^{-8}}{10-3}600} = 0{,}167m/s$$

30-masala. Matematik mayatnik l=1 m uzunlikdagi ipak ipga osilgan zaryadi $q = 2\cdot10^{-8}Kl$ bo'lgan m=0,1g massali sharchadan iborat bo'lib, u kuch chiziqlari yuqoriga vertikal yo'nalgan E=9,4kV/m kuchlanganlikli, bir jinsli maydonga joylashtirilgan. Agar sharchaga ta'sir etuvchi kuch og'irlik kuchidan katta

bo'lsa, mayatnik qanday T davr bilan tebranadi? Mayatnik $T_0 = 2\pi\sqrt{\frac{l}{g}}$ davr bilan tebranishi uchun maydon kuchlanganligi E qanday bo'lishi kerak?

Berilgan: m=1·10⁻⁴kg, $q = 2\cdot10^{-8}Kl$, $T_0 = 2\pi\sqrt{l/g}$

l=1 m, E=9,4·10kV/m, g=9,8m/s²

T-? E-?

Yechish. Sharchaga elektr maydon tomonidan yuqoriga vertikal yo'nalgan $\vec{F} = q\vec{E}$ kuch ta'sir etadi. Masala shartiga ko'ra sharchaning $\vec{p} = m\vec{g}$ og'irlik kuchi $\vec{F}$ kuchiga nisbatan kichik ($p < E$) bo'lganligi uchun muvozanat holatda sharcha vertikal tortilgan ipning yuqorigi uchida joylashgan bo'ladi. Agar sharcha erkin bo'lsa, $\vec{F}$ va $\vec{p}$ kuchlarning teng ta'sir etuvchisi Nyutonning ikkinchi qonuniga asosan $ma = qE - mg$ bo'lib, bundan $a = \frac{qE - mg}{m}$ tezlanish ham sharchaning holatiga bog'liq emas. U vaqtda maydondagi mayatnikning tebranish davrini topish uchun uning formulasidagi g ni a bilan almashtirish kerak, ya'ni:

$$T = 2\pi\sqrt{\frac{l}{g}} = 2\pi\sqrt{\frac{ml}{qE - mg}}$$

son qiymatlarini o'rniga qo'yib hisoblansa, quyidagi hosil bo'ladi.

$$T = 2\pi\sqrt{\frac{ml}{qE - mg}} = 2\cdot3{,}14\sqrt{\frac{10^{-4}\cdot1}{2\cdot10^{-8}9{,}4\cdot10^{4} - 10^{-4}\cdot9{,}8}} = \frac{6{,}28}{3} = 2{,}09s$$

Yuqoridagi formula $T = T_0$ bo'lganda a=g bajarilib, undan

$T_0 = 4\pi^2\frac{l}{g} = 4\pi^2\frac{ml}{qE_0 - mg}$, bundan $E_0 = \frac{2mg}{q}$, son qiymatlarini qo'yib hisoblaymiz:

$$E_0 = \frac{2mg}{q} = \frac{2\cdot10^{-4}}{2\cdot10^{-8}} = 9{,}8\cdot10^4\frac{N}{Kl}$$

31-masala. Zaryadlangan yassi kondensator plastinkalari orasiga slyuda plastinka ($\varepsilon = 6$) qo'yilgan. Kondensatordagi elektr maydoni kuchlanganligi E=1000 kV/m bo'lganda, bu plastinkaga qanday bosim ta'sir qiladi?

Berilgan: $\varepsilon = 6$, $E = 1000kV/m$

---

p-?

Yechish. Slyuda plastinkasiga ta'sir qiladigan bosim kondensatorning turli ishorali zaryadlangan plastinkalarining o'zaro tortishish kuchi F tufayli yuzaga keladi va u quyidagiga teng bo'ladi:

$$p = \frac{F}{S},$$

bu yerda, S – har bir plastinkaning yuzi. Binobarin, turli ishorali zaryadlangan ikkita parallel plastinkalarning yuza birligiga to'g'ri keladigan tortishish kuchini aniqlash zarur. Buning uchun kondensator plastinkalaridan birini E_1 elektr maydoni kuchlanganligini hosil qiluvchi, boshqasini esa bu maydonda bo'lgan q zaryad deb qabul qilamiz. Bunda $E = \frac{F_0}{q_0}$ formulaga muvofiq, birinchi plastinkaning ikkinchi plastinkaga ta'sir kuchi $F = qE_1 = \sigma_2 SE_1$, bundan plastinkalarning yuza birligiga to'g'ri keladigan tortishish kuchi (ya'ni p bosim) quyidagiga teng bo'ladi:

$$\frac{E}{S} = p = \sigma_2 E.$$

Bunda, σ_2–ikkinchi plastinka zaryadining sirt zichligi. Biroq $E = \frac{\sigma}{2\varepsilon_0}$ formulaga muvofiq $E_1 = \frac{\sigma_1}{2\varepsilon_0\varepsilon}$, bu yerda, σ_1 – birinchi plastinka zaryadining sirt zichligi. Kondensator uchun $\sigma_1 = \sigma_2 = \sigma$ ekanligini hisobga olgan holda quyidagini yozish mumkin:

$$p = \frac{\sigma_2}{2\varepsilon_0\varepsilon}.$$

$E = \frac{\sigma}{\varepsilon_0}$ formulaga muvofiq. $E = \frac{\sigma}{\varepsilon_0\varepsilon}$ bo'lgani uchun $\sigma = \varepsilon_0\varepsilon E$. bo'ladi, binobarin,

$$p = \frac{\varepsilon_0\varepsilon E}{2} = \frac{8{,}85\cdot10^{-12}\cdot6\cdot10^{12}}{2} = 26{,}5 N/m^2.$$

32-masala. Moyga botirilgan ($\varepsilon = 4$) sharning potensiali $\varphi = 4500M$ va zaryadning sirt zichligi $\sigma = 1{,}13\cdot10^{-5} Kl/m^2$. Quyidagilarni toping: sharchani, a) r radiusini; b) q zaryadini; v) C sig'imini; g) W energiyasini.

Berilgan: $\varepsilon = 4,\ \varphi = 4500V,\ \sigma = 1{,}13\cdot10^{-5} Kl/m^2$

r–? q–? c–? W–?

Yechish. a) $c = \frac{q}{\varphi}$ ga asosan $\varphi = \frac{q}{c}$, biroq sharning zaryadi

$q = \sigma S = \sigma 4\pi r^2$ (bu yerda, S – sharning yuzi) $c = 4\pi\varepsilon_0 r$ formulaga muvofiq sharning sig'imi $c = 4\pi\varepsilon_0\varepsilon r$. Shuning uchun

$$\varphi = \frac{4\pi\sigma r^2}{4\pi\varepsilon_0\varepsilon r} = \frac{r\sigma}{\varepsilon_0\varepsilon}$$

bundan

$$r = \frac{\varepsilon_0\varepsilon\varphi}{\delta} = 1{,}4\cdot10^{-2} m \qquad \text{b) } q = 4\pi r^2\sigma = 2{,}8\cdot10^{-8} Kl$$

$$\text{v) } c = \frac{q}{\varphi} = 6{,}2\cdot10^{-12} f \qquad \text{g) } W = \frac{c\varphi}{r} = 6{,}3\cdot10^{-5} J.$$

X bob. ELEKTR MAYDONIDA O'TKAZGICHLAR

10.1. O'tkazgichda zaryadlarning taqsimlanishi

O'tkazgichlar, asosan, metallardan yasaladi. Bunday o'tkazgichlarning boshqa o'tkazgichlar va dielektriklardan farqi shundan iboratki, ularda zaryad tashuvchilar ***erkin, elektronlar*** hisoblanadi. O'tkazgichlar tarkibida musbat va manfiy zaryadlar o'zaro teng bo'ladi. Tenglik buzilib o'tkazgichda musbat zaryadlar ortib ketsa, bu o'tkazgich musbat zaryadlanib qoladi va aksincha manfiy zaryadlar ortiq bo'lsa, manfiy zaryadlangan hisoblanadi. Zaryadlar taqsimoti o'tkazgichlarning shakliga bog'liq bo'ladi:

a) zaryadlar o'tkazgichlarni sirti bo'ylab taqsimlanadi, uchli joylarda sirt zichligi kattaroq bo'ladi;

b) o'tkazgichlarning ichki qismlarida zaryadlar bo'lmaydi, $\sigma = 0$.

O'tkazgichga q zaryad berilsa, u qisqa vaqt ichida o'tkazgichning sirti bo'ylab tekis taqsimlanadi va zaryadlar muvozanati vujudga keladi.

Bunday hollarda quyidagi shartlar bajariladi:

1.O'tkazgich ichidagi barcha nuqtalarda maydon kuchlanganligining qiymati nolga teng bo'ladi ($E = 0$). (9.25) muvofiq o'tkazgich ichidagi potensial o'zgarmas bo'lishi kerak ($\varphi = const$).

2.Maydon kuchlanganligining o'tkazgich sirtiga yaqin nuqtalardagi yo'nalishi sirtga o'tkazilgan normalga mos bo'lishi kerak. ($E = E_4$). Zaryadlar muvozanatda bo'lganda jism ichidagi nuqtalarda maydon bo'lmaganligi uchun sirt orqali o'tayotgan **elektr siljish vektori** ($D = \varepsilon_0\ \varepsilon\ E$) ning oqimi nolga teng. Gauss teoremasiga muvofiq, sirt ichidagi zaryadlarning algebraik yig'indisi ham nolga teng bo'lishi kerak.

Muvozanat holatida ortiqcha zaryadlar bo'lmagani uchun o'tkazgich ichida tanlangan biror hajmdagi moddaning olib tashlanishi, ya'ni bo'sh, kavak joyni qoldirilishi zaryadlarning muvozanatli joylashishiga ta'sir qilmaydi. Shunday qilib, ortiqcha zaryad ichi bo'sh o'tkagichda (m: sferada) xuddi yaxlit o'tkazgichda (m: sharda) taqsimlanganday, ya'ni tashqi sirt bo'yicha taqsimlanadi. Bunday o'tkazgichlar sirti yaqinidagi maydon kuchlanganligi (9.15) ga asosan

$$E = \frac{\sigma}{\varepsilon_0 \varepsilon}$$

teng bo'ladi, bu yerda, ε – o'tkazgichni o'rab turgan muhitning nisbiy dielektrik singdiruvchanligidir. O'zaro itarishi tufayli zaryadlar bir-birlaridan mumkin qadar uzoqroq joylashishga harakat qiladi, natijada uchli joylarda, bo'rtib turgan joylarda zaryadlar zichligi katta bo'ladi.

Zaryadlanmagan o'tkazgichni elektr maydoniga kiritilsa, undagi zaryad tashuvchilar harakatga keladi. Musbat zaryad tashuvchilar ***E vektor yo'nalishi bo'yicha, manfiy*** zaryad tashuvchilar esa ***qarama-qarshi yo'nalishda*** harakat qiladi. Natijada o'tkazgichning uchlarida qarama-qarshi ishorali zaryadlar vujudga kelib, bu zaryadlar **induksiyalangan** zaryadlar deb ataladi.

Zaryadlarni sirt bo'yicha taqsimlanishidan foydalanib, ichi bo'sh sferik sirtlarda juda katta miqdorda zaryad to'plash mumkin, bunday qurilmalardan birini Van-de-Graaf generatori deb ataladi. Van-de-Graaf generatorida sh... va Yer orasida bir necha million volt potensiallar farqini vujudga keltirish mumkin. Van-de-Graaf

generatori zaryadli zarrachalarni tezlatishda keng qo'llaniladi.

10.2. O'tkazgichning elektr sig'imi. Kondensatorlar

Bizga ma'lumki, (9.21) asosan, o'tkazgichga qancha ko'p zaryad miqdori bera boshlasak, uning potensiali ham shu darajada ortib boradi, ya'ni

$$q = C\varphi \tag{10.1}$$

bu yerda, S – o'tkazgichning **elektr sig'imi** deb ataladi. Elektr sig'imi o'tkazgichning shakli, o'lchamlari va tashqi sharoitlarga bog'liq kattalikdir. (10.1) quyidagicha ko'rinishda yozaylik:

$$C = \frac{q}{\varphi} \tag{10.2}$$

(10.2) dan foydalanib elektr sig'imiga quyidagicha ta'rif beriladi: ***yakkalangan o'tkazgichning elektr sig'imi shu o'tkazgichning potensialini bir birlikka oshirish uchun zarur bo'ladigan zaryad miqdori bilan ifodalanuvchi fizik kattalikdir.***

SI da elektr sig'imining o'lchov birligi

$$|C| = \frac{K}{B} = F$$

farada deb ataladi. ***Bir farada shunday o'tkazgichning elektr sig'imi ekanki, bu o'tkazgichga 1 Kl zaryad berilganda uning potensiali 1V ga ortadi.***

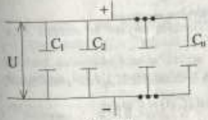
$$1F = 9 \cdot 10^{11}\ sm$$

Bundan ko'rinadiki, $1F$ juda katta birlik bo'lib, u radiusi $9 \cdot 10^9\ m$ ga teng, ya'ni bu Yer radiusidan 1500 marta katta ($R_{er} = 6.4 \cdot 10^6 m$) radiusli yakkalangan sharning elektr sig'imidir. Shu sababli amalda faradaning ulushlariga teng birliklardan:

1 mikrofarada (MkF) = $10^{-6}F$
1 nanofarada (nF) = $10^{-9}F$
1 pikofarada (pF) = $10^{-12}F$

foydalanamiz.

Yakkalangan o'tkazgichlarning sig'imi kichik bo'ladi. Masalan, Yer sharining sig'imi bor-yo'g'i 700 mkF ga teng bo'ladi. Lekin amalda ko'p zaryad yig'a oladigan qurilmalar kerak bo'ladi. Bu qurilmalarning eng soddasi ***yassi kondensatordir***, ya'ni har xil ishorali, bir xil miqdordagi zaryad bilan zaryadlangan ikki parallel qoplamadan iborat. Kondensatorning sig'imi deganda, zaryadi q ga proporsional bo'lib, qoplamalar orasidagi potensiallar farqiga teskari proporsional kattalikka aytiladi, ya'ni:



10.1-rasm.

$$C = \frac{q}{\varphi_1 - \varphi_2} = \frac{q}{U} \tag{10.3}$$

kondensatorning elektr sig'imi uning qoplamalari orasidagi potensiallar farqini bir birlikka oshirish uchun zarur bo'lgan elektr zaryadi bilan ifodalanuvchi kattalikdir. Bu yerda

$$\varphi_1 - \varphi_2 = U \quad \text{yoki} \quad U = Ed \qquad (10.4)$$

10.2-rasm.

keyinchalik ***kuchlanish*** deb yuritiladi, d – qoplamalar orasidagi masofa E – qoplamalar orasidagi maydon kuchlanganligidir.

$$E = \frac{\sigma}{\varepsilon_0 \varepsilon} = \frac{q}{\varepsilon_0 \varepsilon S} \qquad (10.5)$$

Bu ifodada S – qoplamaning yuzi, σ – qoplamadagi zaryadning sirt zichligi, ε – qoplamalar orasidagi muhitning dielektrik singdiruvchanligi. (10.4) va (10.5) dan foydalanib (10.3) ni quyida-gicha yozamiz:

$$C = \frac{q}{U} = \frac{q}{\dfrac{qd}{\varepsilon_0 \varepsilon S}} = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon S}{d} \qquad (10.6)$$

Bu ifoda yassi kondensatorning elektr sig'imidir.

Elektr sig'imini kattaroq yoki kichikroq qilishni ta'minlash uchun kondensatorlar parallel yoki ketma-ket ulanadi.

Kondensatorlarni parallel ulanganda (10.1-rasm) ularning sig'imlari qo'shiladi, ya'ni:

$$C = \sum_{i=1}^{n} C_i \qquad (10.7)$$

Kondensatorlarni ketma-ket ulanganda elektr sig'imining teskari ifodasi alohida kondensator elektr sig'imlari teskari qiymatlarining yig'indisiga teng.

$$\frac{1}{C} = \sum_{i=1}^{n} \frac{1}{C_i} \qquad (10.8)$$

10.3. Elektrostatik maydon energiyasi

(9.24) ga asosan cheksizlikdan dq elementar zaryadni ko'chirishda elektr maydon kuchlariga qarshi bajarilgan ish

$$dA = \varphi\, dq \qquad (10.9)$$

(10.9) teng bo'ladi. (10.1) tenglikni e'tiborga olsak, (10.9)ni quyidagicha yozamiz:

$$dA = \varphi d(C\varphi) = C\varphi d\varphi. \qquad (10.10)$$

O'tkazgich potensialini φ ga yetkazish uchun bajarilishi kerak bo'lgan ishni integrallashdan foydalanib aniqlaylik:

$$A = \int_0^{\varphi} C\varphi\, d\varphi = \frac{C\varphi^2}{2} \qquad (10.11)$$

Bu zaryadlangan o'tkazgich energiyasidir, bu energiyani quyidagicha ifodalash mumkin:

$$W = \frac{C\varphi^2}{2} = \frac{q^2}{2C} = \frac{q\varphi}{2} \qquad (10.12)$$

(10.3) ifodadan foydalanib, (10.12) quyidagicha o'zgartirib yozamiz:

$$W = \frac{CU^2}{2} = \frac{qU}{2} = \frac{q^2}{2C} \qquad (10.13)$$

(10.13) ifoda zaryadlangan kondensator energiyasidir.

Endi yassi kondensator qoplamlari orasida mujassamlashgan elektrostatik maydon energiyasi (W_e) ni aniqlaylik. (10.4) va (10.6) lardan foydalanib, (10.13)ni quyidagicha yozamiz:

$$W_e = \frac{1}{2}\frac{\varepsilon_0 \varepsilon S}{d} E^2 d^2 = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon}{2} E^2 S d \qquad (10.14)$$

bu yerda, $Sd = V$ qoplamalar orasidagi hajmga teng bo'ladi. (10.14)ni hajm (V)ga bo'lsak, birlik hajmga to'g'ri keluvchi **elektr maydon energiyasini** topamiz:

$$W_e = \frac{W_e}{V} = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon}{2} E^2 \qquad (10.15)$$

Bu kattalik **elektr maydon energiyasining zichligi** deyiladi.

Savollar

1. Elektr maydoniga o'tkazgichlar kiritilsa, zaryadlar taqsimoti nimalarga bog'liq?
2. Zaryadlarni o'tkazgich bo'ylab tekis taqsimlanishi va muvozanatining vujudga kelish shartlarini keltiring.
3. Elektr sig'imi deb nimaga aytiladi va uning o'lchov birliklarini ayting?
4. Kondensatorlarni parallel va ketma-ket ulanishini ko'rsating.
5. Elektr maydon energiyasini va energiya zichligini ifodalang.

Masalalar

33-masala. Yassi kondensator qoplamalarini orasi birday d=0,5 mm qalinlikdagi shisha ($\varepsilon_1 = 7$) siyuda ($\varepsilon_2 = 6$) va parafillangan qog'oz ($\varepsilon_3 = 2$) dan iborat dielektriklar bilan to'ldirilgan. Agar kondensator qoplamalarining yuzi $S = 200 sm^2$ bo'lsa, kondensatorning elektr sig'imi S topilsin.

Berilgan: $d = 0{,}5mm,\ S = 200sm^2 = 2\cdot 10^{-2} m^2$

$\varepsilon_0 = 8{,}85\cdot 10^{-12} F/m,\ \ \varepsilon_1 = 7, \varepsilon_2 = 6, \varepsilon_3 = 2$

S –?

Yechish. Agar yassi kondensator qoplamalariga parallel qilib yupqa metall plastinka kiritilsa, u holda uning sirtlarida teng kattalikdagi qarama-qarshi ishorali zaryad paydo bo'ladi. Shuning uchun ham, qoplamalari orasida dielektrik plastinkalari bo'lgan kondensatorning elektr sig'imini bu plastinka sirtlariga yupqa metall qatlamlar siljigan deb faraz qilib, aniqlash mumkin. Bu holda o'zaro ketma-ket ulangan kondensator batareyasi hosil bo'lib, ularning elektr sig'imlari $c_1 = \dfrac{\varepsilon_0\varepsilon_1 S}{d}$; $c_2 = \dfrac{\varepsilon_0\varepsilon_2 S}{d}$; $c_3 = \dfrac{\varepsilon_0\varepsilon_3 S}{d}$ bo'lgani uchun kondensatorning umumiy elektr sig'imi: $\dfrac{1}{c} = \dfrac{1}{c_1} + \dfrac{1}{c_2} + \dfrac{1}{c_3} = \dfrac{d}{\varepsilon_0 S}\left(\dfrac{1}{\varepsilon_1} + \dfrac{1}{\varepsilon_2} + \dfrac{1}{\varepsilon_3}\right)$

Bundan $c = \dfrac{\varepsilon_0\varepsilon_1\varepsilon_2\varepsilon_3 S}{(\varepsilon_1\varepsilon_2 + \varepsilon_1\varepsilon_3 + \varepsilon_2\varepsilon_3)d}$ son qiymatlarini o'rinlariga qo'yib hisoblaymiz

$$c = \frac{\varepsilon_0\varepsilon_1\varepsilon_2\varepsilon_3 S}{(\varepsilon_1\varepsilon_2 + \varepsilon_1\varepsilon_3 + \varepsilon_2\varepsilon_3)d} = \frac{8{,}85\cdot 10^{-12}\cdot 7\cdot 6\cdot 2\cdot 2\cdot 10^{-2}}{(7\cdot 6 + 7\cdot 2 + 6\cdot 2)5\cdot 10^{4}} =$$

$$= \frac{8{,}85\cdot 168\cdot 10^{-14}}{0{,}8\cdot 5\cdot 10^{-4}} = 437\cdot 10^{-12}F = 437\,pF.$$

34-masala. Agar qoplamalarining yuzasi $S = 100$ sm^2 bo'lsa, ikkita dielektrik qatlamli qalinligi $d_1 = 2$ mm bo'lgan chinni va qalinligi $d_2 = 1{,}5$mm bo'lgan ebonit yassi kondensatorning elektr sig'imi S ni aniqlang:

Berilgan: $d_1 = 2$ mm $= 2\cdot 10^{-3} mm$,
$d_2 = 1{,}5$mm $= 1{,}5\cdot 10^{-3} mm$
$S = 100$ sm$^2 = 10^{-2}$m^2
s –?

Yechish. Ta'rifga ko'ra kondensatorning sig'imi $c = \dfrac{q}{U}$ bunda, q – kondensator qoplamalaridagi zaryad, U – qoplamalar potensiallari farqi. Bu tenglikka kondensatordagi umumiy potensiallar farqi U – ni dielektrik qatlamlaridagi kuchlanish yig'indisi U_1+U_2 bilan almashtirib quyidagini olamiz:

$$c = \frac{q}{(U_1 + U_2)} \qquad (1)$$

$$q = \sigma S,\ U_1 = E_1 d_1 = \frac{D}{\varepsilon_0\varepsilon_1}d_1 \text{ va } U_2 = E_2 d_2 = \frac{D}{\varepsilon_0\varepsilon_2}d_2$$

ekanligini e'tiborga olib, (1) tenglamani

$$c = \frac{\sigma S}{\dfrac{D}{\varepsilon_0\varepsilon_1}d_1 + \dfrac{D}{\varepsilon_0\varepsilon_2}d_2}. \qquad (2)$$

ko'rinishda yozish mumkin. Bunda σ – qoplamalardagi zaryadning sirt zichligi, E_1 va E_2 mos ravishda dielektriklarning birinchi va ikkinchi qatlamlaridagi maydon kuchlanganliklari; D – dielektriklardagi maydonning elektr siljishi.

(2) tenglikning surat va maxrajini ε_0 ga ko'paytirib $D = \sigma$ ekanligini hisobga olsak,

$$c = \frac{\varepsilon_0 S}{\dfrac{d_1}{\varepsilon_1} + \dfrac{d_2}{\varepsilon_2}}.$$

hisoblash o'tkazsak,

$$c = \frac{8{,}85\cdot 10^{-12}100\cdot 10^{-4}}{\dfrac{1}{5}\cdot\dfrac{2\cdot 10^{-3}}{5} + 1{,}5\cdot 10^{-3}\cdot\dfrac{1}{3}}F = 9{,}83\cdot 10^{-11}F = 98{,}3\,pF.$$

35-masala. s_1 =3mkF sig'imli kondensator U_1 =40V potensiallar farqigacha zaryadlangan. Tok manbai uzilgandan keyin s_2=5mkF elektr sig'imli kondensator zaryadlanmagan boshqa kondensator bilan parallel ulangan. I kinchi kondensatorni ulash paytida vujudga kelgan uchqunni hosil qilishga sarflangan ΔW energiya aniqlansin.

Berilgan: $c_1 = 3mkF = 3\cdot 10^{-6}F$, $c_2 = 5mkF = 5\cdot 10^{-6}F$, $U_1 = 40V$
ΔW –?

Yechish. Uchqun hosil qilish uchun sarflangan energiya.

$$\Delta W = W_1 - W_2\,, \qquad (1)$$

bunda, W_1 – birinchi kondensatorning, unga ikkinchi kondensator ulaguncha bo'lgan energiyasi, W_2 – birinchi va ikkinchi kondensatorlardan tashkil topgan batareyaning energiyasi. (1) tenglikka zaryadlangan kondensatorning energiyasi $W = \dfrac{1}{2}cU^2$ ni qo'yib va parallel ulangan kondensatorlarning umumiy elektr sig'imi, alohida kondensatorlar elektr sig'imlarining yigindisiga tengligidan quyidagini olamiz:

$$\Delta W = \frac{c_1 U_1^2}{2} = \frac{(c_1 + c_2)U_2^2}{2}. \qquad (2)$$

bunda, S_1 va S_2 –birinchi va ikkinchisi kondensatorlarning elektr sig'imlari; U_1– birinchi zaryadlangan kondensatordagi potensiallar farqi; U_2 –kondensator batareyasi qisqichlaridagi potensiallar farqi.

Ikkinchi kodensator ulangandan keyin ham zaryad oldingidek qolganini hisobga olib, U_2 potensiallar farqini quyidagicha ifodalaymiz.

$$U_2 = \frac{q}{c_1 + c_2} = \frac{c_1 U_1}{c_1 + c_2};$$

U_2 ning bu ifodasini (2) formulaga qo'yib,

$$\Delta W = \frac{c_1 U_1^2}{2} - \frac{(c_1 + c_2)c_1^2}{2(c_1 + c_2)^2} U_1^2.$$

Oddiy o'zgartirishdan keyin quyidagini topamiz:

$$\Delta W = \frac{1}{2}\frac{c_1 \cdot c_2}{c_1 + c_2} U_1^2.$$

$$\Delta W = 1{,}5 \cdot 10^{-3} J = 1{,}5 mJ.$$

11.1. Elektr tokining mavjudlik sharti va uning asosiy xossalari

Zaryadli zarrachalarning ma'lum bir yo'nalishida tartibli harakati ***elektr toki*** deb ataladi. **«Tok»** – **«oqim»** degan ma'noni anglatadi. Elektr tokini metallarda **erkin elektronlarning** harakati, elektrolitlarda **ionlarning** gazlarda esa **ionlar** bilan **elektronlarning** harakatini hosil qiladi.

Tokning yo'nalishi uchun shartli ravishda musbat zaryadlarning harakat yo'nalishi qabul qilingan. O'tkazgichlar ichida elektr maydoni sababli hosil bo'lgan elektr tokiga o'tkazuvchanlik toki deb ataladi.

O'tkazuvchanlik tokini hosil qilgan erkin elektronlarning harakatini bevosita kuzatib bo'lmaydi. Lekin o'tkazgichdagi ***tokning mavjudligini*** uning ta'siri yoki u vujudga keltirgan hodisalariga qarab quyidagicha aniqlash mumkin:

1. Tok o'tayotganda o'tkazgich qiziydi.
2. Tokning magnit qanotchalariga ta'siri.
3. Elektr toki o'tganda moddaning kimyoviy tarkibi o'zgarishi.

Tokning tabiatidan qat'i nazar, uni ifodalovchi asosiy kattalik sifatida ***tok kuchi*** qabul qilingan. O'tkazgichning kesim yuzidan dt vaqt davomida dq zaryad miqdori o'tayotgan bo'lsa, bunday tokning kuchi:

$$I = \frac{dq}{dt} \tag{11.1}$$

ga teng bo'ladi. Uni quyidagicha ta'riflash mumkin: ***o'tkazgichning ko'ndalang kesim yuzidan vaqt birligi ichida o'tgan elektr zaryadiga miqdor jihatdan teng bo'lgan fizik kattalikka tok kuchi deb ataladi.***

Vaqt o'tishi bilan miqdori va yo'nalishi o'zgarmaydigan tokka ***o'zgarmas tok deb ataladi***. Yuza birligidan o'tayotgan tok kuchiga tok zichligi deb yuritiladi.

$$j = \frac{I}{S} \tag{11.2}$$

O'tkazgichning bir birlik **ko'ndalang kesim yuzidan o'tgan tokning kuchiga miqdor jihatdan teng bo'lgan fizik kattalikka tok zichligi deyiladi.** Agar elektr toki ikki xil ishorali zaryadlarning tartibli harakati tufayli vujudga kelayotgan bo'lsa, tok zichligining ifodasini quyidagicha ko'rinishda yozish mumkin:

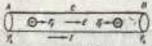
$$j = q^+ n^+ u^+ + q^- n^- u^- \tag{11.3}$$

bunda, q^+ va q^- mos ravishda musbat va manfiy tok tashuvchilarning zaryad miqdorlari, n^+ va n^- ularning konsentratsiyasi (ya'ni bir-birlik hajmdagi soni), u^+ va u^- esa ularning tartibli harakatidagi o'rtacha tezliklari.

SI da tok kuchining o'lchov birligi amper (A) bo'lib, u asosiy birlik sifatida qabul qilingan. Tok zichligi birligi amper taqsim metr kvadrat (A/m^2).

11.2. Elektr yurituvchi kuch va kuchlanishi

Biror o'tkazgich olib, bu o'tkazgichning A va V uchlarida turli ishorali ortiqcha musbat va manfiy zaryadlar bilan ta'minlanganligini nazarda tutib, bu o'tkazgich bo'ylab o'tkazgichning uchlarida hosil bo'lgan φ_A - φ_B potensiallar ayirmasi uning ichida potensial tushishi tomonga yo'nalgan elektr maydoni hosil bo'lishini



11.1-rasm.

tekshiraylik. Bu maydon kuchlari ta'sirida musbat zaryadlar *A* dan *V* ga qarab, manfiy zaryadlar esa *V* dan *A* ga qarab tartibli harakatga keladi va natijada o'tkazgich bo'ylab elektr toki oqa boshlaydi. Ammo bu holat uzoq vaqt davom etmaydi, chunki zaryad tashuvchilarning harakati o'tkazgich ichidagi maydonni tezlik bilan yo'qolishiga va tokning to'xtashiga olib keladi.

O'tkazgichda uzluksiz ravishda elektr toki mavjud bo'lishi uchun maxsus qurilma bo'lishi va uning ichida hamma vaqt turli ismli zaryadlar ajralib turishi hamda musbat zaryadlar *A* uchiga, manfiy zaryadlar esa *V* uchiga ko'chib turishi zarur. Bunday qurilmani ***tok manbai deyiladi***. Tok manbaida zaryadlarni ajratuvchi kuchlar elektrostatik xususiyatiga ega bo'lmasligi kerak, chunki elektr kuchlar turli ismli zaryadlarni ajratmaydi, balki faqat birlashtirishi mumkin. Shuning uchun tok manbaida zaryadlarni ajratuvchi kuchlar ***begona,*** ya'ni ***tashqi kuchlar*** deb yuritiladi. Tok manbalarida zaryadlarni ajratish jarayonida mexanik, kimyoviy, ichki va boshqa turdagi energiyalar elektr energiyasiga aylanadi. Masalan, o'zgarmas tok generatorida bu kuchlar magnit maydon energiyasi va yakorning aylanishidagi mexanik energiya, elektrofar mashinasida mexanik energiya, termoelementda ichki energiya, akkumulator va galvanik elementda – kimyoviy reaksiyalar energiyasi, yarimo'tkazgich fotoelementda yorug'lik energiyasi hisobiga hosil qilinadi. Shunday qilib, tok manbai o'tkazgichning *A* va *V* uchlarini uzluksiz ravishda har xil ismli zaryadlar bilan ta'minlab turadi. Ammo tok manbai ichida zaryadlarning ajralishiga, birinchidan, musbat qutbdan manfiy qutbga yo'nalgan ichki elektr maydoni va ikkinchidan, tok manbai ichida ionlarni harakatiga elektrolitning (yopishqoqligi) qarshiligi to'sqinlik qiladi. Shu tariqa tashqi elektr ajratuvchi kuchining bajargan A_t ishi tok manbai ichidagi elektr maydoni kuchlariga qarshi bajariladi, u holda

$$\frac{A_T}{q}=\varepsilon \tag{11.4}$$

kattalik tok manbaining ***elektr yurituvchi*** kuchi deyiladi. U quyidagicha ta'riflanadi: ***tok manbaining elektr yurituvchi kuchi (EYUK) tashqi kuchlar ta'sirida birlik musbat zaryadli manbani o'z ichiga olgan berk zanjir bo'ylab ko'chirishda bajarilgan ish bilan xarakterlanadi.***

SI da EYUK birligi qilib volt (*V*) qabul qilingan: 1*V* - shunday tok manbaining EYUK ki, u manbani o'z ichiga olgan berk zanjir bo'ylab 1*Kl* zaryadni ko'chirishda 1J ish bajariladi. Ochiq zanjirdagi tok manbaining EYUK manbaning qutblaridagi potensiallar farqiga teng:

$$\varepsilon=\varphi_A-\varphi_B \tag{11.5}$$

Tashqi elektr zanjiri bilan tutashtirilgan tok manbai qutblaridagi potensiallar ayirmasi tok manbaining ***kuchlanishi*** deyiladi.

Yopiq zanjir uchun birinchidan, kulon kuchlari ta'sirida birlik musbat zaryadni *A* dan *V* gacha ko'chirishda bajarilgan ish shu ikki nuqta orasidagi potensiallarning farqi (φ_A - φ_V) ga teng. Ikkinchidan, tashqi kuchlar ta'sirida birlik musbat zaryadni zanjirning tekshirilayotgan qismida ko'chirishda bajarilgan ish zanjirning shu qismidagi manbaining EYUK ε_{AB} ga teng. Shuning uchun kuchlanish

$$U_{AB}=(\varphi_A-\varphi_B)+\ \ \varepsilon_{AB} \tag{11.6}$$

teng bo'ladi. Agar $\varepsilon_{AB}=0$ bo'lsa,

$$U_{AB}=(\varphi_A-\varphi_B)$$

bo'ladi.

Kuchlanish ham, xuddi EYUK kabi **volt (*V*)da** o'lchanadi.

11.3. Om qonuni. O'tkazgichning qarshiligi

Om qonuni juda ko'p tajribalar natijasi asosida kashf etilgan qonundir. Uning to'g'riligi boshqa kishilar tomonidan o'tkazilgan ko'pgina tajribalarda ham isbotlangan. 1826-yili nemis fizigi *Om* quyidagi qonunni yaratdi: bir jinsli metall o'tkazgichdan o'tayotgan tok kuchi ushbu o'tkazgichning uchlaridagi kuchlanishga to'g'ri proporsional:

$$I=\frac{1}{R}U \tag{11.7}$$

bu yerda, *R* – o'tkazgichning elektr qarshiligidir. ***(11.7) tenglama zanjirning bir qismi uchun Om qonunini ifodalaydi.*** Qarshilik birligi *Om* deb qabul qilingan. O'tkazgichning uchlaridagi kuchlanish 1*V* bo'lganda 1*A* tok kuchi o'tadigan o'tkazgichning elektr qarshiligi 1 *Om* ga teng bo'ladi. Elektr qarshilikka teskari bo'lgan kattalik

$$G=\frac{1}{R} \tag{11.8}$$

elektr o'tkazuvchanlik deb ataladi, uning o'lchov birligi ***simens (Sm). 1Sm - elektr qarshiligi 1 Om bo'lgan o'tkazgichning elektr o'tkazuvchanligidir.***

Metall o'tkazgichning tokka ko'rsatadigan qarshiligi erkin elektronlarning metalldagi kristall panjara ionlari bilan to'qnashishlari tufayli hosil bo'lgani uchun qarshilik o'tkazgichning shakli, o'lchamlari va uning qanday materialdan yasalganligiga bog'liq bo'ladi. Omning tadqiqotlariga muvofiq, bir jinsli silindrsimon o'tkazgich uchun o'tkazgichning qarshiligi uning *l* uzunligiga to'g'ri proporsional va ko'ndalang kesim yuzi *S* ga teskari proporsional

$$R=\rho\frac{l}{S} \tag{11.9}$$

bu yerda, ρ – o'tkazgichning ***solishtirma elektr qarshiligi.*** U o'tkazgich materialining tabiatiga bog'liq kattalikdir. Solishtirma elektr qarshilikka teskari bo'lgan

$$\sigma=\frac{1}{\rho} \tag{11.10}$$

kattalikni o'tkazgichning ***solishtirma elektr o'tkazuvchanligi*** deb ataladi. Solishtirma elektr qarshilikning o'lchov birligi – *Om metr* (*Om.m*); ***1 Om.m*** – ko'ndalang kesimi 1m^2, uzunligi 1m bo'lganda 1 *Om* elektr qarshilikka ega bo'lgan o'tkazgichning solishtirma elektr qarshiligidir.

Solishtirma elektr o'tkazuvchanlikning o'lchov birligi simens taqsim metr (*Sm/m*); ***1 Sm/m*** – ko'ndalang kesimi 1m^2, uzunligi 1*m* bo'lganda 1*Sm* elektr o'tkazuvchanlikka ega bo'ladigan o'tkazgichning solishtirma elektr o'tkazuvchanligidir.

O'tkazgichning qarshiligi va solishtirma qarshiligi haroratga bog'liq bo'ladi. Harorat ortishi bilan metall panjarasidagi ionlarning issiqlik harakati tezlashadi va elektronlarning tartibli harakatini qiyinlashtiradi. Shuning uchun metallarning qarshiligi harorat ortishi bilan ortadi. Tajribalarni ko'rsatishicha barcha metallarning qarshiligi harorat bilan chiziqli bog'langandir:

$$R = R_0(1+\alpha t) \tag{11.11}$$

bu yerda, R_0 – o'tkazgichning 0^0C dagi qarshiligi, t – harorat, α – ***qarshilikning harorat koeffitsiyenti***, sof metallar uchun:

$$\alpha = \frac{1}{273}\,\text{grad}^{-1}$$

Termodinamik harorat T dan foydalanib, (11.11)ni quyidagicha yozamiz:

$$R = \alpha R_0 T \tag{11.12}$$

O'tkazgichning qarshiligi, asosan, solishtirma qarshilikning o'zgarishi hisobiga o'zgaradi. Agar (11.11) formulaga $R = \rho\frac{l}{S}$ va $R_0 = \rho_0\frac{l}{S}$ qiymatlari qo'yilsa, solishtirma qarshilikning haroratga bog'lanishini ifodalovchi formula hosil bo'ladi:

$$\rho = \rho_0(1+\alpha t) \tag{11.13}$$

Binobarin, solishtirma qarshilik ham haroratga chiziqli bog'langandir. Lekin ayrim sof metallarning solishtirma qarshiligi **absolut nolga yaqin haroratdayoq** keskin nolga aylanishi ma'lum bo'ldi. **O'ta o'tkazuvchanlik** deb nom olgan bu hodisani birinchi marta 1911-yilda gollandiyalik fizik Kamerling-Onnes simobni suyuq geliyda sovutganda simobning qarshiligi dastlab asta-sekin kamayib, so'ngra harorat 4,1 K ga yetganda sakrab birdaniga nolga tushib qolganligini aniqlagan.

Elektr zanjiri ko'pincha turli usullar bilan ulangan bir necha qarshiliklardan iborat bo'lishi mumkin. Qarshiliklar zanjirga o'zaro ketma-ket va parallel ulanadi.

Ketma-ket ulangan qarshiliklarning umumiy qarshiligi alohida olingan qarshiliklarning algebraik yig'indisiga teng, ya'ni:

$$R_{k.e} = R_1 + R_2 + \ldots + R_n = \sum_{i=1}^{n} R_i \tag{11.14}$$

O'zaro parallel ulangan qarshiliklardan tuzilgan zanjir qarshiligining teskari qiymati har bir alohida olingan qarshiliklar teskari qiymatlarining algebraik yig'indisiga teng, ya'ni:

$$\frac{1}{R} = \frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} + \ldots\ldots + \frac{1}{R_m} = \sum_{i=1}^{n}\frac{1}{R_i} \tag{11.15}$$

11.4. Zanjirning bir jinsli bo'lmagan qismi uchun Om qonuni

Zanjirning **bir jinsli bo'lmagan qismida** tok manbai ishtirok etadi. Shuning uchun zanjirning umumiy elektr qarshiligi (R_{um}) ni hisoblaganda tok manbaining ***ichki qarshiligi r*** ni ham hisobga olishga to'g'ri keladi. Generatorda r ichki qarshilik deb chulg'amlar qarshiligi, galvanik elementda esa elektrolit eritmasi (musbat va manfiy ionlar harakatiga bo'lgan qarshilik) va elektrodlarning qarshiligi tushuniladi.

(11.6) dan foydalanib zanjirning bir jinsli bo'lmagan qismi uchun *Om* qonunini quyidagi ko'rinishda ifodalaylik:

$$I = \frac{U_{AB}}{R_{um}} = \frac{(\varphi_A - \varphi_B)+}{R+r} \tag{11.16}$$

(11.16) ni odatda, Om ning umumlashtirilgan qonuni deb ham ataladi, chunki uni elektr zanjirning ixtiyoriy qismi uchun qo'llash mumkin. (11.16) ifodada $\varphi_1 = \varphi_2$ bo'lsa, berk zanjir uchun *Om* qonunining ifodasi quyidagi ko'rinishga keladi.

$$I = \frac{}{R+r} \tag{11.17}$$

bundagi E – berk zanjirdagi barcha EYUK larning algebraik yig'indisi, $R+r$ esa zanjirdagi umumiy qarshilik.

(11.17) tenglik berk zanjir uchun Om qonunining matematik ifodasi bo'lib, u quyidagicha ta'riflanadi:

Berk zanjirdan o'tayotgan tokning kuchi manbaning elektr yurituvchi kuchiga to'g'ri proporsional va zanjirning to'la qarshiligiga teskari proporsionaldir. (11.9), (11.10) lardan foydalanib, *Om* qonunlarining differensial ko'rinishini ifodalaylik. Buning uchun o'tkazgichning qarshiligi $R = \rho\frac{dl}{dS}$ ni hisoblaganda elementar uzunlik dl va elementar yuza dS ni kiritaylik. U holda o'tkazgich uchlaridagi kuchlanishni $U=Edl$ deb, undan o'tayotgan tok kuchini esa $I = jdS$ ga teng deb olamiz. Bulami zanjirning bir jinsli qismi uchun *Om* qonuni (11.7) ifodasiga qo'ysak:

$$jdS = \frac{Edl}{\rho\frac{dl}{dS}} = \frac{dS}{\rho dl}Edl$$

yoki

$$j = \frac{1}{\rho}E \tag{11.18}$$

hosil bo'ladi. Bu yerdagi $\sigma = \frac{1}{\rho}$ teng ekanligini hisobga olsak (11.18) ifoda quyidagi ko'rinishga keladi:

$$j = \sigma E \tag{11.19}$$

Bu ifoda zanjirning bir jinsli qismi uchun ***Om qonunining differensial ko'rinishidir.*** Agar zanjirning tekshirilayotgan qismi bir jinsli bo'lmasa, u holda zanjirda Kulon kuchlari bilan bir qatorda tashqi kuchlar ham ishtirok etadi. U holda zanjirning ***bir jinsli bo'lmagan qismi uchun Om qonunining differensial ko'rinishi*** quyidagicha yoziladi:

$$j = \sigma(E + E_T) \tag{11.20}$$

bundagi E_T – zanjirning tekshirilayotgan qismidagi tok manbalari ta'sir etayotgan tashqi kuchlar maydonining kuchlanganligidir.

11.5. Joul - Lens qonuni

Tajribalardan ma'lumki, o'tkazgichdan tok o'tganda hamma vaqt mazkur o'tkazgich qiziydi. Uning qizishga sabab shuki, o'tkazgich bo'ylab harakatlanayotgan elektronlarning kinetik energiyasi elektronni o'tkazgich kristall panjarasining ioni bilan har bir to'qnashishida issiqlikka aylanadi. **Joul va Lens** mustaqil ravishda o'z tajribalarida o'tkazgichdan tok o'tishi natijasida undan ajralib chiqqan **issiqlik miqdori o'tkazgichning qarshiligiga, tok kuchining kvadratiga va tokning o'tib turish vaqtiga** proporsional ekanligini topdilar:

$$dQ = I^2 R dt = \frac{U^2}{R} dt \tag{11.21}$$

Bu munosabat Joul-Lens qonunini ifodalaydi. (11.21) ifoda o'z navbatida o'tkazgichning ko'ndalang kesimidan dt vaqt ichida Idt zaryadni ko'chirishda tokning bajargan ishiga teng bo'ladi:

$$dA = dQ = I^2 R dt = \frac{U^2}{R} dt \tag{11.22}$$

Elektr tokining quvvati esa quyidagi:

$$N = \frac{dA}{dt} = IU = I^2 R = \frac{U^2}{R} \tag{11.23}$$

ifodaga teng bo'ladi. (11.18) dan foydalanib (11.21) ni quyidagicha yozamiz:

$$dQ = RI^2 dt = \frac{\rho\, dl}{dS}(jdS)^2 dt = \rho\, j^2 dl\, dS\, dt \tag{11.24}$$

Agar $dl \cdot dS = dv$ o'tkazgichning issiqlik ajralayotgan hajmi ekanligini hisobga olsak,

$$dQ = \rho\, j^2 dV \cdot dt \tag{11.25}$$

(11.24) ni $dv\, dt$ ga bo'lsak, o'tkazgichning birlik hajmdan birlik vaqtda ajralib chiqqan issiqlik miqdorini xarakterlovchi kattalikni topamiz. Bu kattalik ***tok issiqlik quvvatining zichligi deb ataladi.***

$$w = \frac{dQ}{dvdt} = \rho\, j^2 \tag{11.26}$$

(11.18) va (11.19) ifodalardan foydalanib, (11.25) ni quyidagicha yozamiz:

$$w = jE = \sigma E^2 \tag{11.27}$$

Bu ifoda Joul-Lens qonunining ***differensial ko'rinishidir.***

11.6. Kirxgof qoidalari

Yuqorida biz berk zanjirdan iborat tarmoqlanmagan, eng sodda elektr zanjirlarini ko'rdik. Tarmoqlanmagan zanjirning barcha qismlarida tok kuchi bir xil bo'ladi. Tarmoqlanmagan zanjirlarni (tok kuchi, E.YU.K ni va qarshiligini aniqlash) *Om* qonunlari yordamida osongina hisoblash mumkin.

Tarmoqlangan elektr zanjiri ancha murakkab bo'ladi. Kirxgof qoidalari tarmoqlangan murakab zanjir qismlarini hisoblashda qo'llaniladi. Tarmoqlanmagan zanjir berk konturning alohida qismlarida tok kuchlari kattalik va yo'nalish jihatdan

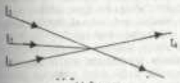
turlicha bo'lishi mumkin.

Elektr zanjirining kamida uchta o'tkazgich tutashgan nuqtasi ***tugun*** deyiladi. Tugunga kelayotgan toklarni *musbat* ishora bilan, tugundan ketayotgan toklarni esa manfiy ishora bilan olinadi. Kirxgofning birinchi qoidasiga asosan: ***tugunda uchrashuvchi toklarning algebraik yig'indisi nolga teng***, ya'ni 11.2-rasmdagi elektr tugun uchun:

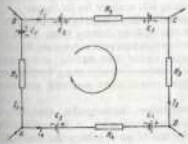
$$\sum_{i=1}^{n} Ii = I_1 + I_2 + I_3 - I_4 - I_5 = 0 \tag{11.28}$$

yoki $I_1 + I_2 + I_3 = I_4 + I_5$

Kirxgofning ikkinchi qoidasi tarmoqlanmagan zanjirning berk konturiga tegishli. Biror murakkab tarmoqlanmagan elektr zanjiridan ixtiyoriy AVSD berk konturni ajratib olaylik (11.3-rasm). Bu kontur ixtiyoriy yo'nalishda aylanganda qo'shni tugunlar orasidagi zanjir qismlari uchun Om qonuni (11.16) ni qo'llaymiz. Bunda quyidagi shartlarga rioya qilish kerak:



11.2-rasm



11.3-rasm.

1) zanjirning har bir qismidagi qarshilik (R) deganda shu qismdagi barcha tashqi va ichki qarshiliklar yig'indisi tushuniladi;

2) zanjirning ayrim qismlaridagi tokning yo'nalishi konturni aylanish yo'nalishi bilan mos tushsa, bunday tokni musbat, aks holda manfiy deb hisoblanadi;

3) zanjirdagi tok manbalarining manfiy qutbidan musbat qutbi tomon yurish konturni aylanish yo'nalishi bilan mos tushsa, manbaning EYUK musbat ishora bilan aks holda manfiy ishora bilan olinadi.

Shunday qilib, yuqoridagilarni hisobga olib *ABCD* kontur uchun quyidagilarni yozaylik:

AB qism uchun. $I_1R_1 = \varphi_A - \varphi_B + \varepsilon_1$

BC qism uchun. $I_2R_2 = \varphi_B - \varphi_C + \varepsilon_2 - \varepsilon_3$

CD qism uchun. $-I_3R_3 = \varphi_C - \varphi_D$

DA qism uchun. $-I_4R_4 = \varphi_D - \varphi_A - \varepsilon_4 - \varepsilon_5$

Bu tengliklarni hadlab qo'shsak:

$$I_1R_1 + I_2R_2 - I_3R_3 - I_4R_4 = \varepsilon_1 + \varepsilon_2 - \varepsilon_3 - \varepsilon_4 - \varepsilon_5 \tag{11.29}$$

yoki I va ε lar algebraik kattaliklar ekanligini hisobga olib, (11.28)ni quyidagi ko'rinishda yozamiz:

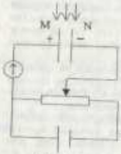
$$\sum_i I_i R_i = \sum_i \varepsilon_i \qquad (11.30)$$

Bu munosabat Kirxgof ikkinchi qoidasining matematik ifodasidir, u quyidagicha ta'riflanadi: ***tarmoqlanmagan elektr zanjirning berk konturida tok kuchlarining bu konturning tegishli qismlari qarshiliklariga ko'paytmalarining algebraik yig'indisi ushbu konturdagi barcha EYUK larning algebraik yig'indisiga teng.***

Kirxgofning ikkinchi qoidasini o'zgaruvchan tok zanjiriga ham tatbiq qilish mumkin.

11.7. Gazlarda elektr toki

Elektr tokning gazlar orqali o'tishiga ***gaz razryadi*** deyiladi. Metallar va elektrolitlar tok tashuvchilar har doim mavjuddir, ularga berilgan elektr maydoni mavjud zaryadlarni faqat tartibga soladi. Gazlar esa normal holda izolator hisoblanadi, ularda tok tashuvchilar bo'lmaydi. Gazlar orqali elektr tokining o'tishini tekshirish uchun 11.4-rasmda tasvirlangan elektr zanjirining chizilmasini tuzaylik. Zanjir orqali elektr tok oqimini ta'minlamoqchi bo'lsak, M va N elektrodlar oralig'iga zaryad tashuvchilar vujudga keltirish kerak. Gazda zaryad tashuvchilar vujudga keltirishnining ikki usulidan foydalanamiz:



11.4-rasm.

a) gazlarda zaryad tashuvchilar tashqi ta'sirlar natijasida hosil qilinsa, bunday holda kuzatiladigan elektr tokni ***nomustaqil gaz razryadi deyiladi;***

b) agar zaryad tashuvchilar elektr maydon ta'sirida vujudga kelsa, shu hodisa tufayli kuzatiladigan elektr tokni ***mustaqil gaz razryadi deyiladi.***

Nomustaqil gaz razryadi gazlarni yuqori haroratgacha qizdirish bilan, ultrabinafsha yoki rentgen nurlari ta'siri bilan, shuningdek, α, β, γ nurlanishining ta'siri ostida yuzaga kelishi mumkin. Bu hol M va N elektrodlar orasidagi gaz molekulalarining ionlashuviga olib keladi. Ionlashishda gaz molekulasidan, odatda, bitta elektron uzib chiqariladi, buning natijasida molekula ***musbat ion*** bo'lib qoladi. Uzilib chiqqan elektron juda oz muddat erkin qolishi mumkin yoki darhol gazning neytral molekulalaridan biriga birlashadi va bu molekulani ***manfiy ionga aylantiradi.*** Gazdagi ionlashish jarayoni sababchisi bo'lgan tashqi dalillar ionizator deb ataladi. Shunday qilib, ionlashgan gazda musbat ionlar ham, manfiy ionlar ham, erkin elektronlar ham bo'ladi. Gazda ionlanish bilan birga ionlarning rekombinatsiyalanish o'zaro qo'shilishi jarayoni ham boradi.

Tashqi elektr maydoni bo'lganida ionlashgan gazda turli ismli ionlarning qarama-qarshi yo'nalishdagi harakati va elektronlarning harakati tufayli tok vujudga keladi.

Ionizator ta'siri to'xtaganda gaz ionlarining konsentratsiyasi darhol nolgacha kamayadi va tok to'xtaydi.

Mustaqil gaz razryadi vaqtida o'z-o'zidan ionlashish jarayonlari tashqi ionizator ta'sir qilmasdan, balki kuchli elektr maydonlar ta'sirida zaryad tashuvchilar vujudga kelishi tufayli sodir bo'ladi. Elektrodlar zaryad

tashuvchilarning hosil bo'lishini ta'minlovchi quyidagi asosiy jarayonlar bilan tanishib o'taylik.

1). Zarbdan ionlanish. Tabiiy sharoitlarda gazda hamma vaqt ham oz miqdorda erkin elektronlar va ionlar bo'ladi, ular kosmik nurlar va atmosferada, tuproqda, suvda bo'ladigan radiaktiv moddalarni nurlanishi ta'sirida hosil bo'lishi mumkin. $10^3 - 10^5$ *V/m* elektr maydonlarida bu zarrachalarni shunday tezliklargacha tezlatish mumkinki, ularning kinetik energiyasi ionlanish ishidan katta bo'lib ketadi va ular neytral molekulalar bilan to'qnashib, bu molekulalarni ionlashtiradi. Hosil bo'lgan elektron va ionlar ham maydon ta'sirida tezlashib, o'z navbatida, ular ham yangi neytral molekulalarni ionlantiradi va hokazo. Shu tariqa gazda ionlanish nihoyatda katta qiymatlarga erishadi. Gazning bunday o'z-o'zidan ionlanishi ***zarbdan ionlanish deyiladi.***

2). Ikkilamchi elektron emissiya. Maydon ta'sirida tezlashtirilgan musbat ionlar metall katodga urilib, ***katoddan elektronlarni urib chiqaradi***, bu elektronlar o'z navbatida maydon tomonidan tezlashtirilib, neytral molekulalarni ionlashtiradi. Bu hodisa ikkilamchi elektron emissiya deyiladi.

3). Avtoelektron emissiya. Bu hodisa nihoyatda kuchli elektr maydonlarda ($E \sim 10^8$ *V/m*) sodir bo'ladi. Bunda nihoyatda kuchli elektr maydon metallardan elektronlarni yulib oladi, deyish mumkin.

4). Fotoionlanish. Gaz molekulalari zarbdan ionlanish natijasida vujudga kelgan ion uyg'ongan holatda bo'lishi mumkin. Bu ion uyg'ongan holatdan o'zining dastlabki holatiga o'tganda qisqa to'lqinli nur chiqariladi. Bunday nur energiyasi molekulalarning ionlanishiga yetarli bo'lib qolganda, fotoionlanish hodisasi ro'y beradi.

5). Termoelektron emissiya. Katodni yetarli darajada qizdirilishi natijasida undan elektronlarni uchib chiqishi tufayli elektronlar to'plami vujudga keladi.

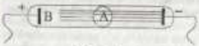
Endi mustaqil gaz razryadining ba'zi turlari bilan tanishaylik.

1.Toj razryad. Bir jinsli bo'lmagan, ya'ni notekis elektr maydonlarida bo'lgan normal bosimli gazda elektrodlar o'tkir qismlarining yaqinida ***toj razryad*** kuzatiladi. Toj razryad gaz molekulalarning kuchli elektr maydonida katta tezliklargacha tezlatilgan elektronlari va ionlarining zarbdan ionlanishi tufayli yuzaga keladi, bunday kuchli elektr maydonlar elektrodlarning o'tkir uchli qismlarida vujudga kelishi ma'lum.

Toj razryad, masalan, yuqori kuchlanishli simlar yaqinida, machtalar uchlarida va boshqa o'tkir uchli simlar yaqinida hosil bo'ladi. Yashin qaytargichning ishlashi toj razryadga asoslangan. Atmosferada momaqaldiroq bo'lgan vaqtda hosil bo'ladigan kuchli elektr maydoni yashin qaytargichning uchida toj razryadi vujudga keltiradi va binolarni yashin zarbidan muhofaza qiladi.

2.Uchqunli razryad. Induksion g'altak chulg'amining ikki uchi orasidagi kuchlanish nihoyatda katta ($3 \cdot 10^6$ *V/m*) bo'lganda, gazning turtkisi zarbidan ionlanishi natijasida qisqa vaqtli razryad – yashindir. Yashin bulutlar orasida yoki bulut bilan Yer oralig'ida katta potensiallar farqi vujudga kelishi natijasida paydo bo'ladi. Uchqun razryad yaqinidagi gaz yuqori (10^4 °C) haroratlargacha qiziydi va keskin kengayadi. Yashinning uzunligi 50 kilometrgacha, tok kuchi 20 000 *A* gacha yetadi, yashin 10^{-6} sekund davom etadi, shuning uchun uning tovushi, ya'ni momaqaldiroq juda kuchli bo'ladi.

3.Yoy razryad. Yoy razryad bir-biriga yaqin joylashgan ikki elektrod (ko'mir yoki metall) orasida 40 *V* yaqin kuchlanishda vujudga keladi. Atmosfera bosimida uning harorati 2500 – 4000 °C bo'ladi. Yoy razryad vaqtida tok kuchi – 3000 *A* dan katta bo'lishi mumkin. Yoy razryad cho'g'langan katodning termoelektron emissiyasidan yuzaga keladi. Yoy razryad 1802-yilda V.V.Petrov tomonidan kashf qilingan. Yoy razryaddan metallarni payvandlashda, maxsus po'latlarni eritish (yoy pechi), yoritishda (yoy projektor) va boshqa sohalarda qo'llaniladi.



11.5-rasm.

4.Yolqin razryad. Yolqin razryad gaz bosimi 0,1 *mm.* simob ustuniga, elektrodlarga berilgan kuchlanish bir necha yuz voltga teng bo'lganda kuzatiladi. Yolqin razryad gaz-razryad nayining elektrodlari orasida deyarli butun fazoni to'ldiruvchi sokin nurlanuvchi *A* ustun (***musbat ustun***) ko'rinishida bo'ladi (11.5-rasm), faqat katod yaqinidagi kichik V sohagina nurlanmay qoladi (***katod qorong'i fazasi***). Nurlanish qo'zg'algan molekulalarni vujudga keltiradi. Nurlanishning rangi gaz tabiatiga bog'liq bo'ladi, masalan, neon-qizil, argon-ko'kish, geliy-sariq rangdagi nurlanishni beradi.

Yolqin razryad musbat ionlarning katoddan urib chiqargan elektronlarining zarbidan ionlashuvi tufayli hosil bo'ladi. Katod yaqinida bu elektronlar maydon ta'sirida hali tezlashib ulgurmagan bo'ladi. Yolqin razryadning xususiyatlaridan kunduzgi yorug'lik lampalarida, ko'rgazmalarni yoritish, bezash maqsadlarida foydalaniladi.

11.8. Plazma

Mustaqil razryadning ba'zi turlarida gazning ionlashishi darajasi juda yuqori bo'ladi. Yuqori darajada ionlashgan kichik hajmda elektroneytral bo'lgan gaz ***plazma*** deb ataladi. Agar gazning barcha molekulalari ionlashgan bo'lsa, ya'ni ionlashganlik darajasi birga teng bo'lsa, to'liq ionlashgan plazma deyiladi. Boshqa hollarda qisman ionlashgan plazma bilan ish ko'riladi.

Plazma moddaning alohida holatidir. Bir necha o'n million gradius haroratga ega bo'lgan Quyosh va boshqa yulduzlarni tashkil qilgan moddalar plazma holatda bo'ladi. Plazmani ikki usul bilan hosil qilish mumkin.

1.O'ta yuqori haroratlargacha qizdirilgan gaz molekulalari o'zaro to'qnashuvi tufayli ionlanish sodir bo'ladi. Masalan, $T \geq 10\,000$ K da har qanday jism plazma holatda bo'ladi. Yuqori haroratda hosil bo'lgan plazma ***yuqori haroratli plazma deyiladi.***

2. Gaz razryadi natijasida hosil bo'lgan plazma ***gaz razryadli plazma deyiladi***. Gaz razryadli plazma elektronlari va ionlari gaz razryadini vujudga keltirayotgan elektr toki manbaidan doimo energiya olib turadi. Natijada ionlar va elektronlarning haroratlari keskin farq qiladi, chunki elektronlar elektr maydonida ko'proq tezlashadi. Masalan, yolqin razryadda elektronlar harorati – 10 000 K bo'lsa, ionlar harorati –2000K dan ortmaydi.

Plazma zarralari, oddiy gaz molekulalariga o'xshash tartibsiz harakatda bo'ladi. Plazma elektromagnit maydon bilan ta'sirlashgani uchun radio to'lqinlarni qaytaradi.

Plazmada tok tashuvchilar konsentratsiyasi juda katta. Shuning uchun plazmaning elektr o'tkazuvchanlik xossasi yaxshi. Plazmada elektronlarning harakatchanligi ionlarga nisbatan taxminan uch marta katta, shu sababli plazmada tokni, asosan, elektronlar hosil qiladi.

Hozirgi paytda plazmadan ikki yo'nalishda foydalanish mo'ljallanyapti:
1) boshqariluvchi termoyadro reaksiyalarida;

2) magnitogidrodinamik generatorlarda (MGDG).

Savollar

1. Elektr tokining mavjudlik shartini u vujudga keltirgan hodisalarga qarab qanday aniqlash mumkin?
2. Agar elektr toki ikki xil ishorali zaryadlarning tartibli harakati tufayli vujudga kelayotgan bo'lsa, tok zichligini ifodasi qanday ko'rinishda bo'ladi?
3. O'tkazgichda uzluksiz ravishda elektr toki mavjud bo'lishi uchun qanday qurilma bo'lishi va uning ichida hamma vaqt turli ismli zaryadlarni ajratib turuvchi qanday kuchlar bo'ladi?
4. Elektr yurituvchi kuch (EYUK), potensial va kuchlanishlar orasida qanday bog'lanish bor?
5. Om qonunlarini bir jinsli va bir jinsli bo'lmagan elektr zanjirlari uchun ifodalang va ularni differensial ko'rinishini keltirib chiqaring.
6. Qarshilikni o'tkazgichning o'lchamlariga, temperaturaga bog'liqligini ifodalang va o'ta o'tkazuvchanlik hodisasini aniqlashda moddalarni turiga qarab temperatura sohasini o'zgarib borishini tushuntiring.
7. Joul-Lens qonunini ta'riflang va uning differensial ko'rinishini keltiring.
8. Tarmoqlanmagan va tarmoqlangan zanjirlar uchun Kirxgof qoidalarini ifodalang, ta'riflarini ayting.
9. Mustaqil va nomustaqil gaz razryadlari hosil qilishda ionizator va elektr maydonlarini ta'sirini xarakterlang.
10. Yuqori darajada ionlashgan kichik hajmda elektroneytiral bo'lgan gaz, ya'ni plazma qanday hosil qilinadi va uni qanday tutib turiladi, shuningdek, plazmadan qanday maqsadlarda foydalaniladi?

Masalalar

36-masala. Elektr stansiyasining klemmalaridagi kuchlanish $U_0 = 6600V$. Iste'molchi l =10 km uzoqlikda joylashgan. Agar tok kuchi liniyada I=20 A va simlarda kuchlanish tushishi 3% bo'lsa, ikki simli uzatish liniyasi qurish uchun olinadigan mis simning ko'ndalang kesim yuzi S qancha bo'lishi kerak? Misning solishtirma qarshiligi $\rho = 1{,}7 \cdot 10^{-8} Om \cdot m$.

Berilgan: $U_0 = 6600V$, l=10 km = 10^4 m
I=20 A, k=3%
$\rho = 1{,}7 \cdot 10^{-8} Om \cdot m$

S-?

Yechish. $R = \rho \frac{l}{S}$ formulaga muvofiq $S = \rho \frac{2l}{R}$ bu yerda, R-simining qarshiligi. Om qonuniga muvofiq U=IR. Biroq shartga ko'ra U= 0,03U_0.

U holda $R = \frac{0{,}03U_0}{I}$ va

$$S = \frac{2l\rho I}{0{,}03U_0} = \frac{2 \cdot 10^4 \cdot 1{,}7 \cdot 10^{-8} \cdot 20}{0{,}03 \cdot 6600} = 3{,}4 \cdot 10^{-5} m^2 = 34mm^2.$$

37-masala. Cho'g'lanma lampochka volfram tolasining qarshiligi t_1=20°C temperaturada R_1=40 Om. ga, uning t=0°C temperaturadagi R_0 qarshiligi topilsin. Agar cho'g'lanma lampochka U=120V kuchlanishli tok manbaiga ulanganda tolasidan I= 0,3A tok o'tsa, qizigan volfram tolasining R_2 qarshiligi va t_2 – temperaturasi topilsin. Volfram uchun qarshilikning temperatura koeffitsiyenti $\alpha = 4{,}6\cdot 10^{-3}\, grad^{-1}$

Berilgan: t=20°C, R_1=40 Om, U=120V, I= 0,3A,

$$\alpha = 4{,}6\cdot 10^{-3}\, grad^{-1}$$

R_0–? R_2–? t_2–?

Yechish. Temperatura juda katta bo'lgan intervallarda o'tkazgich R – qarshiligi t temperaturaga chiziqli bog'liq bo'ladi, ya'ni $R = R_0(1+\alpha t)$, bunda, R_0– o'tkazgichning t=0°C temperaturadagi qarshiligi , α – qarshilikning temperatura koeffitsiyentidir.

U vaqtda t_1 =20°C temperaturadagi volfram tolasining qarshiligi $R_1 = R_0(1+\alpha t_1)$, bundan R_0 ni topib hisoblaymiz

$$R_o = \frac{R_1}{1+\alpha t_1} = \frac{40}{1+4{,}6\cdot 10^{-3}\cdot 20} = \frac{40}{1{,}092} = 36{,}63 Om.$$

Om qonuniga asosan yonib turgan cho'g'lanma lampochka volfram tolasining qarshiligi quydagiga teng bo'ladi:

$$R_2 = \frac{U}{I} = \frac{120}{0{,}3} = 400 Om$$

Ikkinchi tomondan qizigan tolaning qarshiligi $R_2 = R_0(1+\alpha t_2)$, undan tolaning t_2 temperaturasini topib hisoblaymiz:

$$t_2 = \frac{R_2 - R_0}{\alpha R_o} = \frac{400-36{,}63}{4{,}6\cdot 10^{-3}\cdot 36{,}63} = \frac{363{,}37\cdot 10^3}{4{,}6\cdot 36{,}63} = 2157^\circ C.$$

38-masala. Ko'ndalang kesim yuzi S=0,5sm² bo'lgan metall o'tkazgichdan I=3A tok o'tadi. Agar metalldagi erkin elektronlarning konsentratsiyasi $n = 4\cdot 10^{28}\, m^{-3}$ teng bo'lsa, elektronlar dreyfining o'rtacha tezligi $\upsilon_{o'rt}$ topilsin. Elektronning zaryadi $e = 1{,}6\cdot 10^{-19}\, Kl$ ga teng.

Berilgan: S=0,5sm², I=3A, $n = 4\cdot 10^{28}\, m^{-3}$

$$e = 1{,}6\cdot 10^{-19}\, Kl$$

$\upsilon_{o'rt}$ –?

Yechish. Metallarning elektron o'tkazuvchanlik nazariyasiga asosan o'tkazgichdan o'tayotgan elektr tokining zichligi $j = \frac{I}{S}$ metallardagi erkin elektronlarning zaryadi e, konsentratsiyasi n va elektronlar dreyfinining o'rtacha tezligi $j = en\,\upsilon_{o'rt}$ Bundan topish kerak bo'lgan elektronlar dreyfining o'rtacha tezligi quyidagicha topiladi

$$\upsilon_{o'rt} = \frac{j}{en} = \frac{I}{enS}.$$

Son qiymatlarini o'rniga qo'yib hisoblaymiz:

$$\upsilon_{o'rt} = \frac{1}{enS} = \frac{3A}{1{,}6\cdot 10^{-19}\cdot 4\cdot 10^{28}\cdot 0{,}5\cdot 10^{-4}} = 0{,}94\cdot 10^{-4}\, m/s = 94 mkm/s.$$

39-masala. Qarshiligi R=20 Om bo'lgan o'tkazgichdagi tok kuchi $\Delta t = 2s$ vaqt davomida chiziqli qonunga binoan I_0=0dan I_{maks}=6A gacha ortadi. O'tkazgichda birinchi va ikkinchi sekundlarda ajralib chiqqan Q_1 va Q_2 issiqlik miqdori hamda bu issiqlik miqdorlarining nisbati Q_1 / Q_2 aniqlansin.

Berilgan: $\Delta t = 2s$ I_0=0, I_{maks}=6A.

R=20 Om

Q_1 –? Q_2 –? Q_1 / Q_2 –?

Yechish. $Q=I^2Rt$ Joul-Lens qonuni o'zgarmas tok (I=const) uchun qo'llanilishi mumkin. Agar o'tkazgichdagi tok kuchi o'zgaruvchan bo'lsa, yuqoridagi qonun faqat vaqtning cheksiz kichik oralig'i uchungina o'rinli va

$$dQ = I^2 R dt \tag{1}$$

ko'rinishda yoziladi.

bu yerda, tok kuchi I vaqtning qandaydir funksiyasi bo'ladi.

Bu holda

$$I = kt \tag{2}$$

bunda, k-proporsionallik koeffitsiyenti bo'lib, tok kuchi orttirmasining bu ortish ro'y bergan vaqt oralig'i nisbatiga tengdir :

$$k = \frac{\Delta Y}{\Delta t}$$

(2) tenglikni hisobga olganda (1) tenglama

$$dQ = k^2 R t^2 dt \tag{3}$$

ko'rinishda bo'ladi.

Chekli Δt vaqt oralig'ida ajralgan issiqlik miqdorini aniqlash uchun (3) ifodani t_1 dan t_2 gacha oraliqda integrallash kerak:

$$Q = k^2 R \int_{t_1}^{t_2} t^2 dt = \frac{1}{3} k^2 R (t_2^3 - t_1^3)$$

Birinchi sekunda ajralib chiqqan issiqlik miqdorini aniqlashda integrallash chegaralari t_1=0, t_2=1s bo'ladi va natijada Q_1=60J.

Ikkinchi sekunda esa integrallash chegaralari t_1=1s, t_2=2s bu holda Q_2=420J, ya'ni ikkinchi sekundda birinchi sekunddagiga nisbatan 7 marta ko'p issiqlik miqdori ajraladi.

XII bob. MAGNIT MAYDON

12.1. Magnit maydon va uning xarakteristikasi

XVIII asrdayoq fransuz fizigi Arago tomonidan chaqmoq razryadi natijasida temir buyumlarning magnitlanishi, kompasning esa magnitsizlanish hodisasi o'z kitoblarida bayon etilgan edi. Bu hodisa magnit hodisalari bilan elektr hodisalari o'rtasida bog'liqlik mavjudligini ko'rsatar edi. Bunday farazning to'g'ri ekanligini 1820-yilda daniyalik fizik Ersted o'z tajribasida to'g'ri tokning magnit strelkasiga ta'siri orqali tasdiqladi. Tinch turgan zaryad magnit strelkasiga ta'sir qilmaydi, faqat harakatlanayotgan elektr zaryadlarigina magnit ta'siriga egadir.

Shunday qilib, harakatlanayotgan elektr zaryadlari atrofida maydonning yana bir turi – ***magnit maydoni*** hosil bo'lishi aniqlandi. Elektrostatik maydonni tekshirganimizda biz «sinov» zaryadidan foydalangan edik. Endi magnit maydonini tekshirishda magnit strelkasidan yoki «sinov konturi» deb ataladigan tokli berk konturdan foydalanamiz (12.1-rasm). Konturning xarakteristikasi sifatida konturdan o'tayotgan tok kuchi I bilan kontur yuzi S ko'paytmasiga miqdoran teng bo'lgan va konturning musbat normali bo'ylab yo'nalgan vektordan foydalaniladi, ya'ni

12.1-rasm.

$$\vec{P}_m = I\,S\,\vec{n} \tag{12.1}$$

vektorni konturning ***magnit momenti deb ataladi***. 12.1 dagi $\vec{n}$ – musbati normal yo'nalishdagi birlik vektordir. Parma qoidasidan foydalansak, parma dastasining aylanma harakati yo'nalishi konturdagi tokning yo'nalishi bilan mos tushsa, uning ilgarilanma harakati yo'nalishi esa kontur yuziga o'tkazilgan musbat normalning yo'nalishini ko'rsatadi (12.1-rasm).

Sinov konturini magnit maydoniga kiritganimizda maydon konturga yo'naltiruvchi ta'sir ko'rsatib, uni musbat normal bilan ma'lum yo'nalishga burishini ko'ramiz. Agar konturni normal yo'nalishi bilan maydon yo'nalishi mos kelmaydigan qilib joylashtirsak, konturni muvozanat holatga qaytaruvchi aylanma moment hosil bo'ladi. Momentning kattaligi normal bilan maydon yo'nalishi orasidagi burchakka bog'liq bo'lib, burchak $\pi/2$ teng bo'lganda aylantiruvchi moment o'zining maksimal M_{maks} qiymatiga erishadi. Magnit maydonning berilgan nuqtasiga R_m ning qiymatlari turlicha bo'lgan sinov konturlarini navbatma-navbat kiritsak, ularga ta'sir etadigan aylantiruvchi momentlarning maksimal qiymatlari $|M_{maks}|$ ham turlicha bo'ladi. Lekin M_{maks}/R_m nisbat barcha konturlar uchun bir xil bo'lganligidan, uni maydonning miqdoriy xarakteristikasi deb qarash mumkin.

Har bir sinov konturiga ta'sir etuvchi $|M_{maks}|$ ni $|R_m|$ ga nisbati, magnit maydonning ayni nuqtasi uchun o'zgarmas kattalik bo'lib, ***magnit induksiya vektori*** (V) deb ataladi.

$$B = \frac{M_{maks}}{P_m} \tag{12.2}$$

Magnit induksiya vektori V ning yo'nalishi M va R_m yo'nalishlari bilan quyidagicha bog'langan

$$M = [P_m B] \tag{12.3}$$

Magnit induksiya vektorining SI dagi birligi **Tesla (*Tl*)** deb ataladi.

$$1Tl = \frac{1N \cdot m}{1A \cdot m^2} = 1\frac{N}{A \cdot m}$$

(12.2) ga binoan magnit maydonning induksiya vektorini quyidagicha ta'riflash mumkin.

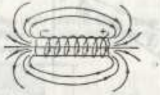
Magnit maydonning biror nuqtasidagi induksiya vektori deb, maydonning shu nuqtasiga kiritilgan, magnit momenti bir-birlikka teng bo'lgan «sinov konturi» ga ta'sir qiluvchi maksimal aylantiruvchi kuch momentiga miqdor jihatdan teng bo'lgan fizik kattalikka aytiladi.

Magnit maydonni grafik usulda tasvirlash uchun ***magnit induksiya chiziqlaridan*** foydalaniladi. Magnit induksiya chiziqlari deb shunday egri chiziqlarga aytiladiki, uning har bir nuqtasida magnit induksiya vektori urinma ravishda yo'nalgandir.

12.2-rasm.

Magnit induksiya chiziqlarining zichligi, ya'ni magnit induksiya vektoriga perpendikular joylashgan bir-birlik yuza orqali o'tuvchi induksiya chiziqlarining soni, maydonning ushbu sohasidagi magnit induksiya vektorining miqdorini belgilaydi. Maktab fizika kursidan ma'lumki, yupqa qatlam qilib temir qipiqlari sepilgan kardondan vertikal o'tkazilgan to'g'ri tok atrofida vujudga kelgan magnit maydoni markazi vertikal o'qda yotgan konsentrik aylanalardan iborat bo'ladi (12.2-rasm). Magnit induksiya chiziqlarining yo'nalishini aniqlashda parma qoidasidan foydalanamiz: **agar o'ng parmaning ilgarilama harakati tokning yo'nalishi bilan mos tushsa, parma dastasining aylanish yo'nalishi magnit induksiya chiziqlarining yo'nalishini ko'rsatadi.**

12.3-rasm.



12.4-rasm.

Aylana shaklidagi tokli o'tkazgich atrofidagi temir qipiqlari konsentrik aylanalar hosil qilmasdan, berk yopiq chiziqlar bo'ylab joylashadi (12.3-rasm).

Bu holda aylanma tok uchun parma qoidasini quyidagicha qo'llash mumkin: agar parma dastasini aylanma tok yo'nalishida aylantirsak, parmaning ilgarilama

12.5-rasm.

harakati aylanma tok ichidagi magnit induksiya chiziqlarining yo'nalishini ko'rsatadi.

Endi 12.4-rasmda ko'rsatilgan g'altakdan o'tayotgan tokni umumiy o'qqa ega bo'lgan aylanma toklar sistemasi deb qarab, uning magnit maydonining grafik tasvirini ko'raylik. G'altakning ichki qismida magnit induksiya chiziqlari g'altak o'qiga parallel chiziqlardan iborat bo'ladi.

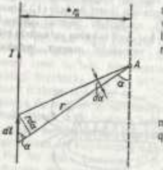
G'altak uchlariga yaqinlashgan sari magnit maydon induksiya chiziqlari egri chiziqlarga aylanadi va g'altakning tashqarisida o'zaro tutashib yopiq chiziqlarga aylanadi.

Shunday qilib, har qanday tokli o'tkazgichlarning shakllaridan qat'iy nazar, bu o'tkazgichlar atrofida hosil bo'lgan magnit induksiya chiziqlari berk chiziqlardan iborat bo'ladi.

12.2. Bio-Savar-Laplas qonuni

Bio va Savar har xil shakldagi toklarning magnit maydonlarini o'rganar ekanlar, ular barcha hollarda magnit induksiyasi o'tkazgichdagi tok kuchi I ga to'g'ri proporsional, o'tkazgichdan magnit induksiyasi aniqlanadigan masofa r ning kvadratiga esa teskari proporsional ekanligini aniqladilar. Laplas, Bio va Savar tajribalarining natijalarini analiz qilib, istalgan tokning magnit maydonini, tokning alohida elementar bo'lakchalari hosil qilgan maydonlarning vektor yig'indisi sifatida hisoblash mumkinligini aniqladi, ya'ni

$$B = B_1 + B_2 + B_3 + \ldots + B_n = \sum_{i=1}^{n} B_i \tag{12.4}$$



12.6-rasm.

(12.4) ifoda bir necha elementar toklar tufayli vujudga kelgan magnit induksiya vektorning *supperpozitsiya prinsipi* deyiladi. Har bir tok elementi (12.5-rasm) vujudga keltirgan maydonning magnit induksiyasi

$$dB = \frac{\mu_0 I |dlr|}{4\pi r^2} \tag{12.5}$$

munosabat bilan aniqlanadi. dB ning modulini quyidagicha yozamiz:

$$dB = \frac{\mu_0}{4\pi} \cdot \frac{Idl \sin\alpha}{r^2} \tag{12.6}$$

Bu munosabatlar Bio-Savar-Laplas qonunini ifodalaydi. (12.5) va (12.6) larda r – tok elementidan magnit induksiyasi aniqlanayotgan nuqtaga o'tkazilgan radius-vektor, α– o'tkazgichning elementar bo'lagi dl bilan r orasidagi burchak; $\mu_0 = 4\pi\, 10^{-7}\ N/A^2$ bo'lib, ***magnit doimiysi*** deb ataladi.

Bio-Savar-Laplas qonunining ba'zi tatbiqlarini ko'raylik.

1. Cheksiz uzun to'g'ri o'tkazgichdan o'tayotgan I tok tufayli vujudga kelgan maydonning A nuqtadagi magnit induksiyasi V ni hisoblaylik. V ning qiymati dB lar modullarining yig'indisidan iborat bo'ladi. (12.5) dan foydalansak:

$$B = \int dB = \frac{\mu_0 I}{4\pi} \cdot \int \frac{dl}{r^2} \sin\alpha \tag{12.7}$$

12.6-rasmdan $r = \frac{r_0}{\sin\alpha}$; $dl = \frac{rd\alpha}{\sin\alpha} = \frac{r_0 d\alpha}{\sin^2\alpha}$ ekanligini aniqlab uni (12.7) ga qo'ysak:

$$B = \frac{\mu_0}{4\pi} I \int_0^{\pi} \frac{r_0 d\alpha \sin^2\alpha \sin\alpha}{\sin^2\alpha\, r_0^2} = \frac{\mu_0}{4\pi} I \frac{1}{r_0} \int_0^{\pi} \sin\alpha\, d\alpha = \frac{\mu_0 I}{2\pi r_0} \tag{12.8}$$

hosil bo'ladi.

Demak, cheksiz uchun to'g'ri tokning magnit induksiyasi o'tkazgichdan o'tayotgan tok kuchiga to'g'ri proporsional va induksiyasi o'lchanayotgan nuqtaning o'tkazgichdan uzoqligiga teskari proporsional ekan.

2. I tok o'tayotgan R radiusli aylana shakldagi o'tkazgichning markazidagi magnit maydon induksiyasi

$$B = \frac{\mu_0}{2\pi} \cdot \frac{I}{R} \tag{12.9}$$

teng bo'ladi.

3. G'altak (markazlari umumiy o'qda yotuvchi bir-biri bilan ketma-ket ulangan aylanma toklar yig'indisidir) ichidagi magnit maydonning induksiyasi

$$B = \mu_0 n_0 I \tag{12.10}$$

bo'ladi. Bundagi $n_0 = n/l$ g'altakning birlik uzunligidagi o'ramlar soni, n_0 I ko'paytma esa birlik uzunlikdagi amper-o'ramlar soni deb ataladi.

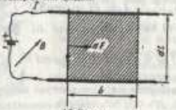
4. Toroid (G'altakni egib halqa shakliga keltirilgani) ichidagi V quyidagi formula bilan aniqlaydi:

$$B = \mu_0 \frac{n}{2\pi r} I \tag{12.11}$$

Bunda $l = 2\pi r$ toroid uzunligi r – halqa markazidan barcha o'ramlar markazlarigacha bo'lgan masofa.

12.3. Magnit maydondagi tokli o'tkazgichga ta'sir qiluvchi kuch. Amper kuchi

Magnit maydonidagi tokli o'tkazgichga ta'sir qiluvchi kuchlarni aniqlash masalasini fransuz olimi **Amper** hal qilgan.



12.7-rasm.

Magnit maydonning tokli o'tkazgichga ta'sir qiluvchi kuchini quyidagi qurilma yordamida kuzatish mumkin (12.7-rasm). dl uzunlikdagi tokli o'tkazgichni bir jinsli magnit maydonida (V=const) erkin ko'cha oladigan qilib o'rnataylik. Rasmda tasvirlanganidek, ikkita metall sterjenlar ustiga ko'ndalang qilib joylashtirilgan dl o'tkazgichdan tok o'tkazaylik. Bu tokli o'tkazgichga chizma tekisligiga perpendikular ravishda yo'nalgan magnit maydonining ta'sir etuvchi Amper kuchining qiymati

$$dF_A = I[Bdl] \qquad (12.12)$$

ifoda bilan, uning moduli esa

$$dF_A = I\,Bdl\sin\alpha \qquad (12.13)$$

tenglama bilan aniqlanadi. Bunda α - dl bilan V vektor orasidagi burchak (12.12) va (12.13) munosabatlar Amper kuchini ifodalaydi. Bu kuchning yo'nalish $4dl$ elementning ko'chish yo'nalishi bilan mos tushganligi uchun bajarilgan ish

$$dA = dF_A b = I\cdot Bdl\cdot b \qquad (12.14)$$

$dl\cdot b = dS$ deb olsak, (12.14) quyidagi ko'rinishni oladi:

$$dA = I\cdot BdS = I\cdot d\Phi \qquad (12.15)$$

bunda, dF – kontur yuzi dS ni kesib o'tayotgan magnit oqimidir.

Amper kuchi $d\vec{F}_A$ o'tkazgich va magnit maydon induksiya vektori $\vec{B}$ yotgan tekislikka perendikular yo'nalgan bo'lib, uning yo'nalishni quyidagi chap qo'l qoidasi bilan aniqlanadi.

Agar chap qo'lning ochiq kaftiga $\vec{B}$ induksiya vektorining o'tkazgich uzunligi dl ga perpendikular tashkil etuvchisi tushayotganda, to'rt barmoq tokning yo'nalish bilan mos tushsa, bosh barmoq o'tkazgichga ta'sir qiluvchi dF_A Amper kuchining yo'nalishini ko'rsatadi.

12.4. Lorens kuchi

Biz 12.3 da magnit maydondagi tokli o'tkazgichga ta'sir etuvchi kuch, ya'ni Amper kuchi bilan tanishib o'tdik, lekin Amper kuchining paydo bo'lish sabablariga e'tibor bermadik.

Magnit maydondagi tokli o'tkazgichga ta'sir etuvchi kuch harakatlanuvchi alohida zaryadlarga ta'sir etuvchi kuchlar yig'indisidan iborat, bundan esa ta'sir zaryadlardan ular harakatlanayotgan o'tkazgichlarga berilishi mumkin degan fikrni Lorens berdi. Shuning uchun Amper qonuni (12.12) dan foydalanib, ***magnit maydonida harakatlanayotgan zaryadga ta'sir etuvchi kuchni*** topaylik. O'tkazgichdan o'tayotgan tok kuchi (11.2) va (11.3) ga asosan:

$$I = jS = qnuS \qquad (12.16)$$

ekanini eslab, (12.16) ni har ikkala tomonini dl ga ko'paytiraylik, u holda quyidagini olamiz:

$$I\,dl = qun\,S\,dl = qu\,nd\,V \qquad (12.17)$$

bu yerda, s – o'tkazgichning ko'ndalang kesim yuzi, n – o'tkazgichning birlik hajmidagi zaryad tashuvchilarning soni, u – zaryad tashuvchining tartibli harakat tezligi, q – uning zaryadi, $dV=S\,dl$ – o'tkazgich elementining hajmi. Agar $n\cdot dV$ ni,

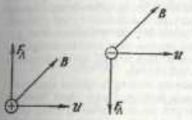
dV hajmdagi zaryad tashuvchilarning sonini dn deb belgilasak (12.17) quyidagicha yoziladi:

$$I\,dl = qudn \qquad (12.18)$$

Bu ifodani Amper kuchi bilan solishtirib

$$dF = [uB]qdn \qquad (12.19)$$

ifodani hosil qilamiz.



12.8-rasm.

(12.19) ifoda dn dona harakatlanuvchi zaryad tashuvchiga magnit maydon tomonidan ta'sir etuvchi kuchni xarakterlaydi.

Bir dona zaryad tashuvchiga ta'sir etuvchi kuch ***Lorens kuchi*** deb ataladi:

$$F_l = \frac{dF}{dn} = q\,[uB] \qquad (12.20)$$

Lorens kuchining yo'nalishi ham Amper kuchiga o'xshab, chap qo'l qoidasi bilan aniqlanadi (12.3 ga qarang).

12.5. Zaryadli zarralarning magnit maydondagi harakati. Siklotron

Magnit maydonga kirgan zaryadli zarralarning bir necha holini ko'raylik.

1. Zaryadli zarraning harakat yo'nalishi magnit induksiyasi chiziqlari bo'ylab sodir bo'lganda, u va V vektorlari orasidagi burchak $\alpha = 0$ yoki $\alpha = \pi$ ga teng. Bunda $F_l = 0$ bo'ladi. Demak, bu holda magnit maydon zaryadli zarraga ta'sir qilmaydi.

2. Agar u va V orasidagi burchak $\alpha = \pi/2$ yoki $3\pi/2$ ga teng bo'lsa, $F_l = quB$ bo'ladi. Bunda kuch ta'sirida zarra aylana bo'ylab harkatlanadi. Aylana radiusi R ni Lorens kuchini markazdan qochma kuchga tenglab topamiz:

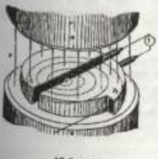
$$quB = \frac{mu^2}{R} \quad \text{bundan} \quad R = \frac{mu}{qB} \qquad (12.21)$$

ekanligi kelib chiqadi.

(12.21) dagi m – zarraning massasi, q – zarraning zaryadi.

Zarraning aylanish davri

$$T = \frac{2\pi R}{u} = \frac{2\pi}{u}\cdot\frac{mu}{qB} = \frac{2\pi}{(q/m)B} \qquad (12.22)$$


12.9-rasm.

va V ning aniq qiymatlarini bilsak q/m ni aniqlash mumkin bo'ladi.

3. Zarra tezligi magnit maydon yo'nalishi bilan ixtiyoriy α burchak tashkil etsin. Bu vaqtda harakatlanayotgan zarralarga magnit maydon ko'rsatadigan ta'sirdan siklik tezlatgichlar (siklotron, sinxrotron, sinxrofazotron), magnitogidrodinamik generatorlarda foydalaniladi.

Siklotron zaryadlangan elementar zarralar (elektron, proton, alfa va boshqa shu kabi zarralar)ni yorug'lik tezligi $S = 3 \cdot 10^8$ m/s ga yaqin tezliklargacha tezlashtiruvchi qurilma. Bunday zarralar atom yadrolarini o'rganishda, radioaktiv izotoplar olishda va shunga o'xshash maqsadlarda foydalaniladi.

Siklotronning asosiy qismi kuchli elektromagnitdir. Bu elektromagnit qutblari orasida yarim doira shaklidagi yassi silindr-vakuum kamerasi joylashgan. Bu kamera ***duant*** deb ataluvchi D - simon ikki bo'lak D_1 va D_2 lardan iborat. Duantlar elektrodlar vazifasini ham o'taydi. Ular o'zgaruvchan kuchlanishli yuqori chastotali generatorning qutblariga ulangan. Shuning uchun duantlar navbatma-navbat goh musbat, goh manfiy zaryadlanib turadi. Elektr maydon faqat duantlar oralig'idagi tirqishdagina mavjud bo'ladi. Tezlatilishi lozim bo'lgan zaryadli zarralar kameraga maxsus qurilma (rasmda S deb belgilangan) orqali kiritiladi.

Kamera kiritilgan musbat zaryadli zarralardan birining harakatini kuzataylik. Zarra darhol manfiy zaryadlangan duant tomon tortiladi. Duant ichida zarraning harakat yo'nalishga perpendikular bo'lgan magnit maydon zarrani aylanma orbita bo'ylab harakatlanishiga majbur etadi. Zarra yarim aylanani bosib o'tgach, yana duantlar oralig'idagi tirqishga yetib keladi. Lekin o'tgan vaqt ichida maydon yo'nalishini o'zgartirgan bo'ladi. Shuning uchun zarra ikkinchi duant tomon tortilib tezlashadi. Ikkinchi duant ichida yarim aylanani bosib o'tadi va ya'ni tirqishga yetib keladi. Bu yerda uchinchi marta tezlashadi va hokazo.

Har safardan so'ng zarraning tezligi va orbitasining radiusi ortib boradi. Shunday qilib, zarraning trayektoriyasi spiralsimon yoyilib boradi. Zarra duantlar chetiga juda katta tezlikda yetib keladi va undan og'diruvchi elektrod ta'sirida tashqariga katta kinetik energiya bilan uchib chiqadi. Masalan, proton siklotron yordamida 25 MeV energiyagacha tezlatilishi mumkin.

Savollar

1. Magnit maydoni va uni xarakterlovchi kattaliklar –magnit momenti ($_m$), magnit induksiya vektori (B) va aylantiruvchi momentlarni maksimum qiymatlari (M_{maks}) orasidagi bog'lanishni ifodalang.
2. Magnit induksiya chiziqlarining yo'nalishini aniqlashda qanday qoidadan foydalanamiz va u qanday ta'riflanadi.
3. Bio-Savar-Laplas qonuni qanday ifodalanadi va uning ba'zi tatbiqlarini ko'rsating.
4. Magnit maydonidagi tokli o'tkazgichga ta'sir qiluvchi Amper kuchi va magnit maydonida harakatlanayotgan zaryadga ta'sir etuvchi Lorens kuchlari o'rtasida qanday umumiylik mavjud hamda ularning yo'nalishlari qanday qoida bilan aniqlanadi?
5. Siklotronning tuzilishi, ishlash prinsipi va undan qanday maqsadlarda foydalanish mumkinligini ayting.

Masalalar

40-masala. Uzunligi l=20sm va diametri D=5sm g'altak tayyorlash kerak, uning hosil qiladigan magnit maydon kuchlanganligi H=1008 A/m bo'lsin. Quyidagilarni hisoblang: a) bu g'altaklarning I_n amper – o'ramlari sonini; b) agar u diametri d=0,5mm bo'lgan mis simdan tayyorlangan bo'lsa, g'altak uchlariga beriladigan U potensiallar ayirmasini toping. Misning solishtirma qarshiligi $\rho = 1{,}71 \cdot 10^8\, Om$ m.

Berilgan: l=20sm, D=5sm=0,05m, H=1008 A/m ,

$d = 0{,}5mm = 0{,}5 \cdot 10^{-4}\, m$, $\rho = 1{,}71 \cdot 10^8\, Om$ m

I_n-?, U-?

Yechish. a) g'altak ichidagi magnit maydon kuchlanganligini hisoblash formulasiga muvofiq $H = \frac{In}{l}$,bu yerda, n – g'altak o'ramlari soni, I – undagi tok kuchi. U holda In=Hl=1008A/m0.2m = 201,6A=201,6 amper-o'ram (12.2 ga qarang).

b) Om qonuniga ko'ra $U = IR = I\rho\frac{l}{S}$ bu yerda, R – simning qarshiligi, $S = \frac{\pi d^2}{4}$ –simning ko'ndalang kesim yuzi , $h = \pi Dn$ –simning uzunligi, shuning uchun

$$U = \frac{4\rho D(In)}{d^2} = \frac{4 \cdot 1{,}71 \cdot 10^8 \cdot 0{,}05 \cdot 201{,}6}{25 \cdot 10^{-8}} = 2{,}76V \cdot$$

41-masala. Magnit maydon kuch chiziqlariga $\alpha = 30^0$ burchak ostida joylashgan l=0,25m uzunlikdagi to'g'ri o'tkazgichga F_A=3N kuch bilan ta'sir qiladi. Agar o'tkazkichdagi tok kuchi I=30A bo'lsa, magnit maydonning V induksiyasi topilsin.

Berilgan: $\alpha = 30^0$, F_A=3N

l=0,25m, I=30A

B -?

Yechish. Amper qonuniga binoan, magnit maydonidagi tokli o'tkazgichga $F_A = IlB\sin\alpha$ kuch ta'sir qiladi. Bundan izlanayotgan magnit maydonining V induksiya vektori quydagicha topiladi.

$$B = \frac{F_A}{Il\sin\alpha}.$$

bunda, I – o'tkazgichdan o'tayotgan tokning kuchi, l – o'tkazgichning uzunligi, α – magnit kuch chiziqlari bilan o'tkazgich orasidagi burchak. Oxirgi ishchi formulaga kirgan barcha fizik kattaliklarning qiymatlarini o'rniga qo'yib hisoblashni bajaramiz:

$$B = \frac{F_A}{Il\sin\alpha} = \frac{3}{30 \cdot 0{,}25 \cdot \sin 30^0} = \frac{1}{10 \cdot 0{,}25 \cdot 0{,}5} = 0{,}8Tl.$$

42-masala. Induksiyasi B=$10^{-3}Tl$ bo'lgan bir jinsli magnit maydonda R=1,5sm radiusli aylana bo'ylab harakatlanyotgan elektronning υ tezligi topilsin. Elektron massasi $m = 9{,}1 \cdot 10^{-31} kg$ va zaryadi $e = 1{,}6 \cdot 10^{-19}\, Kl$ ga teng.

Berilgan: $R = 1{,}5 \cdot 10^{-2}\, m$, B=10^{-3}Tl,

$m = 9{,}1 \cdot 10^{-31}\, кг$, $e = 1{,}6 \cdot 10^{-19}\, Kl$

υ-?

Yechish. Magnit maydonda harakatlanayotgan elektronga ta'sir qiluvchi natijali kuch $F_A = evB\sin\alpha$ Lorens kuchi va markazga intilma kuch $F_{m.i} = \frac{m\upsilon^2}{R}$ dan iborat bo'lgani uchun elektronning harakat trayektoriyasi aylanadan iborat bo'ladi. Demak,

$$e\upsilon B\sin\alpha = \frac{m\upsilon^2}{R}$$

bunda, *l*–elektronning zaryadi, *m* – uning massasi, υ – esa harakat tezligi, R – harakat trayektoriyasining egrilik radiusi. α –elektron harakat yo'nalishi bilan magnit maydon kuch chiziqlari orasidagi burchak.

Yuqoridagi tenglikdan elektron tezligini topsak,

$$\upsilon = \frac{eBR\sin\alpha}{m}$$

Masalada berilgan kattaliklarning son qiymatlarini o'rniga qo'yib υ ni topamiz:

$$\upsilon = \frac{eBR\sin\alpha}{m} = \frac{1{,}6\cdot10^{-19}\cdot10^{-2}\cdot1{,}5\cdot10^{-2}\sin90^0}{9{,}1\cdot10^{-31}} =$$

$$= \frac{1{,}6\cdot1{,}5\cdot10^7}{9{,}1} = 0{,}264\cdot10^7\frac{Jx}{kgm} = 2{,}64\cdot10^6\frac{m}{s}.$$

43-masala. Magnit qutblari orasida joylashtirilgan *r*=10 sm radiusli sim o'ramga M_{max}=6,5mkN maksimal mexanik moment ta'sir qilmoqda. O'ramdagi tok kuchi *I*=2A. Magnit qutblari orasidagi maydonning magnit induksiyasi B aniqlansin. Yer magnit maydonining ta'siri inobatga olinmasin.

Berilgan: M_{max}=6,5mkN , *I*=2A
r=10 sm=0,1 m
B -?

Yechish. Magnit maydon induksiyasi B ni magnit maydonidagi tokli o'ramga ta'sir etuvchi mexanik momentining ifodasidan aniqlash mumkin:

$$M = P_m B\sin\alpha \qquad (1)$$

Agar mexanik momentining maksimal qiymati $\alpha = \frac{\pi}{2}$ da ($\sin90^0$=1) bo'lishini hamda P_m=*IS* ekanligini hisobga olsak, (1) formula quyidagi ko'rinishini oladi.

$$M_{max} = IBS$$

Bundan $S = \pi r^2$ ekanligini hisobga olib, quyidagini topamiz

$$B = \frac{M_{max}}{\pi r^2 I} \qquad (2)$$

(2) formulaga binoan hisoblash o'tkazamiz B = 104 mkTl.

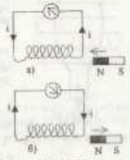
XIII bob. ELEKTROMAGNIT INDUKSIYA

13.1. Elektromagnit induksiya hodisasi

Ersted elektr toki yordamida magnit maydon olinishini tajribada ko'rsatdi. Ersted tajribalari haqida xabar topgan ingliz fizigi M.Faradey aytilgan bog'lanishining ikkinchi tomonini – magnit hodisalari bilan elektr hodisalari orasida bog'lanishni axtarishga kirishdi. Faradey izlanishlari 10 yil davom etdi. U sabotmatonat va tirishqoqlik bilan juda ko'p mehnat qildi, tinmay izlandi va nihoyat, magnit maydon yordamida elektr toki olishga muyassar bo'ldi. Faradey bu tokni induksion tok deb atadi. Faradey tajribalari bilan tanishaylik.

1. Agar doimiy magnit berk o'ramli g'altak ichiga kiritilsa yoki undan chiqarilsa (13.1-rasm), konturda induksion tok hosil bo'ladi: doimiy magnitning *N* qutbi g'altakka yaqinlashganda galvanometrning strelkasi bir tomonga, magnit g'altakdan uzoqlashtirilganda esa qarama-qarshi tomonga og'adi, bu induksion tokning yo'nalishi o'zgarganidan dalolat beradi. Magnit qancha kuchli, uning harakati qancha tez va g'altak o'ramlari qancha ko'p bo'lsa, induksion tokning qiymati shuncha katta bo'ladi. Magnitning ikkinchi *S* qutbi bilan ham yuqoridagi tajribani qaytarish mumkin.

2. Bitta g'altakka bir-biridan izolatsiyalangan ikki sim o'ralgan bo'lsin. Birinchi o'ram kalit (*K*) orqali tok manbai (*B*) ga ulangan. Ikkinchi g'altakning uchlari esa galvanometr (*G*) ga ulangan. Birinchi o'ramni tok manbaiga ulash va uzish vaqtida ikkinchi o'ramda qisqa muddatli induksion tok qayd qilingan. Bu hodisaga ***elektromagnit induksiya*** deb ataladi. Keyinchalik Faradey eleketromagnit induksiya hodisasini yuqoridagidek turli xil variantlarda amalga oshirdi. Faradey tajribalarini tahlil qilib quyidagi xulosaga keldi.



13.1-rasm.

Induksion tok berk konturdan o'tuvchi magnit induksiya oqimining o'zgarishi tufayli vujudga keladi. Induksion tokning qiymati magnit oqimining o'zgarish tezligi $\frac{d\Phi}{dt}$ ga bog'liqdir.


13.2-rasm.

1833-yilda Lens induksiya tokining yo'nalishini aniqlaydigan umumiy qoidani tajriba yo'li bilan topdi, bu qoida ***Lens qoidasi deb ataladi: Yopiq konturda hosil bo'lgan induksion tok shunday yo'nalgan bo'ladiki, uning xususiy magnit maydoni bu tokni vujudga keltirayotgan magnit induksiya oqimining o'zgarishiga to'sqinlik qiladi.*** Biz ko'rgan barcha hollarda induksion tokning yo'nalishi Lens qoidasiga mos kelayotganini ko'rish mumkin. Masalan, 1 konturdagi tok ortganda (13.2-rasm) ikkinchi kontur orqali o'tayotgan induksiya magnit oqimi ortadi.

Bu vaqtda ikkinchi konturda hosil bo'lgan induksion tokning xususiy magnit maydoni birinchi konturning magnit maydoniga qarama-qarshi yo'nalgan bo'ladi. Bundan induksion tokning yo'nalishi birinchi g'altakda oqayotgan asosiy tokka qarama-qarshi yo'na-lishda ekanligi kelib chiqadi. Induksion tokning yo'nalishini galvanometr strelkasini o'ng yoki chapga og'ishi orqali aniqlash mumkin. Magnitning shimoliy qutbini g'altakdan uzoqlashtirilganda (13.1b-rasm) kontur orqali o'tayotgan magnit induksiya oqimi kamayadi. Bu kamayishini oldini olish uchun induksiya tokining xususiy maydoni, endi asosiy tokning maydoniga mos yo'nalishi kerak. Bunda parma qoidasiga muvofiq induksion tok soat strelkasi yo'nalishida bo'ladi. Shunday qilib, yuqoridagilardan xulosa qilib, Lens qoidasini yana ham soddaroq ta'riflash mumkin: ***Yopiq konturda hosil bo'lgan induksion tok shunday yo'nalganki, induksiyalovchi magnit oqim ko'payayotganda induksion tokning xususiy magnit oqimi uni kamaytirishga va aksincha, kamayayotganda uni ko'paytirishga intiladi.***


13.3-rasm.

Endi umumiyroq holdan foydalanib induksion elektr yurituvchi kuchni aniqlaylik. EYUK ε bo'lgan manbaga ulangan ixtiyoriy shakldagi konturni magnit maydoniga joylashtiraylik (13.3-rasm).

Bu manbaning dt vaqt ichidagi bajargan to'liq ishi:

$$\varepsilon\, dA = \quad Idt \tag{13.1}$$

bo'ladi. Bu ishning bir qismi elektr qarshiligi R bo'lgan konturdan Joul issiqligi (dQ) sifatida ajralib chiqadi:

$$\varepsilon\, dA_1 = dQ = I^2 Rdt \tag{13.2}$$

ikkinchi qismi esa magnit maydonidagi tokli konturni bir vaziyatdan boshqa vaziyatga ko'chirishda sarf bo'ladi. Bunda bajarilgan ish (12.15) ga asosan:

$$dA_2 = I\, d\Phi \tag{13.3}$$

teng bo'ladi. Energiyaning saqlanish qonuniga asosan:

$$\varepsilon\, dA = dA_1 + dA_2$$

yoki

$$Idt = I^2 Rdt + Id\Phi \tag{13.4}$$

Bu tenglamaning har ikki tomonini Idt ga hadlab bo'lsak:

$$\varepsilon = IR + d\Phi/dt$$

bundan

$$I = \frac{\varepsilon - \dfrac{d\Phi}{dt}}{R} = \frac{\varepsilon + \left(-\dfrac{d\Phi}{dt}\right)}{R} \tag{13.5}$$

Bu ifodani EYUK ε bo'lgan tok manbaidan tashqari, yana kontur bilan chegaralangan yuza orqali o'tuvchi magnit induksiya oqimining o'zgarishi tufayli

paydo bo'lgan qo'shimcha $\left(-\dfrac{d\Phi}{dt}\right)$ EYUK li kontur uchun *Om* qonuni ifodasi deb qarash mumkin. Ana shu qo'shimcha EYUK ***induksiya elektr yurituvchi kuchidir:***

$$\varepsilon_i = -\frac{d\Phi}{dt} \tag{13.6}$$

Shunday qilib, Faradey xulosasiga muvofiq induksiya elektr yurituvchi kuchi magnit induksiya oqimining o'zgarish tezligiga proporsional bo'lib chiqdi. Bu ifodani ***Faradey -Maksvell qonuni*** deb ataladi. ***Faradey -Maksvell qonuni kontur yuzi orqali o'tuvchi magnit oqimining har qanday o'zgarishi uchun o'rinlidir.***

Induksiya elektr yurituvchi kuchining SI dagi birligi:

$$\varepsilon_{ind} = \frac{[\Phi]}{[t]} = \frac{\text{Vb}}{\text{S}} = \frac{T_l \cdot m^2}{S}$$

$$T_l = \frac{V \cdot S}{m^2}$$

$$\varepsilon_{ind} = \frac{V \cdot S}{m^2} \cdot \frac{m^2}{s} = V$$

kelib chiqadi.

Demak, kontur yuzi orqali o'tuvchi magnit oqim 1 Vb/s tezlik bilan o'zgarsa, konturda vujudga kelayotgan induksiya elektr yurituvchi kuchi $1V$ ga teng bo'ladi:

$$1V = \frac{1Vb}{S}$$

13.2. O'zinduksiya va o'zaroinduksiya

Elektr toki oqayotgan har qanday o'tkazgich o'zining «xususiy» magnit maydonida joylashadi. Shuning uchun konturdan oqayotgan tok kuchining o'zgarishi natijasida xuddi shu konturning o'zida elektromagnit induksiyasi ro'y beradi. Bu hodisani ***o'zinduksiya hodisasi*** deyiladi.

Konturdan o'tayotgan tok tufayli vujudga kelgan magnit oqimi tok kuchiga proporsional bo'ladi, ya'ni:

$$\Phi = LI \tag{13.7}$$

bu yerda, L – konturning induktivligi, u konturning shakli va o'lchamlari hamda muhitning magnit singdiruvchanligiga bog'liq kattalikdir. SI da induktivlikning birligi – ***genri (Gn)*** deb ataladi.

$$|L| = \frac{|\Phi|}{|I|} = \frac{B6}{A} = Gn$$

Demak, 1Gn shunday g'altakning induktivligi, bu g'altakdan 1A o'zgarmas tok o'tganda vujudga keladigan magnit oqimi 1 Vb bo'ladi. Uzunligi l_1 o'ramlar soni n bo'lgan g'altakning induktivligi

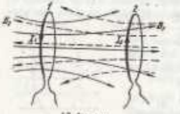
$$L_c = \mu_0 \mu \frac{n^2}{l} S \qquad (13.8)$$

ifoda bilan aniqlanadi.

Konturning induktivligi o'zgarmas bo'lgan hol uchun o'zinduksiya EYUK

$$\varepsilon_{o'zind} = \frac{d\Phi}{dt} = -L\frac{dI}{dt} \qquad (13.9)$$

ifoda bilan aniqlanadi. Demak, ***induktivligi 1Gn bo'lgan konturdan o'tayotgan tok kuchi 1 sekundda 1A ga o'zgarsa, konturda 1V o'zinduksiya EYUK vujudga keladi.***



13.4-rasm.

Tokning boshqa (qo'shni) konturda o'zgarish tufayli shu konturning o'zida induksion tokni hosil qilinishi ***o'zaro induksiya*** deb ataladi. Ikkita kontur olaylik (13.4-rasm).

Birinchi konturdan oqayotgan tok kuchining dI_1 ga o'zgarishi ikkinchi kontur yuzini kesib o'tayotgan magnit oqimi

$$d\Phi_{21} = L_{21} dI_1 \qquad (13.10)$$

ga o'zgaradi. Bu esa o'z navbatida ikkinchi konturda

$$\varepsilon_2 = -\frac{d\Phi_{21}}{dt} = -L_{21}\frac{dI_1}{dt} \qquad (13.11)$$

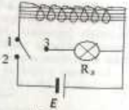
induksiya EYUK ni vujudga keltiradi. Xuddi shuningdek, ikkinchi konturdan oqayotgan tok kuchining dI_2 ga o'zgarishi tufayli birinchi kontur yuzini kesib o'tayotgan magnit oqimi

$$d\Phi_{12} = L_{12} dI_2 \qquad (13.12)$$

ga o'zgaradi. Natijada

$$\varepsilon_1 = -\frac{d\Phi_{12}}{dt} = -L_{12}\frac{dI_2}{dt} \qquad (13.13)$$

induksiya EYUK vujudga keladi.



13.5-rasm.

L_{12} va L_{21} lar konturlarning o'zaro induktivligi deb ataladi. Tajribalar va nazariya ham $L_{12} = L_{21}$ ekanligini isbotlaydi.

13.3. Magnit maydon energiyasi

13.5-rasmda ko'rsatilgan zanjirini qarab chiqaylik. Avval kalit bilan 1 va 2 klemmalarni ulasak, elektr yurituvchi kuchi ε bo'lgan tok manbai va induktivligi L_c bo'lgan g'altakdan iborat zanjir vujudga keladi. Bu zanjirdan o'tayotgan tok kuchi I ga teng bo'lganda, (12.10) asosan g'altak ichidagi magnit maydon induksiyasi:

$$B = \mu_0 \mu I \frac{n}{l} \qquad (13.14)$$

ifoda bilan aniqlanar edi. Bunda, n – g'altakdagi o'ramlar soni, l– g'altakning uzunligi.

Endi 1 va 2 uzib 1 va 3 klemmalarni ulasak, induktivligi L_c va aktiv qarshiligi R_l dan iborat berk kontur vujudga keladi. Bu tajribada zanjir manbadan uzilganda elektr lampochka yona boshlaydi. Buning sababi shundan iboratki, L_c da o'zinduksiya EYUK ta'sirida yuzaga kelgan tok lampa orqali o'tadi. Ammo lampaning yonishi uzoq vaqt davom etmaydi. Tok kuchi juda tez kamayadi. Tok kuchi I bilan birga magnit maydon induksiyasi V ham kamayadi. Bu hodisada lampa cho'g'lanish tolasining qizishi g'altak magnit maydoni energiyasi hisobiga bo'ladi. Bu energiyani hisoblash uchun zanjirdagi tok kuchining nolgacha kamayish vaqtida o'zinduksiya EYUK tomonidan bajarilgan ishni hisoblash kerak. Bu tokning dt vaqtda bajargan ishi

$$dA = \varepsilon_{o'zind} I \cdot dt = \frac{d\Phi}{dt} = I \cdot dt = -I\, d\Phi \qquad (13.15)$$

ga teng. Lekin g'altakdan o'tuvchi to'la oqimning o'zgarishi (13.10) ga asosan $dF = L\,dI$ bo'lgani uchun

$$dA = -L\, IdI \qquad (13.16)$$

Bu ifodani tok kuchining o'zgarish chegaralarida, ya'ni I dan 0 gacha bo'lgan intervalda integrallasak, zanjirni uzish vaqtida yo'qolgan magnit maydon energiyasi hisobiga bajarilgan ishni, ya'ni joul issiqligiga aylangan (R_l lampochkada) energiyani topamiz:

$$A = \int_I^0 dA = -\int_I^0 L\, IdI = \frac{LI^2}{2} \qquad (13.17)$$

Demak, magnit maydon energiyasi

$$W_m = \frac{LI^2}{2} \qquad (13.18)$$

ifoda bilan aniqlanadi. (13.8) va (13.14) dan foydalanib, (13.18)ni quyidagicha yozamiz:

$$W_m = \mu_0 \mu\, l\, \frac{n^2 S}{l}\left(\frac{Bl}{\mu_0 \mu\, n}\right)^2 = \frac{B^2}{2\mu_0\mu} Sl = \frac{B^2}{2\mu_0\mu} V \qquad (13.19)$$

bu yerda, $V = Sl$ g'altakning hajmidir. (13.19) ni V ga bo'lsak, birlik hajmga mos keluvchi magnit maydon energiyasini quyidagicha yozamiz:

$$w_m = \frac{W_m}{V} = \frac{B^2}{2\mu_0\mu} \qquad (13.20)$$

Bu ifodani ***magnit maydon energiyasining zichligi*** deb ataladi.

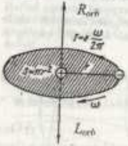
13.4. Moddalarning magnit xossalari

Moddaning magnitlanishi. Shu vaqtgacha biz magnit maydonini vakuumda o'rganib keldik. Endi magnit maydoniga moddani qanday ta'sir ko'rsatishini o'rganaylik. Agar magnit maydoniga biror modda olib kirsak, bu modda magnitlanib o'zining xususiy magnit maydoni V'ni vujudga keltiradi.

U vaqtda natijaviy magnit maydon induksiyasi quyidagidan iborat bo'ladi:

$$B = B_0 + B' \tag{13.21}$$

bu yerda, V_0 – tashqi magnit maydon induksiyasi. Moddalarning magnit xususiyatlarini har tomonlama o'rganish maqsadida barcha moddalar uchun «magnetik» degan fizik tushuncha kiritiladi. Magnetiklarning xossalari ularning atomlari tarkibidagi proton, neytron va elektronlar bilan aniqlanadi.



13.6-rasm.

13.6-rasmda r radiusli orbita bo'ylab υ tezlik bilan harakatlanayotgan elektron tasvirlangan. Elektronning burchak tezligi $\omega = \upsilon / r$ bo'ladi. 1 sekundda yadro atrofida $\frac{\omega}{2\pi}$ marta aylanayotgan elektronning bu harakati tok kuchi

$$I = e\frac{\omega}{2\pi} \tag{13.22}$$

teng bo'lgan aylanma tokka ekvivalentdir. Bunday mikro aylanma tok magnit momentining moduli quyidagicha topiladi:

$$P_{orb} = I \cdot S = \frac{\omega}{2\pi}\pi r^2 = \frac{e\omega r^2}{2} \tag{13.23}$$

Bu magnit moment elektronning orbita bo'ylab harakati tufayli vujudga kelayotganligi uchun uni ***orbital magnit momenti*** deb ataladi. r – radiusli orbita bo'ylab υ tezlik bilan harakat qilayotgan elektron qiymati

$$L_{orb} = m\upsilon r = m\omega r^2 \tag{13.24}$$

ga teng bo'lgan **orbital mexanik momentga** ham ega bo'ladi, bu yerda, m – elektronning massasi R_{orb} va larning yo'nalishlari qarama-qarshi R_{orb} ning L_{orb} nisbati ***elektronning orbital giromagnitik nisbati*** deyiladi va G_{orb} deb belgilanadi:

$$G_{orb} = \frac{P_{orb}}{L_{orb}} = \frac{e}{2m} \tag{13.25}$$

Orbital mexanik momentdan tashqari elektron xususiy mexanik moment spin (L_{sp}) ga hamda unga mos ravishda ***xususiy magnit moment (R_{sp})*** ga ham ega. Elektron spinining absolut qiymati quyidagi ifoda bilan aniqlanadi:

$$L_{sp} = \frac{\sqrt{3}}{2}\hbar \tag{13.26}$$

bu yerda, $\hbar$ – Plank doimiysi (*$\hbar$=1,05 10^{-34} J.s*). Elektron spin magnit momentining absolut qiymati:

$$P_{sp} = \sqrt{3}\frac{e\hbar}{2m} = \sqrt{3}\mu_s \tag{13.27}$$

ifoda bilan aniqlanadi. Bu ifodadagi

$$\mu_s = \frac{e\hbar}{2m} = 0{,}927 \cdot 10^{-23}\, J/Tl \tag{13.28}$$

kattalik Bor magnetoni deb ataladi. Elektronning ***spin giromagnitik nisbati:***

$$G_{sp} = \frac{P_{sp}}{L_{sp}} = \frac{e}{m} \tag{13.29}$$

orbital giromagnit nisbatdan ikki marta katta. Elektron spinining xususiyati shundan iboratki, u magnit maydonda faqat ikki yo'nalishiga ega bo'ladi:

1. Magnit induksiya vektori V ga parallel. Bu holda spin va spin magnit momentlarining V yo'nalishiga proyeksiyalari mos ravishda

$$\left(L_{sp}\right)_B = +1/2\, h \tag{13.30}$$

$$\left(P_{sp}\right)_B = -\mu_B \tag{13.31}$$

qiymatlariga ega bo'ladi.

2. Magnit induksiya vektori V ga antiparallel. Bu holda

$$\left(L_{sp}\right)_B = -1/2\, h \tag{13.32}$$

$$\left(P_{sp}\right)_B = +\mu_B \tag{13.33}$$

Atom yadrosining tarkibidagi proton va neytronlarning magnit momentlari elektronning spin magnit momentidan taxminan ming marta kichik bo'lganligi uchun atomning magnit momenti atom tarkibidagi elektronlarning orbital va spin magnit momentlarining vektori yig'indisidan iborat deb hisoblash mumkin, ya'ni:

$$P_{at} = \sum P_{orb} + \sum P_{sp} \tag{13.34}$$

Tashqi maydon ta'sirida magnetiklar turlicha magnitlanadilar. Magnetiklarning magnitlanganlik darajasini xarakterlash uchun ***magnitlanish vektori*** J dan foydalaniladi:

$$J = \frac{\Delta P_{at}}{\Delta V} \tag{13.35}$$

bunda, ΔV – magnetikning magnitlanish vektori aniqlanayotgan nuqtasi atrofidagi elementar hajm.

Bir jinsli magnitlangan magnetik uchun magnitlanish vektori birlik hajmdagi atomlar magnit momentlarining vektor yig'indisiga teng:

$$J = \frac{\sum \Delta P_{at}}{V}$$

SI da magnitlanish vektorining birligi

$$|J| = \frac{|\Delta P_{at}|}{|\Delta V|} = \frac{A \cdot m^2}{m^3} = \frac{A}{m}$$

bilan ifodalanadi.

Magnetiklarning turlari. Magnitlanish vektori J va magnit maydon kuchlanganligi N orasida quyidagicha bog'lanish bor:

$$H=\frac{B}{\mu_0}-j \qquad (13.36)$$

ikkinchi tomondan

$$j=\chi_m H \qquad (13.37)$$

bu yerda, χ_m – magnetikning magnit xususiyatlarini ifodalovchi kattalik bo'lib, ***magnit qabul qiluvchanlik deyiladi.***

J va N larning o'lchov birliklari bir xil bo'lgani uchun χ_m o'lchamsiz kattalikdir.

χ_m musbat va manfiy qiymatlarga ega bo'la oladi.

J ning (13.37) ifodasini (13.36) ga qo'ysak:

$$H=\frac{B}{\mu_0}-\chi_m H$$

yoki

$$H=\frac{B}{\mu_0(1+\chi_m)} \qquad (13.38)$$

bundan,

$$1+\chi_m=\mu \qquad (13.39)$$

muhitning magnit singdiruvchanligi deyiladi. (13.39) belgilash asosida (13.38) ifodani quyidagicha yozish mumkin:

$$H=\frac{B}{\mu_0\mu} \qquad (13.40)$$

Demak, izotrop muhitda magnit maydon kuchlanganlik vektori magnit induksiya vektori bilan bir xil yo'nalishga ega va modul jihatdan undan $\mu_0\mu$ marta kichik bo'ladi. Magnetikning magnit singdiruvchanligi μ o'lchamsiz kattalik u magnetikdagi magnit maydonni vakuumdagiga qaraganda necha marta farqlanishini ifodalaydi.

Barcha magnetiklar o'zlarining magnit qabul qiluvchanliklarining ishorasi va qiymatlariga qarab uch sinfga bo'lingan:

1) **diamagnetiklarda $\chi_m < 0$ bo'ladi.** Bu sinfga oid bo'lgan moddalarda, masalan, fosfor, oltingugurt, surma, uglerod, simob, oltin, kumush, mis kabi elementlar, shuningdek, suv va ko'pgina organik birikmalarda magnit maydon bir oz susayadi ($\mu = 1+\chi_m <1$);

2) **paramagnetiklarda $\chi_m>0$ bo'ladi.** Bu sinfga kiruvchi kislorod azot, aluminiy, platina, volfram kabi elementlarda magnit maydon bir oz kuchayadi ($\mu = 1+\chi_m >1$);

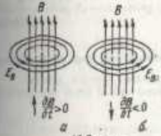
3) **ferromagnetiklarda $\chi_m>>1$ bo'ladi.** Bu sinfga kiruvchi temir, nikel, kobalt kabi metallarda va ularning qotishmalarida magnit maydon juda zo'rayib ketadi.

Shunday qilib, magnitlanish vektori J yo'nalish jihatidan N ga mos kelishi (para va ferromagnetiklarda) va qarama-qarshi tomonga yo'nalgan bo'lishi mumkin (diamagnetiklarda).

13.5. Elektromagnit maydon uchun Maksvell tenglamalari

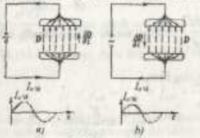
1863-yilda Maksvell yagona elektromagnit maydon nazariyasini ishlab chiqdi, bu nazariyaga muvofiq, o'zgaruvchan elektr maydoni, o'zgaruvchan magnit maydonini, o'zgaruvchan magnit maydoni esa, o'zgaruvchan elektr maydonini vujudga keltiradi. Bu ikkala o'zgaruvchan maydonlar uyurmali xarakteriga ega, ya'ni vujudga keltirayotgan maydonning kuch chiziqlari, vujudga kelayotgan maydonning kuch chiziqlari bilan konsentrik o'rab olingan. Natijada o'zaro o'ralgan elektr va magnit maydonlar sistemasi hosil bo'ladi.

Magnit maydon induksiyasi chiziqlarining yo'nalishi shu maydonning vujudga kelishiga sababchi bo'layotgan **elektr maydon induksiya vektorining** vaqt davomida o'zgarishini ifodalovchi $\frac{\partial D}{\partial t}$ vektorning yo'nalishi bilan o'ng vint qoidasi asosida bog'langan (13.7-rasm).



13.7-rasm.

Elektr maydon kuchayib borayotgan bo'lsa, D vektorining vaqt o'tishi bilan o'zgarishini xarakterlovchi $\frac{\partial D}{\partial t}$ vektorining yo'nalishi V vektorning yo'nalishi bilan mos keladi. Aksincha, elektr maydon susayayotgan bo'lsa, $\frac{\partial D}{\partial t}$ vektorning yo'nalishi D vektorning yo'nalishiga qarama-qarshi bo'ladi. Elektr maydonning o'zgarishi va bu o'zgarish tufayli vujudga kelayotgan magnit maydon orasidagi miqdoriy bog'lanishni topish uchun Maksvell ***siljish toki*** deb ataladigan tushunchani kiritadi. Siljish toki bilan yaqinroq tanishish maqsadida yassi kondensatorli zanjirdan o'zgaruvchan tok oqqandagi jarayonlarni tekshiraylik. U holda kondensator plastinkalarini birlashtiruvchi o'tkazgichlar orqali ***o'tkazuvchanlik*** toki o'tadi, lekin plastinkalar oralig'idagi dielektrikdan o'tmaydi. U holda o'zgaruvchan tokning zanjir bo'ylab oqishi kondensatorning zaryadlanishlari (13.8 a-rasm) va razryadlanishlaridan (3.8 b-rasm) iborat bo'ladi.



13.8-rasm.

Maksvell tashqi zanjirda oquvchi o'tkazuvchanlik toki kondensator ichida alohida tok – ***siljish toki bilan tutashadigan*** o'z g'oyasini ilgari surdi, siljish toki elektr maydon induksiya vektorining o'zgarish tezligi $\left(\frac{\partial D}{\partial t}\right)$ proporsional va tashqi zanjirdagi o'tkazuvchanlik tokiga teng bo'ladi.

Zanjirdan o'tayotgan tokning oniy qiymati I bo'lsin, kondensator qoplamalaridagi zaryadning sirt zichligini $\sigma = \frac{q}{S}$ deb olaylik. U holda kondensator plastinkasi ichidagi o'tkazuvchanlik toki zichligining qiymati

$$j_{utk} = \frac{I}{S} = \frac{dq}{S}\frac{1}{dt} = \frac{d}{dt}\left(\frac{q}{S}\right) = \frac{d\sigma}{dt}$$

yoki

$$j_{utk} = \frac{d\sigma}{dt} \tag{13.41}$$

bo'ladi.

Ikkinchi tomonidan shu momentdagi plastinkalar oralig'idagi elektr maydon kuchlanganligining qiymati

$$E = \frac{\sigma}{\varepsilon_0 \varepsilon}$$

teng edi.

Maydonning elektr induksiyasi esa

$$D = \varepsilon_0 \varepsilon E = \varepsilon_0 \varepsilon \frac{\sigma}{\varepsilon_0 \varepsilon} = \sigma \tag{13.42}$$

ga teng. Vaqt o'tishi bilan plastinkalardagi zaryadning sirt zichligi o'zgaradi. Bu esa plastinkalar oralig'idagi elektr maydon induksiyasi qiymatining o'zgarishiga sababchi bo'ladi, ya'ni:

$$\frac{\partial D}{\partial t} = \frac{d\sigma}{dt} \tag{13.43}$$

Hamma vaqt $\frac{\partial D}{\partial t}$ ning yo'nalishi o'tkazuvchanlik tokining yo'nalishi bilan bir xil bo'ladi. $\frac{\partial D}{\partial t}$ ning birligi

$$\frac{\partial D}{\partial t} = \frac{K_l}{m^2} \cdot \frac{1}{c} = \frac{A}{m^2}$$

bo'ladi.

$\frac{\partial D}{\partial t}$ kattalik Maksvell gipotezasiga asosan, siljish tokining zichligidir, ya'ni:

$$j_{silj} = \frac{\partial D}{\partial t} \tag{13.44}$$

Shunday qilib, o'zgaruvchan tok zanjirida o'tkazgichlardagi o'tkazuvchanlik tokining chiziqlari kondensator plastinkalari oralig'idagi siljish tokining chiziqlariga ulanib ketadi.

Maksvell nazariyasining asosini uning nomi bilan ataladigan to'rtta tenglama tashkil etadi.

1. Qo'zg'almas zaryad q atrofidagi fazoda elektr maydon hosil qiladi. Bu maydon potensial maydondir. Bu maydon kuchlanganlik vektori Eq ning ixtiyoriy berk kontur bo'yicha sirkulatsiyasi nolga teng:

$$\oint_l E_{ql} dl = 0 \tag{13.45}$$

Uyurmaviy elektr maydon kuchlanganligi E_V ning chiziqlari doimo berk. Shuning uchun, E_V –vektorining ixtiyoriy berk kontur bo'yicha sirkulatsiyasi noldan farqli

$$\oint_l E_{Bl}\, dl = -\int_S \left(\frac{\partial B}{\partial t}\right)_n dS \tag{13.46}$$

Natijaviy maydon kuchlanganligi E_q va E_V maydon kuchlanganliklarning yig'indisidan iborat bo'lishi kerak, ya'ni

$$E = E_q + E_B$$

(13.45) va (13.46) tenglamalarni qo'shsak,

$$\oint_l E_l dl = -\int_S \left(\frac{\partial B}{\partial t}\right)_n dS. \tag{13.47}$$

Bu ifodaning chap tomonidagi integral ixtiyoriy berk kontur bo'yicha, o'ng tomonidagi integral esa shu konturga tiralgan ixtiyoriy sirt bo'yicha olinadi. ***Bu Maksvellning birinchi tenglamasidir.***

2. Magnit maydon harakatdagi zaryadlar atrofidagina emas, balki fazoning vaqt davomida o'zgarib turuvchi elektr maydon mavjud bo'lgan barcha sohalarida ham vujudga keladi. O'zgaruvchan elektr maydon induksiyasi vektorining o'zgarish tezligini xarakterlovchi $\frac{\partial D}{\partial t}$ kattalikni siljish tokining zichligi j_{silj} deb yuritilishi bilan yuqorida tanishdik (13.44) qarang). Agar zanjirdagi to'liq tok zichligini j_T deb belgilasak,

$$j_T = j_{utk} + j_{silj} = j_{utk} + \frac{\partial D}{\partial t} \tag{13.48}$$

hosil bo'ladi. (13.48) dan foydalansak, magnit maydon kuchlanganlik vektorining ixtiyoriy berk kontur bo'yicha sirkulyatsiyasi uchun quyidagini yozamiz:

$$\oint_l H_l dl = -\int_S \left(j_{utk} + \frac{\partial D}{\partial t}\right)_n dS \tag{13.49}$$

Bu ifoda ***Maksvellning ikkinchi tenglamasi*** deb ataladi. U magnit maydon kuchlanganlik vektori N ning ixtiyoriy berk kontur bo'yicha sirkulatsiyasi, shu konturga tiralgan ixtiyoriy S – sirtni teshib o'tuvchi makroskopik va siljish toklarining algebraik yig'indisiga tengligini ko'rsatadi.

3. Elektr induksiya vektori D ning ixtiyoriy berk sirt orqali oqimi shu sirt ichidagi barcha erkin zaryadlarning algebraik yig'indisiga teng:

$$\oint D_n dS = \int_V q dV \tag{13.50}$$

bundagi ρ – berk sirt ichida joylashgan zaryadlarning hajmiy zichligi. ***Bu Maksvellning uchinchi tenglamasidir.***

4. Magnit maydon qanday usul bilan hosil qilinmasin magnit induksiya chiziqlari doimo berk bo'ladi. Shuning uchun umumiy holda:

$$\oint B_n dS = 0 \tag{13.51}$$

Bu Maksvellning to'rtinchi tenglamasidir. Yuqoridagi to'rtta tenglama ***integral ko'rinishdagi Maksvell tenglamalaridir.***

Endi Maksvell tenglamalarini differensial ko'rinishini yozaylik:

$$rotE = -\frac{\partial B}{\partial t} \tag{13.52}$$

$$rotH = j_{ut} + \frac{\partial B}{\partial t} \tag{13.53}$$

$$diVD = \rho \tag{13.54}$$

$$diVB = 0 \tag{13.55}$$

Maksvellning bu tenglamalari tabiat qonunlarining ifodasidir.

Savollar

1. O'z tajribalariga asoslanib, Faradey induksion tokning qiymatini qanday aniqladi?
2. Lens induksion tokning yo'nalishini qanday tajriba asosida aniqladi?
3. Induksion EYUK hosil bo'lishini energiyani saqlanish qonuniga asosan tushuntiring.
4. O'z induksiya va o'zaroinduksiya hodisasi deganda nimani tushunasiz, o'zinduksiya EYUK ifodasini keltirib chiqaring?
5. Magnit maydon energiyasini va energiya zichligini ifodasini yozing.
6. Moddalarning magnit xossalarini xarakterlovchi kattaliklar magnitlanish vektori, magnit qabul qiluvchanlik va magnit maydon kuchlanganligi orasida qanday bog'lanish bor?
7. Moddalarning diamagnetik, paramagnetik va ferramagnetik xususiyatlarini uch sinfga bo'linishining asosiy sababini ko'rsating.
8. Maksvellning elektromagnit maydon uchun yaratgan tenglamalarining integral va differensial ko'rinishlarini ifodalang.
9. Elektr maydonining o'zgarishi tufayli vujudga kelgan magnit maydon va elektr maydon orqasidagi miqdoriy bog'lanishini ifodalovchi Maksvell siljish toki deganda nimani tushunasiz?

Masalalar

44-masala. Magnit induksiyasi B=0,5*Tl* bo'lgan bir jinsli magnit maydonga kuch chiziqlariga $\alpha = 60^0$ burchak ostida joylashgan S=25sm^2 sirt orqali o'tuvchi magnit induksiya oqimi Φ topilsin.

Berilgan: B=0,5 *Tl*, $\alpha = 60^0$
S=25sm^2=2,5 10^{-3}m^2
Φ-?

Yechish: Biror S sirt orqali o'tuvchi magnit induksiya oqimi F ushbu formuladan aniqlanadi:

$$\Phi = BS\cos\alpha \tag{1}$$

bunda, α – magnit induksiya vektori $\vec{B}$ va sirt S ga o'tkazilgan $\vec{n}$ normal orasidagi burchak.

Masalada berilgan kattaliklarning son qiymatlarini o'rniga qo'yib hisoblab chiqamiz:

$$\Phi = BS\cos\alpha = 0{,}5Tl \cdot 2{,}5 \cdot 10^{-3}\cos 60 = 12{,}5 \cdot 10^{-7} \cdot 0{,}5 =$$

$$= 0{,}625 \cdot 10^{-3} Vb = 6{,}25 \cdot 10^{-4} Vb.$$

45-masala. Induksiya V=0.5 *Tl* bo'lgan magnit maydonda l=50sm uzunlikdagi sterjen $v = 4ayl/s$ chastota bilan tekis aylanmoqda. Aylanish o'qi sterjenning bir uchidan o'tib, magnit maydonning kuch chiziqlariga parallel yo'nalgan bo'lsa, sterjenning uchlarida hosil bo'lgan induksion EYUK ning qiymati topilsin.

Berilgan: V=0.5*Tl*, l=50sm,
$v = 4ayl/s$
ε_i -?

Yechish. Faradeyning elektromagnit induksiya qonuniga binoan induksion EYUK quyidagiga teng: $\varepsilon_i - \frac{\Delta\Phi}{\Delta t}$

Sterejenning har bir aylanishida kesib o'tgan magnit induksiya oqimi quyidagicha bo'ladi.

$$\Phi = BS = B\pi l^2$$

Agar sterjenning Δt vaqt oralig'ida ΔN marta aylansa, magnit induksiya oqimining o'zgarish $\Delta\Phi = \Phi \cdot \Delta N = B\pi l^2 \cdot \Delta N$, uni (1) formulaga qo'yib topamiz:

$$\varepsilon_i = \frac{\Delta\Phi}{\Delta t} = -\pi B e^2 \frac{\Delta N}{\Delta t} = -\pi B e^2 v$$

Bunda $V = \frac{\Delta N}{\Delta t}$ sterjenning aylanish chastotasi. Kattaliklarning son qiymatlarini (3) ga qo'yib hisoblaymiz:

$$|\varepsilon_i| = \pi B e^2 v = 3{,}14 \cdot 0{,}5 \cdot 0{,}25 \cdot 4 = 1{,}57V.$$

46-masala. Uzunligi l=40 sm, ko'ndalang kesim yuzi S=4sm^2 va o'ramlar soni N=800 bo'lgan g'altakning induktivligi L topilsin. G'altak o'zagi materialining nisbiy magnit singdiruvchiligi $\mu = 500$ ga teng.

Berilgan: l=0,4 m, S=4sm$^2 = 4 \cdot 10^{-4} m^2$, N=800, $\mu = 500$,
$\mu_0 = 12{,}56 \cdot 10^{-7}\, Gn/m$

L-?

Yechish. Uzun g'altakning induktivligi L quyidagi formula bilan aniqlanadi.

$$L = \mu_0 \mu n^2 V \quad (1)$$

bunda, $n = \dfrac{N}{l}$ g'altakning uzunligi birligi mos kelgan o'ramlar soni, l g'altakning uzunligi, $V = lS$ g'altakning hajmi, S uning ko'ndalang kesim yuzi.

Agar n va V ning ifodalari (1) ga qo'yilsa, ishchi formula kelib chiqadi.

$$L = \mu_0 \mu n^2 V = \mu_0 \mu \frac{N^2}{l^2} lS = \mu_0 \mu \frac{N^2}{l} S \quad (2)$$

(2) dagi kattaliklarning qiymatlarini o'rniga qo'yib chiqamiz:

$$L = \mu_0 \mu \frac{N^2}{l} S = 12{,}56 \cdot 10^{-7} \cdot 500 \frac{64 \cdot 10^4}{0{,}4} \cdot 4 \cdot 10^2 = 0{,}4Gn$$

47-masala. Tokli g'altakning nikel o'zagini kesim yuzi S=20sm^2 orqali o'tgan magnit induksiya oqimi $\Phi = 1{,}256 \cdot 10^{-2} Vb$ ga teng. Agar g'altak ichidagi bir jinsli magnit maydonning kuchlanganligi $H = 2{,}5 \cdot 10^4\, A/m$ ga teng bo'lsa, nikelning shu sharoitdagi nisbiy singdiruvchanligi μ topilsin.

Berilgan: S=20sm$^2 = 2 \cdot 10^{-3} m^2$, $\Phi = 1{,}256 \cdot 10^{-2} Vb$,
$H = 2{,}5 \cdot 10^4\, A/m$, $\mu_0 = 12{,}56 \cdot 10^{-7}\, Gn/m$

μ-?

Yechish. G'altak o'zagining ko'ndalang kesim yuzi S orqali o'tayotgan magnit induksiya oqimi

$$\Phi = BS = \mu_0 \mu HS$$

bunda, B – magnit maydonning induksiyasi H – kuchlanganligi μ_0 –magnit doimiysi. Oxirgi formuladan g'altak o'zagi materialini nisbiy magnit singdiruvchanligi μ ni aniqlab, uni son qiymatini hisoblab topamiz:

$$\mu = \frac{\Phi}{\mu_0 HS} = \frac{1{,}256 \cdot 10^{-2}}{1{,}256 \cdot 10^{-7} \cdot 2{,}5 \cdot 2 \cdot 10^{-3}} = 200$$

48-masala. Uzunligi l=0,4m ga, ko'ndalang kesim yuzi $S = 2sm^2$ ga va uzunlik birligiga mos kelgan o'ramlar soni n=25 1/sm ga teng bo'lgan o'zaksiz g'altak cho'lg'amlaridan I=0,8A tok o'tayotgan bo'lsa, g'altak ichida hosil bo'lgan magnit maydonining energiyasi W_m topilsin.

Berilgan: l=0,4m, $S = 2sm^2$, n=25 1/sm, I=0,8A,
$\mu_0 = 12{,}56 \cdot 10^{-7}\, Gn/m$, $\mu = 1$

W_m-?

Yechish. Induktivligi L ga teng g'altakdan tok o'tayotganda unda hosil bo'lgan magnit maydonning energiyasi W_m quyidagi formuladan aniqlanadi.

$$W_m = \frac{LI^2}{2} \quad (1)$$

G'altakning induktivligi L uzunlik birligiga mos kelgan n=2ds o'ramlarga V=lS hajmga va muhitining magnit xususiyati, ya'ni absolut magnit singdiruvchanligi $\mu_a = \mu_0 \mu$ ga bog'liq bo'lib, u quydagiga teng.

$$L = \mu_a n^2 V = \mu_0 \mu n^2 lS \quad (2)$$

bunda, μ_0 – magnit doimiysi, μ – muhitning nisbiy magnit singdiruvchanligi. Induktivlik L ning ifodasini (1) formulaga qo'yilsa, quydagi ishchi formula kelib chiqadi.

$$W_m = \frac{LI^2}{2} = \frac{\mu_0 \mu n^2 lSI^2}{2} \quad (3)$$

(3) formulaga son qiymatlarini qo'yib hisoblashni bajaraylik:

$$W_m = \frac{12{,}56 \cdot 10^{-7} \cdot 1 \cdot 625 \cdot 10^4 \cdot 0{,}4 \cdot 2 \cdot 10^{-4} \cdot 0{,}64}{2} = 2 \cdot 10^{-4} J.$$

49-masala. Uzunligi l=50sm va ko'ndalang kesim yuzi S=2sm^2 bo'lgan o'zakning induktivligi $L = 2 \cdot 10^{-7} Gn$. Tok kuchi I qanday bo'lganda g'altak ichidagi magnit maydoni energiya zichligi $\omega = 10^{-3} J/m^3$ bo'ladi.

Berilgan: l=50sm, S= 2sm$^2 = 2 \cdot 10^{-4} m^2$,
$L = 2 \cdot 10^{-7} Gn$, $w = 10^{-3} J/m^3$

I-?

Yechish. $w_m = \dfrac{\mu_0 \mu H^2}{2}$ formulaga muvofiq

$$w = \frac{\mu_0 \mu H^2}{2} \qquad (1)$$

bu yerda, $H = \frac{In}{l}$ g'altak ichida magnit maydonning kuchlanganligi, n – g'altak o'ramlar soni (13.8) formulaga ko'ra $L = \frac{\mu_0 \mu n^2 S}{l}$ bundan

$$\mu_0 \mu = \frac{Ll}{Sn^2} \qquad (2)$$

H va $\mu_0\mu$ ning ifodalarini (1) formulaga qo'yib tok kuchini topamiz:

$$I = \sqrt{\frac{2eSw}{L}} = \sqrt{\frac{2 \cdot 0{,}5 \cdot 2 \cdot 10^{-4} \cdot 10^{-3}}{2 \cdot 10^{-7}}} = 1\sqrt{\frac{J}{Gn}} = 1A.$$

4. TEBRANISHLAR VA TO'LQINLAR

XIV bob. MEXANIK VA ELEKTROMAGNIT TEBRANISHLAR

14.1. Mexanik garmonik tebranishlar tenglamasi

Biror moddiy nuqtaning muvozanat vaziyatidan goh bir tomonga, goh ikkinchi tomonga harakatlanishi davriy takrorlanadigan jarayon ***tebranma harakat*** deb ataladi. Harakatning bu turini biz tabiatda, texnikada juda ko'p uchratamiz. Masalan, soat mayatnigining, kamerton shoxchalarining, telefonlarning membranalari tebranishlari, bug' dvigatellari va ichki yonuv dvigatellarining porshenlari harakatlarni olish mumkin. Tebranishlarning eng oddiy turi ***garmonik tebranishdir.*** Jismning harakat trayektoriyasini vaqt bo'yicha o'zgarishi sinus yoki kosinuslar qonuni bo'yicha o'zgaradigan tebranishlarga ***garmonik tebranishlar*** deyiladi.

$$x = A\sin(\omega t + \alpha)$$

yoki

$$x = A\cos(\omega t + \alpha) \qquad (14.1)$$

Bunda, x – jismning siljishi, A – jismning muvozanat holatidan maksimal siljishi bo'lib, ***uni tebranish amplitudasi deyiladi.*** Sinus yoki kosinusning eng katta qiymati birga teng bo'lgani uchun $X_{maks}=A$ bo'ladi; $(\omega t+\alpha)$ - garmonik tebranishning fazasi, α – tebranishning boshlang'ich fazasi deyiladi; $\omega = \frac{2\pi}{T}$ berilgan tebranish uchun doimiy bo'lib, garmonik tebranishning siklik chastotasi deyiladi. $\alpha=0$ bo'lgan hol uchun (14.1) tenglama bilan ifodalangan garmonik tebranishlar grafigi 14.1-rasmda tasvirlangan.

14.1-rasm.

Tebranma harakat qilayotgan jismning muvozanat vaziyatdan eng chetga chiqishi *siljish* deb ataladi. Jismning bitta to'liq tebranishi amalga oshishi uchun ketgan vaqt ***davr (T)*** deb ataladi.

Tebranuvchi jism bitta davr ichida to'rtta amplitudaga teng bo'lgan yo'lni bosib o'tadi. Agar t vaqtda jism n marta tebrangan bo'lsa, uning davri

$$T = \frac{t}{n}\ (c) \qquad (14.2)$$

ga teng boladi. *Birlik vaqt davomidagi tebranishlar sitnoni*

$$V = \frac{1}{T}\left[\frac{1}{c} = 1\Gamma u\right] \qquad (14.3)$$

chastota deyiladi. SI da davr *sekund(s)larddi*, chastota esa *Gerzlarda (Gc)* o'lchanadi. Siklik va chiziqli chastotalar orasida quyidagicha bo'lanish bor:

$$\omega = 2\pi\nu \qquad (14.4)$$

bunda *ω-In* sekund ichida to'la tebranishlar sonini ifodalaydi.

Tebranayotgan jismga ta'sir etuvchi kuch siljishga proporsionaldir, lekin kuch siljishga teskari yo'nalgan:

$$F = -kx \qquad (14.5)$$

Agar tebranayotgan po'lat sharcha prujinaga osilgan bo'lsa, k – prujinaning ***bikirligi*** deyiladi. (14.5) munosabat tebranma harakat uchun **Guk** qonuni deb yuritiladi. Nyuton ikkinchi qonunidan foydalansak, (14.5) quyidagi ko'rinishda yoziladi:

$$ma = -kx \qquad (14.6)$$

Bu yerdagi $a = \dfrac{d^2x}{dt^2}$ teng ekanligini e'tiborga olsak, (14.6) ifoda quyidagi ko'rinishga keladi:

$$m\frac{d^2x}{dt^2} = -kx \text{ yoki } \frac{d^2x}{dt^2} + \frac{k}{m}x = 0 \qquad (14.7)$$

Bunda *kvam* musbat kattaliklar bo'lganligi uchun

$$\frac{k}{m} = \omega_0^2 \qquad (14.8)$$

belgilasak, (14.7) ifoda

$$\frac{d^2x}{dt^2} + \omega_0^2 x = 0 \qquad (14.9)$$

ko'rinishni oladi. (14.9) ifoda ikkinchi tartibli differensial tenglama bo'lib, uning yechimi

$$x = A\cos(\omega_0 t + \alpha) \qquad (14.10)$$

ko'rinishda bo'ladi. Bu ifoda (14.1) tenglamaning o'zginasidir, bu yerda, A – amplituda, x – siljish, $(\omega_0 t + \alpha)$ – tebranish fazasi, α – boshlang'ich fazasidir.

Demak, yuqorida bayon etilgan fikrlarni umumlashtirib, garmonik tebranishga yana quyidagi ta'rif o'rinli bo'ladi: ***Jismning siljishga*** *proporsional, muvozanat vaziyati tomon yo'nalgan kuch ta'sirida sodir bo'luvchi tebranishlarni garmonik tebranishlar deyiladi.* (14.10) dagi ω_0 – tebranishning ***xususiy*** siklik chastotasi deb ataladi.

Xususiy tebranish davri (T_0) bilan ω_0 ning munosabati quyidagicha ifodalanadi:

$$\omega_0 = \frac{2\pi}{T_0} \qquad (14.11)$$

14.2. Elektromagnit garmonik tebranishlar

Yuqori chastotali o'zgaruvchan toklarni ***elektr tebranishlari*** sifatida qabul qilish mumkin. Lekin hech qanday mexanik generatorlar 10^4 *Gc* chastotali o'zgaruvchan tok hosil qila olmaydi, chunki buning uchun generatorning yakori sekundiga million marta aylanishi kerak, bunday generator hali yaratilgani yo'q. Shuning uchun, elektr tebranishlarning generatori va yuksak chastotali

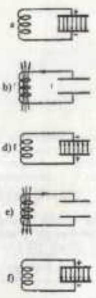
elektromagnit to'lqinlar manbai sifatida ***tebranish konturidan*** foydalanish maqsadga muvofiq bo'ladi.

Kondensator va induktiv g'altakdan tashkil topgan zanjir ***tebranish konturi*** deb nomlangan. Elektr maydonni kondensator qoplamalari orasida, magnit maydonni esa induktiv g'altak yordamida vujudga keltiriladi. Bunda elektr maydon energiyasi magnit maydon energiyasiga va aksincha, magnit maydon energiyasi elektr maydon energiyasiga aylanib, elektromagnit tebranishlar hosil bo'ladi.

Konturda elektr tebranishlar hosil qilish uchun dastlab kondensatorni zaryadlaymiz (14.2 a-rasm.), kondensatordagi zaryadlar g'altak tomonga oqib kondensator zaryadsizlana boshlaydi. Kondensator zaryadsizlangan sari uning elektr maydoni zaiflashadi, g'altakning magnit maydoni kuchaya boradi. Magnit maydonning o'sishi kondensator to'liq zaryadsizlanguncha davom etib, g'altakda o'zinduksiya EYUK hosil bo'lishga sababchi bo'ladi.

Kondensator to'liq zaryadsizlanganda g'altakdagi tok maksimal bo'ladi (14.2b-rasm). Bu vaqtda elektr maydonning energiyasi $\left(W_e = \dfrac{cu^2}{2}\right)$ to'lig'icha g'altakning magnit maydon energiyasi $\left(W_m = \dfrac{1}{2}LI^2m\right)$ ga aylanadi. Vaqt o'tishi bilan magnit maydon zaiflashib, g'altakda o'zinduksiya EYUK vujudga keladi. Induksion tokni yo'nalishi dastlabki tok yo'nalishida bo'ladi, natijada kondensator qayta zaryadlanadi. Bu momentda magnit maydon energiyasi elektr maydon energiyasiga aylanadi, biroq bu holda elektr maydonning yo'nalishi (14.2 d - rasmga qarang) boshlang'ich holatdagi elektr maydon yo'nalishiga teskari bo'ladi. So'ngra yana kondensatorning zaryadlanishi va konturda teskari yo'nalishda elektr tokning oqishi kuzatiladi. Bu tok g'altakdan o'tib unda magnit maydon hosil qiladi. Magnit maydonning yo'nalishi bu holda (14.2 e-rasm) oldingi holdagiga qarama - qarshidir.

Keyin magnit maydon energiyasi hisobiga o'zinduksiya toki vujudga keladi va kondensator qoplamalari orasida dastlabki yo'nalishdagi kabi elektr maydon (14.2 f-rasm) hosil bo'ladi. Shunday qilib, konturda bitta to'liq tebranish tugallanadi, bu hol o'z navbatida konturda ma'lum Tdavrga ega bo'lgan elektromagnit tebranishlari hosil bo'lganligini ko'rsatadi. Konturdan tok davrning birinchi yarmida bir yo'nalishda, davrning ikkinchi yarmida esa qarama - qarshi yo'nalishda oqadi.



14.2-rasm.

Agar tebranishlar ideal konturda *(R=0)* hosil bo'lyapti deb faraz qilsak, elektr yoki magnit maydon energiyalari boshqa tur energiyalarga aylanmaydi. Tebranishlar sodir bo'layotgan vaqtda konturga tashqi kuchlanish berilmaganligi uchun kondensatordagi kuchlanish tushishi $\left(U_c = \dfrac{q}{C}\right)$ va g'altakdagi kuchlanish tushishi esa $\left(U_L = L\dfrac{dI}{dt} = L\dfrac{d^2q}{dt^2}\right)$ bo'ladi. Bu kuchlanish tushishlarining yig'indisi nolga teng boiishi kerak, ya'ni

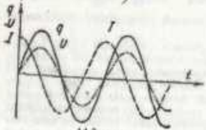
$$\left(L\frac{d^2q}{dt^2} + \frac{q}{c} = 0\right) \qquad (14.12)$$

Bu ifodani L ga bo'lsak va

$$\left(\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{LC}}\right) \qquad (14.13)$$

deb belgilasak, (14. 2) munosabat quyidagi ko'rinishga keladi

$$\left(\frac{d^2q}{dt^2} + \omega^2{}_0 q = 0\right) \qquad (14.14)$$



14.3-rasm.

Bu tenglamaning yechimi

$$q = q_m\cos(\omega_0 t + \varphi) \qquad (14.15)$$

ko'rinishida bo'ladi. Bu ifodadan shu narsa ko'rinadiki, ***kondensator qoplamalaridagi zaryad miqdori garmonik qonun bo'yicha o'zgaradi*** (14.3-rasm) u holda kondensatordagi kuchlanish

$$U = \frac{q}{c} = \frac{q_m}{c}\cos(\omega_0 t + \varphi) = U_m\cos(\omega_0 t + \varphi) \qquad (14.16)$$

ifoda bilan aniqlanar ekan, u ham garmonik qonun bo'yicha o'zgaradi (14.3 - rasm).

Zanjirdagi tok kuchi ham garmonik qonun bo'yicha o'zgaradi:

$$I = \frac{dq}{dt} = \omega_0 q_m \sin(\omega_0 t + \varphi) = I_m\cos(\omega_0 t + \varphi + \frac{\pi}{2}) \qquad (14.17)$$

Demak, tok kuchi zaryad va kuchlanishdan faza bo'yicha $\dfrac{\pi}{2}$ ga farq qiladi (14.3-rasm).

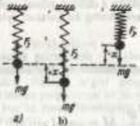
Tebranish davri uchun quyidagi formulani yozish mumkin.

$$T = \frac{2\pi}{\omega_0} = 2\pi\sqrt{LC} \qquad 14.18$$

Bu tenglama *Tomson formulasi* deb yuritiladi. Elektromagnit tebranishlarni uzluksiz hosil qilish uchun kondensatorni biror moslama bilan zaryadlab turish zarur. Bunday moslama sifatida 1886-yilda Gers induksiya g'altagidan foydalangan. Hozirda esa so'nmas elektromagnit tebranishlari hosil qilish uchun elektron lampa va yarimo'tkazgichli tranzistordan *foydalaniladi.*

14.3. Mayatniklar

Muvozanat vaziyati atrofida goh u yon, goh bu yon tebranma harakat qiladigan qattiq jism **mayatnik** deb ataladi. Prujinali, matematik va fizik mayatniklarning tebranishi qonuniyatlari bilan tanishib o'taylik.



14.4-rasm.

1. Prujinali mayatnik. Prujinaga osilgan m – massali sharchadan iborat sistemani qarab chiqaylik (14.4-rasm). Muvozanat holatida mg og'irlik kuchi F_e elastik *(Fe=-kx)* kuchi bilan muvozanatlashadi. Tashqaridan ta'sir bo'lmaguncha mayatnik o'zining muvozanat vaziyatini saqlayveradi. Agar sharchani pastga *x>0* masofaga tortib uni muvozanat vaziyatdan chiqarsak (14.4b-rasm), yukning og'irlik kuchi14.4-rasm. Prujinaning elastiklik kuchidan kichik bo'lib qoladi, F_r kuchi esa muvozanat vaziyat tomon yo'nalgan bo'ladi. *(F₁<0).* Sharcha muvozanat vaziyatga yetsa, inersiya tufayli harakatni davom ettiradi, natijada *x<0* bo'lganda kuch *(F₁>0)* bo'ladi, (14.4 d-rasm) prujina siqiladi. Bu holda yukka ta'sir etuvchi natijaviy kuch, yana muvozanat vaziyat tomon yo'nalgan bo'ladi. Shu tariqa muvozanat vaziyatdan chiqarilgan prujinali mayatnikning tebranishlari amalga oshadi. (14.8) va (14.11) ifodalardan foydalanib, prujinali mayatnikning tebranish davri uchun

$$T_n = 2\pi\sqrt{\frac{m}{k}} \qquad (14.19)$$

formulani hosil qilamiz.

2. Matematik mayatnik. Cho'zilmaydigan vaznsiz ipga osilgan og'irlik kuchi ta'sirida vertikal tekislikdagi aylana yoyi bo'ylab tebranma oladigan moddiy nuqta **matematik mayatnik** deyiladi.

Mayatnik ipi vertikal vaziyatda bo'lsa, shargachaga ta'sir etuvchi og'irlik kuchi

($\overrightarrow{mg}$) ipning taranglik kuchi ($\overrightarrow{F_R}$) bilan muvozanatlashadi. Lekin mayatnik muvozanat vaziyatidan biror φ burchakka og'dirilganda og'irlik kuchi ($\overrightarrow{mg}$) va ipning taranglik kuchi ($\overrightarrow{F_R}$) bir to'g'ri chizqda yotmaydi. Natijada ularning teng ta'sir etuvchi kuchi $\overrightarrow{F_R} = \overrightarrow{mg} + \overrightarrow{F_R}$ hosil bo'ladi. Mayatnik o'ng tomonga og'gan holda (14.5 b-rasm) $\vec{F}$ chap tomonga yo'nalgan, mayatnik chap tomonga og'gan holda (14.5 d-rasm) $\vec{F}$ o'ng tomonga yo'nalgan bo'ladi.

Demak,

$$F = -mgSin\varphi \tag{14.20}$$

Bu kuch ta'sirida sharcha l radiusli aylana yoyi bo'ylab muvozanat vaziyati tomon harakatlanadi. Mayatnikning bu harakati aylanma harakat dinamikasining asosiy tenglamasi

$$I_\varepsilon = M \tag{14.21}$$

bilan xarakterlanadi. Bunda, I – sharchaning aylanishi o'qiga nisbatan inersiya momenti, ε – uning burchak tezlanishi, M esa F kuchning O o'qqa nisbatan momenti bo'lgani uchun

$$\mathrm{Im} = ml^2, \varepsilon = \frac{d^2\varphi}{dt^2}, M = -mgL\sin\varphi$$

ifodalardan foydalanib, (14.21) ni quyidagi ko'rinishda yozish mumkin:

$$ml^2\frac{d^2\varphi}{dt^2} = -mgl\sin\varphi \quad yoki \quad \frac{d^2\varphi}{dt^2} + \frac{g}{l}\sin\varphi = 0 \tag{14.22}$$

φ burchak kichik bo'lganda. $Sin\varphi \varphi m$. taqriban φ bilan almashtirish mumkin. Natijada (14.22) ifoda

$$\frac{d^2\varphi}{dt^2} + \frac{g}{l}\varphi = 0$$

ko'rinishga keladi:

$$\frac{g}{l} = \omega_0^2 \tag{14.23}$$

belgini kiritsak,

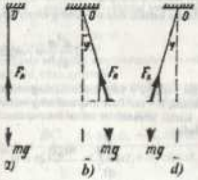
$$\frac{\alpha\ \varphi}{dt^2} + \omega_0^2\varphi = 0$$

tenglamani hosil qilamiz. Bu tenglamaning yechimi (14.24)

$$\varphi = \varphi_o cos(\omega t + \alpha) \tag{14.25}$$

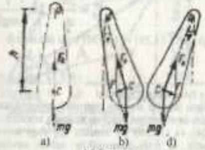
ko'rinishda bo'ladi. (14.25)dan foydalanib, matematik mayatnik tebranish davri

$$T_M = \frac{2\pi}{\omega_0} = 2\pi\sqrt{\frac{l}{g}} \tag{14.26}$$



14.5-rasm.

Demak, kichik og'ish burchaklarda matematik mayatnikning tebranish davri mayatnik uzunligining kvadrat ildiziga to'g'ri proporsional, erkin tushish tezlanishining kvadrat ildiziga teskari proporsional bo'lib mayatnik tebranishlarining amplitudasiga va massasiga bog'liq emas. Shuningdek, matematik mayatnikning tebranish tekisligi o'zgarishsiz qoladi.



14.6-rasm.

3. Fizik mayatnik — deganda inersiya markazidan o'tmaydigan gorizontal qo'zg'almas aylanish o'qi atrofida og'irlik kuchi ta'sirida harakatlana oladigan qattiq jism tushuniladi. Aylanish o'qi fizik mayatnikning osilish o'qi deb ataladi. Fizik mayatnikning inersiya markazi (S) dan osilish o'qiga o'tkazilgan perpendikular (OS) vertikal chiziq bilan mos tushgan holda mayatnik muvozanat vaziyatda bo'ladi. Muvozanat vaziyatdan biror burchakka og'dirilganda (14.6 b yoki 14.6 d = rasm) mg va $\overrightarrow{F_H}$ kuchlarning teng ta'sir etuvchisi fizik mayatnikni muvozanat vaziyati tomon qaytarishga intiluvchi $\overrightarrow{F}$ kuchdir. Fizik mayatnikning harakati uchun aylanma harakat dinamikasining asosiy tenglamasi

$$I\frac{d^2\varphi}{dt^2} = -mgh\sin\varphi \qquad (14.27)$$

tarzida yoziladi. Bu yerda, I – fizik mayatnikning osilish o'qiga nisbatan inersiya momenti, m – massasi, h – esa fizik mayatnikning osilish o'qi va inersiya markazi orasidagi masofa. Kichik tebranishlar uchun sinα=φ ekanligini hisobga olsak, 14.27 quyidagicha yoziladi:

$$\frac{d^2\varphi}{dt^2} + \frac{mgh}{I}\varphi = 0$$

$$\frac{d^2\varphi}{dt^2} + \omega^2{}_0\varphi = 0 \qquad (14.28)$$

(14.28) tenglamaga

$$\omega_0^2 = \frac{mgh}{I} \qquad (14.29)$$

belgilash kiritdik.

Shunday qilib, fizik mayatnikning tebranish davri

$$T_\phi = \frac{2\pi}{\omega_0} = 2\pi\sqrt{\frac{I}{mgh}} \qquad (14.30)$$

formula bilan aniqlanadi.(14.26) va (14.30) larni solishtirib

$$l_k = \frac{I}{mn} \qquad (14.31)$$

fizik mayatnikning keltirilgan uzunligi (l_k) ni topamiz. Shunday qilib, fizik mayatnikning keltirilgan uzunligi shunday matematik mayatnikning uzunligidan iboratki, bu mayatnikning tebranish davri berilgan fizik mayatnikning tebranish davriga teng bo'ladi.

(14.19), (14.26) va (14.30) lar asosida quyidagi xulosaga kelamiz: prujinali mayatnik, matematik va fizik mayatniklar uchun umumiy xususiyati shundan iboratki, mayatniklarning kichik tebranishlarida, ya'ni gormonik tebranishlar sodir bo'layotganda tebranish davri, amplitudaga bog'liq emas. Mayatniklarning bu xossasi ***izoxronik*** deb ataladi. Bu ko'rib o'tilgan mayatniklar texnikasining turli sohalarida qo'llaniladi.

14.4. Bir xil yo'nalishdagi tebranishlarni qo'shish

Yo'nalishlar va chastotalari bir xil, lekin amplituda va boshlang'ich fazalari turlicha bo'lgan ikkita gormonik tebranishlarning qo'shilishini qarab chiqaylik. Tebranuvchi jismning x siljishi x_1 va x_2 siljishlarning yig'indisidan iborat bo'ladi:

$$x_1 = A_1\cos(\omega_0 t+\alpha_1) \; x_2 = A_2\cos(\omega_0 t+\alpha_2) \qquad (14.32)$$

Bu tebranishlarni qo'shishda amplitudaning vektorlar diagrammasidan foydalanamiz. Vektorlarning qo'shish qoidasiga binoan A vektorni chizaylik. Bu vektorni x o'qiga proeksiyasi, qo'shiluvchi vektorlar proeksiyalarning yig'indisiga teng, ya'ni

$$x = x_1 + x_2$$

ekanligini (14.7-rasm)dan ko'rish qiyin emas.

Demak, A vektor natijaviy tebranish amplitudasidir. Bu vektor ham A_1 va A_2 vektorlar kabi ω_0 burchak tezlik bilan aylanadi.

A ning qiymatini esa kosinuslar teoremasidan foydalanib topish mumkin.

$$A^2 = A^2{}_1 + A^2{}_2 - 2A_1A_2\cos[\pi-(\alpha_2-\alpha_1)] = A^2{}_1 + A^2{}_2 - 2A_1A_2\cos(\alpha_2-\alpha_1) \qquad (14.33)$$

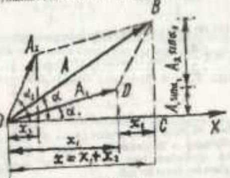
α ning qiymati OVS uchburchaklardan aniqlaymiz:

$$tg\alpha = \frac{BC}{OC} = \frac{A_1\sin\alpha_1 + A_2\sin\alpha^2}{A_1\cos\alpha_1 + A_2\cos\alpha_2} \qquad (14.34)$$

Shunday qilib, gormonik tebranishlarni vektorlar yordamida tasvirlash usuli, bir necha tebranishlarni qo'shilishi, vektorlarning qo'shish qoidasiga keltirishga imkon berar ekan. Demak, natijaviy tebranma harakat ham ω_0 chastota bilan qo'shiluvchi tebranishlar yo'nalishida amalga oshuvchi gormonik tebranish bo'ladi, uning tenglamasi

$$x = A\cos(\omega_0 t+\alpha) \qquad (14.35)$$

bo'lib, A va α ning qiymatlari (14.33) va (14.34) ifodalar bilan aniqlanadi.



14.7-rasm.

14.5. O'zaro perpendikular tebranishlarni qo'shish

O'zaro perpendikular tebranishlarning tenglamalari

$$x = A_1\cos(\omega_0 t+\alpha_1)$$

$$y = A_2\cos(\omega_0 t+\alpha_2) \qquad (14.36)$$

ko'rinishida yoziladi. Bunda A_1 va A_2, α_1 va α_2 mos ravishda birinchi va ikkinchi tebranishlarning amplitudalari va boshlang'ich fazalari.

(14.36) tenglamalar ustida bir qator matematik amallar bajarib, t ni yo'qotsak, moddiy nuqta natijaviy harakati trayektoriyasining tenglamasini hosil qilamiz:

$$\frac{x^2}{A_1^2}+\frac{y^2}{A_2^2}-\frac{2xy}{A_1A_2}\cos(\alpha_2-\alpha_1)=\sin^2(\alpha_2-\alpha_1)$$

Bu tenglamani quyidagi xususiy hollar uchun tatbiq qilaylik: (14.37)

1). $\alpha_2 - \alpha_1 = 0$, ya'ni $\alpha_1 - \alpha_2 = \alpha$ bo'lsin. U holda (14.37) quyidagicha ko'rinishga keladi:

$$\frac{x^2}{A_1^2}+\frac{y^2}{A_1^2}-\frac{2xy}{A_1A_2}o \quad yoki \quad \left(\frac{x}{A_1}-\frac{y}{A_2}\right)^2=0$$

bundan

$$y=\frac{A_2}{A_1}x \qquad (14.38)$$

to'g'ri chiziq tenglamasini hosil qilamiz.

2). $\alpha_2 - \alpha_1 = \pm\pi$ 0 bo'lsin. U holda (14.37) tenglama

$$\frac{x^2}{A_1^2}+\frac{y^2}{A_1^2}+\frac{2xy}{A_1A_2}=0 \ yoki\left(\frac{x}{A_1}+\frac{y}{A_2}\right)^2=0$$

ko'rinishga keladi. Bundan:

$$y=-\frac{A_2}{A_1}x \qquad (14.39)$$

hosil qilamiz. (14.39) ifoda ham ***to'g'ri chiziq*** tenglamasidir.

$\alpha_2-\alpha_1=\pm\dfrac{\pi}{2}$ bo'lsin. U holda(14.37) ifoda

$$\frac{x^2}{A_1^2}+\frac{y^2}{A_2^2}=1 \qquad (14.40)$$

ko'rinishga keladi. Bu ifoda yarim o'qlari (A_1 va A_2) OX va OU o'qlar bo'yicha yo'nalgan ***ellipsning*** tenglamasidir. Agar qo'shiluvchi tebranishlar amplitudalarining qiymatlari teng bo'lsa, (ya'ni $A_1=A_2$) natijaviy harakat trayektoriyasi aylanadan iborat bo'ladi.

14.6. Garmonik tebranishlar energiyasi

Biz yuqorida mayatniklarni tebranish jarayonida ularning kinetik energiyasi potensial energiyaga va aksincha, potensial energiya esa kinetik energiyaga aylanib turishiga e'tibor qilmadik. Endi garmonik tebranishlar energiyasini aniqlaylik. Massasi m bo'lgan moddiy nuqta elastik kuch ta'sirida garmonik tebranma harakat qiladi.

$$F=-kx$$

Harakat davomida moddiy nuqta ma'lum bir tezlikka erishadi, demak, u ma'lum kinetik energiyaga ega bo'ladi.

$$W_k=\frac{1}{2}m\upsilon^2$$

Lekin garmonik tebranma harakat qilayotgan moddiy nuqtaning tezligi uchun

$$\upsilon=\frac{dx}{dt}=\frac{d}{dt}\left[A\cos(\omega_0 t+\alpha)\right]=-A\omega_0\sin(\omega_0 t+\alpha) \qquad (14.41)$$

ifoda hosil bo'ladi. U holda kinetik energiya formulasi:

$$W_k=\frac{1}{2}m\omega_0^2A^2\sin^2(\omega_0 t+\alpha) \qquad (14.42)$$

ko'rinishda yoziladi .

Potensial energiya qiymati esa

$$W_p=\int_0^x|F|dx=\int_0^x kx\,dx=\frac{1}{2}kx^2=\frac{1}{2}kA^2\cos^2(\omega_0 t+\alpha) \qquad (14.43)$$

(14 • 42) va (14 • 43) lardagi sinus va kosinusning maksimal qiymati 1 ga teng. Shuning uchun kinetik va potensial energiyalarning maksimal qiymatlari quyidagicha:

$$W_k=\frac{1}{2}m\omega_0^2A^2. \qquad (14.44)$$

$$W_p=\ _2\ kA^2 \qquad (14.45)$$

Garmonik tebranma harakat qilayotgan moddiy nuqtaning ixtiyoriy vaziyatdagi to'liq energiyasi kinetik va potensial energiyalar yig'indisidan iborat :

$$W=W_k+W_p=\frac{1}{2}m\omega_0^2A^2\sin^2(\omega_0 t+\alpha)+\frac{1}{2}kA^2\cos^2(\omega_0 t+\alpha)$$

(14.8) dan $k=m\omega_0^2$ teng ekanligini eslasak, to'liq energiya uchun

$$W=\frac{1}{2}m\omega_0^2A^2 \quad \text{yoki} \quad W=\frac{1}{2}kA^2 \qquad (14.46)$$

formulani hosil qilamiz .

Buni (14.44) va (14.45) bilan taqqoslab, quyidagi xulosaga kelamiz: tebranuvchi sistemaning ixtiyoriy vaziyatdagi to'liq energiyasi o'zgarmaydi va u kinetik yoki potensial energiyaning maksimal qiymatiga teng bo'ladi .

14.7. So'nuvchi va majburiy tebranishlar. Rezonans

So'nuvchi tebranishlar. Agar mayatnik muvozanat vaziyatdan chiqarilib, so'ngra qo'yib yuborilsa, u holda mayatnik faqat unga dastlabki berilgan energiya tufayli ancha vaqt tebranib turadi. Mayatnikning bunday tebranishlari erkin tebranishlar yoki xususiy tebranishlar deyiladi. Amalda havoning qarshiligi va ishqalanishining mavjudligi mayatnik tebranishlar amplitudasini vaqt o'tishi bilan kamayishiga olib keladi. **Vaqt o'tishi bilan amplitudasi kamayib boradigan tebranishlar so'nuvchi tebranishlar deyiladi.**

Kichik tezliklarda havoning qarshilik kuchi tezlikka proporsional, lekin unga teskari yo'nalgan bo'ladi:

$$F_k = -r\upsilon = -r\frac{dx}{dt} \tag{14.47}$$

bu yerda, r — qarshilik koeffitsiyenti deb ataladi.

Tebranayotgan jism uchun Nyutonning ikkinchi qonunidan foydalansak, natijada so'nuvchi tebranishni xarakterlaydigan tenglama

$$m\frac{d^2x}{dt^2} = -kx - r\frac{dx}{dt} \tag{14.48}$$

ko'rinishida yoziladi. Bu tenglamaning ikki tomonini m ga bo' lsak va

$$\frac{k}{m} = \omega_0^{\ 2};\ \frac{r}{m} = 2\beta \tag{14.49}$$

belgilashlardan foydalansak, quyidagi munosabatni hosil qilamiz:

$$\frac{d^2x}{dt^2} + 2\beta\frac{dx}{dt} + \omega_o^2 x = 0 \tag{14.50}$$

Bu tenglamaning yechimi $\beta \angle \omega_0$ bo'lgan holda quyidagicha bo'ladi:

$$x = A_0 e^{-\beta t}\cos(\omega_c t + \alpha) \tag{14.51}$$

Bundagi $\frac{\partial D}{\partial t} - \frac{d\sigma}{dt}$ so'nuvchi tebranish chastotasi, uning qiymati

$$\omega_c = \sqrt{\omega_o^2 - \beta^2} \tag{14.52}$$

munosabat bilan aniqlanadi. Faqat bitta xususiy holda, ya'ni $\beta = \frac{r}{2m} = 0$ bo'lgan holda $\omega_c = \omega_0$ bo'ladi. So'nuvchi tebranish davri (T_c) esa xususiy tebranish davri (T_0) dan katta:

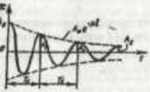
$$T_c = \frac{2\pi}{\omega_c} = \frac{2\pi}{\sqrt{\omega_o^2 - \beta^2}} > T_o = \frac{2\pi}{\omega_o} \tag{14.53}$$

so'nuvchi tebranishlarning amplitudasi esa vaqt o'tishi bilan

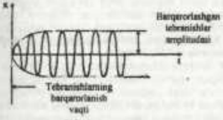
$$A = A_0 e^{-\beta t} \tag{14.54}$$

qonun bo'yicha kamayib boradi (14.8-rasm). Bunda A_0—boshlang'ich amplituda, β esa so'nish koeffitsiyenti deb ataladi.

Amplitudaning kamayib borishi 14.8-rasmda punktir chiziq bilan tasvirlangan.



14.8-rasm.



14.9-rasm.

Majburiy tebranishlar. Mayatnikning tebranishlari so'nmasligi uchun atrof-muhitga ketayotgan energiyani uzluksiz qayta tiklab turish kerak, ya'ni mayatnikka davriy o'zgarib turuvchi kuch bilan ta'sir qilib turish kerak. Davriy ravishda o'zgarib turadigan bunday tashqi kuchni **majbur etuvchi kuch** deb ataladi.

Moddiy nuqtaga garmonik qonun bo'yicha o'zgaruvchi

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

kuch ta'sir etsin. Dinamikaning ikkinchi qonuniga asosan, moddiy nuqtaning mazkur holdagi harakat tenglamasini quyidagicha yozishimiz mumkin:

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

yoki

$$\frac{d^2x}{dt^2} + 2\beta\frac{dx}{dt} + \omega_0 x = \frac{F_0}{m}\cos\omega t \tag{14.55}$$

(14.55) tenglamaning xususiy yechimi esa majbur etuvchi kuch chastotasi ω bilan sodir bo'ladigan tebranishlarni aks ettiradi. Bu tebranishlarni moddiy nuqtaning majburiy tebranishlari deyiladi (14.9-rasm).

Moddiy nuqtaning xususiy tebranishilari majbur etuvchi kuch ta'sir eta boshlagan dastlabki paytda vujudga keladi va ekspotensial qonun bo'yicha so'nadi. (14.55) tenglamaning izlanayotgan yechimi:

$$X = A\cos(\omega t + \alpha) \tag{14.56}$$

munosabat bilan aniqlanadi. Bundagi A majburiy tebranishlar amplitudasi, uning qiymatini:

$$A = \frac{F_0}{m\sqrt{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + 4\beta^2\omega^2}} \tag{14.57}$$

formula yordamida hisoblash mumkin. α esa majbur etuvchi kuch va majburiy tebranish fazalarining farqi, uning qiymati:

$$tg\alpha = -\frac{2\beta\omega}{\omega_0^2 - \omega^2} \tag{14.58}$$

formula yordamida hisoblanadi.

Rezonans hodisasi. Agar $\omega \to 0$ bo'lganda, ya'ni majbur etuvchi kuchning qiymati o'zgarmaganda (14.57) ifodadan

$$A = \frac{F_0}{m\omega_0^2} = \frac{F_0}{K} \tag{14.59}$$

kelib chiqadi. $\omega \to \infty$ bo'lsa, (14.57) ga asosan, amplituda nolga intiladi (14.10-rasm)dan ko'rinadiki, ω ning biror oraliq qiymatida amplituda maksimal qiymatga erishadi. Bu hodisa, ya'ni majbur etuvchi kuch chastotasining biror aniq qiymatida majburiy tebranishlar amplitudasining keskin ortib ketishi ***rezonans hodisasi*** deb ataladi.

Rezonans hodisasi amalga oshgan holdagi majbur etuvchi kuchning chastotasini ***rezonans chastotasi*** deb, amplitudaning maksimal qiymatini esa ***rezonans amplituda*** deb ataladi. Rezonans hodisasi ro'y berganda (14.57) ifoda maksimal qiymatga erishadi, ammo bu holda mazkur ifodaning maxraji minimal qiymatga erishishi lozim. Shuning uchun (14.57) ning maxrajidan ω bo'yicha hosila olib, uni nolga tenglashtiraylik:

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

yoki

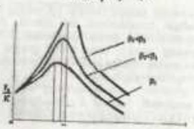
$$-(\omega_0^2 - \omega^2) + 2\beta^2 = 0$$

bundan

$$\omega = \omega_p = \sqrt{\omega_0^2 - 2\beta^2} \tag{14.60}$$

Rezonans chatotasining bu qiymatini (14.57) qo'ysak, rezonans amplituda qiymatini topamiz:

$$A_p = \frac{F_0}{2m\beta\sqrt{\omega_0^2 - \beta^2}} \tag{14.61}$$



14.10-rasm.

Demak, rezonans chastota va rezonans amplituda βga bog'liq. β kamaygan sari ω ortib boradi va xususiy tebranishlar chastotasi (ω_0) ga yaqinlashib boradi. $\beta = 0$ bo'lganda esa rezonans amplitudaning qiymati cheksiz katta bo'lib ketadi. Real holatda rezonans amplituda chekli qiymatga ega bo'ladi, chunki real sharoitda $\beta \neq 0$ bo'ladi.

14.8. To'lqin jarayonlar. Yassi sinusoidal to'lqin

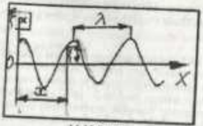
Agar muhitning (havo, suv, prujina, arqon va boshqalarning) qandaydir bir nuqtasini tebranma harakatga keltirilsa, u holda biror vaqt o'tishi bilan bu muhitning boshqa nuqtalari ham tebrana boshlaydi, ya'ni tebranish butun muhitga tarqaladi. Biroq muhitning nuqtalari tebranish manbalaridan tobora uzoqlashib borgan sari keyingi nuqtalarning tebranma harakati dastlabkisidan kechikadi, ya'ni muhitning har bir nuqtasining tebranishi oldingi nuqta tebranishidan faza jihatdan orqada qoladi.

Tebranishlarning fazoda tarqalishi ***to'lqin harakat*** deyiladi. Tebranishlarning muhitda tarqalish jarayoni ***to'lqin*** deb yuritiladi. To'lqin tarqalayotgan vaqtda muhitning zarralari to'lqin bilan birga siljimasdan, balki o'zining muvozanat vaziyati atrofida tebranadi. To'lqinning tarqalish yo'nalishi ***nur*** deb, ixtiyoriy t vaqtda tebranishlar yetib kelgan muhit zarralarining geometrik o'rinlari esa ***to'lqin fronti*** deb ataladi. O'z navbatida, to'lqin frontini muhitning tebranayotgan zarralarining tebranishi hali boshlanmagan zarralardan ajratib turuvchi chegaraviy sirt tarzida tasavvur qilish mumkin. To'lqin frontining shakli muhit xossalari, tebranish manbaining shakli va o'lchamlariga bog'liq. Masalan, nuqtaviy tebranish manbaidan tarqalayotgan to'lqinlarning fronti ***sferik shaklda*** bo'ladi. Undan tarqalayotgan to'lqinlar esa ***sferik to'lqinlar*** deb nom olgan. Agar tebranish manbai tekislik shaklida bo'lsa, manbaga yaqin sohalardagi to'lqin fronti ham tekislikdan iborat bo'ladi. Shu sababli bu to'lqinlar ***yassi to'lqinlar*** deb ataladi. Ikkala holda ham nur to'g'ri chiziq bo'lib, u to'lqin frontiga perpendikular bo'ladi. Zarralarning tebranishi to'lqin tarqalayotgan yo'nalishga nisbatan qanday yo'nalganligiga qarab to'lqinlar ***bo'ylama*** va ***ko'ndalang*** to'lqinlarga bo'linadi.

Agar muhit zarrasining tebranishi to'lqinning tarqalish yo'nalishida sodir bo'lsa, bunday to'lqinlarga ***bo'ylama to'lqinlar*** deyiladi. Bo'ylama to'lqinga misol qilib siqilgan prujinaning tebranishlari, tovush to'lqinlari va boshqalarni olish mumkin. Bo'ylama to'lqinlar elastik moddada qattiq, suyuq va gazsimon jismlarda yuzaga kelishi mumkin.

Agar muhit zarrasining tebranishi to'lqinning tarqalish yo'nalishiga perpendikular bo'lsa, bunday to'lqinlarga ***ko'ndalang to'lqinlar*** deyiladi. Ko'ndalang to'lqinlarga misol qilib suv yuzasida hosil bo'lgan va arqon bo'ylab yo'nalgan to'lqinlarni olish mumkin. Aslida ko'ndalang to'lqinlar faqat qattiq jismlardagina yuzaga keladi. Suyuqlik va gazlarda ko'ndalang to'lqinlar hosil bo'lmaydi, chunki gaz va suyuqliklarda elastik kuchlar vujudga kelmaydi. Suyuqlikning sirti ustida gap ketganda bunday deb bo'lmaydi, chunki suyuqlik sirtida ko'ndalang to'lqinlar tarqaladi, bu holda shaklning elastikligini og'irlik kuchlari va sirt hamda taranglik kuchlari ta'minlab turadi. Shunday qilib, ko'ndalang to'lqin tarqalish yo'nalishida muhit zarralarining do'ngliklari va chuqurliklari, bo'ylama to'lqinda esa muhit zarrachalarining zichlashishi va siyraklanishi davriy hosil bo'la boradi. To'lqin to'siqqa duch kelganda qaytadi, bir muhitdan ikkinchi muhitga o'tganda esa sinadi.

Bir tebranish davri davomida to'lqinning tarqalish masofasi ***to'lqin uzunligi*** deyiladi. Boshqacha aytganda, to'lqin uzunligi, to'lqinning bir xil fazada tebranayotgan ikki yaqin nuqtalari orasidagi masofadir.



14.11-rasm.

Agar tebranish davrini T bilan, to'lqin uzunligini λ bilan belgilasak, u holda to'lqin tezligi quyidagicha aniqlanadi:

$$u=\frac{\lambda}{T}=\lambda\nu \qquad (14.62)$$

Bunda, ν – tebranish chastotasi.

To'lqin tarqalish jarayonida manbadan tobora uzoqroqda joylashgan muhit zarralari tebrana boshlaydi. Bu jarayonda to'lqin, xuddi o'zini vujudga keltirgan manbadan «yugurib qochayotgandek» tuyuladi. Shu boisdan uni ***yuguruvchi to'lqin*** deb ataladi. Biror 0 nuqtadan x masofa uzoqlikdagi (14.11-rasm) zarraning ixtiyoriy t – vaqtdagi siljishi manbaga bevosita tegib turgan zarraning $t-\frac{x}{u}$ vaqtdagi siljishiga teng bo'ladi, ya'ni

$$\xi = A\cos\omega\left(t-\frac{x}{u}\right) \qquad (14.63)$$

Bu ifoda ***yuguruvchi to'lqin tenglamasi*** deb ataladi. U to'lqin tarqalayotgan muhit ixtiyoriy zarrasining muvozanat vaziyatdan siljishi (ξ)ni vaqt (t) va zarraning tebranish manbaidan uzoqligi (x)ning funksiyasi sifatida aniqlanadi. (14.63) tenglamaga t va x ga nisbatan simmetrik ko'rinish berish uchun ***to'lqin soni*** deb ataluvchi k - kattalikni kiritamiz:

$$k=\frac{2\pi}{\lambda} \qquad (14.64)$$

(14.62) va (14.64) dan to'lqin soni k, aylanish chastotasi ω va to'lqinning faza tezligi u orasida quyidagicha munosabat bor degan xulosa chiqadi:

$$u=\frac{\omega}{k} \qquad (14.65)$$

(14.63)dagi u ning (14.65) qiymat bilan almashtirib va ichiga ω ni kiritib, ***yassi to'lqin*** uchun quyidagi ko'rinishdagi tenglamani topamiz:

$$\xi = A\cos(\omega t-kx) \qquad (14.66)$$

Bu x – ning kamayishi tomoniga qarab tarqaluvchi to'lqin tenglamasidir. r –

radiusli ***sferik to'lqin tenglamasini*** (14.66) ga o'xshatib quyidagi ko'rinishda yozishimiz mumkin:

$$\xi=\frac{A}{2}\cos\omega\left(t-\frac{r}{u}\right) \qquad (14.67)$$

yoki

$$\xi=\frac{A}{2}\cos(\omega t-kr)$$

bundan r – radiusli to'lqin sirtida yotuvchi zarralar $\omega\left(t-\frac{r}{u}\right)$ *faza* bilan tebranadi, degan xulosaga kelamiz.

14.9. Fazaviy va gruppaviy tezliklar

Yassi to'lqin fronti tekislikdan iborat bo'lib, bu tekislikning barcha nuqtalari bir xil fazada tebranadi. Shuning uchun bu yassi to'lqin fronti ***bir xil fazalar tekisligi*** deyish mumkin. U hoida (14.63) to'lqin tenglamasida

$$\omega\left(t-\frac{x}{u}\right)=const$$

bo'lishi kerak. Bundagi ω o'zi doimiy kattalik bo'lgani uchun

$$t-\frac{x}{u}=const \qquad (14.68)$$

ko'rinishida yozish mumkin. Bu (14.68) tenglik vaqt t bilan bir xil fazalar tekisligining koordinatasi x orasidagi bog'lanishni ifodalaydi. Zarralarning ox o'qi bo'ylab harakat tezligini topish uchun (14.68) dan differensial olamiz

$$dt-\frac{1}{u}dx=0$$

bundan

$$u=\frac{dx}{dt} \qquad (14.69)$$

Bu ifodani fazoviy tezlik deb yuritiladi. To'lqinlarning fazoviy tezliklari faqatgina muhitning xossalariga bog'liq bo'lib, to'lqinning parametrlari (chastotasi, davriga, shuningdek, to'lqin uzunligi) ga bog'liq emas. Masalan, berilgan muhitda turli chastotali to'lqinlar bir xil fazoviy tezlikda tarqalishi mumkin. Lekin ba'zi sirt bo'ylab yo'nalgan to'lqinlar borki, bularning fazaviy tezliklari chastotalariga bog'liq bo'ladi. *To'lqinlar fazaviy tezligining chastotaga bog'liqligini ifodolovchi hodisaga to'lqinlar dispersiyasi* deb ataladi.

Chastotalari turlicha bo'lgan bir necha to'lqinlar yig'indisini ***to'lqinlar guruhi*** yoki ***to'lqin «paketi»*** deb ataladi. «Paket»ning tezligi uning tarkibiga kirgan to'lqinlarning birortasini ham tezligiga mos kelmaydi. Bunday hollarda ***guruhli tezlik*** tushunchasidan foydalanamiz. λ dan $\lambda+d\lambda$ to'lqin uzunliklar sohasida «paket»ning guruhli tezligi quyidagicha ifodalanadi:

$$u_r = u-\lambda\frac{du}{d\lambda} \qquad (14.70)$$

Bu munosabat tezlikning to'lqin uzunlikka bog'liqligini ifodalashi $\left(\frac{du}{d\lambda}\right)$ bilan fazaviy tezlikdan farqlanadi.

«Paket» tarkibiga kirgan barcha to'lqinlar bir xil tezlik bilan tarqalganda, ya'ni $\left(\frac{du}{d\lambda}\right)=0$ bo'lgan holda dispersiya hodisasi kuzatilmaydi. Bu vaqtda guruhiy va fazaviy tezliklar o'zaro $(u_g=u)$ teng bo'lib, aynan bir xil qiymatga ega bo'ladi.

14.10. To'lqinlar interferensiyasi. Turg'un to'lqinlar

Agar muhitda bir vaqtni o'zida bir nechta to'lqin tarqalayo'tgan bo'lsa, ular bir-birlari bilan uchrashgandan so'ng ham xuddi o'zidan boshqa to'lqin mavjud bo'lmagandek, mustaqil o'z tarqalishini davom ettiraveradi. Bu hodisa to'lqinlar ***superpozitsiya prinsipi*** deyiladi.

Chastotalari bir xil va fazalar farqi o'zgarmas bo'lgan to'lqinlarni ***kogerent*** to'lqinlar, manbalarni esa ***kogerent manbalar*** deyiladi. Kogerent to'lqinlarning qo'shilishida, ularning bir-birini kuchaytirishi yoki zaiflashtirish hodisasi, to'lqinlar ***interferensiyasi* deyiladi.**

Tebranish fazalari mos ravishda $(\omega t+\varphi_1)$ va $(\omega t+\varphi_2)$ larga teng bo'lgan ikkita nuqtaviy manbalardan tarqalayotgan to'lqinni tekshiraylik.

$$\xi = \frac{A_1}{r_1}\cos(\omega t+\varphi_1-kr_1)$$

$$\xi = \frac{A_2}{r_2}\cos(\omega t+\varphi_1-kr_1) \qquad (14.71)$$

bu yerda, A_1 va A_2 to'lqinlarning tekshirayotgan nuqtadagi amplitudalari, k – to'lqin soni, r_1 va r_2 to'lqin manbalaridan berilgan nuqtagacha bo'lgan masofa.

Quyidagi shart bajarilganda to'lqinlar bir-birini kuchaytiradi.

$$k(r_1-r_2)-(\alpha_1-\alpha_2)=\pm 2\pi n \qquad (n=0,1,2,...) \qquad (14.72)$$

Quyidagi shart qanoatlantirilganda esa

$$k(r_1-r_2)-(\alpha_1-\alpha_2)=\pm 2\pi\left(n+\frac{1}{2}\right) \qquad (n=0,1,2. \qquad (14.73)$$

to'lqinlar bir-birini zaiflashtiradi.

Demak, agar to'lqinlarning yo'l farqi yarim to'lqin uzunliklarining juft sonidan iborat bo'lsa, berilgan nuqtada maksimum, agar yo'l farqi yarim to'lqin uzunliklarining toq sonidan iborat bo'lsa, berilgan nuqtada minimum kuzatiladi.

To'lqinlar interferensiyasining boshqa muhim holi bir to'g'ri chiziq bo'ylab qarama-qarshi tomonga yo'nalgan ikki kogerent to'lqinni qo'shishdan iboratdir. Chastotalari va amplitudalari bir xil bo'lgan ikki yassi to'lqin bir-biriga qarab harakatlanganda uchrashib, natijada turg'un to'lqin vujudga keladi.

Bu to'lqinlarning tenglamalarini yozaylik:

$$\xi_1 = A\cos\omega\left(t-\frac{x}{u}\right); \quad \xi_2 = A\cos\omega\left(t+\frac{x}{u}\right) \qquad (14.74)$$

Bu tenglamalarni qo'shamiz va kosinuslar teoremasi asosida o'zgartirishlar kiritamiz:

$$\xi=\xi_1+\xi_2=A\left[\cos\omega\left(t-\frac{x}{u}\right)+\cos\omega\left(t+\frac{x}{u}\right)\right]=2A\cos\omega\frac{x}{u}\cos\omega t$$; bu yerdagi $\omega=\frac{2\pi}{T}$ va $uT=\lambda$ ekanligini eslasak, yuqoridagi ifodani

$$\xi = 2A\cos 2\pi\frac{x}{\lambda}\cos\omega t \qquad (14.75)$$

ko'rinishda yozamiz . (14.75) ifoda ***turg'un to'lqin*** tenglamasidir. Undan ko'rinib turibdiki, turg'un to'lqin chastotasi, uchrashayotgan to'lqinlarning chastotasiga teng bo'lib, amplitudasi vaqtga bog'liq bulmasdan x koordinataga bog'liq:

$$A_T = 2A\cos 2\pi\frac{x}{u}$$

$$2\pi\frac{x}{\lambda}=\pm n\pi \qquad (n=0,1,2,...) \qquad (14.76)$$

shartni qanoatlantiruvchi nuqtalarda turg'un to'lqin amplitudasining maksimal qiymati $2A$ ga teng bo'ladi. Bu nuqtalar turg'un to'lqinning ***do'ngliklari*** deb ataladi. (14.12 -rasm) 14.76) ga asosan do'ngliklarning koordinatalari uchun

$$x=\pm n\frac{\lambda}{2} \qquad (n=0,1,2.......) \qquad (14.77)$$

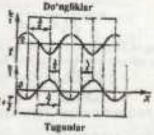
ifodani hosil qilamiz.

$$2\pi\frac{x}{\lambda}=\pm\left(n+\frac{1}{2}\right)\pi \qquad (n=0,1,2,...)$$

shartni qanoatlantiruvchi nuqtalarda esa turg'un to'lqin amplitudasi nolga teng bo'ladi. Bu nuqtalar ***turg'un to'lqinning tugunlari*** deb ataladi (14.12 - rasm). Bundan tugunlarning koordinatalari

$$x=\pm(2n+1)\frac{\lambda}{2} \qquad (n=0,1,2,...) \qquad (14.78)$$

ifoda bilan aniqlanishini topamiz. 14.12 - rasmdan ko'rinadiki, do'ngliklar va tugunlar bir-biridan to'lqinning chorak uzunligiga teng masofada joylashadi.



14.12-rasm.

14.11. Elektromagit to'lqinlar. Umov vektori

14.2 da tebranish konturida elektromagnit to'lqinlar hosil qilish va unda elektr hamda magnit maydon energiyalarining bir-biriga aylanishlarini o'rganib chiqdik. Bu hodisa kontur atrofidagi fazoda energiyaning juda oz qismi elektromagnit to'lqin sifatida tarqalishi mumkinligini ko'rsatadi. Tebranish konturining davri qanchalik kichik bo'lsa, *kontur energiyasining shunchalik ko'proq qismi elektromagnit to'lqin* sifatida tarqaladi. Tomson formulasiga *($T = 2\pi\sqrt{LC}$)* asosan tebranish davrini kichraytirish uchun tebranish konturidagi induktivlik va sig'im qiymatlarini kamaytirish lozim yoki tebranish chastotasini orttirish kerak. Elektromagnit to'lqinlarni tarqatish uchun Gers ochiq konturidan, ya'ni *Gers vibratoridan* foydalanish maqsadga muvofiqdir.

Vibratorning ikkala qismi dastlab o'zgaruvchan tok manbaidan yuqoriroq potensiallar farqi vujudga kelguncha zaryadlanadi. Potensiallar farqi yetarlicha yuqori bo'lganda vibratorning ikkala qismi oralig'ida uchqun yuz berib zanjirning ikkala qismini ulaydi. Keyin vibrator yangitdan zaryadlanadi va jarayon takrorlanaveradi.

14.13-rasm.

Elektromagnit to'lqinlarini qayd qilish uchun *rezonator* (r)dan foydalanish mumkin (14.13-rasm). Elektromagnit to'lqinning differensial tenglamasi quyidagicha yoziladi:

$$\frac{\partial^2 E}{\partial x^2}+\frac{\partial^2 E}{\partial y^2}+\frac{\partial^2 E}{\partial z^2}=\frac{1}{u^2}\frac{\partial^2 E}{\partial t^2} \qquad (14.79)$$

$$\frac{\partial^2 H}{\partial x^2}+\frac{\partial^2 H}{\partial y^2}+\frac{\partial^2 H}{\partial z^2}=\frac{1}{u^2}\frac{\partial^2 H}{\partial t^2} \qquad (14.80)$$

bundagi u — elektromagnit to'lqinning fazaviy tezligi bo' lib, uning qiymati quyidagi munosabat bilan aniqlanadi :

$$u=\frac{1}{\sqrt{\mu_0\varepsilon_0}\sqrt{\mu\varepsilon}}\,, \qquad (14.81)$$

bunda, μ - muhitning magnit singdiruvchanligi va ε - dielektrik singdiruvchanligi birga teng. Shuning uchun vakuumda elektromagnit to' lqinlarining tarqalish tezligi

$$c=\frac{1}{\sqrt{\mu_0\varepsilon_0}} \qquad (14.82)$$

munosabat bilan topiladi. Bu ifodani e'tiborga olib (14.81)ni quyidagicha yozamiz.

$$u=\frac{c}{\sqrt{\mu\varepsilon}} \qquad (14.83)$$

Maksvell nazariyasiga asosan elektromagnit to'lqinlar ko'ndalang to'lqinlardir. A va N vektorlar o'zaro perpendikular bo' lib, ular to'lqinning tarqalish tezligi u ga perpendikular tekislikda yotadi (14.14-rasm). Elektromagnit to'lqinda A va N

vektorlarining tebranishlari doimo bir xil fazada sodir bo'ladi. o x yo'nalishida tarqalayotgan ω chastotali elektromagnit to'lqin tenglamasi quyidagicha yoziladi:

$$E=E_m\cos(\omega t-kx+\varphi_0) \qquad (14.84)$$

$$H=H_m\cos(\omega t-kx+\varphi_0) \qquad (14.85)$$

bundagi E_m va H_m – *mos ravishda* E va N *vektorlarning amplituda qiymatlari*, $k=\frac{\omega}{u}=\frac{2\pi}{\lambda}$ to'lqin soni, φ_0 – koordinatasi x=0 bo'lgan nuqtadagi tebranishlarning boshlang'ich fazasi.

Elektromagnit maydon energiyasi, elektr va magnit maydon energiyalarining zichligi yig' indisidan iborat:

$$W=W_e+W_m=\frac{\varepsilon_0\varepsilon E^2}{2}+\frac{\mu_0\mu H^2}{2} \qquad (14.86)$$

bir momentda elektr va magnit maydon energiyalarining zichliklari birday bo' ladi, ya'ni :

$$W_e=W_m$$

buni e'tiborga olib (14.86) ni quyidagi ko'rinishda yozamiz:

$$W=2W_e=2W_m=\varepsilon_0\varepsilon E^2=\mu_0\mu H^2 \qquad (14.87)$$

Bundan

$$\sqrt{\varepsilon_0\varepsilon}E=\sqrt{\mu_0\mu}H$$

ekanligi kelib chiqadi yoki buni (14.87) ga qo'ysak,

$$W=\sqrt{\varepsilon_0\mu_0\varepsilon\mu}EH \qquad (14.88)$$

natijani olamiz.

Energiya oqimining zichligini S bilan belgilasak,

$$S=Wu=EH$$
$$S=[EH] \qquad (14.89)$$

S vektorni Umov - Poyting vektori deb ataladi.

Savollar

1. Garmonik tebranishlar deb nimaga aytiladi va uni tavsiflovchi kattaliklarni ifodalang.
2. Tebranayotgan jismga ta'sir etuvchi kuchni Guk qonuni orqali izohlang.
3. Elektr tebranishlarning generatori va yuksak chastotali elektromagnit to'lqinlar manbai sifatida foydalanish mumkin boigan tebranish konturini tuzilishi va ishlash prinsipini ko'rsating.
4. Tebranish konturida hosil bo'lgan elektir tebranishlarning tebranish davri T ning Tomson formulasi orqali ifodalang.
5. Mayatniklarning turlarini va ularning tebranish qonunyatlarini aniqlang.

6. Bir xil yo'nalishdagi va o'zaro perpendikular tebranishlarni qo'shishda qanday natijalarga erishiladi.

7. Garmonik tebranishlar energiyasi tenglamasini keltirib chiqaring va ifodalovchi kattaliklarni ta'riflang.

8. So'nuvchi tebranishlarning amplitudasini vaqt o'tishi bilan monoton ravishda kamayib borishini tushuntiring.

9. Majburiy tebranishlar va rezonans hodisasini vujudga kelish sabablarini izohlab bering.

10. Yugiruvchi to'lqin va sferik to'lqin tenglamalarni yozing va ulardagi xarakterlovchi kattaliklarni ajratib ko'rsating.

11. To'lqin interferensiyasining hosil bo'lish shartlarini ifodalang.

12. Turg'un to'lqin tenglamasini yozing va turg'un to'lqin qanday hosil qilinishini ko'rsating.

13. Elektromagnit to'lqinlarini hosil qilishda va tarqatishda Gers vibratoridan qanday foydalanilgan?

14. Elektromagnit to'lqinining differensial tenglamasini yozing.

Masalalar

50-masala. Tebranish konturi har bir plastinkasining yuzi $S=100sm^2$ bo'lgan havo kondensatori va induktivligi $L=10^{-3}Gn$ bo'lgan g'altakdan iborat konturdagi elektr tebranishlar davri $T=10^{-7}s$. Kondensator plastinkalari orasidagi masofani aniqlang.

Berilgan: $S=100sm^2=100\cdot10^{-4}\,m^2$
$L=10^{-3}Gn,\ T=10^{-7}s$
$d-?$

Yechish. Tomson formulasi (14 8) ga muvofiq

$$C=\frac{T^2}{4\pi^2L}$$

Ikkinchi tomondan yassi kondensatorning $C=\frac{\varepsilon_0\varepsilon S}{d}$ sig'imi bu yerda $\varepsilon_0=8,85\cdot10^{-12}\Phi/m$ elektr doimiysi, $\varepsilon=1$ havoning nisbiy dielektrik singdiruvchanligi S ning ifodasi bo'lgan ikki tenglikning o'ng qismlarini o'zaro tenglab, quydagini hosil qilamiz:

$$d=\frac{4\pi^2\varepsilon_0\varepsilon LS}{T_2}=\frac{4\cdot3{,}14^2\cdot8{,}85\cdot10^{-12}\cdot10^{-3}\cdot10^{-2}}{10^{-14}}=3{,}5\cdot10^{-3}m=3{,}5mm.$$

51-masala. Moddiy nuqtaning tebranishi $x=0{,}25\sin\left(\pi t+\frac{\pi}{2}\right)m$ qonun bo'yicha bajariladi. Tebranish amplitudasi A, davri T, siklik chastotasi ω boshlang'ich fazasi φ_0 maksimal tezligi υ_{max} va maksimal tezlanishi a_{max} topilsin.

Berilgan: $x=0{,}25\sin\left(\pi t+\frac{\pi}{2}\right)m$
$A-?\ T-?\ \omega-?\ \varphi_0-?\ \upsilon_{max}-?\ a_{max}-?$

Yechish. Topilishi kerak bo'lgan kattaliklarni aniqlash uchun tebranishning tenglamasini garmonik tebranishning umumiy ko'rinishidagi tenglamasi bilan solishtiramiz:

$$x=0{,}25\sin\left(\pi t+\frac{\pi}{2}\right)m$$

$$x=A\sin\left(\frac{2\pi}{T}t+\varphi_0\right)m$$

Bu ikki tenglama taqqoslanishidan quyidagi kelib chiqadi: tebranishning amplitudasi A=0,25m; davri $\frac{2\pi}{T}t=\pi t$ bundan T=2s.; siklik chastotasi

$$\omega=\frac{2\pi}{T}=\frac{2\pi}{2}=3{,}14rad/s;$$ boshlang'ich fazasi $\varphi_0=\frac{\pi}{2}$;

Tebranishning tezligi υ va tezlanishi a mos ravishda siljish funksiyasining birinchi va ikkinchi tartibli hosilasidan iborat bo'lgani uchun:

$$\upsilon=\frac{dx}{dt}=0{,}25\pi\cos\left(\pi t+\frac{\pi}{2}\right)$$ bo'lib, $\upsilon_{max}=0{,}25\pi m/s=0{,}785m/s$.

Shunday qilib, $\upsilon_{max}=0{,}785m/s$ $a=\frac{d^2x}{dt^2}=\frac{d\upsilon}{dt}=-0{,}25\pi^2\sin\left(\pi t+\frac{\pi}{2}\right)$ bo'lib, $a=-0{,}25\pi^2m/s^2$, $a=-0{,}25\cdot3{,}14^2m/s^2=-2{,}46m/s^2$. Shunday qilib, $a=-2{,}46m/s$.

52-masala. Tebranish konturi C=48mkF sig'imi kondensator va L=1,2mGn induktivlikli g'altakdan tuzilgan bo'lsa, konturning xususiy tebranish chastotasi ν_t topilsin.

Berilgan: $C=48mkF=48\cdot10^{-6}\,\Phi$,
$L=1{,}2mGn=12\cdot10^{-4}Gn$
$\nu_t-?$

Yechish. Konturning tebranish chastotasi $\nu=\frac{1}{T}$, bunda T – konturning xususiy tebranish davri, Tompson formulasidan aniqlanadi, chunki konturning xususiy tebranishida g' altakning qarshiligi hisobga olinmaydi. Shuning uchun:

$$T=2\pi\sqrt{LC}$$

bunda, L – g'altakning induktivligi, C – kondensatorning sig'imi.

Davr T ning ifodasi yuqoridagi formulaga qo'yilsa, quyidagi ishchi formula kelib chiqadi:

$$V_\kappa = \frac{1}{2\pi\sqrt{LC}}$$

Kattaliklarning son qiymatlarini o'rniga qo'yib, hisoblashni bajaramiz:

$$V_\kappa = \frac{1}{2\pi\sqrt{LC}} = \frac{1}{2\cdot 3{,}14\sqrt{12\cdot 10^{-4}\cdot 481\cdot 0^{-6}}} = \frac{1}{6{,}28\cdot 24\cdot 10^{-5}s} = 663Gs$$

53-masala. $m=5$ g massali moddiy nuqta $\nu=0{,}5Gts$ chastota bilan garmonik tebranadi. Tebranish amplitudasi $A=3sm$. 1) nuqtaning siljishi x=1,5 sm bo'lgan vaqtdagi tezligi υ; 2) nuqtaga ta'sir etuvchi maksimal kuch F_{kuch} ; 3) tebranayotgan nuqtaning to'liq energiyasi W aniqlansin.

Berilgan: $\nu=0{,}5Gts$, $m=5\ g=5\cdot 10^{-3}kg$, $A=3sm\ 3\cdot 10^{-2}\ m$

$x=1{,}5sm=1{,}5\cdot 10^{-2}m$

Yechish. 1)garmonik tebranish tenglamasi quyidagi ko'rinishga ega

$$x=A\cos(\omega t+\varphi) \tag{1}$$

Tezlik formulasini esa siljishidan vaqt bo'yicha birinchi tartibli hosila olib topamiz:

$$\upsilon = \frac{dx}{dt} = -A\omega\sin(\omega t+\varphi) \tag{2}$$

Tezlikni siljish orqali ifodalash uchun (1) va (2) tenglamalardan vaqtni yo'qotish kerak. Buning uchun har ikkala tenglamani kvadratga ko'tarib, birinchisini A ga, ikkinchisini $A^2\omega^2$ ga bo'lamiz va ularni qo'shamiz:

$$\frac{x^2}{A^2} + \frac{\upsilon^2}{A^2\omega^2} = 1 \quad yoki \quad \frac{x^2}{A^2} + \frac{\upsilon^2}{4\pi^2\nu^2A^2} = 1$$

Oxirgi tenglamani υ ga nisbatan yechib, quyidagini topamiz:

$$\upsilon = \pm 2\pi\nu\sqrt{A^2 - x^2}$$

Shu formula bo'yicha hisoblashni bajarsak

$$\upsilon = \pm 8{,}2sm/s$$

2) nuqtaga ta'sir etuvchi kuchni Nyutonning ikkinchi qonuniga binoan topamiz:

$$F=ma \tag{3}$$

Bunda à — nuqtaning tezligidan vaqt bo'yicha hosila olib topiladigan tezlanishi

$$a = \frac{d\upsilon}{dt} = -A\omega\cos(\omega t+\varphi) \quad yoki \quad a = -4\pi^2\nu^2 A\cos(\omega t+\varphi)$$

tezlanishning ifodasini (3) formulaga qo'ysak:

$$F = -4\pi^2\nu^2 mA\cos(\omega t+\varphi)$$

Bundan kuchni maksimal qiymati ,

$$F_{max} = 4\pi^2\nu^2 mA$$

Bu tenglamaga π, ν, m va À kattaliklarning qiymatlarini qo'ysak,

$$F_{max} = 1{,}49mN$$

3) tebranayotgan nuqtaning to'liq energiyasi istalgan vaqt ...alig'i uchun kinetik va potensial energiyalarning yig'indisiga tengdir.

To'liq energiyani hisoblashning eng soda yo'li uni kinetik energiya potensial energiya maksimal qiymatga erishganda hisoblashdir. Bu vaqtda potensial energiya nolga teng bo'ladi (yoki kinetik energiya). Shuning uchun ham tebranayotgan nuqtaning to'liq energiyasi W maksimal kinetik energiya W_{kmax} ga teng bo'ladi:

$$W = W_{k\,max} = \frac{1}{2}mv^2max \tag{4}$$

Maksimal tezlik (2) formulaga asosan sin (ωt+φ)=-1 qo'yib

$$V_{max}=2\pi\nu A$$

Tezlikning ifodasini (4) formulaga qo'ysak

$$W=2\pi^2 m\nu^2 A^2$$

Kattaliklarning qiymatlarini bu formulaga qo 'yib hisoblaymiz:

$$W = 2\cdot(3{,}14)^2\cdot 5\cdot 10^{-3}\cdot(0{,}5)^2\cdot(3\cdot 10^{-2})^2 J = 22{,}1\cdot 10^{-6}J = 22{,}1mkJ$$

54-masala. $x_1 = A_1\cos\omega(t+\tau_1); x_2 = A_2\cos\omega(t+\tau_2)$ tenglamalar bilan ifodalanadigan, bir xil yo'nalishli ikkita tebranish qo'shiladi. Bunda A_1=1 sm, A_2=2sm $\tau_1 = \frac{1}{6}s,\ \tau_2 = \frac{1}{2}s,\ \omega = \pi s^{-1}$

1) qo'shiluvchi tebranishlarning boshlang'ich fazalari φ_1 va φ_2 lar aniqlansin; 2) natijaviy tebranishning amplitudasi A va boshlang'ich fazasi φ topilsin. Natijaviy tebranishning tenglamasi yozilsin.

Berilgan: A_1=1 sm $=1\cdot 10^{-2}m$, A_2=2sm $=2\cdot 10^{-2}m$,

$\tau_1 = \frac{1}{6}s,\ \tau_2 = \frac{1}{2}s,\ \omega = \pi s^{-1}$

φ_1-?, φ_2-? φ-? A-?

Yechish. 1. Garmonik tebranishning tenglamasi

$$x = A\cos(\omega t+\varphi) \tag{1}$$

ko'rinishga ega. Masala shartida berilgan tenglamalarni (1) ko'rinishga keltiramiz

$$x_1 = A_1\cos\omega(t+\tau_1); x_2 = A_2\cos\omega(t+\tau_2) \tag{2}$$

(2) ifodadan (1) tenglik bilan solishtirishdan birinchi va ikkinchi tebranishlarning boshlang'ich fazalarini topamiz:

$$\varphi_1 = \omega\tau_1 = \frac{\pi}{6}rad \quad va \quad \varphi_2\omega = \tau_2 = \frac{\pi}{2}rad$$

2) natijaviy tebranishning amplitudasi A ni aniqlash uchun kosinuslar teoremasidan foydalanamiz (14.4)

$$A = \sqrt{A_1^2 + A_2^2 + 2A_1A_2\cos\Delta\varphi} \tag{3}$$

bu yerda, $\Delta\varphi$ – qo'shiluvchi tebranishlarning fazalar farqi $\Delta\varphi=\varphi_2-\varphi_1$ bo'lganligidan, φ_2 va φ_1 larning topilgan qiymatlarini o'rniga qo'ysak,

$$\Delta\varphi=\frac{\pi}{3}rad$$

A_1, A_2 va φ_1, φ_2 larning qiymatlarini (3) formulaga qo'yib hisoblasak,

$$A=2,65\ sm$$

Natijaviy tebranishning boshlang'ich fazasi tangensini (14.4) dagi 14.7 rasmdan aniqlaymiz

$$tg\,\varphi=\frac{A_1\sin\varphi_1+A_2\sin\varphi_2}{A_1\cos\varphi_1+A_2\cos\varphi_2}$$ bundan boshlang'ich faza

$$\varphi=arctg\frac{A_1\sin\varphi_1+A_2\sin\varphi_2}{A_1\cos\varphi_1+A_2\cos\varphi_2}$$

A_1, A_2, φ_1 va φ_2 larning qiymatlarini qo'yamiz va hisoblaymiz:

$$\varphi=arctg\left(\frac{5}{\sqrt{3}}\right)=70,9=0,394\pi rad.$$

55-masala. Moddiy nuqta bir paytning o'zida tenglamalari

$$x=A_1\cos\omega t \qquad (1)$$

$$y=A_2\cos\frac{\omega}{2}t \qquad (2)$$

ko'rinishda bo'lgan ikkita o'zaro tik garmonik tebranishda ishtirok etadi. Bunda A_1=1sm, A_2=2sm, $\omega=\pi s^{-1}$. Nuqta trayektoriyasining tenglamasi topilsin.

Berilgan: $A_1=1sm=1\cdot10^{-2}m,\ A_2=2sm=2\cdot10^{-2}m,\ \omega=\pi s^{-1}$

Trayektoriya tenglamasi –?

Yechish. Nuqta trayektoriyasining tenglamasini topish uchun, berilgan (1) va (2) tenglamalaridan t vaqtni yo'qotamiz. Bu maqsadda $\cos\left(\frac{\alpha}{2}\right)=\sqrt{\frac{1}{2}(1+\cos\alpha)}$ formulasidan foydalanamiz. U holda $\alpha=\omega t$, shuning uchun

$$y=A_2\cos\frac{\omega}{2}t=A_2\sqrt{\frac{1}{2}(1+\cos\omega t)}$$

(1) formulaga binoan $\cos\omega t=\frac{x}{A_1}$ ekanligidan, trayektori tenglamasi

$$y=A_2\sqrt{\frac{1}{2}\left(1+\frac{x}{A_1}\right)} \qquad (3)$$

hosil bo'lgan ifoda o'qi OX o'qi bilan mos keluvchi parabola tenglamasidir.

5. OPTIKA. YORUG'LIKNING TO'LQIN VA KVANT TABIATI

XV bob. YORUG'LIKNING TO'LQIN TABIATI

15.1. Yorug'likning interferensiyasi

Yorug'likning tabiati.

XVII asrning oxirida yorug'likning tabiati haqida ikkita o'zaro qarama-qarshi nazariya maydonga keldi: bulardan birinchisi, **Nyuton** yaratgan ***korpuskular nazariya*** va ikkinchisi, **Gyuygensning to'lqin nazariyasidir**. Yorug'likning korpuskular nazariyasiga binoan, yorug'lik juda katta tezlik bilan tarqaluvchi juda kichik moddiy zarrachalar (korpuskulalar) oqimidan iboratdir. Yorug'likning **rang** ta'siri **korpuskulalarning o'lchami** bilan tushuntirilgan: eng yirik korpuskulalar qizil rangli nurni, eng maydalari esa binafsha rangli nurni hosil qiladi.

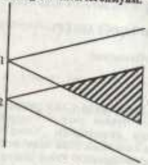
Yorug'likning to'lqin nazariyasiga muvofiq yorug'lik elastik muhitdan iborat bo'lgan fazoda katta tezlik bilan tarqaluvchi **to'lqindan** iborat. Bu nazariyaga muvofiq yorug'likning qaytish va sinish qonunlari barcha to'lqinlar uchun o'rinli bo'lgan qonunlar asosida tushuntiriladi. Yorug'likning **rangi** uning **to'lqin uzunligiga** bog'liq. Qizil rangli nurning to'lqin uzunligi ($\lambda_q=76\cdot10^{-8}\ m$) eng katta bo'lib, binafsha nurniki esa ($\lambda_b=38\cdot10^{-8}\ m$) eng kichik. Har ikkala nazariyaga ham ba'zi yorug'lik hodisalariga oid qonuniyatlarni, masalan, yorug'likning qaytish va sinish qonunlarini qoniqarli tushuntirib berdi. Biroq yorug'likning interferensiyasi, difraksiyasi va qutblanishi singari hodisalarni bu nazariyalar tushuntira olmadi.

XVIII asrning oxirigacha ko'pchilik fiziklar Nyutonning korpuskular nazariyasini afzal ko'rib keldilar. XIX asrning boshlarida ingliz fizigi Yung va Frenelning tadqiqotlari tufayli to'lqin nazariya ancha rivojlandi. Gyuygens – Yung - Frenel to'lqin nazariyasi o'sha vaqtda ma'lum bo'lgan barcha yorug'lik hodisalari, shu jumladan, yorug'likning interferensiyasi, difraksiyasi va qutblanishini ham muvaffaqiyatli tushuntirib berdi. 1873-yilda ingliz olimi Maksvell yorug'lik bo'shliqda $c=3\cdot10^8\ m/s$ tezlik bilan tarqaluvchi elektromagnit to'lqindan iborat ekanligini nazariy asoslab berdi. Shunday qilib, yorug'likning elektromagnit to'lqin nazariyasi yaratildi. Bu nazariya G.Gers tajribalarida tasdiqlandi. Yorug'likning tabiati haqidagi **to'lqin nazariya** rivojlanib, **yorug'likning elektromagnit nazariyasiga** aylandi.

Biroq XIX asrning oxiriga kelib, to'lqin nazariya bilan tushuntirib bo'lmaydigan tadqiqotlar – fotoeffekt, Kompton effekti, absolut qora jismlarning issiqlik nurlanishi va boshqa hodisalar paydo bo'ldi. Ularni 1905-yilda Eynshteyn tomonidan yaratilgan ***yorug'likning kvant nazariyasi*** tushuntirib berdi. Shunday qilib, yorug'likning tabiati haqida yangi nazariya – ***kvant nazariyasi*** maydonga keldi. Kvant nazariyasi ma'lum ma'noda Nyuton korpuskular nazariyasini qayta tikladi. Biroq fotonlar korpuskulalardan farq qiladi: barcha fotonlar yorug'lik tezligiga teng tezlik bilan harakatlanadi va foton tinch holatda massaga ega emas. Keyinchalik kvant nazariyasi ham Bor, Shredinger, Dirak va boshqa olimlar tomonidan yanada rivojlantirildi.

Shunday qilib, (elektromagnit) to'lqin va korpuskular (kvant) nazariya bir-birini rad etmaydi, balki bir-birini to'ldiradi, bu bilan yorug'lik hodisalarining ***ikki yoqlama holatini*** aks ettiradi.

Yorug'lik interferensiyasi. Ikki yoki undan ortiq to'lqinlarning tebranish chastotasi bir xil va faza farqlari doimiy bo'lsa, bunday to'lqinlar ***kogerent to'lqinlar*** deb ataladi. Ikki yoki bir nechta kogerent yorug'lik to'lqinlari ustma-ust tushganda, fazoda yorug'lik oqimlarining qayta taqsimlanishi ro'y beradi va natijada intensivlikning bir joyda maksimumi, boshqa joyda minimumi kuzatiladi. ***Yorug'likning interferensiyasi deb, o'zaro kogerent to'lqinlarning qo'shilishi natijasida yorug'lik to'lqinlarining fazoni turli nuqtalarida kuchayishi yoki susayishi hodisasiga aytiladi.***



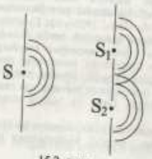
15.1-rasm.

Kogerent yorug'lik to'lqinlari olish uchun bitta manba nurlantirayotgan to'lqinni ikkiga bo'lish usuli ishlatiladi. Bunda to'lqinlar turli optik yo'lni o'tganlaridan so'ng qo'shiladilar va interferension manzara kuzatiladi. Aytaylik, 0_1 va 0_2 nuqtalarda to'lqin ikkita kogerent to'lqinga ajralyapti (15.1-rasm). Interferension manzara kuzatilayotgan M nuqtaga borguncha n_1 sindirish ko'rsatkichli muhitda birinchi to'lqin l_1 yo'l o'tadi, ikkinchi to'lqin n_2 sindirish ko'rsatkichli muhitda l_2 yo'l o'tadi. Agar 0_1 va 0_2 nuqtalarda tebranish fazasi ωt bo'lsa, M nuqtada birinchi to'lqin $A_1 \cos\omega\left(t-\frac{l_1}{\upsilon_1}\right)$, ikkinchi to'lqin $A_2 \cos\omega\left(t-\frac{l_2}{\upsilon_2}\right)$ni vujudga keltiradi; bu yerda, $\upsilon_1=s/n_1$, $\upsilon_2=s/n_2$ birinchi va ikkinchi to'lqinlarning fazoviy tezliklari, ikki kogerent to'lqinlar uchun faza farqi:

$$\delta=\omega\left(\frac{l_2}{\upsilon_2}-\frac{l_1}{\upsilon_1}\right)=\frac{2\pi}{\lambda_0}(l_2n_2-l_1n_1)=\frac{2\pi}{\lambda_0}(L_2-L_1)=\frac{2\pi}{\lambda_0}\Delta$$

bu yerda, λ_0 – vakuumdagi to'lqin uzunligi.

Yo'lning geometrik uzunligi l ning muhitning sindirish ko'rsatkichi n ga ko'paytmasi yo'lning optik uzunligi L deb ataladi. $\Delta=L_2-L_1$ esa yo'lning optik uzunliklar farqi deyiladi.



15.2- rasm.

Agar yo'lning optik farqi vakuumdagi to'lqinning butun soniga:

$$\Delta=\pm m\lambda_0 \quad (m=0,1,2\ldots) \qquad (15.1)$$

va $\delta=\pm 2m\pi$ bo'lsa M nuqtada qo'zg'alayotgan tebranishlar bir xil fazoda bo'ladi. (15.1) ifoda interferensiya maksimum sharti deb ataladi.

Agar

$$\Delta=\pm(2m+1)\frac{\lambda_0}{2} \quad (m=0,1,2\ldots) \qquad (15.2)$$

bo'lsa, $\delta=\pm(2m+1)\pi$ bo'ladi va M nuqtadagi to'lqin fazolari qarama-qarshi bo'ladi: (15.2) ifoda interferensiya minimum sharti deyiladi.

Yorug'lik interferensiyasini kuzatish usullari. Yorug'lik interferensiyasini kuzatish uchun kogerent yorug'lik dastasi bo'lishi kerak. Lazerlar (10^{-3} *s* davomida kogerent bo'la oladi) ixtiro qilinishidan oldin yorug'lik dastasi ikkiga bo'linar va so'ngra ular qo'shilib interferension manzara hosil qilinar edi. Bundagi ba'zi usullarni ko'rib chiqaylik.

15.3 -rasm.

Yung usuli. Bunda ikkita kichik tirqishi bo'lgan ekran yordamida yorug'likni «ikkiga ajratish» mumkin (15.2-rasm). S yorug'lik manbai ekranning tirqishlarida yorug'likning S_1 va S_2 ikkilamchi manbalarini hosil qiladi. Asosiy S manba nurlanayotgan to'lqinlarning fazalari ham shunga mos holda xuddi shunday o'zgaradi, ya'ni S_1 va S_2 manbalar nurlanayotgan to'lqinlarda fazalar ayirmasi hamma vaqt o'zgarishsiz qoladi – bu manbalar kogerent bo'ladi.

Frenel ko'zgulari. Kogerent manbalar hosil qilishning ikkinchi usuli bir-biriga 180° ga yaqin α burchak ostida o'rnatilgan ikkita yassi ko'zgudan yorug'likning qaytishiga asoslangan (15.3-rasm). Bu hodisada yorug'likning M asosiy manbaning M_1 va M_2 tasvirlari kogerent manbalari bo'ladi.

Frenel prizmasi. U ikkita bir xil sindirish burchaklari kichkina bo'lgan va asoslari birlashtirilgan prizmalardan iborat (15.4-rasm). M manbadan tarqalgan nur prizmalarda sinib, M_1 va M_2 manbalardan chiqayotgan kogerent nurlardek tarqaladi. Ekranda bu kogerent nurlar qo'shilib intereferensiya hosil bo'ladi.

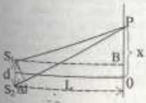
15.4-rasm.

Ikki manba beradigan interferension manzarani hisoblash. S_1 va S_2 kogerent (15.5-rasm) manbalar hosil qilayotgan va R nuqtada qo'shilayotgan yorug'lik to'lqinlarining interferensyasini ko'raylik. Agar nurlar yo'lning ayirmasi $\Delta l=S_1P-S_2P$ ga to'lqinlarning butun soni joylashtirilsa, ya'ni

$$\Delta l=n\lambda=2n\frac{\lambda}{2} \quad (n=1,2,3\ldots) \qquad (15.3)$$

bo'lsa, R nuqtada yorug'likning maksimumi kuzatiladi, agar

$$\Delta l=(2n+1)\frac{\lambda}{2} \qquad (15.4)$$



15.5-rasm.

bo'lsa, R nuqtada yorug'likning minimumi hosil bo'ladi. Endi monoxromatik yorug'likning S_1 va S_2 kogerent manbalarining ekranda hosil qilgan interferensiya manzarasi qanday bo'lishini aniqlaylik. Bu manbalar orasidagi masofa d, manbalardan ekrangacha bo'lgan masofa L bo'lsin, shu bilan birga $d<<L$ bo'lsin (15.5-rasm).

S_1 va S_2 lardan barobar uzoqlikdagi 0 nuqtadan interferensiya maksimumlari kuzatiladigan nuqtalargacha bo'lgan X masofani aniqlaylik.

$RS\,S_2$ va RBS_1 to'g'ri burchakli uchburchaklardan:

$$PS_1^2 = L^2 + \left(x + \frac{d}{2}\right)^2$$

$$PS_2^2 = L^2 + \left(x - \frac{d}{2}\right)^2$$

bundan $PS_1^2 - PS_2^2 = 2\,x\,d$ yoki $(PS_1 - PS_2)(PS_1 + PS_2) = 2\,x\,d$ biroq $PS_1 - PS_2 = \Delta l$; $PS_1 + PS_2 = 2L$.

Demak, $\Delta l \cdot 2L = 2xd$, bundan

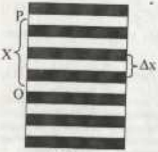
$$x = \frac{L \cdot \Delta l}{d} \qquad (15.5)$$

kelib chiqadi. (15.3),(15.4) va (15.5) formulalarni nazarga olib, yorug'lik maksimumlari 0 nuqtada $x = n\lambda \dfrac{L}{d}$ masofalarda hosil bo'lishini, minimumlari esa $x = (2n+1)\dfrac{\lambda L}{2d}$ masofada hosil bo'lishini aniqlaymiz. Bu maksimum va minimumlar mos ravishda bir-biriga parallel yorug' va qorong'i yo'llar ko'rinishida bo'ladi. $n=0$ ga tegishli bo'lgan markaziy maksimum 0 nuqtadan o'tadi. Qo'shni maksimumlar (yoki minimumlar) orasidagi masofa

$$\Delta x = \frac{\lambda L}{d} \qquad (15.6)$$

ga teng bo'ladi.

Shunday qilib, yorug'lik ikki kogerent manbalari ekranda hosil qilgan interferensiya manzarasi yorug' va qorong'u yo'llarning navbatlashib joylanishidan iborat bo'ladi (15.6-rasm).

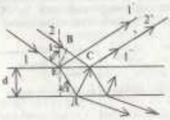


15.6-rasm.

(15.6) formulaga asosan yorug'lik to'lqinining uzunligi λ ni d, L va Δx kattalikning o'lchangan qiymatlariga ko'ra tajribada aniqlash mumkin. Agar monoxromatik bo'lmagan, masalan, oq yorug'likdan foydalanganda interferensiya maksimumlari (15.6) formulaga muvofiq, har bir to'lqin uzunligi uchun bir-biriga nisbatan siljigan bo'ladi va hamma yorug'lik yo'llari kamalak rangiga ega bo'lib qoladi.

15.2. Yupqa qatlamlardagi yorug'lik interferensiyasi

Yupqa shaffof plastinkaga 1,2 nurlar tushayotgan bo'lsin (15.7-rasm). E nuqtaga tushgan 1 nur qisman qaytadi va u $1'$ deb belgilanadi, qisman sinib ED yo'nalishda davom etadi. Singan nur plastinkaning ostki tekisligiga yetib borgach, qisman sinib plastinkadan havoga chiqadi. Boshqa qismi esa DS yo'nalishda plastinka ichiga qaytadi. Qaytgan bu nur plastinkaning ustki tekisligidan qisman qaytadi, qisman sinib havoga chiqadi (nurning bu qismi $1''$ deb belgilangan). Lekin S nuqtaga yassi yorug'lik to'lqinining ikkinchi nuri ham tushadi. 2 nurning plastinka ustki tekisligidan qaytgan qismi (15.7-rasmda 2' deb belgilangan) va $1''$ nur interferensiyalashadi, chunki plastinkaning ustki va ostki tekisliklaridan qaytgan bu nur o'zaro kogerentdir. Plastinkaning ustki va ostki tekisliklaridan qaytgan nurlarning interferensiyalashishi natijasida yorug'lik intensivligining maksimumi,



15.7-rasm.

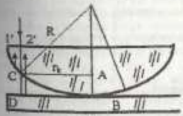
$$2d\sqrt{n^2 - \sin^2 i} + \frac{\lambda_0}{2} = 2k\frac{\lambda_0}{2} \qquad (k = 0,1,2,\ldots) \qquad (15.7)$$

shart bajarilganda, minimum esa

$$2d\sqrt{n^2 - \sin^2 i} + \frac{\lambda_0}{2} = (2k+1)\frac{\lambda_0}{2} \qquad (k = 0,1,2,\ldots) \qquad (15.8)$$

shart bajarilganda kuzatiladi. Maksimum shart bajarilganda plastinka yuzining barcha qismi λ_0 to'lqin uzunlikli nurning rangiga bo'yalgandek bo'ladi.

<u>Nyuton halqalari.</u> Monoxromatik yorug'lik dastasi linzaning tekis sirtiga normal tushayotgan bo'lsin(15.8-rasm). Shu nurlardan biri – birinchi nur S nuqtaga yetib borgach, qisman qaytadi, qisman havo qatlami ichiga kirib boradi. Nurning bu ikkinchi qismi D nuqtadan qaytadi. 1' va 2' nurlar o'zaro kogerent, ular ustma-ust tushib, interferensiyalashadi. Natijada konsetrik halqalar kuzatiladi. Bu ***halqalar Nyuton halqalari deb ataladi.*** Yorug' halqalarning radiuslari



15.8-rasm.

$$(r_\kappa)_{\max} = \sqrt{\kappa\lambda_0 R} \qquad (15.9)$$

ifoda bilan, qorong'i halqalarning radiusi esa

$$(r_\kappa)_{\min} = \sqrt{(\kappa - 1/2)\lambda_0 R} \qquad (15.10)$$

ifoda bilan aniqlanadi.

15.3. Yorug'lik interferensiyasining qo'llanishi

Yorug'lik interferensiyasi optik asboblarning sifatini yaxshilash va qaytaruvchi qatlamlar olish uchun ham qo'llaniladi. Hozirgi zamon optik asboblarining obyektivlarida ko'plab linzalar bo'ladi, shuning uchun ularda yorug'likning qaytishi va yorug'lik oqimining isrofi ko'p bo'ldi. Bularni yo'qotish uchun linza sirtiga sindirish ko'rsatgichi linza moddasining sindirish ko'rsatkichidan kichik bo'lgan yupqa qatlam qoplanadi (15.9-rasm).

15.9-rasm.

Havo qatlam va shisha qatlam chegaralarida yorug'likning qaytishi tufayli 1' va 2' kogerent nurlarning interferensiyasi ro'y beradi. Qatlam qalinligi d, sindirish ko'rsatkichi n va shishaning sindirish ko'rsatgichi n_{sh} ni shunday tanlab olish mumkinki, interferensiyalanuvchi nurlar bir-birini so'ndiradi. Bunda ularning amplitudalari teng optik yo'l farqi $(2m+1)\lambda_0/2$ ga teng bo'lishi kerak. Hisoblarning ko'rsatishicha $n=\sqrt{n_{sh}}$ bo'lganda amplitudalar teng bo'lar ekan, $n_{sh}>n>n_0$ bo'lganligi uchun ikkala sirtda yarim to'lqin uzunligi yo'qotiladi va yorug'lik tik tushganda,

$$2nd=(2m+1)\frac{\lambda_0}{2} \tag{15.11}$$

bo'ladi. Bu yerda, nd – qatlamning optik qalinligi. Odatda, $m=0$ uchun

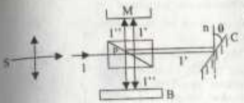
$$nd=\frac{\lambda_0}{4} \tag{15.12}$$

bo'ladi. Shunday qilib, $n=\sqrt{n_{sh}}$ bo'lganda va qatlamning optik qalinligi $\frac{\lambda_0}{4}$ ga teng bo'lganda, interferensiya natijasida qaytgan nurlarning so'nishi va o'tgan nurlar intensivligining ortishi kuzatiladi. Optik sistemaning ravshanlashuvi ana shundan iborat.

15.4. Interferometrlar

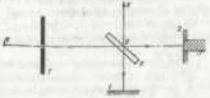
Interferensiya manzarasi interferensiyalanuvchi to'lqinlarning yo'llari ayirmasiga juda sezgir bo'ladi: yo'llar ayirmasining kichik o'zgarishlarida uzunliklar va burchaklarini aniq o'lchash uchun, shuningdek, shaffof muhitlarning sindirish ko'rsatkichlarini aniqlash uchun ishlatiladigan asboblarning tuzilishi shunga asoslangan. Sanoatda interferometrlar metall va boshqa silliqlangan detal sirtlarning silliqligini tekshirishda keng qo'llaniladi.

Sirtlarning mikroskopik notekisliklarini payqash va o'lchash uchun ishlatiladigan ***Linnik mikrointerferometrning ishi misolida interferometrlar bilan tanishaylik.***



15.10-rasm.

Monoxromatik yorug'lik nurlarining (to'lqin uzunligi λ bo'lgan) S dastasi yarim shaffof R qatlamga (shisha kub diogonal kesimiga surtilgan yupqa kumush qatlamga) tushadi (15.10-rasm). Bu nurlardan birining yo'lini ko'raylik. Yarim shaffof qatlamda 1 nur «ikkiga ajraladi»: qisman qatlam orqali o'tadi va S ko'zguga tushadi ($1'$ nur), qisman undan qaytadi va tekshirilayotgan V sirtiga tushadi ($1''$ nur). So'ngra $1'$ nur ko'zgu va yarim shaffof qatlamdan qaytgandan so'ng va $1''$ nur tekshirililayotgan sirtdan qaytib, yarim shaffof qatlamdan o'tgandan so'ng M mikroskopga tushadi. Bu nurlar kogerent nurlardir, shuning uchun ular interferensiyalanadi, ularning interferensiya manzarasi mikroskopning ko'rish maydonida ko'rinib turadi.


15.11-rasm.

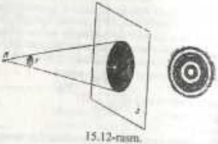
Endi Maykelson interferometrining ishlash prinsipi bilan tanishaylik (15.11-rasm). M manbadan chiqayotgan monoxromatik yorug'lik nurlari yarim shaffof P plastinkaga tushadi. Bu plastinkadan nur qisman qaytadi, qisman o'tadi. Qaytgan va o'tgan nurlar o'zaro perpendikular ravishda joylashgan 1 va 2 ko'zgulardan orqaga qaytadi. 1 ko'zgudan qaytgan nur P plastinkadan qisman o'tib, OK yo'nalishda kuzatuvchi tomon yo'nalgan. 2 ko'zgudan qaytgan nur P dan qaytib, u ham OK bo'ylab yo'nalgan. Bu nur birinchi nur bilan interferensiyalashishi tufayli ekranda qorong'i va yorug' yo'llardan iborat bo'lgan interferension manzara namoyon bo'ladi.

Agar ko'zgulardan biriga, masalan, 2 ko'zguga deformatsiyasi o'rganilayotgan jism yopishtirilgan bo'lsa, deformatsiya tufayli jism ko'zgu bilan birga $\lambda_0/2$ masofaga P plastinka tomon siljisin. Keyin I ko'zguga tushib qaytgan nur $2\lambda_0/2$ teng kamroq yo'l yuradi. Yo'llar farqi tufayli ekranda interferension manzara hosil bo'ladi va u to'liq bir yo'lga siljigan bo'ladi. Bu esa o'z navbatida jism deformatsiyasining kattaligi haqida ma'lumot beradi.

15.5. Yorug'lik difraksiyasi. Gyuygens – Frenel prinsipi

Yorug'lik nurlarining shaffof bo'lmagan to'siqlaridan egilib o'tib geometrik soya sohasiga o'tish hodisasiga, difraksiya deb ataladi. Difraksiya so'zi lotincha «difraktio», «egilib o'tish» ma'nosini beradi. Difraksiya hodisasini kuzatish uchun quyidagi tajribani qilaylik. M dan tarqalayotgan monoxromatik yorug'lik nurining yo'liga disk shaklidagi T to'siq joylashtiraylik (15.12-rasm). Nur to'g'ri chiziq bilan tarqalgani uchun T to'siqning E ekrandagi soyasi – doira shaklidagi qorong'i soha kuzatilishi kerak. Lekin to'siqdan ekrangacha masofa to'siq o'lchamidan ko'p marta katta bo'lgan holda ekranda ketma-ket joylashgan yorug' va qorong'i konsentrik halqalar kuzatiladi (15.12 b-rasm). ***Gyuygens prinsipiga asosan***, bu hodisa quyidagicha tushuntiriladi: ***to'lqin frontining har bir nuqtasini ikkilamchi to'lqinlarning manbalari***

deb hisoblash mumkin. Frenel esa Gyuygens prinsipini takomillashtirib, ***bu ikkilamchi to'lqinlarning manbalarini kogerent manbalar deb va fazoning ixtiyoriy nuqtasidagi tebranishi bu nuqtaga yetib kelgan ikkilamchi kogerent to'lqinlar interferensiyalashishining natijasi deb*** qarash lozim, degan fikrni berdi. Bu ***prinsipni Gyuygens – Frenel prinsipi*** deb yuritila boshlandi.



15.12-rasm.

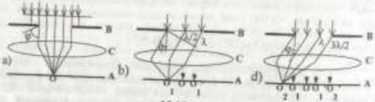
Difraksiya hodisalari ikki sinfga bo'linadi. To'siqqa tushayotgan nurlar parallel dastasini hosil qilgan va difraksion manzara manbadan cheksizlikda mujassamlashgan holdagi difraksiyalarni Fraungofer tekshirgan. ***Shuning uchun bu hodisalar Frangofer difraksiyasi deyiladi***. To'siqqa tushayotgan sferik to'lqin frontiga ega bo'lgan yorug'lik difraksiyasini Frenel o'rgangan. ***Shuning uchun bu sinfga oid difraksiyalrani Frenel difraksiyasi deyiladi.***

15.6. Frenel zonalari. Fraungofer difraksiyasi. Difraksion panjara

Difraksiya manzarasi odatda shu'lalanuvchi tor tirqishlar yordamida hosil qilinadi. Shuning uchun yorug'likning bir tirqishdan, ikki tirqishdan va ko'p parallel tirqishlardan difraksiyasini ko'rib chiqaylik. Tirqishlarga perpendikular bo'lgan parallel nurlar dastasidan, Fraungofer difraksiyasi hosil bo'ladi:

a) bir tirqishdan bo'ladigan difraksiya.

To'g'ri to'rt burchakli tor tirqishli *V* ekranga parallel monoxromatik nurlar dastasi normal holda tushayotgan bo'lsin. Tirqishdan dastlabki yo'nalishida o'tayotgan barcha nurlar *S* linza yordamida linzaning fokal tekisligida joylashgan *A* ekranning *0* nuqtasiga to'planadi. Bu hodisada barcha nurlar yo'l ayirmasi *0* ga teng bo'ladi. *0* nuqta orqali tirqishga parallel yorug' yo'l o'tadi. Endi difraksiya tufayli tirqishdan o'tgan nurlarning faqat dastlabki yo'nalishida emas, balki bu yo'nalishdan turli φ burchaklarga burilishini nazarga olamiz. φ burchak ***difraksiya burchagi*** deb ataladi.

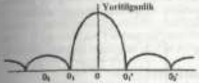


15.13-rasm.

Tirqishdan shunday $\varphi=\varphi_1$ burchak ostida difraksiyalanuvchi nurlari dastasini ko'raylikki, dastaning chekka nurlari orasidagi yo'l ayirmasi Δl yorug'lik to'lqinning uzunligiga teng bo'lsin. $\Delta l = 2\frac{\lambda}{2}$ (15.13 b-rasm). Bunda butun dastani ***Frenel zonasi deb ataladi***. Frenel zonalarini shunday I va II zonalarga ajratish mumkinki, bu zonalar uchun I zonaning har bir nuri bilan II zona mos nurining yo'l

ayirmasiga $\lambda/2$ ga teng bo'ladi. Linza yordamida 0_1 nuqtadan o'tgan to'g'ri chiziqda to'plangan, bu nurlar interferensiyalanadi va o'zaro so'nadi. Natijada 0_1 orqali yo'l – ***difraksiya minimumi o'tadi*** (bu hol 0_1 ga simmetrik bo'lgan $0_1'$ da ham ro'y beradi).

$\varphi=\varphi_2$ burchak ostida difraksiyalanuvchi boshqa nurlar dastasining chekka nurlar orasidagi Δl yo'l ayirmasi $3\lambda/2$ ga teng bo'lsin (15.13 d-rasm). Bu holda butun dastani uchta I, II, III Frenel zonalariga ajratish mumkin. Ikki qo'shni zonaning (I, II) bir-birini so'ndirishi tushunarli (chunki bu zonalarning nurlari orasidagi yo'l ayirmasi $\lambda/2$ ga teng) III zona esa so'nmaydi va 0_2 nuqtadan o'tuvchi chiziqda difraksiya maksimumini beradi. 0_2 nuqtaga simmetrik bo'lgan $0_2'$ nuqtadan o'tuvchi to'g'ri chiziqda shunday maksimum paydo bo'ladi. 0_2 va $0_2'$ maksimumlarning yoritilganligi *0* maksimumning yoritilganligidan ancha kam bo'ladi (15.14-rasm).

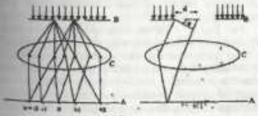


15.14-rasm.

Shunday qilib, Frenel zonalarining toq soniga mos burchaklar bilan difraksiyalanuvchi nurlar dastasi ekranda difraksiya maksimumlarini hosil qiladi. Frenel zonalarining juft soniga mos burchaklar bilan difraksiyalanuvchi nurlar dastasi difraksiya minimumlar hosil qiladi. Bu maksimumlarni hosil qiluvchi nurlarning difraksiya burchaklari ortishi bilan maksimumlarni yoritilganligi kamayadi.

Natijada bir tirqishdan hosil qilinadigan difraksiya manzarasi markazi yorug' yo'ldan har ikki tomonda simmetrik joylashgan qorong'i va yorug' yo'llarning navbatlashishidan iborat.

b) Ikki va ko'p parallel tirqishlardan hosil bo'lgan difraksiya. Parallel monoxromatik nurlar dastasi bir-biridan *d* masofada joylashgan ikkita parallel tirqishi bo'lgan *V* ekranga perpendikular tushayotgan bo'lsin (15.15-rasm). Bunda bu tirqishlar yorug'likning kogerent manbalari bo'lib qoladi. Agar *V* ekran orasida *S* yig'uvchi linza qo'yilgan bo'lsa, u holda linzaning fokal tekisligida joylashgan *A* ekranda difraksiya manzarasi vujudga keladi, bu difraksiya manzarasi ikki jarayonning, ya'ni yorug'likning har bir ayrim tirqishdan interferensiyasi natijasidir. Biroq bu manzaraning asosiy xususiyatlari ko'proq ikkinchi jarayon bilan aniqlanadi.



15.15-rasm.

15.15-rasmdagi ikki parallel nurlar yo'llarining ayirmasi $\Delta l = d\sin\varphi$. Agar bu ayirma

$$d\sin\varphi = n\lambda \qquad (15.13)$$

shartni qanoatlantirsa, ekranda interferension maksimum kuzatiladi. Agar

$$d\sin\varphi = (2n+1)\frac{\lambda}{2} \tag{15.14}$$

bo'lsa, interferension minimum kuzatiladi.

Maksimumlarning mumkin bo'lgan soni, $\sin\varphi \le 1$ ligidan

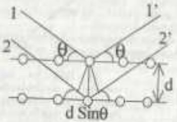
$$n \le \frac{d}{\lambda} \tag{15.15}$$

bo'ladi.

Yorug'likning bir-biriga yaqin joylashgan ko'plab parallel tirqishlar to'plamidan difraksiyalanganida ham difraksiya manzarasining ko'rinishi ikki tirqishdan difraksiyalanishdagi ko'rinishda bo'ladi. ***Faqat maksimumlar ravshanroq va torroq, ularni ajratib turgan minimumlar esa keng va amalda butunlay qorong'i ko'rinadi. Bunday qurilma difraksion panjara deyiladi. d masofa panjaraning davri (doimiysi)*** deyiladi. Difraksion panjaralar shisha plastinka yoki metall ko'zgu sirtiga shtrixlar (tirnashlar) chizish yo'li bilan tayyorlanadi. Difraksion panjara bilan yorug'lik to'lqin uzunligini aniqlash mumkin.

15.7. Rentgen nurlari difraksiyasi

Difraksion manzarani kuzatilishi uchun panjara doimiysi, tushayotgan yorug'likning to'lqin uzunligi bilan bir xil tartibda yoki kichik bo'lishi kerak. Tabiiy fazoviy panjara, ya'ni kristallarning panjara doimiysi $\sim 10^{-10}$ m tartibida bo'ladi. Ko'rinadigan yorug'likning to'lqin uzunliklari esa atigi $(4 \div 7{,}5)\cdot 10^{-7}$ m ni tashkil qiladi xolos. Demak, kristall panjarada vujudga kelishi mumkin bo'lgan difraksion manzarani oq yorug'likdan foydalanib, hosil qilib bo'lmaydi.



15.16-rasm.

Nemis fizigi M.Laue kristallarda difraksiyani rentgen nurlari ($\sim 10^{-12}$-10^{-8} m) yordamida kuzatish mumkinligini birinchi bo'lib ko'rsatdi. Rentgen nurlari kristall orqali o'tganda ham, undan qaytganda ham difraksion manzara kuzatiladi. Parallel rentgen nurlar dastasi kristallga kristall panjaraning tugunlari (atomlar) orqali o'tgan parallel tekisliklarga θ sirpanish burchagi ostida tushayotgan bo'lsin. Bunday atom tekisliklarini rentgen nurlarini qisman o'tkazib, qisman qaytaruvchi yarim shaffof ko'zgu deb qarash mumkin.

Rentgen nurlar dastasi (1,2) θ - sirpanish burchagi ostida kristallga tushmoqda va 1', 2' ikkilamchi to'lqin sifatida tarqalmoqda va interferensiyalanmoqda (15.16-rasm).

Intensivlik maksimumlari – difraksion maksimumlar

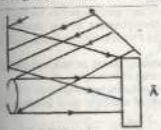
$$2d\sin\theta = m\lambda \qquad (m = 1,2,3,\ldots) \tag{15.16}$$

shart bajarilganda kuzatiladi, bu yerda, d – atom tekisliklari orasidagi masofa. (15.16) munosabat **Vulf – Breggiar** formulasi deb ataladi. Bu formuladan foydalanib, kristallarning atom tekisliklari orasidagi masofa (d) ni aniqlash mumkin. Bu uslub ***rentgen strukturaviy tahlil*** deb ataladi. Bu usuldan elektronlar va neytronlardan foydalanib amalga oshirilishi mumkin bo'lgan elektronografiya, neytronografiyalardan foydalaniladi. d, θ va m ni bilgan holda rentgen nurlarning to'lqin uzunligi λ ni aniqlash mumkin.

15.8. Golografiya

Golografiya yunoncha «holo» «to'lqin», «grafh» «yozaman» so'zlaridan tashkil topgan bo'lib, u buyumlarning tashqi ko'rinishini «yozib olish» ning maxsus usulini anglatadi. Bu usul 1977-yilda **D.Gabor** tomonidan kashf qilingan. Golografiyaning mohiyati buyumdan kelayotgan nurlanishning to'lqin frontini fotoplastinkaga qayd qilish (yozib olish), so'ng buyumning tasvirini vujudga keltirish maqsadida bu frontni tiklashdan iborat.

Golografiyani fotografiyadan farqi nimada ekanligini quyidagicha ifodalaymiz.



15.17-rasm.

Fotografiyada yoritilgan obyektning ayrim nuqtalaridan qaytgan nurlar fotoplastinka yoki fotoplyonka tekisligining ayrim nuqtalariga obyektiv yordamida fokuslanadi. Bunda buyum barcha qismlarining tasvirlari ravshan bo'lavermaydi. Fotoapparat biror tekislikka ravshan qilib moslangan bo'lsa, buyumlarning shu tekislikda yotuvchi nuqtalarining tasvirlari ravshan bo'lib chiqadi xolos. Buyumning bu tekislikdan beriroqdagi yoki nariroqdagi qismlarining tasvirlari esa unchalik aniq bo'lmaydi. Masalan, bino oldida turgan odamning fotografik tasvirida odam gavdasi berkitib turgan bino qismini fotografiyaga turlicha vaziyat-lardan qaragan bilan bari bir ko'rib bo'lmaydi. Bundan tashqari, binoni odamdan qanchalik uzoqda joylashganligini ham aniqlab bo'lmaydi. Bino va odamning tasvirlari bitta tekislikda ko'rinadi.

Fotoplastinkada buyumning ayrim nuqtalaridan qaytgan nurlarning nisbiy intensivliklari qayd qilinadi. Bu nurlar fazalari orasidagi munosabatni fotoplastinkaning qorayishiga hech ta'siri yo'q. Vaholanki, fazalar orasidagi munosabat buyumning ayrim nuqtalarini fotoplastinkadan uzoqliklariga bog'liqdir.

Demak, buyumdan qaytgan nurlarning faqat amplitudalarigina emas, balki fazalarini ham fotoplastinkada qayd qilish usulini topish lozim. Bu usul ***golografiyadir***, golografiya to'lqin optikasining asosiy qonunlari – interferensiya va difraksiya qonunlaridan foydalanish asosida vujudga keladi.

Kogerent yorug'lik dastasi ikkiga ajratilib (15.17-rasm), uning bir qismi buyum (B)dan qaytib fotoplastinka (A)ga tushadi. ***Bu to'lqinni signal to'lqin yoki buyum to'lqin deyiladi.*** Ikkinchi qism esa qaytargich plastinka (K)dan qaytib fotoplastinkaga tushadi. ***Uni tayanch to'lqin deyiladi.*** Bu ikki guruh kogerent to'lqinlar fotoplastinkada qo'shilib interferension manzara hosil qiladi. Fotoplastinkaga ishlov berilgandan so'ng oshkor bo'ladigan bu interferension manzara ***gologramma*** deyiladi. Gologrammada buyumdan qaytgan to'lqinlarda, ya'ni buyum to'lqinlarining amplituda hamda fazalari to'g'risidagi axborotlar qayd qilingan. Haqiqatan, buyum va tayanch to'lqinlarning fazalari bir xil bo'lsa, bu to'lqinlarning amplitudalari qo'shiladi. Shuning uchun pozitiv gologrammaning bunday nuqtalari shaffofroq (negativ gologrammada esa xiraroq) bo'ladi. Buyum va tayanch to'lqinlar fazalari mos bo'lmagan tarzda yetib kelgan gologrammada nuqtalar esa qorong'iroq bo'ldi.

Tasvirni tiklash uchun gologramma avvalgi holatiga joylashtiriladi va uni «tayanch» to'lqin bilan yoritiladi. Natijada interferension struktaradagi difraksiya tufayli buyum to'lqinning nusxasi tiklanadi.

Golografiyaning ajoyib xususiyatlaridan yana biri shundaki, gologrammaning kichik bir bo'lakchasi ham butun gologrammadan foydalanganđek tasvirni beraveradi. Chunki buyumning har bir nuqtasidan sochilayotgan sferik nuqtalar gologrammaning barcha yoritilayotgan yuziga yetib keladi; o'z navbatida gologrammaning har bir nuqtasiga buyumning barcha nuqtalaridan to'lqinlar keladi. Shuning uchun gologrammaning har bir kichik bo'lakchasida buyum to'g'risida to'liq axborot mavjuddir.

Savollar

1. Yorug'likning tabiati haqida ikkita «o'zaro qarama-qarshi» nazariya, ya'ni Nyuton yaratgan korpuskular nazariya va Gyuygensning to'lqin nazariyasining kelishmovchiliklarini barham topishida Yung va Frenel tadqiqotlarining ahamiyatini aytib bering.
2. Yorug'lik interferensiyasini kuzatishda kogerent to'lqin manbaalarining rolini ayting va interferensiyani kuzatish shartlarini ko'rsating.
3. Yorug'lik interferensiyasini kuzatish usullarini bayon qilishda Yung usuli, Frenel ko'zgusi va Frenel prizmalarining kogerent manbalar hosil qilishini chizma yordamida ko'rsating.
4. Interferometrlarning sanoatda qo'llanilishi va vazifalarini ayting. Maykelson interferometrining ishlash prinsipini tanishtiring.
5. Yorug'lik difraksiyasini kuzatishda Gyuygens-Frenel prinsipining ahamiyatini ayting.
6. Tirqishlarga perpendekular bo'lgan parallel nurlar dastasidan, Fraungofer difraksiyasi hosil bo'lishini tushuntiring.
7. Nemis fizigi M.Laue kristallarda rentgen nurlarining difraksiyasini kuzatganligini va Lauegrammani taqdim etganini izohlab bering.
8. Golografiyani fotografiyadan farqi nimada ekanligini izohlang.

Masalalar

56-masala. Frenel ko'zgulari bilan o'tkazilgan tajribada yorug'lik manbaining mavhum tasvirlari orasidagi masofa d=0,5 mm, ekrangacha bo'lgan masofa L=5 m ga teng. Yashil yorug'likda ekranda interferensiya yo'llari bir-biridan Δx=5 mm masofada hosil bo'ladi. Yashil yorug'likning to'lqin uzunligi λ ni toping.

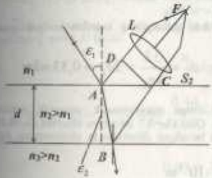
Berilgan:
$$d = 0{,}5\,mm = 0{,}5 \cdot 10^{-4}\,m,$$
$$L = 5m,\ \Delta x = 5mm = 5 \cdot 10^{-3}\,m$$
$$\lambda_{ya} - ?$$

Yechish: Masalaning sharti 15.1 dagi 15.3–15.6-rasmlarga mos keladi. (15.5) formulaga muvofiq qo'shni interferensiya yo'llari orasidagi masofa $\Delta x = \dfrac{\lambda L}{d}$. U vaqtda

$$\lambda = \frac{\Delta x d}{L} = \frac{5 \cdot 10^{-4} \cdot 5 \cdot 10^{-3}}{5} = 5 \cdot 10^{-7} = 0{,}5\,mkm.$$

57-masala. Sindirish ko'rsatkichi n=1,4 bo'lgan moddadan juda yupqa parda qoplangan qalin shisha plastinkaga monoxromatik yorug'lik (λ=0,6 mkm) parallel dastasi normal tushadi. Qaytayotgan yorug'lik interferensiya natijasida maksimal susaygan. Yupqa pardaning qalinligi *d* aniqlansin.

Berilgan: $n_1 = 1{,}00029$
$$n_n = 1{,}4,\ n_3 = 1{,}5$$
$$\lambda = 0{,}6\,mkm = 0{,}6 \cdot 10^{-6}\,m$$
$$d - ?$$



Yechish: Yupqa pardaga tushayotgan yorug'lik to'lqinidan ingichka SA dastani ajratamiz. Tushish burchagi $\varepsilon_1 \neq 0$ bo'lgan hol uchun bu nurning yo'li (15.18) rasmda ko'rsatilgan. A va B nuqtalarga tushayotgan dasta qisman qaytadi va qisman sinadi. Yorug'likning qaytgan AS_1 va BCS_2 dastalari yig'uvchi L linzaga tushadi, uning F fokusida kesishishadi va o'zaro interferensiyalanadi. Havoning sindirish ko'rsatkichi (n_1=1,00029) yupqa parda moddasining sindirish ko'rsatkichi (n_2=1,4) dan kichik, u esa o'z navbatida shishaning sindirish ko'rsatkichi (n_3=1,5) dan kichik bo'lganligidan, har ikkala holda ham qaytish to'lqin tushayotgan muhitga qaraganda optik jihatdan zichroq muhitda ro'y beradi.

Shuning uchun ham AS_1 yorug'lik dastasining tebranish fazasi A nuqtadan qaytganida π radianga o'zgaradi va xuddi shuningdek, BCS_2 yorug'lik dastasining tebranish fazasi ham B nuqtadan qaytishda π radianga o'zgaradi. Natijada bu yorug'lik dastalari linzaning F fokusida kesishishidagi interferensiya natijasi xuddi na u va na bu dastaning tebranish fazalarida hech qanday o'zgarish bo'lmagandek ro'y beradi.

Ma'lumki, yupqa pardalardagi interferensiyada yorug'likning maksimal susayish sharti interferensiyaga kiruvchi to'lqinlarning optik yo'l farqi toq sondagi yarim to'lqinlarga teng bo'lishi kerakligidan iboratdir: $\Delta = (2k+1)\dfrac{\lambda}{2}$

Rasmdan ko'rinib turibdiki, optik yo'l farqi

$$\Delta = \ell_2 n_2 - \ell_1 n_1 = (|AB| + |BC|)\,n_2 - |AD|\,n_1.$$

Binobarin, yorug'lik intensivligining minimumlik sharti quyidagi ko'rinishni oladi.

$$(|AB|+|BC|)n_2-|AD|n_1=(2k+1)\frac{\lambda}{2}$$

Agar ε_1 burchak nolga intilgan holda kamayib borsa, unda AD→0 va |AV|+|VS|→2d bunda, d-yupqa pardaning qalinligi ε_1=0 chegarada quyidagiga ega bo'lamiz:

$$\Delta=2dn_2=(2k+1)\frac{\lambda}{2},$$

bundan qidirilayotgan yupqa pardaning qalinligi

$$d=\frac{(2k+1)\lambda}{4n_2}.$$

k=0,1,2,3,... deb olib, yupqa parda qalinligining mumkin bo'lgan qator qiymatlarini olamiz:

$$d_0=\frac{\lambda}{4n_2}=0{,}111\,mkm;\ d_1=\frac{3\lambda}{4n_2}=3d_0=0{,}33\,mkm.$$

58-masala. Difraksion panjara sirtiga monoxromatik yorug'lik normal tushayapti. Panjaraning davri 2 mkm. Qizil (λ_1=0,7 mkm) va binafsha (λ_2=0,41 mkm) yorug'liklar uchun shu panjara beradigan difraksion m aksimumning eng katta tartibini aniqlang.

Berilgan:

$$d=2\,mkm=2\cdot10^{-6}\,m$$
$$\lambda_1=0{,}7\,mkm=7\cdot10^{-7}\,m$$
$$\lambda_2=0{,}41\,mkm=4{,}1\cdot10^{-7}\,m$$
$$m_{max}-?$$

Yechish: Difraksion panjara bosh maksimumlarining vaziyatini aniqlaydigan formuladan difraksion maksimum tartibi m ni aniqlaymiz:

$$m=(d\sin\varphi)/\lambda, \tag{1}$$

bunda, d – panjara davri; φ-difraksiya burchagi; λ – monoxromatik yorug'likning to'lqin uzunligi. $Sin\varphi$ birdan katta bo'la olmagani uchun m soni d/λ dan katta bo'la olmaydi. Ya'ni

$$m\le\frac{d}{\lambda}. \tag{2}$$

(2) formulaga kattaliklarning qiymatini qo'yib hisoblaymiz:

$m\le2/0{,}7=2{,}86$ (Qizil nurlar uchun)

$m\le2/0{,}41=4{,}88$ (Binafsha nurlar uchun)

Maksimumlar tartibi butun sonlarga teng bo'lishini inobatga olsak, qizil yorug'lik uchun m_{max}=2 va binafsha uchun m_{max}=4 bo'ladi.

59-masala. Difraksion panjara N ga yorug'lik nurlari normal tushmoqda. Goniometrning ko'rish trubasini biror φ burchakka burganda ko'rish maydonida uchinchi tartibli (n=3) spektrda λ=0,44 mkm chiziq ko'rindi. Xuddi shu burchak ostida ko'rinuvchi spektr chegarasida (0,4 mkm. dan 0,7 mkm. gacha) yotuvchi λ_x to'lqin uzunliklarga mos keluvchi biror boshqa spektral chiziqlarni ko'rish mumkinmi?

Berilgan:

$$n=3,\ \lambda=0{,}44\,mkm=0{,}44\cdot10^{-6}\,m,$$
$$\lambda=(0{,}4-0{,}7)\,mkm=(0{,}4-0{,}7)\cdot10^{-6}\,m$$
$$\lambda_x-?$$

Yechish: Difraksiya panjarasiga qo'llash mumkin bo'lgan (15.13) formulaga muvofiq (15.7 ga qarang) shunday yozish mumkin.

$$d\sin\varphi=n\lambda=n_x\lambda_x.$$

bu yerda, d – panjara L davri, n_x esa λ_x spektral chiziq bo'lishi mumkin bo'lgan spektrning tartibi. U holda

$$\frac{n_x}{n}=\frac{\lambda}{\lambda_x}.$$

Biroq shartga ko'ra λ/λ_x nisbat $\frac{0{,}44}{0{,}4}$=1,1 dan $\frac{0{,}44}{0{,}7}$=0,63 gacha chegarada, ya'ni

$$0{,}63<\frac{\lambda}{\lambda_x}<1{,}1$$

o'zgaradi. Bundan $0{,}63<\frac{n_x}{n}<1{,}1$ yoki n=3 ekanligini e'tiborga olsak,

$$1{,}89<n_x<3{,}3.$$

n_x butun son, shuning uchun ikki hol bo'lishi mumkin: n_x=2 va n_x=3. Biroq n_x=3 bo'la olmaydi, chunki n ham 3 ga teng: spektrning bitta tartibiga tegishli bo'lgan chiziqlar ustma-ust tusha olmaydi (qo'shila olmaydi).

Demak, n_x=2. U holda $\lambda_x=\lambda\frac{n}{n_x}=0{,}44\frac{3}{2}=0{,}66\,mkm$ - bu qizil rangga mos keladi; λ=0,44 mkm ko'k rangga mos keladi.

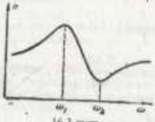
Shunday qilib, uchinchi tartibli spektrning ko'k rangi (λ=0,44 mkm)ga ikkinchi tartibli spektrning qizil rangi (λ=0,44 mkm) qo'shiladi.

16.1. Yorug'lik dispersiyasi

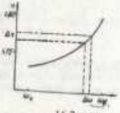
Moddalar sindirish ko'rsatgichining yorug'lik to'lqin uzunligi (chastotasi) ga bog'liqligi yorug'likning dispersiyasi deyiladi.

16.1-rasm.

Nyuton tajribalar asosida yorug'lik dispersiyasini kashf etdi. Nyuton prizmaga tushayotgan «oq yorug'lik» qizildan binafshagacha rangdagi yorug'lik spektrga ajralishini aniqladi (16.1-rasm.). Tajribalardan shular ma'lum bo'ldiki, turli moddalardan yasalgan prizmalarda bir xil chastotali (ω=*const*) nurlar turlicha burchakka og'adi: yoki bir xil chastotalar intervali $\Delta\omega=\omega_2-\omega_1$ ga mos bo'lgan spektr qismining kengliklari turli prizmalarda turlicha bo'ladi.



16.3-rasm.



16.2-rasm.

Chastota ortishi bilan moddaning sindirish ko'rsatkichi ham ortib borsa, ya'ni $\frac{\Delta n}{\Delta\omega}>0$ bo'lsa, bu moddadagi yorug'likning dispersiyasi ***normal dispersiya deyiladi*** (16.2-rasm). Agar chastota ortishi bilan moddaning sindirish ko'rsatkichi kamaysa (16.3-rasm), ya'ni $\frac{\Delta n}{\Delta\omega}<0$ bo'lsa, bunday moddadagi yorug'lik dispersiyasini ***anomal dispersiya*** deyiladi.

Shisha uchun oq yorug'lik sohasining barcha qismlarida normal dispersiya, ultrabinafsha va infraqizil sohalarning ba'zi qismlarida ***anomal dispersiya*** kuzatiladi.

16.2. Dispersiyaning elektron nazariyasi

Dispersiyaning elektron nazariyasini mulohaza qilar ekanmiz, yorug'likni elektromagnit to'lqin, modda tuzilishini esa elektron nazariya asosida tassavur qilish yetarli. Elektron nazariyaga asosan jism elektronlar va ionlardan tashkil topgan. Ular yorug'lik ta'sirida tebranma harakatga keladi. Yorug'lik to'lqinlarining tebranishlari $\sim 10^{15}$ *Gc* chastotalarda sodir bo'ladi. Elektromagnit maydonning bunchalik tez o'zgarishini massalari yetarlicha kichik bo'lgan elektronlargina sezishga ulguradi.

Shuning uchun yorug'lik to'lqinining jismga ta'sirini hisoblashda yorug'likning elektronga ta'sirini hisoblash bilan chegaralansa bo'ladi.

Elektromagnit to'lqin jismdan o'tayotganda $-e$ zaryadli har bir elektronga elektr kuchi ($\vec{F}_e=-e\vec{E}$) va Lorens kuchi ($F_l=-e[uB]$) bilan ta'sir qiladi.

$$\vec{F}=\vec{F}_e+\vec{F}_l=-e\left(\vec{E}+\left[\upsilon\vec{B}\right]\right) \tag{16.1}$$

Lorens kuchi elektr kuchidan juda kichik bo'lganligi sababli uni hisobga olmasa ham bo'ladi. U holda (16.1) ni ko'rinishi quyidagicha bo'ladi,

$$\vec{F}=-e\vec{E}=-e\vec{E}_0\cos\omega t \tag{16.2}$$

bunda, $\vec{E}_0$, $\vec{E}$ ning amplituda qiymati, ω – to'lqinning siklik chastotasi. Birinchi yaqinlashganda F kuch (16.2) faqat eng tashqi elektronlarni siljitadi, deb hisoblash mumkin. Lekin bu elektron bilan atomning qolgan qismi orasidagi kvazielastik kuch mavjudki, u elektronni avvalgi vaziyatiga qaytarishga harakat qiladi. Bu kuch x siljishga proporsionaldir:

$$F_{qayt}=-\kappa x,$$

u holda elektron harakati uchun Nyuton 2-qonunini quyidagicha yozish mumkin.

$$m\frac{d^2x}{dt^2}=-\kappa x-eE_0\cos\omega t \tag{16.3}$$

yoki

$$\frac{d^2x}{dt^2}=-\frac{\kappa}{m}x-\frac{e}{m}E_0\cos\omega t$$

$$\frac{d^2x}{dt^2}=-\omega_0^2x-\frac{e}{m}E_0\cos\omega t;\quad \omega_0^2=\frac{\kappa}{m} \tag{16.4}$$

(16.4) tenglamaning yechimi

$$x=x_0\cos\omega t \tag{16.5}$$

ko'rinishda bo'ladi, (16.5) dan vaqt bo'yicha birinchi tartibli va ikkinchi tartibli hosila olamiz:

$$x'=-x_0\omega\sin\omega t,$$

$$x''=-\omega^2x_0\cos\omega t.$$

Buni hisobga olsak, (16.4) quyidagi ko'rinishni oladi:

$$-\omega^2x_0\cos\omega t=-\omega_0^2x_0\cos\omega t-\frac{e}{m}E_0\cos\omega t$$

bunda,

$$x_0(\omega^2-\omega_0^2)=\frac{e}{m}E_0$$

yoki

$$x_0 = \frac{\frac{e}{m}E_0}{\omega^2 - \omega_0^2} = -\frac{\frac{e}{m}E_0}{\omega_0^2 - \omega^2} \qquad (16.6)$$

ifodani hosil qilamiz.

Ikkinchi tomondan elektromagnit to'lqin ta'sirida elektronning *siljishi* tufayli hosil bo'lgan sistemani *elektr dipoli* deb qarash mumkin. Bu dipolning yelkasi x siljishga teng. Agar x_0 maksimal siljish bo'lsa, dipol momenti $R_e = -ex_0$ ga teng.

Moddaning birlik hajmdagi atomlar sonini N deb belgilasak, qutblanish vektori R ning qiymati

$$P = NP_e = \frac{N\frac{e^2}{m}E_0}{\omega_0^2 - \omega^2} \qquad (16.7)$$

ko'rinishni oladi.

Kuchlanganligi E_0 bo'lgan maydondagi modda uchun R dielektrik singdiruvchanligi (ε) bilan quyidagicha bog'langan:

$$P = (\varepsilon - 1)\varepsilon_0 E_0$$

U holda (16.7) dan

$$\frac{N\frac{e^2}{m}E_0}{\omega_0^2 - \omega^2} = (\varepsilon - 1)\varepsilon_0 E_0 \qquad (16.8)$$

$$\varepsilon = 1 + \frac{N\frac{e^2}{m}}{\varepsilon_0(\omega_0^2 - \omega^2)} \qquad (16.9)$$

ekanligi kelib chiqadi. Maksvell nazariyasiga asosan dielektrik singdiruvchanligi ε, magnit singdiruvchanligi μ bo'lgan muhitda elektromagnit to'lqinining tarqalish tezligi

$$u = \frac{c}{\sqrt{\varepsilon\mu}} \qquad (16.10)$$

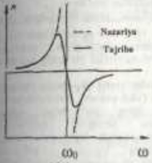
bo'ladi. Moddaning sindirish ko'rsatkichi esa

$$n = \frac{c}{u} = \sqrt{\varepsilon\mu}, \quad \mu = 1 \quad \text{bo'lsa,}$$

$$n = \sqrt{\varepsilon} \qquad (16.11)$$

ifoda hosil bo'ladi. (16.10) dan foydalanib (16.11)ni quyidagi ko'rinishda yoza olamiz:

$$n = \sqrt{1 + \frac{N}{\varepsilon_0} \cdot \frac{\frac{e^2}{m}}{\omega_0^2 - \omega^2}} \qquad (16.12)$$



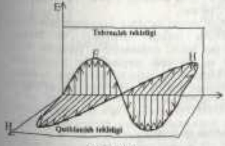
16.4-rasm.

(16.12) formula asosida hisoblangan n ning qiymatlarini ω ga bog'liqlik grafigi 16.4 -rasmda tasvirlangan.

Demak, muhitning sindirish ko'rsatkichi to'lqin chastotasiga mos ravishda ortib boradi. Lekin ω ω_0 ga yaqinlashganda n ning qiymati keskin ortib ketadi. ω ning qiymati ω_0 ga yuqori chastotalar tomonidan yaqinlashganda esa n ning qiymati keskin kamayib ketadi. Umuman aytganda, ω ning qiymati ω_0 ga yaqin bo'lgan sohada $n=f(\omega)$ funksiya uzulishga ega bo'lgan (16.4-rasm punktir chiziq). Buning sababi nazariy hisoblashlarda tebranma harakatning so'nishini hisobga olinmaganligidir. Biz ko'rayotgan holda «ishqalanish» elektromagnit to'lqinning bir qismini muhitda yutilishi tufayli vujudga keladi.

16.3. Yorug'likning qutblanishi. Tabiiy va qutblangan yorug'lik

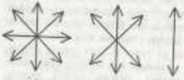
Interferensiya va difraksiya hodisalari ham ko'ngdalang, ham bo'ylama to'lqinlar uchun kuzatiladi. Shu bilan birga shunday hodisalar borki, ular uchun yorug'lik to'lqinining ko'ngdalang to'lqin ekanligi alohida ahamiyatga egadir. Bunday hodisalar qatoriga yorug'likning qutblanishi ham kiradi. Ixtiyoriy yorug'lik manbasi (Quyosh va sham) dan tarqalayotgan yorug'lik nurlari deganda, shu manbaning atomlaridan chiqayotgan yorug'lik to'lqinlarining aralashmasi tushuniladi.



16.5-rasm.

Soddalik uchun tebranayotgan elektr dipoli nurlanishini qarasak, u turli tomonga elektromagnit to'lqinlar chiqarishini, bunda, elektromagnit to'lqin nurlanish yo'nalishi $\vec{r}$ ga perpendikular, dipol o'qi tekisligida $\vec{E}$ kuchlanganlik vektorining *tebranishini ko'ramiz*. Magnit maydon kuchlanganligi vektori $\vec{H}$ va $\vec{E}$ o'zaro perpendikular tekislikda tebranadi. $\vec{E}$ vektor tebranadigan tekislikni tebranish tekisligi va $\vec{H}$ - vektori tebranadigan tekislikni qutblanish tekisligi deb ataladi (16.5-rasm). Qutblanish hodisasini to'la yoritish uchun $\vec{E}$ to'g'risida fikr yuritish yetarlidir. Buning sababi, birinchidan, Maksvell nazariyasiga binoan $\vec{E}$ tebranayotgan tekislikka perpendikular tekislikda, albatta, $\vec{H}$ ham tebranadi, ikkinchidan moddalarga $\vec{E}$ ning ta'siri $\vec{H}$ ta'siridan ko'ra ko'proq bo'lar ekan. $\vec{E}$ ***yorug'lik vektor*** deb ataladi. Yorug'lik manbaining o'lchamlari qanchalik kichik bo'lmasin, undagi «nurlangichlar» soni nihoyat ko'p bo'ladi. Boshqacha aytganda, har onda manbadagi milliardlab atomlar to'lqin nurlatishni tugallasa, milliardlab atomlar to'lqin chiqarishni boshlaydi.

Demak, biror jism nurlanayotgan yorug'likda yorug'lik vektori turli yo'nalishlarda bir xil ehtimollikda tebranadi. $\vec{E}$ ning turli yo'nalishlarda bir xil taqsimlanganligi nurlanayotgan atomlar sonining ko'pligidan, amplituda qiymatlarining tengligi, har bir atom nurlanish intensivligini bir xilligidan kelib chiqadi.



a) b) d)

16.6-rasm.

Bunday yorug'lik – tabiiy yorug'lik deyiladi (16.6 a-rasm). Tebranish yo'nalishlari biror usul bilan tartibga keltirilgan yorug'lik **qutblangan** yorug'lik deyiladi. Biror yo'nalishdagi tebranishlari boshqa yo'nalishdagi tebranishlarga qaraganda ko'proq bo'lsa, yorug'lik qisman qutblangan yorug'lik deyiladi (16.6 b-rasm).

$\vec{E}$ - vektorining tebranishlari faqat bitta tekislikda sodir bo'ladigan yorug'lik yassi (chiziqli) qutblangan yorug'lik deyiladi (16.6 d-rasm). Yuqorida ko'rib o'tilgan davriy tebranayotgan dipoldan nurlanayotgan elektromagnit to'lqin, yassi qutblangan yorug'likka misol bo'la oladi.

Qutblanish darajasi sifatida

$$P=\frac{I_1-I_2}{I_1+I_2} \qquad (16.13)$$

qabul qilingan. Bu yerda I_1, I_2 – ikki bir-biriga perpendikular yo'nalishdagi yorug'lik intensivligi. Tabiiy yorug'likda bo'lgani uchun $I_1=I_2$ va $R=0$ bo'ladi, yassi qutblangan yorug'lik uchun $I_2=0$ va $R=1$ bo'ladi.

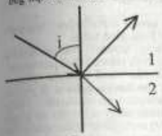
Yuqorida ko'rib o'tilgan nurlanayotgan atomni har doim dipolning tebranishiga keltirib bo'lmaydi. Dipol nurlanishidan tashqari kvadrupol va boshqa multipollikdagi nurlanishlar mavjud. Bu holda nurlanayotgan yorug'lik bitta tekislikda tebranyapti deb bo'lmaydi va uni endi perpendikular tekisliklarda qutblangan, faza jihatdan siljigan ikkita tebranish yig'indisi sifatida qarash mumkin. Eng oddiy holda bunday nur aylana, umumiy holda esa ellips bo'ylab qutblangan bo'ladi, ya'ni $\vec{E}$ vektor aylana yoki ellips chizadi.

16.4. Yorug'likning qaytishida va sinishida qutblanishi

Tabiiy yorug'lik nuri ikki dielektrik chegarasiga tushayotgan bo'lsin (masalan, havodan shishaga). Bunda nurning bir qismi qaytadi, bir qismi sinadi. Tajribalar qaytgan va singan nurlar qisman qutblanganligini ko'rsatadi. Qaytgan nurda tushish tekisligiga perpendikular yo'nalishdagi tebranishlar ko'proq ekanligiga, singan nurda tushish tekisligiga parallel tebranishlar ko'pligi aniqlandi.

Qutblanish darajasi nurning tushish burchagiga va sindirish ko'rsatkichiga bog'liq. Shotlandiyalik olim Bryusterning aniqlashicha (16.7-rasm).

$$tg\, i = n_{21} \qquad (16.14)$$



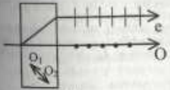
16.7-rasm.

munosabatdan topiladigan i burchaklarda qaytgan nur to'la yassi, singan nur esa qisman qutblangan bo'lar ekan. Masalan, shisha uchun (n=1,53) Bryuster burchagi 56° ga yaqin. Demak, tabiiy yorug'lik nuri shisha plastinkaga 56° burchak hosil qilib tushirilsa, qaytgan nur tushish tekisligiga perpendikular yo'nalishda to'la qutblangan bo'ladi.

Yorug'lik Bryuster burchagi ostida tushganda qaytgan va singan nurlar o'zaro perpendikular bo'ladi. Singan nurning qutblanish darajasini har safar Bryuster burchagi ostida tushirib oshirish mumkin.

16.5. Nurning ikkilanib sinishi. Kristallning optik o'qi

Fizik xususiyatlari yo'nalishlarga bog'liq bo'lmagan muhit ***izotrop muhit***, yo'nalishlarga bog'liq bo'lgan muhit esa ***anizotrop muhit*** deyiladi. Izotrop muhit (masalan, shisha plastinka) da yorug'likning sinish qonuniga bo'ysunadi. Agar island shpatiga yorug'lik tushsa, kristalldan ikki bir-biriga va tushayotgan nurga parallel nur chiqadi. Agar tushayotgan nur kristallga perpendikular bo'lsa ham, singan nur ikkiga bo'linadi. ***Bu nurlardan birining elektr tebranishlari kristallning optik o'qiga perpendikular bo'ladi: bu nur oddiy nur (0) deb ataladi. Ikkinchi nurning elektr tebranishlari esa bosh optik o'qqa parallel bo'ladi: bu nur g'ayri oddiy nur (e) deyiladi (16.8-rasm).***



16.8-rasm.

Kubik sistemaga kiruvchi kristallardan boshqa hamma kristallar nurni ikkilantirib sindirish xossasiga ega. Bu hodisa birinchi bo'lib island shpatida Bartolini tomonidan aniqlangan. Bu hodisa yorug'likning anizotrop kristallarda turli yo'nalishda ε_x, ε_y lar har xil bo'lishi mumkinligi bilan bog'liq. Demak, sindirish ko'rsatkichlari ($n_x=\sqrt{\varepsilon_x}$, $n_y=\sqrt{\varepsilon_y}$) ham har xil. Shuning uchun nur kristallga tushganda turli burchak ostida sinadi. Kristallarda shunday yo'nalish borki, bu yo'nalishda yorug'lik tarqalganda nurning ikkilanib sinishi kuzatilmaydi. ***Bu yo'nalish kristallning optik o'qi deyiladi.*** Agar kristall optik o'qqa perpendikular yo'nalishda qirqilsa, shu qirraga normal tushayotgan nur bir xil tezlik bilan tarqaladi. Tabiiy nur optik o'q bo'ylab kyetganda yorug'lik qutblanmaydi.

16.6. Qutblovchi prizmalar. Malyus qonuni

Tabiiy yorug'likdan qutblangan yorug'lik olish uchun shunday sharoit yaratish kerakki, bunda, yorug'lik to'lqinining $\vec{E}$ vektori muayyan aniq bir yo'nalish bo'ylab tebranadigan bo'lsin. Bunday sharoitlar qutblovchi prizmalar (polarizatorlar)da mavjud bo'ladi. Prizmalar ikki turga bo'linadi.

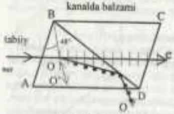
1. Faqat yassi qutblangan nur olinadigan.

2. Bir-biriga perpendikular tekisliklarda qutblangan ikkita nur beradigan prizmalar.

Eng avvalo, Bryuster qonuni asosida ko'p qavatli kristallardan foydalanib (16.9-rasm) qutblagich yasash mumkinligiga qanoat hosil qilish kerak.

Qutblovchi prizmalar to'la ichki qaytish hodisasiga asoslanib ishlaydi. Bunday prizmalarning tipik misoli Nikol prizmasidir. Nikol prizmasi ikki island shpatidan qilingan *AV* chiziq bo'ylab kanada balzami ($n = 1,55$) kley bilan birlashtirilgan qurilmadir. Tabiiy nur kristall ichida oddiy ($n_o = 1,66$) va g'ayri oddiy ($n_e = 1,51$) nurlarga bo'linadi. Oddiy nur kanada balzamidan to'la qaytadi va qoraytirilgan *VS* sirtda yutiladi. Kristalldan g'ayri oddiy nur chiqadi (16.10-rasm).

16.9-rasm.



16.10-rasm.

Anizotrop muhitlarda nur ikkiga bo'linishidan tashqari turlicha yutiladi. ***Dixroizm deb ataluvchi bu hodisa tufayli ikki nurdan biri to'la yutiladi.*** Masalan, turmalin kristallida oddiy nurning yutilishi koeffitsiyenti g'ayri oddiynikidan bir necha marta katta. Qalinligi *1 mm* bo'lgan turmalin plastinkasida oddiy nur yutilib, faqat g'ayrioddiy nur chiqadi. Bu esa dixroizmli kristallardan qutblagich sifatida foydalanish imkoniyatini beradi.

Qutblagich sifatida polaroidlar keng qo'llaniladi. Polaroid yupqa selluloid plyonkasidan iborat bo'lib, unga gerapatit ingichka kristallari kiritilgan bo'ladi. Gerapatitning *0,1 mm* qalinlikdagi plastinkasi oddiy nurni to'la yutadi.

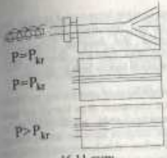
Agar bir turmalin plastinkasi orqasiga ikkinchi turmalin plastinkasi joylashtirilsa, birinchisi qutblagich, ikkinchisi tahlilchi (analizator) deyiladi. Ikkinchi kristallga tushayotgan yorug'lik intensivligini I_0, chiquvchi yorug'lik intensivligini I deb belgilasak,

$$I = I_0 \cos^2 \alpha \qquad (16.15)$$

tabiiy yorug'lik intensivligi I_l bo'lsa, $I_0 = I_l/2$ dir. (16.15) dagi α – kristallarning optik o'qlari orasidagi burchak ***(16.15) ifoda Malyus qonunini ifodalaydi.***

16.7. Yorug'likning sochilishi

Tiniq bo'lmagan muhitlarda, ya'ni optik jihatdan bir jinsli bo'lmagan muhitda ham yorug'lik difraksiyasi kuzatiladi. Bunday muhitlarga aerozollar (bulut, tutun, tuman), emulsiya, kolloidli eritmalar va hokazolar kiradi, ya'ni mayda zarrachalar suzib yurgan muhitlar kiradi. Yorug'lik bunday muhitdan o'tayotib tartibsiz joylashgan bir jinsli bo'lmagan joylardan, zarralardan difraksiyalanadi va hamma yo'nalishda bir xil intensivlik beradi, bunda aniq bir difraksion manzara hosil bo'lmaydi. ***Bu hodisa tiniq bo'lmagan (xira) muhitda, yorug'likning sochilishi deb ataladi.*** Misol uchun, Quyosh nurining ingichka dastasi changli havodan o'tayotib sochiladi va ko'rinadigan bo'lib qoladi.



16.11-rasm.

Yorug'likning sochilishi begona zarralari bo'lmagan toza muhitlarda ham kuzatilishi mumkin. L.I.Mandelshtam bu hodisani muhitning sindirish ko'rsatgichining doimiy emasligi bilan, ya'ni nuqtadan nuqtaga o'tganda o'zgarishi bilan tushuntiradi. Keyinchalik M.Smoluxovskiy bunga sabab molekulalar xaotik issiqlik harakati tufayli yuzaga keladigan zichlikning fluktuatsiyalari bo'lishi mumkinligini ko'rsatdi. Bunga sabab yangi muhit anizotropligi bo'lishi mumkin. Bunday sochilishlar ***molekulalar sochilishi*** deb ataladi. Osmon rangining ko'kligi molekulyar sochilishi bilan tushuntiriladi. D.Reley bo'yicha sochilgan yorug'lik intensivligi $I \sim \lambda^4$, shuning uchun havo rang, ko'k nurlar sariq va qizil nurlarga nisbatan ko'p sochiladi va osmon havorang (ko'k) bo'lib ko'rinadi. Zichlik va intensivlik fliktuatsiyalari harorat ortishi bilan ortadi. Shuning uchun yozda osmon rangi qishdagidan ko'ra to'yinganroq bo'ladi.

16.8. Nochiziqiy optika elementlari

Lazerlar ixtiro qilinganidan so'ng optikada bir qator yangi yo'nalishlar paydo bo'ldi. Bunday hodisalar qatoriga turli muhitlardagi optik hodisalarning yorug'lik intensivligiga bog'liqligi kiradi. Bu hodisalar ***nochiziqiy*** optikaning yaratilishiga sabab bo'ldi.

Lazer yaratilishidan oldingi optik jarayonlarda yorug'lik intensivligiga bog'liq optik hodisalar kuzatilmas edi. Quvvati 10^{8}-10^{19} *Vt/sm²* bo'lgan yorug'lik dastalari bilan o'tkazilgan tajribalarda yorug'lik intensivligiga bog'liq bo'lgan qator yangi optik effektlar kuzatildi. Ulardan ba'zilarini ko'rib o'taylik.

O'z-o'zidan fokuslanish. Parallel yorug'lik oqimi muhitda tarqalganda, difraksiya hodisasi tufayli chekka sohalarga ham tarqaladi. Agar muhit suyuqlik yoki kristall bo'lsa, bunday holat bo'lmasligi ham mumkin ekan.

Shunday tajribalardan birida (16.11-rasm) rubin lazeri ($\lambda = 6943$ Å – qizil soha) ning qizil dastasi *F* filtrni va dumaloq diafragmadan o'tgandan so'ng shaffof suyuqlik, masalan, ***nitrobenzolga*** tushadi. Quvvat $R \sim 0,5$ *Vt* bo'lganda odatdagi chiziqli optika qonunlariga binoan difraksion manzara hosil bo'ladi.

Quvvat $R_{kr} \sim 20$ *kVt* ga teng bo'lsa, yorug'lik chetga tarqalmasdan dasta bo'lib tarqaladi. $R > R_{kr}$ da dasta muhitda siqilib $R \sim \frac{1}{\sqrt{P}}$ o'z-o'zidan fokuslanadi. Buning sababi muhit sindirish ko'rsatkichi yorug'lik intensivligi ortib borishi bilan ortishidir:

$$n = n_0 + n_1 E^2 \qquad n_0 = \sqrt{\varepsilon_0} \qquad (16.16)$$

Bunda nur egallagan soha optik jihatdan zich bo'lib qoladi va dasta fokuslanadi.

Lazer nurining intensivligi ma'lum chegaraviy intensivlikdan katta bo'lsa, asosiy chastota (ω) ga yo'ldosh sifatida hosil bo'ladigan spektrlar satellitlarning intensivligi ortib ketar ekan va asosiy chastotali chiziq intensivligiga teng bo'lib qolar ekan. Satellitlar ham ortib ketar ekan hamda $\omega \pm 2\Omega$; $\omega \pm 3\Omega$; $\omega \pm 4\Omega$ va hokazo komponentlar paydo bo'lar ekan. Ayniqsa, bu hodisa rubin lazer nurini siqilgan gaz (vodorod, azot) da sochilishida yorqin namoyon bo'ladi. Intensivlik $10^{9} \div 10^{9}$ Vt/sm^{2} yetganda, sochilgan nur tarkibidagi komponentlar shu darajada ko'payadiki, tushayotgan qizil bo'lgan nur chiqishda oq yorug'likka aylanadi. Shunday qilib, muhit bilan ta'sirlashish natijasida yorug'likning spektral tarkibi ham o'zgaradi.

Optik garmonikalarni generatsiyalash.

Intensiv lazer nuri suyuqlik va kristallarda sochilaganda spektrining yo'ldosh komponentlari bilan birgalikda tushuvchi yorug'lik chastotasi ω ga karrali bo'lgan 2ω 3ω ... – optik garmonikalar ham generatsiyalanishi aniqlangan. Ba'zi kristallarda optik garmonikalarning intensivligi shu darajada katta bo'ladiki, ularga nurlarning 30 – 50 % quvvati to'g'ri keladi. Misol uchun rubin lazerining kuchli nur dastasi kvarsdan o'tganda lazer nuri to'lqin uzunligiga to'g'ri keluvchi nur ($\lambda=6943$ A) bilan birga $\lambda/2 = 3471$ A ga teng bo'lgan ultrabinafsha nur borligi aniqlangan.

Xuddi shuningdek, ko'zga ko'rinmaydigan infraqizil ($\lambda=10600$ A) neodim lazer yorug'lik dastasi kristallga tushirilganda, chiqishda ikkinchi garmonika ko'rinuvchi ko'k sohaga to'g'ri keladi ($\lambda_{2}=5330$ A).

Bundan tashqari, kuchli dasta ta'sirida muhit shaffofligi ham o'zgarar ekan. Kuchsiz intensivlikda shaffof bo'lgan muhit, kuchli intensivlikda shaffof bo'lmay qolar ekan. Boshqa muhitlarda aksi bo'lishi mumkin. Kuchli yorug'lik ta'sirida fotoeffektning qizil chegarasi buzilar ekan. Fotoeffektning ionlashtrish energiyasidan 2–3 ba'zida 6–7 marta kam energiyali fotonlar bilan amalga oshirilishi mumikn.

Shunday qilib, yorug'lik intensivligining ortishi ma'lum optik hodisalarning yangi qirralarini va yangi effektlarni ochish imkonini berdi. Bunda intensivlik 1 Vt/sm^{2} dan $\sim 10^{9}$-10^{11} Vt/sm^{2} gacha, ya'ni 10^{8}-10^{10} marta ortadi. Bu hodisalarni birlashtiruvchi umumiy narsa: ularning tabiati intensivlikka bog'liqligidir. Bu effektlarning aksariyat ko'pchiligida intensivlik chegarasi mavjud.

Savollar

1. Yorug'lik dispersiyasi deb nimaga aytiladi? Nyuton tajribalari orqali tushuntiring.
2. Normal va anomal dispersiya qanday shartlar asosida moddaning sindirish ko'rsatgichi bilan yorug'lik chastotasi orasidagi bog'lanishni ifodalaydi.
3. Dispersiyaning elektron nazariyasini tushuntirishda yorug'likning elektronga ta'sirini hisoblash bilan chegaralansa bo'ladimi?
4. Yorug'lik to'lqinining ko'ndalang to'lqin ekanligi, yorug'likning qutblanishini izohlash qanday ahamiyatga ega?
5. Nurning ikkilanib sinishini tushuntirishda, elektr tebranishlarini kristallning optik o'qiga munosabati qanday bo'ladi?
6. Tabiiy yorug'likdan qanday qilib, yassi qutblangan yorug'lik olish mumkin?
7. Nikol prizmasida nur yo'lini ko'rsating va qanday nurlar chiqishini izohlang?
8. Malyus qonunining ifodasini yozing va ikki turmalin plastinkalarning vazifasini eslatib o'ting.
9. Xira muhitda va toza muhitlarda yorug'likning sochilishi qanday tushuntiriladi?

Masalalar

60-masala. Suvning sirtiga to'lqin uzunligi λ_0=700 nm bo'lgan qizil yorug'lik nurlari tushmoqda. Suvning qizil yorug'lik nurlari uchun absolut sindirish ko'rsatgichi n=1,331 ga teng bo'lsa, bu nurning suvdagi to'lqin uzunligi λ topilsin. Suv tubida turgan kishi qanday rangli yorug'lik nurini ko'radi? Yorug'likning vakuumda tarqalish tezligi s=3·10⁸ m/s

$$\lambda_0 = 700\,nm = 700\cdot10^{-9}\,m = 7\cdot10^{-7}\,m,$$

Berilgan: $n=1{,}331,\ c=3\cdot10^{8}\,m/s$

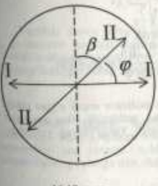
$\lambda - ?$

Yechish. Yorug'lik nurining vakuumdagi to'lqin uzunligi $\lambda = \dfrac{c}{\nu}$ bo'lib, bunda, s – yorug'likning tarqalish tezligi, ν – uning chastotasi. Yorug'lik nuri bu muhitdan boshqa muhitga o'tganda, uning chastotasi o'zgarmay qolib, tarqalish tezligi va to'lqin uzunligi o'zgaradi. Agar yorug'lik nurining suvdagi tarqalish tezligi ϑ va to'lqin uzunligi λ bo'lsa, $\lambda = \dfrac{\vartheta}{\nu}$ bo'ladi. bundan

$\vartheta = \dfrac{c}{n}$ va $\nu = \dfrac{c}{\lambda_0}$ bo'lgani uchun quyidagi ishchi formula kelib chiqadi:

$$\lambda = \frac{\vartheta}{\nu} = \frac{c/n}{c/\lambda_0} = \frac{\lambda_0}{n} = \frac{7\cdot10^{-7}}{1{,}331} = 5{,}26\cdot10^{-7}\,m = 526\,nm$$

To'lqin uzunligi λ=526 nm. ga teng bo'lgan yorug'lik nuri qizil emas, yashil nurdan iborat bo'ladi. Lekin suv tubidagi kishi yashil nurni emas, qizil nurni ko'radi, chunki inson ko'zining rangni ajratishi yorug'likning to'lqin uzunligiga qarab emas, balki to'lqinning chastotasiga qarab belgilanadi.



16.12-rasm.

61-masala. Qutblagichga tusha-yotgan yorug'lik yassi qutblangan monoxromatik yorug'lik dastasi unda to'la tutilib qolmoqda. Yorug'lik dastasi yo'liga kvars plastinkasi qo'yilganda qutblagichdan chiqayotgan yorug'likning intensivligi unga tushayotgan yorug'lik intensivligining yarmiga teng bo'lib qoladi. Kvars plastinkasining minimal qalinligini aniqlang. Qutblagichda yorug'likning yutilishini va qaytishini hisobga olmang. Kvarsning aylantirish doimiysi α=48,9 grad/mm deb oling.

Berilgan: $\dfrac{\alpha = 48{,}9\ grad/mm,}{d-?}$ $\qquad \dfrac{I}{I_0} = \dfrac{1}{2}.$

Yechish: Qutblagichda (16.12-rasm) yorug'likning to'la tutilib qolishi unga tushayotgan qutblangan yorug'likning tebranish tekisligi (I-I) qutblagichning o'tkazish tekisligiga (16.12-rasmda shtrix chiziq) perpendikular ekanligini bildiradi. Kvars plastinkasining kiritilishi yorug'lik tebranish tekisligini

$$\varphi = \alpha\ d$$

burchakka burilishiga olib keladi, bunda, d – plastinkaning qalinligi. (1)

Qutblagichdan o'tganda yorug'lik intensivligining necha marta kamayganligini bilgan holda, qutblagich o'tkazish tekisligi bilan unga tushayotgan yassi qutblangan yorug'lik tebranish tekisligining yangi yo'nalishi (II-II) orasida hosil bo'lgan burchak β ni aniqlaymiz. Buning uchun Malyus qonunidan foydalanamiz:

$$I = I_0 \cos^2 \beta ,$$

$\beta = \dfrac{\pi}{2} - \varphi$ ekanligini nazarda tutsak,

$$I = I_0 \cos^2\left(\frac{\pi}{2} - \varphi\right)$$

yoki

$$I = I_0 \sin^2 \varphi . \qquad (2)$$

(1) ni hisobga olsak, (2) tenglikdan

$$\alpha d = arc\sin\sqrt{I/I_0}$$

ni hosil qilamiz. Bundan plastinkaning izlanayotgan qalinligini topamiz:

$$d = \left(\frac{1}{\alpha}\right) arc\sin\sqrt{\frac{I}{I_0}} .$$

Sistemaga kirmagan birliklarda hisoblashni bajarsak:

$$d = \frac{1}{48{,}9} arc\sin\sqrt{1/2}mm = \frac{0{,}785}{48{,}9} = 16 mkm .$$

62-masala. Agar qutblagich (polarizator) va analizator orqali o'tgan tabiiy yorug'likning intensivligi 4 marta kamaygan bo'lsa, qutblagich bilan analizator asosiy tekisliklari orasidagi α burchak nimaga teng? Yorug'likning yutilishini hisobga olmang.

Berilgan: $\dfrac{I/I_T = 4\ marta}{\alpha - ?}$

Yechish: Yorug'lik qutblagichdan o'tganda intensivligi ikki marta kamayadi. Shuning uchun $I_0 = \dfrac{1}{2} I_T$, bu yerda, I_t – tabiiy yorug'likning intensivligi. I_0 – qutblagich orqali o'tgan yorug'likning intensivligi.

Yorug'lik analizatordan o'tganda intensivligi Malyus qonuniga muvofiq kamayadi, ya'ni

$$I = I_0 \cos^2 2,$$

bu yerda, I – analizator orqali o'tgan yorug'likning intensivligi, biroq masalaning shartiga ko'ra $I = \dfrac{1}{4} I_T$. Shuning uchun

$$\frac{1}{4} I_T = \frac{1}{2} I_T \cos^2 \alpha ,$$

bundan

$$\cos\alpha = \frac{\sqrt{2}}{2} \quad va \quad \alpha = 45^0 .$$

63-masala. Qisman qutblangan yorug'lik dastasi nikol orqali qaraladi. Dastlab nikol shunday o'rnatiladiki, uning o'tkazish tekisligi chiziqli qutblangan yorug'likning tebranish tekisligiga parallel bo'ladi. Nikol $\varphi = 60^0$ ga burilganda u o'tkazayotgan yorug'lik intensivligi k=2 marta kamayadi. Berilgan qisman qutblangan yorug'likning tashkil etuvchilari bo'lmish tabiiy va chiziqli qutblangan yorug'liklar intensivliklarining nisbati I_0/I_q hamda yorug'lik dastasining qutblanish darajasi aniqlansin.

Berilgan: $\dfrac{\varphi = 60^0 \qquad k - 2\,marta}{I_0'/I_q' - ? \quad P - ?}$

Yechish: Tabiiy yorug'lik intensivligi I_T ning qutblangan yorug'lik intensivligi I_q ga nisbatini quyidagi mulohazalardan topamiz. Nikolning dastlabki holatida u chiziqli-qutblangan yorug'likni to'la va tabiiy yorug'likning yarmini o'tkazadi. Bunda o'tkazilgan yorug'likning to'la intensivligi

$$I_1 = I_q + \frac{1}{2} I_T .$$

Nikolning ikkinchi holatida esa o'tkazilgan qutblangan yorug'likning intensivligi Malyus qonuni bilan aniqlanadi, o'tkazilgan tabiiy yorug'likning intensivligi esa birinchi holdagidek, nikolga tushayotgan tabiiy yorug'lik intensivligining yarmiga teng. Ikkinchi holda to'la intensivlik

$$I_2 = I_q \cos^2\alpha + \frac{1}{2} I_T .$$

Masalaning shartiga ko'ra, $I_1 = kI_2$ yoki

$$I_q + \frac{1}{2} I_T = k\left(I_x \cos^2 \alpha + \frac{1}{2} I_T\right).$$

Bunga burchak φ, k larning *qiymatlarini* qo'yib hisoblaymiz:

$I_T/I_q = 1$ yoki $I_T = I_q$,

ya'ni berilgan dastada tabiiy va qutblangan yorug'likning intensivliklari o'zaro teng.

Qisman qutblangan yorug'likning qutblanish darajasi

$$P = \frac{I_{max} - I_{min}}{I_{max} + I_{min}} \qquad (1)$$

munosabat bilan aniqlanadi, bunda, I_{max} va I_{min} nikoldan o'tkazilgan yorug'likning mos ravishda maksimal va minimal intensivliklari.

Maksimal intensivlik $I_{max} = I_1 = I_q + \frac{1}{2} I_T$ yoki $I_T = I_q$ ekanligi hisobga olinsin.

$$I_{max} = \frac{3}{2} I_q$$

Minimal intensivlik nikolning o'tkazish tekisligi chiziqli qutblangan yorug'likning tebranish tekisligida tik yo'nalgan holatiga mos keladi. Nikolning bunday holatida qutblangan yorug'lik to'la yutiladi va nikol orqali faqat tabiiy yorug'lik intensivligining *yarmigina* o'tadi. To'la intensivlik quyidagi tenglik bilan ifodalanadi:

$$I_{min} = \frac{1}{2} I_T = \frac{1}{2} I_q$$

I_{max} va I_{min} larning *topilgan ifodalarini* (1) formulaga qo'yib natijani olamiz:

$$P = \frac{\frac{3}{2} I_q - \frac{1}{2} I_q}{\frac{3}{2} I_q + \frac{1}{2} I_q} = \frac{1}{2}$$

Shunday qilib, yorug'lik dastasining qutblanish darajasi $P = \frac{1}{2}$.

17.1. Issiqlik nurlanishi. Absolut qora jism nurlanishidagi qonuniyatlar

Yuqoridagi bo'limlarda ta'kidlaganimizdek, elektromagnit nurlanishi elektr zaryadlarining, xususan, moddaning atomlari va molekulalari tarkibiga kiruvchi zaryadlarning tebranishi sabab bo'ladi. Masalan, molekulalar va atomlarning tebranma va aylanma harakati infraqizil nurlarni, atomda elektronlarning muayyan ko'chishlari ko'rinadigan va infraqizil nurlanishni, erkin elektronlarning tormozlanishi esa rentgen nurlanishini vujudga keltiradi.

Tabiatda elektromagnit nurlanishning eng keng tarqalgan turi issiqlik nurlanishi bo'lib, u moddaning atomlari va molekulalarining issiqlik harakati energiyasi, ya'ni moddaning ichki energiyasi hisobiga hosil bo'lib, nurlanayotgan jismning sovishiga olib keladi. Issiqlikning nurlanishida energiya taqsimoti haroratga bog'liq: past haroratda issiqlik nurlanishi, asosan, infraqizil nurlanishidan, yuqori haroratlarda ko'rinadigan va ultrabinafsha nurlanishdan iborat.

Har qanday jism o'z nurlanishi bilan birga atrofidagi jismlar chiqarayotgan nur energiyasining bir qismini yutadi. ***Bu jarayon nur yutish deyiladi. Biror yuza orqali o'tayotgan F oqim deb vaqt birligi ichida shu yuzadan o'tayotgan nurlanish energiyasi tushuniladi.***

$$F = \frac{dW}{dt} \qquad (17.1)$$

Nurlanish oqimi F biror plastinkaga tushayotgan bo'lsin. Bu oqim qisman qaytadi (F_q), qisman jismda yutiladi (F_{yu}), qolgani jismdan o'tadi ($F_{o'}$), ya'ni

$$F_q + F_{yu} + F_{o'} = F \qquad (17.2)$$

$F_q/F = \rho$ – jismning nur qaytarish qobiliyati;
$F_{yu}/F = a$ – jismning nur yutish qobiliyati;
$F_{o'}/F = d$ – jismning nur o'tkazish qobiliyati.

Bu belgilardan foydalanib (17.2) ni quyidagicha yozamiz:

$$\rho + a + d = 1 \qquad (17.3)$$

Nisbatan qalinroq bo'lgan jismlar uchun $d=0$, u holda (17.3) quyidagi ko'rinishni oladi.

$$\rho + a = 1 \qquad (17.4)$$

Tajribalarni ko'rsatishicha ρ va a ning qiymatlari λ va T larning funksiyasidir

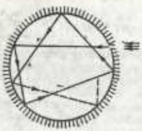
$$\rho_{\lambda,T} + a_{\lambda,T} = 1 \qquad (17.5)$$

Umuman, $\rho_{\lambda,T}$ va $a_{\lambda,T}$ larning qiymatlari 0 dan 1 gacha o'zgaradi,

1) $\rho_{\lambda,T} = 1$, $a_{\lambda,T} = 0$ nur to'la qaytariladi (absolut oq jism).

2) $\rho_{\lambda,T} = 0$, $a_{\lambda,T} = 1$ nur to'la yutiladi (absolut qora jism).

Tabiatda absolut oq jism ham, absolut qora jism ham bo'lmaydi. *Har qanday* jism tushayotgan nurlanishning bir qismini yutsa, qolgan qismini qaytaradi. Farqi shundaki, ba'zi jismlar ko'proq qismini yutib ozrog'ini qaytarsa, boshqa jismlar



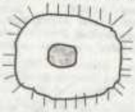
17.1-rasm.

aksincha ko'prog'ini qaytarib, ozrog'ini yutadi. Masalan, qorakuya uchun λ=0,40÷0,75 mkm sohada $a_{\lambda,T}$=0,99.

Nur yutish qobiliyati hamma to'lqin uzunliklar uchun bir xil va birdan kichik bo'lgan jism kulrang jism deb ataladi.

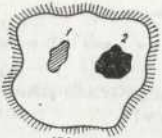
$$a_{\lambda,T} = a_T = const < 1 \qquad (17.6)$$

Odatda, o'zining xususiyatlari bilan absolut qora jismdan kam farq qiladigan Mixelson taklif etgan modeldan foydalaniladi (17.1-rasm). Bunday model juda kichik teshigi bo'lgan berk kovak idishdan iborat. Ixtiyoriy to'lqin uzunlikdagi nur teshik orqali kovakka kirib qolgach, uning ichki devoridan ko'p marta qaytib, nur energiyasining bir qismi yutiladi, natijada nur energiyasining juda kichik ulushigina kovakdan qaytib chiqishi mumkin. Shuning uchun bunday modelning nur yutish qobiliyati 1 ga juda yaqin bo'ladi.



17.2-rasm.

Bu modelda nur qaytarish va nur yutish qobiliyatidan tashqari T haroratdagi jismning birlik sirtidan birlik vaqtda nurlanayotgan elektromagnit to'lqinlarning energiyasini ifodalaydigan kattalik – T haroratdagi jismning ***nur chiqarish qobiliyati yoki energetik yolqinligi*** (e_t orqali belgilanadi va Vt/m², (J/m²s) bilan o'lchanadi) degan tushuncha kiritiladi. Bundan tashqari, λ to'lqin uzunlikli, T – haroratdagi jism nur chiqarish qobiliyati $e_{\lambda,T}$ dan foydalaniladi. Absolut qora jism nur chiqarish qobiliyati $E_{\lambda,T}$ bilan belgilanadi.



17.3 -rasm.

Issiqlik nurlanishi boshqa turdagi nurlanishlardan o'zining bir xususiyati bilan farq qiladi. T haroratdagi jism issiqlik o'tkazmaydigan qobiq bilan o'ralgan deb faraz qilaylik (17.2 -rasm). Jism chiqargan nurlanish qobiqqa tushib undan bir yoki bir necha marta qaytadi va yana jismga tushadi. Jism bu nurlanishni qisman yoki to'la yutadi. Qisman yutsa, qolgan qismini yana qobiqqa qaytaradi. Shuning uchun jism vaqt birligi ichida qancha energiya chiqarsa, shuncha energiya yutadi va jismning harorati o'zgarmaydi. Bu holat ***muvozanatli holat*** deyiladi. Shu sababdan issiqlik nurlanishini ***muvozanatli nurlanish*** deb yuritiladi. Endi qobiq ichida 2 ta (17.3-rasm) bir xil haroratdagi jism bo'lsin. Agar jismlardan biri ko'proq yutayotgan bo'lsa, bu jismning harorati ortib ketadi. Buning evaziga 2 – jismning harorati kamayib ketishi kerak. Lekin bu termodinamikaning 2 – qonuniga ziddir. Aytaylik 1 – jism oddiy, 2 – jism absolut qora jism bo'lsin:

nur chiqarish $1\ e_T\ ;\ 2\ E_T$

nur yutish $a_T\ ;\ 1$

1 – jism, 2 – jism nurlantirgan energiyaning a_T qismini, ya'ni $a_T E_T$ energiyani yutadi. Demak, 1 – jism uchun $e_T = a_T E_T$, 2 – jism 1 jism chiqargan e_T energiyani va bu jism qaytargan $(1-a_T)E_T$ energiyani yutadi, ya'ni 2 – jism uchun $E_T = e_T + (1-a_T)E_T$

Bulardan

$$\frac{e_T}{a_T} = E_T \qquad (17.7)$$

Bu Kirxgofning integral qonunidir: har qanday jismning muayyan haroratdagi to'la nur chiqarish va nur yutish qobiliyatining nisbati o'zgarmas kattalik bo'lib, u ayni haroratdagi absolut qora jismning to'la nur chiqarish qobiliyatiga teng.

Agar ikkala jism oralig'iga λ dan $\lambda+d\lambda$ gacha to'lqin uzunlikdagi nurlanishni o'tkazib, qolganlarini qaytarib yuborgan filtrga joylashtirsak, Kirxgofning differensial qonunini olamiz, .

$$\frac{e_{\lambda,T}}{a_{\lambda,T}} = E_{\lambda,T}. \qquad (17.8)$$

Ixtiyoriy jismning nur chiqarish va nur yutish qobiyaliyatlarining nisbati bu jismning tabiatiga bog'liq bo'lmay, barcha jismlar uchun to'lqin uzunlik va haroratning universal funksiyasidir va u absolut qora jismning nur chiqarish qobiliyati $E_{\lambda,T}$ ga tengdir.

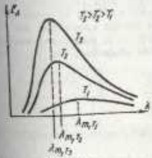
Issiqlik nurlanish nazariyasining eng asosiy vazifasi absolut qora jism uchun $E_{\lambda,T}$ ning ko'rinishini topishdir.

Absolut qora jismning to'la nur chiqarish qobiliyati haroratining 4 darajasiga proporsionaldir

$$E_T = \sigma T^4 \qquad (17.9)$$

bunda, σ – Stefan-Bolsman doimiysi ($\sigma = 5{,}67\cdot10^{-8}$ Vt/m²K⁴) (17.9) ifoda ***Stefan-Bolsman qonuni deb ataladi.***

Bu formulani Stefan tajriba natijalarini tahlil qilish natijasida topdi, lekin xato qilib ixtiyoriy jism uchun o'rinli deb hisobladi. Bolsman esa bu qonunni termodinamik usul asosida topdi va absolut qora jism uchun o'rinli ekanligini ko'rsatdi. Ba'zi ishlarda bu qonun ixtiyoriy jism uchun o'rinli ko'rinishini topishga harakatlar bo'ldi: $E_T = BT^n$ lekin V ham n ham turli xil haroratlar uchun turlicha bo'lib chiqaveradi. 17.4-rasmda absolut qora jism nur chiqarish qobiliyatining to'lqin uzunligiga bog'liqligi (spektral taqsimoti) turli T lar uchun keltirilgan.



17.4-rasm.

1. Unda absolut qora jism nurlanish spektri uzluksizligi.

2. Har bir harotatga oid bo'lgan nurlanishning energetika taqsimotini ifodalovchi egri chiziqda aniq maksimum

bo'lib, u harorat oshgan sari qisqa to'lqin sohasiga siljishi ko'rinib turibdi.

Vinning siljish qonuni deb ataladigan qonun ana shu maksimumlar asosida ta'riflanadi: ***absolut qora jism nur chiqarish qobiliyatining maksimumga mos keluvchi λ_m to'lqin uzunligining temperaturga ko'paytmasi o'zgarmas kattalikdir:***

$$\lambda_m T = b \qquad (17.10)$$

bunda, ν – Vin doimiysi, $\nu = 2{,}898 \cdot 10^3 m \cdot K$ (17.10) dan ko'rinadiki, T qancha yuqori bo'lsa, λ_m shuncha kichikroq qiymatga ega bo'ladi, ya'ni harorat oshgan sari absolut qora jism nur chiqarish qobiliyatining maksimumi qisqa to'lqin uzunliklar sohasiga siljiydi.

17.4-rasmda grafikni tushuntirish uchun ko'p urinishlar bo'lgan. Bulardan Vin termodinamik mulohazalar asosida

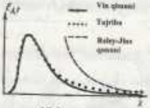
$$E_{\lambda,t} = \frac{\alpha}{\lambda^5} e^{-\frac{\beta}{\lambda t}} \qquad (17.11)$$

ifodani hosil qiladi. Bunda α va β – tajribalardan foydalanib tanlanadigan doimiylardir. Vin taklif etgan (17.11) ifoda qisqa to'lqin uzunliklar sohasida yaxshi mos keladi. Lekin katta to'lqin uzunliklar sohasida Vin formulasi $E_{\lambda,T}$ uchun tajribadagidan kichikroq qiymatlarni beradi.

Reley va Jins issiqlik nurlanishiga statistik fizika uslublaridan foydalanib, absolut qora jism nur chiqarish qobiliyati uchun

$$E_{\lambda,T} = \frac{2\pi c k T}{\lambda^4} \qquad (17.12)$$

ifodani topdi. Bu ifoda katta to'lqin uzunliklar sohasida tajriba bilan mos keladi.



17.5-rasm.

Qisqa to'lqin sohasida $E_{\lambda T}$ cheksiz katta («ultrabinafshaviy halokat», P. Erenfest) qiymatlarga ega bo'ladi. Reley-Jins formulasidan Stefan-Bolsman qonunini keltirib chiqarishga urinishlar ham natija bermadi.

$$E_T = \int_0^{\infty} E_{\lambda,T} d\lambda = 2\pi ckT \int_0^{\infty} \frac{d\lambda}{\lambda^4} = \infty \qquad (17.13)$$

Reley-Jins ifodasi klassik fizika qonunlariga qat'iy amal qilgan holda chiqarilgan bo'lib, u muhim tajribalar natijalarini tushuntirishga qodir emasligini ko'rsatadi. Shunda Maks Plank (1900)- bu yerda, klassik fizika asosida kamchiliklar bor degan xulosaga keladi va o'z gipotezasini ilgari surdi: ya'ni **jismlarning nurlanishi uzluksiz emas, balki alohida kvantlar sifatida chiqariladi**. Har bir nurlanish kvantining egnergiyasi:

$$\varepsilon = h\nu = h\frac{c}{\lambda} \qquad (17.14)$$

ga teng. Bunda $\nu = \frac{c}{\lambda}$ nurlanishning chastotasi h – Plank doimiysi ($h = 6{,}62 \cdot 10^{-34}$ $J \cdot s$). (17.14) ga asosan $\lambda \to 0$ da kvant energiyasi shu darajada ortib ketadiki, natijada

jism issiqlik harakatining energiyasi, hatto bittagina kvant chiqarishga ham yetmaydi va $E_{\lambda,T}$ ning qiymati keskin kamayib ketadi.

Issiqlik nurlanishi uchun Plank:

$$E_{\lambda,T} = \frac{2\pi hc^2}{\lambda^5} \cdot \frac{1}{e^{\frac{hc}{\lambda k T}} - 1} \qquad (17.15)$$

formulani chiqardi. ***Bu formula Plank formulasi deb*** ataladi. Bu formula tajribada olingan natijalarni to'la tushuntiradi va undan absolut qora jism nurlanishi uchun olingan hamma qonunlar kelib chiqadi. Bundan 1. Stefan-Bolsman qonunini olish uchun (17.15)ni to'lqin uzunlikning 0 dan ∞ gacha intervalida integrallaymiz:

$$E_T = \int_0^{\infty} E_{\lambda,T} d\lambda = 2\pi hc^2 \int_0^{\infty} \frac{d\lambda}{\lambda^5 (e^{\frac{hc}{\lambda k T}} - 1)} \qquad (17.16)$$

Hisoblashlarni bajarish uchun yangi o'zgartiruvchilarni kiritaylik:

$$x = \frac{\lambda \kappa T}{hc}; \ \lambda = \frac{hc}{\kappa T} x; \ d\lambda = \frac{hc}{\kappa T} dx;$$

Bularni (17.16) ga qo'ysak:

$$E_T = 2\pi hc^2 \left(\frac{\kappa T}{hc}\right)^4 \int_0^{\infty} \frac{dx}{x^5 (e^{\frac{1}{x}} - 1)}$$

ifodani hosil qilamiz. Bundagi integral $\pi^4/15$ ga teng. Shuning uchun

$$E_T = \frac{2\pi^5 \kappa^4}{15 c^2 h^3} T^4 = \sigma T^4$$

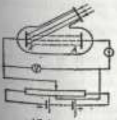
Bu ifodada

$$\sigma = \frac{2\pi^5 \kappa^4}{15 c^2 h^3} \qquad (17.17)$$

Stefan-Bolsman doimiysidir.

2. Plank formulasidan Vinning siljish qonunini topish uchun maksimumga mos keluvchi λ_m ni topish kerak, buning uchun

$$\frac{dE_{\lambda,T}}{d\lambda} = 0$$



17.6 -rasm.

Hosila olib nolga tenglashtirib, olingan tenglamani yechsak,

$$\lambda_m = \frac{hc}{4{,}97 \kappa T}$$

ko'rinishda bo'ladi. Bu ifodani

$$\lambda_m T = \frac{hc}{4{,}97 \kappa} \qquad (17.18)$$

shaklga yozib, uning o'ng tomondagi hadni

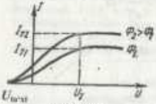
$$\varepsilon = \frac{hc}{4{,}97\kappa}$$

tenglab hisoblash mumkin.

17.2. Fotoeffekt va uning qonunlari

Yorug'lik ta'sirida jismdan elektronlarning ajralib chiqish hodisasiga fotoeffekt deb ataladi. Bu hodisani birinchi bo'lib, 1887-yilda G.Gers kuzatgan. Biroq uning xossalarini har tomonlama chuqur o'rgangan va qonunlar yaratgan olim, rus fizigi A.G.Stoletovdir. 1898-yilda Lenard va Tomsonlar fotoeffekt natijasida katoddan ajralib chiquvchi zarralar elektronlardan iborat ekanligini zarralarning magnit maydonida og'ishga asoslanib aniqladilar.

Fotoeffekt hodisasini kuzatish uchun havosi so'rib olingan shisha idish ikki metall elektrod-katod va anodlar tashqi ampermetr zanjiriga ulangan (17.6-rasm). O'tkazilgan tajribalar natijasida 17.7-rasmda tasvirlangan volt-amper xarakteristikasi olingan.



17.7 -rasm.

Fotoeffektning 4 ta asosiy qonuni bor:

1. Muayyan fotokatodga tushayotgan yorug'likning spektral tarkibi o'zgarmas bo'lsa, fototokning to'yinish qiymati yorug'lik oqimiga to'g'ri proporsional (17.7-rasm).

2. Muayyan fotokatoddan ajralib chiqayotgan fotoelektronlar boshlang'ich tezliklarining maksimal qiymati yorug'lik intensivligiga bog'liq emas. Yorug'likning to'lqin uzunligi o'zgarsa, fotoelektronlarning maksimal tezliklari ham o'zgaradi.

3. Har bir fotokatod uchun biror «qizil chegara» mavjud bo'lib, undan kattaroq to'lqin uzunlikli yorug'lik ta'sirida fotoeffekt vujudga kelmaydi. λ_q ning qiymati yorug'lik intensivligiga mutlaqo bog'liq emas, u faqat fotokatod materialining kimyoviy tabiatiga va sirtining holatiga bog'liq.

4. Yorug'likning fotokatodga tushishi bilan fotoelektronlarning hosil bo'lishi orasida sezilarli vaqt o'tmaydi.

Fotoeffektning 1-qonunini to'lqin nazariyasi asosida tushuntirish mumkin. Lekin to'lqin nazariya 2, 3 va 4-qonunlarni tushuntirishga ojizlik qiladi.

To'lqin nazariyaga asosan fotokatodga tushayotgan ixtiyoriy to'lqin uzunlikdagi yorug'likning intensivligi ortgan sari ajralib chiqayotgan fotoelektronlarning energiyasi ham ortishi kerak edi, ammo fotoelektronlarning energiyasi yorug'lik intensivligiga mutlaqo bog'liq emas.

Ikkinchidan, to'lqin nazariyaga asosan, elektron metalldan ajralib chiqishi uchun kerakli energiyani har qanday yorug'likdan olishi mumkin, ya'ni yorug'likning to'lqin uzunligining ahamiyati yo'q. Faqat yorug'lik intensivligi yetarlicha katta bo'lishi lozim. Lekin to'lqin uzunligi «qizil chegaradan» katta bo'lgan yorug'likning intensivligi har qancha katta bo'lsa ham, fotoeffekt vujudga kelmaydi. Aksincha, to'lqin uzunligi «qizil chegaradan» kichik bo'lgan yorug'lik intensivligi nihoyatda zaif bo'lsa ham fotoeffekt kuzatiladi. Ammo zaif intensivlikdagi yorug'lik tushayotgan taqdirda, to'lqin nazariyaga asosan yorug'lik to'lqinlari tashib kelgan energiyalar hisobiga metalldagi elektron ma'lum miqdordagi energiyani jamg'arib olishi kerak, chunki bu energiya elektronning

metalldan chiqishi (ya'ni chiqish ishi A_{ch}) uchun yetarli bo'lgandagina fotoeffekt sodir bo'ladi. Hisoblashlarning ko'rsatishicha intensivligi juda kam bo'lgan yorug'likdan A_{ch} ga yetarli energiyani elektron jamg'arib olishi uchun soatlab ba'zan sutkalab vaqt kerak bo'ladi. Tajribalarda esa metallga yorug'likning tushishi va fotoelektronlarning vujudga kelishi orasida 10^{-9} s vaqt o'tadi, xolos.

Demak, yorug'likning to'lqin nazariyasi va fotoeffekt orasida yuqorida bayon qilingan mos kelmasliklar mavjud. Bu kamchiliklarning sabablarini aniqlash uchun 1905-yilda A.Eynshteyn yorug'likni kvant nazariyasini taklif qildi. Eynshteyn Plank nazariyasini yorug'likka nisbatan qo'llab, yorug'lik kvantlar tariqasida nurlanibgina qolmay, balki yorug'lik energiyasining tarqalishi ham, yutilishi ham, kvantlashgan bo'lishini ta'kidladi.

Bunda yorug'lik fotonlar (yorug'lik zarralari) sifatida qaraladi. $h\nu$ energiyaga ega bo'lgan foton o'z energiyasini metalldagi elektronga beradi. Agar bu energiya yetarlicha katta bo'lsa, metalldan elektron ajralib chiqadi. Energiyaning qolgan qismi esa metalldan tashqariga chiqib olgan elektronlarning maksimal kinetik energiyasi sifatida namoyon bo'ladi. Buni

$$h\nu = A_{ch} + \frac{m\upsilon_{maks}^2}{2} \tag{17.19}$$

ko'rinishda ifodalash mumkin. ***Bu tenglama Eynshteyn tenglamasi deb ataladi.*** Eynshteyn tenglamasi fotoeffektning barcha qonunlarini tushuntira oladi. Xususan «qizil chegara» uchun (17.19) ga asosan, elektronning metalldan chiqish ishning qiymatiga teng, ya'ni:

$$h\nu_{\kappa} = A_{ch} \tag{17.20}$$

Bu tenglama fotoeffektning «qizil chegara»sini aniqlaydi.

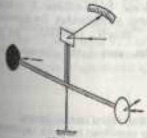
Foton. Foton energiyasi $\varepsilon = h\nu$ energiya va massaning ekvivalentlik qonuni $W = mc^2$ dan foydalanib, foton massasi uchun quyidagini yozamiz:

$$m_f = \frac{\varepsilon}{c^2} = \frac{h\nu}{c^2} \tag{17.21}$$

Yorug'lik fotonining boshqa zarralardan farqlanuvchi maxsus xususiyati shundan iboratki, foton tinchlikdagi massaga ega emas. Foton faqat harakatlanish jarayonidagina mavjud bo'lib, uning tezligi yorug'lik tezligiga teng.

Har qanday harakatlanayotgan zarra kabi foton ham impulsga ega bo'ladi:

$$P_F = m_F c = \frac{h\nu}{c^2}c = \frac{h\nu}{c} \tag{17.22}$$


17.8-rasm.

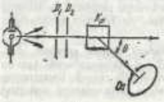
Shunday qilib, barcha zarralar kabi foton ham energiya ($\varepsilon = h\nu$) massa ($m_f = h\nu/c^2$) va impuls ($R_f = h\nu/c$) bilan ifodalanadi.

Yorug'lik bosimi. Maksvell nazariyasiga binoan jism sirtiga tushayotgan har qanday elektro magnit to'lqin jismga bosim beradi:

$$P = w(1+\rho) \tag{17.23}$$

bu yerda w – sirtiga tushayotgan yorug'lik dastasi energiyasining hajmiy zichligi, ρ – sirtning yorug'lik qaytarish koeffitsiyenti. Yorug'lik bosimini birinchi bo'lib, 1900-yilda P.N.Lebedev tajribada aniqladi: yengilgina buriladigan parrakning qanotlaridan biri qoraytirilgan, ikkinchisi esa yaltiroq qilib yasalgan (17.8-rasm).

Bu qanotlarni navbatma-navbat yoritish natijasida hosil bo'ladigan parrakning buralishlari taqqoslanadi. *Yaltiroq sirt uchun* $\rho=1$. *Shuning uchun* $P_{yu}=w(1+\rho)=2w$.



17.9-rasm.

Yorug'likni to'la yutuvchi qoraytirilgan sirt uchun $\rho=0$ natijada

$P_{yu}=w(1+\rho)=w$ nisbati

$$\frac{P_{yu}}{P_{yu}}=2\cdot \tag{17.24}$$

Tajriba bu natijani tasdiqladi.

Yorug'lik bosimini kvant tasavvurlar asosida ham tushuntirish mumkin.

Kompton effekti. Yorug'likning korpuskular xossalari Kompton effektida yorqin namoyon bo'ladi. 1923-yilda amerikalik fizik Kompton yengil atomli moddalarda monoxromatik rentgen nurlarining sochilishini o'rganayotib sochilgan nurlanish tarkibida birlamchi to'lqin uzunlikli nurlanish bilan birga kattaroq to'lqin uzunlikli nurlanish borligini aniqladi. Tajribalar $\Delta\lambda=\lambda'-\lambda$ farq tashuvchi nurlanishning to'lqin uzunligi λ, sochuvchi jismga bog'liq bo'lmay, faqat sochilish *burchagi θ ga bog'liqligini ko'rsatadi:*

$$\Delta\lambda=\lambda'-\lambda=2K\sin^2\frac{\Theta}{2} \tag{17.25}$$

bundagi ***K – kompton doimiysi deb ataladi*** va $K=2{,}41\cdot10^{-12}m$ teng. 17.9-rasmda ko'rsatilgan D_1, D_2 diafragmalardan o'tgan ingichka rentgen nurlari K_r kristallga tushadi. Sochilgan nurlanishni S_n spektrograf yordamida tekshirish mumkin. Nurlanish yo'nalishida ($\theta=0$) λ o'zgarmaydi, boshqa yo'nalishlarda $\Delta\lambda - \sin^2\theta/2$.

Shunday qilib, Kompton effekti deb nurlanish (rentgen, γ-nurlanish) moddaning erkin elektronlarida sochilishi natijasida to'lqin uzunligining ortishiga aytiladi.

To'lqin nazariya nuqtayi nazaridan bu hodisani tushuntirib bo'lmaydi. Elektron yorug'lik to'lqinni ta'sirida shu chastotasiga teng chastota bilan tebranishi va shu chastotaga teng to'lqin nurlantirishi kerak.

Kvant nuqtayi nazariga ko'ra rentgen fotonlarining kristall elektronlari bilan ta'sirlashganda yuqoridagi ifoda hosil bo'ladi $K=h/m_0c$. Hisob-kitoblar K uchun yuqoridagi son qiymatini, ya'ni h, m_0 va s larning qiymatlaridan foydalanib, $K=2{,}426\cdot10^{-12}$ m hosil bo'ladi. Demak, nazariy ($K=h/m_0c$, ya'ni $\Delta\lambda=2\frac{h}{m_0c}\sin^2\frac{\Theta}{2}$) ifoda va (17.25) munosabat mos kelib, fotonlarning *mavjudligini isbotlovchi dalil bo'lib xizmat qiladi.*

Savollar

1. Absolut qora jism nurlanishidagi asosiy qonuniyatlarni izohlab bering.
2. Qora jism nurlanishida energiyaning to'lqin uzunliklari bo'yicha taqsimot egriligining maksimumi temperaturaga qanday bog'langan?

3. Plank gipotezasi nimadan iborat? Kvant nazariyasining klassik nazariyasidan asosiy farqi nimada?
4. Kvantlar gipotezasini qaysi hodisalar tasdiqlaydi?
5. Foton qanday xossalarga ega?
6. Fotoeffektning asosiy qonunlarini ayting va ularni kvant tassavurlar asosida tushuntirib bering.
7. Fotoeffektning «qizil chegarasi» nima?
8. Fotoeffektning barcha qonunlarini tushuntira oladigan Eynshteyn tenglamasi ifodasini yozing.
9. Kompton tajribasining g'oyasini, eksperimental qurilmasi sxemasini va natijalarini *tushuntiring.*

Masalalar

64-masala. Qora jism nurlanish spektrida energiyaning maksimal qiymatiga to'g'ri kelgan to'lqin uzunligi $\lambda_0=0{,}58$ mkm. Jism sirtining R_e energetik yorituvchanligini aniqlang.

Berilgan: $\dfrac{\lambda_0=0{,}58\,mkm}{R_e\sim ?}$

Yechish: Stefan-Bolsman qonuniga ko'ra absolut qora jismning energetik yorituvchanligi T termodinamik temperaturaning to'rtinchi darajasiga proporsional va u quyidagicha ifodalanadi:

$$R_e=\sigma T^4, \tag{1}$$

bunda, σ – Stefan-Bolsman doimiysi, T – termodinamik temperatura. Vinning siljishi qonuni yordamida temperatura T ni hisoblash mumkin:

$$\lambda_e=wT, \tag{2}$$

bunda, B – Vin doimiysi. (2) va (1) formuladan foydalanib,

$$R_e=\sigma(w/\lambda_e)^4$$

formulani hosil qilamiz. Hisoblaymiz:

$$R_e=5{,}67\cdot10^{-8}\left(\frac{2{,}90\cdot10^{-3}}{5{,}8\cdot10^{-7}}\right)^4 V_t/m^2=3{,}54\cdot10^7\,V_t/m^2$$

$$=35\cdot4\,MV_t/m^2.$$

65-masala. Nur chiqarishi sababli Yer o'z sirtining har bir kvadrat metr sirtidan 1s da o'rtacha 91 J energiya yo'qotadi. Yerni absolut qora jism deb qabul qilib, sirtning o'rtacha temperaturasi Tni va nurlanayotgan energiya maksimumiga to'g'ri kelgan to'lqin uzunlik λ_m ni aniqlang.

Berilgan: $\dfrac{t=1s \quad W=91J}{T\sim ? \quad \lambda_m\sim ?}$

Yechish: Stefan-Bolsman qonuni asosan

$$E_T=\sigma T^4,$$

bunda, E_T=91 J/(m^2.s) – Yerning nur chiqarish qobiliyati, σ – Stefan-Bolsman doimiysi. U vaqtda

$$T=\sqrt[4]{\frac{E_T}{\sigma}}=\sqrt[4]{\frac{91}{5{,}67\cdot10^{-8}}}=200K=-73^0C\cdot$$

Vin qonuni (17.10) ga muvofiq

$$\lambda_m T=b,$$

bunda, b – Vin doimiysi. Shuning uchun:

$$\lambda_m=\frac{b}{T}=\frac{2{,}898\cdot10^{-3}}{200}=1{,}45\cdot10^{-5}m=14{,}5\,mkm\cdot$$

Shunday qilib, Yer nur chiqarish qobiliyatining maksimumi spektrning uzun to'lqin (infraqizil) qismiga to'g'ri keladi.

66-masala. Seziy to'lqin uzunligi λ=400 nm bo'lgan binafsha nur bilan yoritilganda uning sirtidan uchib chiqqan elektronlarning kinetik energiyasi W_k va tezligi v topilsin. Seziydan elektronning chiqish ishi A=1,7·10^{-19} J ga, yorug'likning tarqalish tezligi s=3·10^8 m/s ga va Plank doimiysi h=6,625·10^{-34} J.s. ga va elektronning massasi m=9,1·10^{-31} kg ga teng.

Berilgan: $\lambda=400\,nm=4\cdot10^{-7}m,\ A=1{,}7\cdot10^{-19}J,$
$\underline{c=3\cdot10^8 m/s,\ h=6{,}625\cdot10^{-34}J.s.}$
$W_k-?\quad \vartheta-?$

Yechish: Fotoeffekt uchun Eynshteyn formulasini yozamiz:

$$h\nu=\frac{m\vartheta^2}{2}+A\quad \text{yoki}\quad \frac{m\vartheta^2}{2}=h\nu-A.$$

bunda, $\nu=\frac{c}{\lambda}$ teng, u holda

$$W_k=\frac{hc}{\lambda}-A=\frac{6{,}625\cdot10^{-34}\,3\cdot10^8}{4\cdot10^{-7}}-1{,}7\cdot10^{-19}=5\cdot10^{-9}J.$$

Fotoelektronning W_k kinetik energiyasini bilgan holda uning v tezligini hisoblaymiz:

$$v=\sqrt{\frac{2W_k}{m}}=\sqrt{\frac{2{,}5\cdot10^{-9}}{9{,}1\cdot10^{-31}}}=\sqrt{1{,}1\cdot10^{12}}=1{,}05\cdot10^6 m/s.$$

67-masala. Elektronning chiqish ishi A=3,6·10^{-19} J bo'lgan Kaliy uchun fotoeffekt «qizil chegarasi»ga mos kelgan to'lqin uzunligi λ_0 topilsin. Yorug'lik tarqalish tezligi s=3·10^8 m/s va Plank doimiysi h=6,625·10^{-34} J.s.

Berilgan: $\underline{A=3{,}6\cdot10^{-19}J,\ c=3\cdot10^8 m/s,\ h=6{,}625\cdot10^{-34}J.s.}$
$\lambda_0-?$

Yechish: Fotoeffektning «qizil chegarasi»ga mos kelgan fotonning energiyasi $\varepsilon=h\nu_0$ elektronning metalldan chiqish ishi A ga sarf bo'ladi, ya'ni:

$$h\nu_0=A$$

bunda, $\nu_0=\frac{c}{\lambda_0}$ bo'lganligi uchun $\frac{hc}{\lambda_0}$=A bo'lib, undan λ_0 ni topib, hisoblaylik:

$$\lambda_0=\frac{hc}{A}=\frac{6{,}625\cdot10^{-34}\cdot3\cdot10^8}{3{,}6\cdot10^{-19}}=5{,}096\cdot10^{-7}m.$$

68-masala. Kompton hodisasi tufayli erkin elektron bilan to'qnashgan foton θ =90^0 burchakka sochilgan. Sochilgan fotonning energiyasi $\varepsilon_2=0{,}4$ MeV. Fotonning sochilgunga qadar bo'lgan energiyasi ε_1 ni aniqlang.

Berilgan: $\underline{\theta=90^0,\ \varepsilon_2=0{,}4MeV}$
$\varepsilon_1-?$

Yechish: Fotonning dastlabki energiyasini aniqlash uchun Kompton formulasidan foydalanamiz:

$$\Delta\lambda=2\frac{h}{m_0c}\sin^2\frac{\theta}{2},\tag{1}$$

bunda, Δλ - erkin elektrondan sochilishi tufayli foton to'lqin uzunligining o'zgarishi; h – Plank doimiysi; m_0 – elektronning tinch holatdagi massasi; s – yorug'likning vakuumdagi tezligi; θ – fotonning sochilish burchagi. (1) formulani quyidagicha ifodalaymiz: a) Δλ ni $\lambda_2-\lambda_1$ ga almashtiramiz; b) $\varepsilon=hc/\lambda$ formuladan foydalanib, λ_1 va λ_2 to'lqin uzunliklarni mos ravishda fotonning ε_1 va ε_2 energiyalari bilan ifodalaymiz. U holda (1), a) va b) lardan foydalanib quyidagini topamiz:

$$22\frac{hc}{E_2}-\frac{hc}{E_1}=\frac{hc}{m_0c^2}2\sin^2\frac{\theta}{2}$$

hc ga qisqartirib, bu formuladan izlanayotgan ε_1 energiyani topamiz:

$$E_1=\frac{\varepsilon_2 m_0c^2}{m_0c^2-\varepsilon_2 2\sin^2\left(\frac{\theta}{2}\right)}=\frac{\varepsilon_2E_0}{E_0-\varepsilon_2\sin^2\left(\frac{\theta}{2}\right)}\tag{2}$$

bunda, $E_0=m_0c$ – elektronning tinch holatdagi energiyasi. (2) formula bo'yicha hisoblashlarni sistemaga kirmagan birliklarda bajarish qulay. Elektron uchun E_0=0,511 MeV bo'lgani uchun

$$\varepsilon_1=\frac{0{,}4\cdot0{,}511}{0{,}511-2\cdot0{,}4\cdot\sin^2\left(\frac{90}{2}\right)}MeV=1{,}85\,MeV.$$

6. ATOM MOLEKULA VA QATTIQ JISMLAR KVANT FIZIKASI

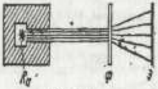
XVIII bob. ATOM TUZILISHINING BOR NAZARIYASI

18.1. Atomning Rezerford modeli

Uzoq tarixdan ma'lumki, bizning ongimizdan tashqarida yashayotgan obyektiv borliq, ya'ni materiya atomlardan tashkil topgan. O'sha davrdan atomga materiyaning bo'linmas eng kichik zarrasi deb qaralgan edi. Shuning uchun ham atom grekcha «atomos» so'zidan olingan bo'lib, «bo'linmas» degan ma'noni anglatadi.

XIX asr oxiriga kelib atomning murakkab tuzilganligi tajribalardan ayon bo'lib qoldi. Ayniqsa, bu 1896-yilda fransuz olimi A.Bekkerl uran tuzlari qandaydir noma'lum nurlanish manbai ekanligini aniqlagandan so'ng yaqqol bo'lib qoldi. Bu nurlanish keyinchalik radioaktiv nurlanish nomini oldi. Radioaktiv nurlanish atom tarkibiga musbat va manfiy zaryadlangan zarralar kirishi mumkinligini ko'rsatdi. Atomning tuzilishi haqidagi birinchi atom modelini 1904-yilda ingliz olimi J.J.Tomson (1856–1940) yaratdi. Bu modelga binoan atom shar shaklida bo'lib, uning butun hajmida zaryadlar bir tekis taqsimlangan. Shu musbat zaryadlar orasida elektronlar ham joylashgan bo'lib, ularning soni musbat zaryadlar soniga teng bo'lgani uchun atom neytral hisoblanadi. Elektron muvozanat vaziyatidan siljiganda uni muvozanat vaziyatiga qaytaruvchi elastik kuchga o'xshash kuch hosil bo'ladi. Shu kuch ta'sirida elektron garmonik tebranma harakat qiladi. Maksvell elektromagnit to'lqin nazariyasiga asosan elektron atomda tebranma harakat qilgani uchun atom monoxromatik elektromagnit to'lqin sochadi.

Bu elektromagnit to'lqin chastotasi elektronning tebranish chastotasiga to'g'ri keladi. Tomson shu atom modeli bilan atomning nurlanish spektri chiziqli bo'lishini tushuntirib berdi. G.N.Lorens, Tomsonning bu atom modeli asosida yorug'lik dispersiyasining elektron nazariyasini yaratdi. Bu nazariya normal va anomal dispersiyalarini tushuntirib berdi. O'z vaqtida Tomson modeli fizikada muhim rol o'ynaydi. Ammo bu model uzoq yashamadi. Ingliz olimi Rezerfordning radioaktiv moddalardan chiquvchi α- zarrachalarini yupqa metall qatlamidan o'tganda sochilishini o'rganib, 1911-yilda atom tuzilishining yangi modelini yaratdi. α – zarrachalar bilan ta'sirlashayotgan moddaning atom tuzilishini bilish uchun oldin α – zarrachaning o'zini tabiatini bilish kerak. Shuning uchun Rezerford α – zarrachani zaryadini massasini va tezligini aniqladi. Rezerford va Geyger radioaktiv moddadan chiqayotgan α – zarrachalarini Faradey silindriga to'plab, elektrometr yordamida uning zaryadi musbat bo'lib, ikki elektron zaryadiga teng ekanligini aniqladi.

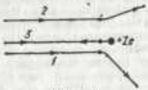


18.1-rasm.

α – zarrachalarni magnit maydonida og'ishiga qarab, 4 ta vodorod atomi massasiga, ya'ni geliy atomini massasiga tengligi aniqladi. Radioaktiv moddadan uchib chiqayotgan α – zarrachalarining tezligi *10 m/s* atrofida bo'lib, ular ancha katta kinetik energiyaga ega. Rezerford α – zarrachalar yo'liga kichkina yumaloq tirqishli to'siq qo'yib, tirqishdan α – zarrachalar dastasini qalinligi 1 *mkm.* ga

yaqin bo'lgan oltin yaprog'i (folga) tomon yo'naltirdi. Rezerford tajribasining sxemasi 18.1-rasmda tasvirlangan.

Qo'rg'oshin bo'lagini ichidagi kichik bo'shliqda radioaktiv manba – radiy joylashtirilgan, manbadan barcha yo'nalishlarda alfa zarrachalar chiqadi. Lekin qo'rg'oshindagi tirqish yo'nalishidan boshqa barcha yo'nalishlarda alfa zarrachalar yutiladi. Tirqishdan chiqqan α – zarrachalar dastasi F oltin yaprog'ga perpendikular ravishda tushadi. Yaprog'dan o'tgan zarrachalar fluoressensiyalanuvchi qatlam bilan qoplangan (E) ekranga tushgan nuqtalarda chaqnoqchalar vujudga keladi. Bu chaqnoqchalarni kuzatish asosida α – zarrachalarning yaprog'dan o'tish jarayonidagi sochilish to'g'risida axborot olindi. Kuzatuvchilarning ko'rsatishicha α – zarrachaning aksariyati o'z yo'nalishlarini o'zgartirmaydi yoki juda kichik burchaklarga og'adi. Lekin zarralarning bir qismi yetarlicha katta burchaklarga og'adi. Hatto orqasiga qaytgan α – zarrachalar ham kuzatilgan (18.2-rasm). Tajriba natijalarini tushuntirish uchun Rezerford atom tuzulishini quyidagicha faraz qildi: ***atomning nihoyat kichik sohasida musbat zaryad joylashgan, uning atrofidagi atomning barcha sohasi esa manfiy zaryadli elektronlar bulutidan iborat bo'lib, bu elektronlarning to'liq zaryadi musbat zaryadga miqdoran teng.***



18.2 -rasm.

Atom markaziga yaqinroq masofadan o'tayotgan α – zarracha (18.2-rasmda *1* deb belgilangan) markazdan uzoqroq masofadan o'tayotgan α – zarracha (rasmda 2 deb belgilangan)ga nisbatan kattaroq burchakka og'adi, chunki α – zarracha bilan atom markazi orasidagi Kulon itarish kuchi masofaga teskari proporsionaldir. To'ppa to'g'ri markaz tomon kelayotgan alfa-zarracha (rasmda 3 deb belgilangan) esa kulon kuchi ta'sirida sekinlashib to'xtaydi, so'ng orqasiga qaytadi.

Rezerford yuqoridagi tajriba natijalari asosida atomning **yadro modelini** yaratdi. Bu modelga binoan atom markazida musbat zaryadlangan **yadro** («mag'iz» degan ma'noni anglatadi) joylashgan. Yadro bilan elektronlar o'zaro ta'sirlashishi natijasida elektronlar yadro atrofida aylana shaklidagi orbitalar bo'ylab aylanma harakat qiladilar. Yadro kuchlari maydoni markazga intilma kuch vazifasini bajaradi. Yadro atrofida aylanayotgan elektron uchun Nyutonning III qonuni quyidagi ko'rinishda yoziladi:

$$\frac{e^2}{4\pi\varepsilon_0 r^2} = \frac{m_e \upsilon^2}{r} \qquad (18.1)$$

bu yerda, υ – elektronning orbitadagi tezligi, e – elektron zaryadi, r – orbita radiusi. Elektronlarning umumiy zaryadi, yadrodagi musbat zaryadlarning umumiy zaryadiga teng bo'lgani uchun atom elektr zaryadiga ega emas.

Rezerford tajribaga va atom yadro modeliga asoslanib atom zaryadini va o'lchamini aniqlashga muvaffaq bo'ldi. Yadroning zaryadi elektron zaryadiga karrali bo'lib,

$$q = +Ze$$

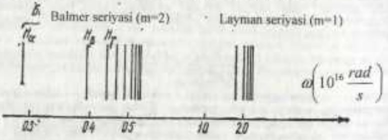
ekanligi aniqlandi. Bu yerda Z – elementning Mendeleyev davriy sistemasidagi tartib raqami. Rezerford ana shu narsaga aniqlik kiritadiki, elementning davriy sistemadagi o'rni Mendeleyev ko'rsatganidek, uning atom massasi bilan emas, balki yadro zaryadi bilan aniqlanadi. Rezerford ayrim elementlarning davriy sistemadagi o'rniga tuzatishlar kiritdi, ya'ni ularning tartib raqamlarini o'zgartiradi. Rezerford tadqiqotlari yadro o'lchami ($_{2}10^{-13}$ *sm*) ni aniqlashga imkon berdi.

Ammo atom tuzilishi to'g'risidagi Rezerford modeli klassik fizika qonunlari doirasida joylashmaydi. Bu model yadro atrofida aylanayotgan elektronning orbitasi nima sababdan turg'un ekanligiga ham javob bera olmaydi. Elektron yadro atrofida aylanar ekan ma'lum tezlanishga ega bo'ladi, shuning uchun atomdan elektromagnit nurlanish chiqib turishi kerak. Bunday nurlanish energiyaning uzluksiz kamayib borishi bilan birgalikda sodir bo'lganidan, elektron spiral bo'ylab harakatlanib, asta-sekin yadroga yaqinlashib borishi va oxiri yadroga tushushi lozim. Elektron yadroga yaqinlashgan sari, elektronning aylanish chastotasi shu bilan birga elektromagnit nurlanish chastotasi ham uzluksiz o'zgara borishi kerak. Bu klassik fizika nuqtayi nazaridan atom tutash nurlanish spektrini beradigan ***turg'unmas*** (uzoq yashamaydigan) sistemadan iborat degan fikrni tug'diradi. Ma'lumki, bunday hol kuzatilmaydi, atom turg'unligicha qoladi. Atom sochilayotgan yorug'lik spektri ham uzluksiz bo'lmay, balki chiziqlidir. Bunday chiziqli spektrga misol qilib vodorod atomi spektrini olish mumkin. Atomlar spektri nima sababdan chiziqli bo'lishini ham Rezerford atom yadro modeli tushuntirib bera olmaydi. Demak, klassik mexanika va elektrodinamikaga asoslanib yaratilgan Rezerford atom nazariyasi atom ichida sodir bo'ladigan jarayonlarni tushuntirishga ojiz ekan. Shundan keyin daniyalik fizik Nils Bor M.Plankning kvant energiyasi haqidagi ta'limotini va tajribada kuzatilgan vodorod atomi spektral seriyalarini o'rganib, atom tuzilishining yangi nazariyasini yaratdi.

18.2. Vodorod atomi spektridagi qonuniyatlar

Atom tuzilishini o'rganishda 1860-yilda nemis olimlari G.Kirxgof (1824–1887) va R.Bunzen (1840–1898)lar tomonidan yaratilgan spektral analiz usuli muhim rol o'ynaydi.

1885-yilda Shveytsariyalik maktab fizika o'qituvchisi Balmer ko'zga ko'rinadigan sohada vodorod atomining spektral chiziqlarining joylashish vaziyatida ma'lum qonuniyat borligini sezdi. Balmerning aniqlashicha, to'lqin uzunlikni kamayishi bilan ular orasidagi masofa ham kamayib borar ekan.



18.3-rasm.

Vodorod atomi nurlanishning spektrini o'rganish natijasida spektrdagi chiziqlar tartibsiz emas, balki guruhlar tarzida (bu guruhlarni chiziqlar seriyalari deb atash odat bo'lgan) ma'lum qonuniyat bilan joylashganligi aniqlanadi. 18.3-rasmda

vodorod atomi spektrining ko'rinuvchan va ultrabinafsha qismlari tasvirlangan. Vodorod atomi spektridagi barcha chiziqlar chastotalarini quyidagi umumiylashgan Balmer formulasi bilan ifodalasa bo'ladi:

$$\omega = R\left(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2}\right) \tag{18.2}$$

(18.2) formuladagi R – Ridberg doimiysi deb ataladi, uning qiymati $2{,}07\cdot10^{16}$ *rad/s* ga teng. m ning qiymati esa Layman seriyasi uchun 1, Balmer seriyasi uchun 2, Pashen seriyasi uchun 3, Brekct seriyasi uchun 4, Pfund seriyasi uchun 5 ga teng. Ayrim seriyalardagi chiziqlarning chastotalari (18.2) ifodaga $n=m+1;\ m+2;\ m+3;\ldots$ qiymatlarni qo'yish natijasida vujudga keltiriladi. Masalan, Balmer seriyasi uchun $m=2$. Shuning uchun $n=3;4;5;\ldots$ qiymatlarga mos ravishda 18.3-rasmda tasvirlangan N_α, N_β, N_γ chiziqlarning chastotalari hosil bo'ladi. N_α chiziq qizil rangga ega, N_β chiziq havo rang, N_γ chiziq ko'k rangga mos keladi. Bu seriyaning qolgan qismlari spektrning ultrabinafsha qismida yotadi.

Atomlarning nurlanish (va nur yutish) spektrlarining chiziqli xarakteri atomning energiyani istalgan miqdorda emas, balki aniq porsiyalar-kvantlaridagina chiqarishini yoki yutishini bildiradi. Bundan shu kelib chiqadiki, atom aniq (diskret) energetik holatlardagina bo'la oladi; atom bir energetik holatdan boshqa energetik holatga o'tishda boshlang'ich va oxirgi holatlardagi energiyalarning ayirmasiga teng kvant energiyani nurlantirishi yoki yutishi mumkin.

18.3. Bor postulatlari

Atomning energetik holatlarining diskretligi to'g'risidagi tasavvurga tayanib, N.Bor 1913-yilda Rezerfordning atom modeliga o'sha vaqtda tajribada kuzatilgan vodorod atomi spektri va nurlanish kvanti tushunchalarini mohirlik bilan umumlashtirib, atomning yangi nazariyasini yaratdi. Bor bu nazariyani yaratishda absolut qora jismning nurlanishini tushuntirib bergan Plankning energiya kvanti haqidagi gipotezasini atomdagi elektronlarga tatbiq etib, elektronlar ixtiyoriy orbitalarda aylanmasdan faqat ruxsat etilgan orbitalar bo'yicha aylanadilar degan xulosaga keldi. Bunday xulosa natijasida u atom spektrining chiziqli bo'lishi sababini osongina tushuntirib berdi. Bundan tashqari, Bor elektronning ruxsat etilgan orbitalar radiuslarining ham qanday aniqlanishini topdi. Bor o'zining atom nazariyasiga isbotsiz qabul qilinuvchi uch postulatni asos qilib oldi. Bu postulatlar quyidagicha ta'riflanadi.

I postulat. Atom yetarlicha uzoq vaqt turg'un holatlarda bo'lishi mumkin, bu holatlardagi atom energiyasining qiymatlari $W_1, W_2, W_3, \ldots, W_n$ diskret qatorni tashkil etadi. Atom ana shu turg'un holatlarini birida bo'lishi mumkin xolos. Atomning turg'un holatiga elektronning turg'un orbitalarda aylanishi mos keladi. Elektronlar turg'un orbitalarda aylanganda atom yorug'lik sochmaydi va yutmaydi.

II postulat. Atomdagi elektron ixtiyoriy orbitalar bo'ylab aylanmasdan impuls momenti Plank doimiysiga karrali bo'lgan orbitalar bo'ylab aylanadilar:

$$L_n = m_e \upsilon r_n = n\hbar \tag{18.3}$$

bu yerda $n=1,2,3,\ldots$ qiymatlarni oladi. U elektronning orbita tartib raqamini ko'rsatadi, m_e – elektronning massasi, υ – elektronning orbita bo'ylab harakatidagi chiziqli tezligi, r_n – orbita radiusi, $\hbar=h/2\pi=1{,}055\cdot10^{-34}$ *J·s*.

III postulat. Atom energiyasi W_n bo'lgan bir turg'un holatdan energiyasi W_m bo'lgan ikkinchi turg'un holatga o'tganda energiyaning bitta kvanti chiqariladi yoki yutiladi. Bu kvantning chastotasi quyidagi

$$\omega = \frac{W_n - W_m}{\hbar} \qquad (18.4)$$

munosabat bilan aniqlanadi. $W_m < W_n$ shart bajarilsa, kvant nurlantiriladi, $W_m > W_n$ bo'lganda esa kvant yutiladi.

Elektron yuqori orbitadan quyi orbitaga tushsa, atom yorug'lik kvanti sochadi. Elektron quyi orbitadan yuqori orbitaga chiqishi uchun esa tashqaridan yorug'lik kvanti yutadi.

Masalan, elektron energiyasi katta bo'lgan 2-orbitadan, energiyasi kichik bo'lgan 1-orbitaga tushganda atomdan sochilgan yorug'lik kvanti energiyasi elektronni orbitadagi energiyalarining ayirmasiga teng:

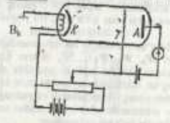
$$h\nu = W_2 - W_1$$

sochilgan yorug'lik chastotasi $\nu = \dfrac{W_2 - W_1}{h}$ bo'ladi.

18.4. D.Frank va G.Gers tajribasi

Nemis fiziklari D.Frank va G.Gers tomonidan 1914-yilda amalga oshirilgan tajriba atomdagi turg'un holatlarni, ya'ni diskret energetik sathlarning mavjudligini tasdiqladi. Bu tajribaning sxemasi 18.4-rasmda tasvirlangan. Bunda havosi so'rib olingan shisha idish ichiga 13Pa bosim ostida simobning bug'lari qamalib, idishning ikki chetiga katod (K) va anod (A) joylashtirilgan. Katod bilan anod orasiga metall to'r (T) elektrod o'rnatilgan.

Qizdirilgan katoddan uchib chiqqan termoelektronlar katod bilan to'r oralig'idagi elektr maydon ta'sirida tezlatiladi. Katod va to'r orasidagi potensiallar farqi U bo'lsa, to'rdan o'tayotgan elektronning energiyasi eU bo'ladi. To'r bilan anod orasiga elektronlarni to'xtatuvchi uncha katta bo'lmagan (-0,5V) U_g manfiy kuchlanish beriladi. Agar elektron katod va to'r oralig'ida simob atomi bilan noelastik to'qnashmasa, u bemalol bu kuchsiz maydonni yengib anodga yetib keladi.



18.4-rasm.

18.5-rasm.

Aksincha, simob atomi bilan noelastik to'qnashsa energiyasini yo'qotgan elektron to'xtatuvchi maydonni yenga olmaydi va to'rga tushadi. Elektronlar simob atomlari bilan noelastik to'qnashgan vaqtda atomlar qo'zg'algan holatga o'tadi. Bor atom nazariyasiga ko'ra, har bir atom ma'lum bir qo'zg'algan holatga o'tishi uchun u aniq bir qiymatga ega bo'lgan energiya olishi kerak. Buning natijasida atom bilan

noelastik to'qnashgan elektronlarning energiyasi bir tekisda kamaymasdan, diskret holda yoki boshqacha aytganda me'yorlangan holda aniq bir energiya bo'lagi miqdorigacha o'zgarishi kerak. To'rga tushayotgan elektronlar qanchalik ko'p bo'lsa, anod zanjiriga ulangan galvonametr qayd qilayotgan tok shunchalik kamayib ketadi. Tezlatuvchi potensial U ning qiymati reostat yordamida o'zgartirilishi mumkin. U ning qiymatiga bog'liq ravishda anod tokining o'zgarishini ifodalovchi egri chiziq 18.5-rasmda tasvirlangan. Grafikdan ko'rinib turibdiki, anod toki potensial 4,9V ga yetguncha bir tekis ortib boradi va keyin birdaniga kamayib ketadi. So'ngra 9,8V va 14,7V potensiallarda ham anod tokining maksimumlari kuzatiladi. Anod tokini 4,9V, 9,8V va 14,7V potensiallarda keskin kamayib ketishiga energiyasi 4,9eV, 2·4,9 eV va 3·4,9 eV bo'lgan elektronlarni simob atomlari bilan noelastik to'qnashishi sabab bo'ladi.

Frank va Gerslarning bu tajribasi atomlar energiyasi uzluksiz holda emas, balki diskret holda o'zgarishini ko'rsatib, Bor atom nazariyasining to'g'riligini tasdiqladilar. Endi anod toki maksimumlarini hosil bo'lish jarayonini to'liqroq ko'rib o'taylik. Elektronlar energiyasi 4,9eV ga yetguncha simob atomlari bilan elastik to'qnashadi, biroq bunday to'qnashuvda elektronlarning energiyasi o'zgarmaydi. Shuning uchun kuchlanish 4,9Vga yetguncha anodga kelayotgan elektronlar soni ortib boradi, bu esa anod tokni ortishiga sabab bo'ladi. T-to'rdagi kuchlanish 4,9Vga yetganda elektronlar 4,9eV energiyaga ega bo'ladi, bunday energiyali elektronlar simob atomi bilan noelastik to'qnashadi, ya'ni atomga urilgan elektron atomdagi elektronni kichikroq energiyali orbitadan kattaroq energiyali orbitaga o'tkazib, energiyasining ko'p qismini atomga beradi. Energiyasi kamaygan bunday elektronlar anodgacha yetib bora olmaydi, ularni to'r ushlab qoladi. Natijada anod toki keskin kamayadi. Kuchlanishni yana ortira borsak, anod toki ham yana ortib boradi, kuchlanish 2·4,9 Vga yetganda, yana elektronlarni atomlar bilan noelastik to'qnashishi sodir bo'ladi, natijada anod toki yana birdaniga kamayadi. Bunday hol keyingi 3·4,9 V va h.k. kuchlanishlarda ham sodir bo'ladi.

18.5. Bor nazariyasiga ko'ra vodorod atomi spektri

Vodorod atomida zaryadi e ga ega bo'lgan yadro, ya'ni proton atrofida bitta elektron harakatlanadi. Vodorod elektroni radiusi r_n bo'lgan orbitada tatib turuvchi markazga intilma kuch va elektron bilan yadroning o'zaro tortishidagi Kulon kuchidan iboratdir, ya'ni:

$$\frac{m_e \upsilon^2}{r_n} = \frac{e^2}{4\pi\varepsilon_0 r_n^2} \qquad (18.5)$$

bunda, m_e – elektron massasi, υ – uning tezligi. Bu elektronning impuls momenti esa orbitaning kvantlash qoidasiga asosan, (18.3) shartni qanoatlantirishi kerak. (18.3) va (18.5) ifodalarni birgalikda yechsak, vodorod atomidagi elektron uchun turg'un orbitalarning radiuslari

$$r_n = \frac{4\pi\varepsilon_0 \hbar^2}{m_e e^2} n^2 \qquad (18.6)$$

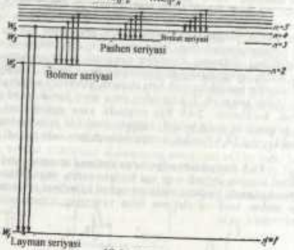
ifoda bilan aniqlanadi. Bundagi n – asosiy kvant son deb ataladi va u 1,2,3... musbat sonlarga teng bo'ladi.

Bu orbitalarga mos keluvchi turg'un holatlarda vodorod atomining to'liq energiyasi elektronning kinetik energiyasi va elektronning yadro bilan o'zaro ta'sir energiyalarining yig'indisidan iborat:

$$W_n = \frac{m_e \upsilon^2}{2} - \frac{e^2}{4\pi\varepsilon_0 r_n} \qquad (18.7)$$

Ikkinchi tomondan (18.5) ifodaning ikkala tomonini $\frac{r_n}{2}$ ga ko'paytirsak, u $\frac{m_e \upsilon^2}{2} = \frac{e^2}{8\pi\varepsilon_0 r_n}$ ko'rinishga keladi. Bundan foydalanib (18.7)ni quyidagicha yozamiz:

$$W_n = \frac{e^2}{8\pi\varepsilon_0 r_n} - \frac{e^2}{4\pi\varepsilon_0 r_n} \qquad (18.8)$$



18.6 -rasm.

(18.8) ifodadagi r_n o'rniga uning (18.6) bilan aniqlanuvchi qiymatini qo'ysak, vodorod atomining turg'un holatlarini xarakterlovchi energetik sathlarning qiymatlarini hisoblash imkonini beradigan quyidagi ifodani hosil qilamiz:

$$W_n = -\frac{m_e e^4}{32\pi^2 \varepsilon_0^2 \hbar^2 n^2}; \quad (n = 1,2,3,\ldots) \qquad (18.9)$$

bu ifodani Gauss birliklar sistemasi bo'yicha hisoblasak.

$$W_n = -\frac{m_e e^4}{2\hbar^2 n^2}; \quad (n = 1,2,3,\ldots) \qquad (18.10)$$

ixcham ko'rinishga keladi. Bu formula yordamida hisoblangan energetik sathlari 18.6-rasmda gorizontal chiziqlar shaklida tasvirlangan. Vodorod atomining normal turg'un holatida elektron eng quyi energetik sathda, ya'ni asosiy kvant son $n = 1$ qiymatiga mos keladigan sathda joylashgan bo'ladi. Agar atomga tashqaridan biror energiya berilsa, elektron $n = 2; 3; 4;\ldots$qiymatlariga mos bo'lgan energetik sathlarning birortasiga ko'tariladi. Atomning bu holatlarini uyg'ongan holatlar deb ataladi. Uyg'ongan holatdan normal holatga qaytayotgan atom elektromagnit nurlanish kvantini chiqaradi. Agar elektron $n = 4$ bilan xarakterlanuvchi holatda bo'lsa, u normal ($n = 1$) holatga birdaniga yoki $n = 3; 2$ holatlar orqali ham qaytishi mumkin. Lekin har o'tishda nurlanadigan fotonning energiyasi boshlang'ich va oxirgi sathlar energiyalarining farqiga teng bo'ladi. Shu tariqa Bor nazariyasi vodorod spektridagi seriyalarning fizik ma'nosini oydinlashtirdi. Bundan tashqari, Bor nazariyasi Ridberg doimiysini ham hisoblash imkonini berdi; vodorod atomi n holatdan m holatga o'tishida nurlanadigan elektromagnit to'lqin chastotasi

$$\omega = \frac{W_n + W_m}{\hbar} = \frac{m_e e^4}{32\pi^2 \varepsilon_0^2 \hbar^3}\left(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2}\right) \qquad (18.11)$$

bo'ladi. Bu ifodani umumlashgan Balmer formulasi bilan solishtirsak, Ridberg doimiysi

$$R = \frac{m_e e^4}{32\pi^2 \varepsilon_0^2 \hbar^3} \qquad (18.12)$$

ekanligini topamiz. (18.12) ga kiruvchi barcha doimiylar qiymatlarini qo'ysak, hosil bo'lgan kattalik Ridberg doimiysining tajribada topilgan qiymatiga juda mos keladi.

Lekin Bor nazariyasi spektral chiziqlar intensivligini hisoblashda ojizlik qiladi. Ikkinchi kamchiligi, vodorodsimon atomlar (ya'ni yadrosining zaryadi $+Ze$, lekin bittagina elektroni bo'lgan ionlar, masalan: Ne^{+}, Li^{++}, Be^{+++} va h.k.) dan tashqari birorta ham atomning qonuniyatlarini mutlaqo tushuntira olmaydi. Buning boisi shundaki, Bor nazariyasi yarim klassik, yarim kvant nazariyadan iboratdir. Lekin Bor nazariyasi atom fizikasi fanining rivojida katta rol o'ynaydi, ya'ni mikro dunyo hodisalariga klassik fizika qonunlarini qo'llash mumkin emasligini ko'rsatdi.

Savollar

1. Atomning Rezerford modeli bilan klassik fizika orasidagi asosiy ziddiyatlarni ko'rsating.
2. Bor postulatlarini ta'riflang va uni Rezerfordning atom tuzilishi va yadroviy modelini kvant xarakterini birlashtirishdagi ahamiyatini tushuntirib bering.
3. Balmer formulasini Bor postulatlari asosida tushuntiring.
4. Bor atom nazariyasini tasdiqlovchi qanday tajribalarni bilasiz?
5. Bor nazariyasining qanday kamchiliklari bor?
6. Qanday prinsip asosida vodorodning spektral chiziqlari seriyalarga birlashtirilishini tushuntiring.

Masalalar

69-masala. Bor nazariyasidan foydalanib, vodorod atomidagi elektronning n – Bor orbitasining radiusi r_n va bu orbitasidagi tezligi ϑ_n topilsin. Masala n=3 holi uchun yechilsin. Plank doimiysi ħ=6,625 10^{-34} J s va elektr doimiysi ε_0 =8,85 10^{-12}

F/m ga, elektronning massasi $m_e=9{,}1\cdot10^{-31}$ kg.ga va zaryadi $e=1{,}6\cdot10^{-19}$ Kl.ga teng.

Berilgan: $m_e=9{,}1\cdot10^{-31}$ kg, $e=1{,}6\cdot10^{-19}$ Kl, $\varepsilon_0=8{,}85\cdot10^{-12}$ Kl^2/N m^2
$h=6{,}625\cdot10^{-34}$ J s, n=3

$r_3-?$ $\quad\vartheta_3-?$

Yechish. Vodorod atomi protoni va uning atrofida aylanayotgan elektronning o'zaro ta'sir Kulon kuchi: $F_x=\dfrac{1}{4\pi\varepsilon_0}\dfrac{e^2}{r_n^2}$, markazga intilma kuch $F_{m.i}=\dfrac{m_e\vartheta_n^2}{r_n}$ dan iborat, ya'ni

$$\frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\cdot\frac{e^2}{r_n^2}=\frac{m_e\vartheta_n}{r_n} \tag{1}$$

bunda, ε_0 – elektr doimiysi, m_e – elektronning massasi va e – uning zaryadi, r_n – elektron orbitasining radiusi, ϑ_n – elektronning orbitadagi tezligi.

Borning ikkinchi postulatiga asosan: «Elektron impuls momenti (m_e, ϑ_n r_n) karali h/2πn ga, ya'ni $n\dfrac{h}{2\pi}$ ga teng bo'lgan orbita bo'ylab harakatlana oladi».

Binobarin,

$$m_e\vartheta_n r_n=n\frac{h}{2\pi} \tag{2}$$

bunda, n=1,2,3,... orbitaning tartib raqamidir. Bundan n – orbitadagi elektronning tezligi:

$$\vartheta_n=n\frac{h}{2\pi m_e r_n} \tag{3}$$

ga teng bo'ladi. Buni o'rniga (1) (2) (3) dan foydalanib, orbitaning radiusi r_n ni aniqlaymiz:

$$\frac{e^2}{4\pi\varepsilon_0 r_n^2}=\frac{m_e n^2h^2}{r_n 4\pi^2 m_e^2 r_n^2}\quad \text{yoki}\quad \frac{e^2}{\varepsilon_0}=\frac{n^2h^2}{\pi m_e r_n}$$

Bundan izlanayotgan orbitaning radiusi r_n quyidagiga teng bo'ladi:

$$r_n=n^2\frac{h^2\varepsilon_0}{\pi m_e e^2}$$

Buni yuqoridagi ifodaga qo'yib, orbitadagi elektronning tezligi ϑ_n ni topamiz:

$$\vartheta_n=\frac{nh}{2\pi m_e}\cdot\frac{1}{r_n}=\frac{nh}{2\pi m_e}\cdot\frac{\pi m_e e^2}{n^2h^2\varepsilon_0}=\frac{1}{n}\frac{e^2}{2h\varepsilon_0}$$

Masala shartiga ko'ra n=3 bo'lgan holni hisoblab chiqamiz:

$$r_3=n^2\frac{h^2\varepsilon_0}{\pi m_e e^2}=3^2\frac{6{,}625^2\cdot10^{-68}8{,}85\cdot10^{-12}}{3{,}14\cdot9{,}1\cdot10^{-31}\cdot1{,}6^2\cdot10^{-38}}=4{,}78\cdot10^{-10}m$$

$$\vartheta_3=\frac{1}{n}\frac{e^2}{2hE_0}=\frac{1}{3}\frac{1{,}6^2\cdot10^{-38}}{2\cdot6{,}625\cdot10^{-34}\cdot8{,}85\cdot10^{-12}}=7{,}3\cdot10m/s$$

70-masala. Vodorod atomidagi elektron to'rtinchi energetik sathdan ikkinchisiga o'tdi. Nurlangan fotonning energiyasi aniqlansin.

Berilgan: $n_1=2, n_2=4$

$E-?$

Yechish: Foton energiyasini aniqlash uchun vodorodsimon ionlarni serial formulalaridan foydalanimiz

$$\frac{1}{\lambda}=RZ^2\left(\frac{1}{n_1^2}-\frac{1}{n_2^2}\right) \tag{1}$$

bu yerda, λ – fotonning to'lqin uzunligi; R – Ridberg doimiysi; z – yadro zaryadining nisbiy birligi (z=1da formula vodorod seriyasiga mos keluvchi formulaga aylanadi); n_1 – elektron o'tgan orbita nomeri; n_2 – elektronning boshlang'ich holatdagi orbita nomeri (n_1 va n_2 asosiy kvant sonlar).

Foton energiyasi E quyidagicha aniqlanadi:

$$E=\frac{hc}{\lambda}$$

(1) formulani chap va o'ng tomonini «hc»ga ko'paytirib foton energiyasini aniqlash formulasini topamiz:

$$E=Rhcz^2\left(\frac{1}{n_1^2}-\frac{1}{n_2^2}\right)$$

Ionizatsiyalash energiyasi E_i=Rhc ekanligini hisobga olib

$$E=E_i z^2\left(\frac{1}{n_1^2}-\frac{1}{n_2^2}\right)$$

hisoblashni bajaramiz.

E_i=13,6 eV (jadvalda beriladi); z=1; n_1=2; n_2=4;

$$E=13{,}6\cdot1^2\left(\frac{1}{2^2}-\frac{1}{4^2}\right)eV=13{,}6\frac{3}{16}eV=2{,}55eV.$$

71-masala. Vodorod atomining birinchi Bor orbitasidagi elektronning burchak tezligi ω va aylanish davri T ni toping.

Berilgan: n=1, $m=9{,}1\cdot10^{-31}$ kg, $e=1{,}6\cdot10^{-19}$ Kl,
$h=6{,}625\cdot10^{-34}$ J s, $E_0=8{,}85\cdot10^{-12}$ Kl^2/N m^2,
ω – ? T – ?

Yechish. Bor postulati (18,3)ga ko'ra,

$$mvr = n\frac{h}{2\pi} \qquad (1)$$

bu yerda, m – elektron massasi, r – orbita radiusi, ϑ – shu orbitada elektronning chiziqli tezligi, h – Plank doimiysi, n=1 – birinchi orbitaga mos kelgan kvant soni $\vartheta=\omega r$ ekanligini e'tiborga olsak, ushbu formulani yozamiz:

$$m\omega r^2 = n\frac{h}{2\pi} \qquad (2)$$

formulaga muvofiq $r = n^2\dfrac{E_0 h^2}{\pi m e^2}$ (3) $(\hbar = \dfrac{h}{2\pi})$, bunda, e – elektron zaryadi, E_0 – elektr doimiysi (3)ni (2)ga qo'yib, quyidagini olamiz:

$$\omega = \frac{\pi m e^4}{2E_0^2 n^3 h^3} = \frac{3{,}14\cdot 9{,}1\cdot 10^{-31}\cdot(1{,}6\cdot 10^{-19})^4}{2(8{,}85\cdot 10^{-12})^2(6{,}625\cdot 10^{-34})^3} = 4{,}4\cdot 10^{16}\,rad/s.$$

Elektronning aylanish davrini quyidagi munosabatdan topamiz:

$$T = \frac{2\pi}{\omega} = \frac{6{,}28}{4{,}4\cdot 10^{16}} = 1{,}4s.$$

72-masala. Vodorod atomi birinchi infraqizil seriyasidagi (Pashen seriyasi) ikkinchi chiziqqa mos keluvchi foton energiyasi ε aniqlansin.

Berilgan: $\underline{E_i = 13{,}6\ \text{эB},\ n_1 = 3,\ m = 2,\ n_2 = 5}$

$\varepsilon - ?$

Yechish. Elektronning bir orbitadan boshqasiga o'tishida vodorod atomi chiqaradigan foton energiyasi

$$\varepsilon = E_i\left(\frac{1}{n_1^2} - \frac{1}{n_2^2}\right) \qquad (1)$$

bunda, E_i – vodorod atomining ionlash energiyasi; n_1=1,2,3 elektron o'tadigan orbitaning tartib raqami (18.6-rasmga qarang); n_2=n_1+1; n_1=2,....; n_1+m elektron tark etadigan orbitaning tartib raqami; m – mazkur seriyadagi spektral chiziqning tartib raqami. Pashen seriyasi uchun n=3; shu seriyadagi ikkinchi chiziq uchun m=2, n_2=m_1+m=3+2=5 son qiymatlarni (1)ga qo'yib fotonning energiyasini topamiz:

$$\varepsilon = 13{,}6\left(\frac{1}{3^2} - \frac{1}{5^2}\right) = 8{,}7\,eV.$$

XIX bob. KVANT MEXANIKASI ELEMENTLARI

19.1. De-Broyl gipotezasi. Elektronlar difraksiyasi

Yuqorida ko'rib o'tganimizdek, yorug'lik korpuskular va to'lqin xossasiga ega. Yorug'likning to'lqin xossaga ega ekanligini yorug'lik Interferensiyasi, yorug'lik difraksiyasi, yorug'lik dispersiyasi va boshqa optik hodisalar tasdiqlaydi. Yorug'likning korpuskular tabiatini yoki boshqacha aytganda yorug'likning kvant tabiatini nurlanish qonunlari, fotoeffekt hodisasi, Kompton effekti va boshqa qator optik hodisalar tasdiqlaydi.

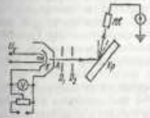
Yorug'likning bu dualistik xususiyatlarini yanada rivojlantirib 1924-yilda Lui de-Broyl (1892–1987) korpuskular – to'lqin tabiat faqat yorug'lik zarrachalari (fotonlari)gagina xos bo'lib qolmasdan, balki bunday ikki yoqlamalik elektronga va har qanday boshqa mikrozarrachalarga ham taalluqli degan gipotezani ilgari surdi. Boshqacha aytganda, de-Broyl gipotezasiga asosan, korpuskular – to'lqin dualizmi elektromagnit nurlanishdek, har qanday boshqa modda zarralari uchun ham tegishlidir. U holda foton uchun yozilgan quyidagi

$$P = \frac{h\nu}{c} = \frac{h}{\lambda}$$

munosabatni modda zarralari uchun ham qo'llash mumkin. Agar massasi m, tezligi υ ga, impulsi $r = m\upsilon$ teng bo'lgan biror modda zarrasida harakatlanish jarayonida uzunligi

$$\lambda = \frac{h}{p} = \frac{h}{m\upsilon} \qquad (19.1)$$

bo'lgan to'lqin tabiat namoyon bo'lishi kerak, degan xulosaga kelinadi. (19.1) ifodani ***de-Broyl to'lqin uzunligi*** deb ataladi. De-Broyl gipotezasi bilan tanishgan Eynshteyn: agar bu gipoteza to'g'ri bo'lsa, elektronlar uchun difraksiya hodisasi kuzatilishi lozim degan fikrni aytdi.



19.1-rasm.

19.2-rasm.

1927-yilda Devisson va Jermerlar elektronlar ustida tajriba o'tkazib Eynshteyn fikrini tasdiqlashdi.

Qizdirilgan K katoddan chiqqan termoelektronlar katod va *A* anod oralig'idagi elektr maydon ta'sirida tezlatiladi. Elektronlar dastasi D_1 va D_2 diafragmalardan o'tib *Kr* kristallga, undan sochilib ionizatsion kamera (*IK*) ga tushadi (19.1-rasm). Ionizatsion kamerada hosil bo'lgan tok galvanometr orqali o'lchanadi. Ionizatsion kamerani uyon-buyon siljitish yordamida turli burchaklarda sochilayotgan elektronlarni qayd qilish imkoniyati mavjod. Lekin tajriba shuni ko'rsatdiki, sochilish burchagining o'zgarishi bilan ionizatsion kameradagi tok kuchi monoton ravishda o'zgarmasdan, balki bir qator maksimumlar kuzatildi. Nikel kristali bilan o'tkazilgan tajribada elektronlarni tezlatuvchi potensiallar farqi 54 *V* bo'lganda sochilish burchagi $\alpha=50°$ qiymatida maksimum kuzatiladi. Agar shu tajriba elektronlarni o'rniga rentgen nurlari bilan o'tkazilsa, difraksion maksimum, $\alpha=50°$ da kuzatilishi uchun rentgen nurining to'lqin uzunligi $1{,}67\cdot10^{-10}$ m bo'lishi lozim. Ikkinchi tomondan (19.1) asosida elektronlar uchun de-Broyl to'lqin uzunligini hisoblasak, $\lambda=1{,}67\cdot10^{-10}$ *m* qiymatni hosil qilamiz. Bu natija de-Broyl gipotezasi to'g'riligini tasdiqladi. Keyinchalik de-Broyl gipotezasi to'g'riligi ko'p olimlarning tajribalarida ham isbotlandi. Masalan, rus olimi P.S.Tartakovskiy katta tezlikdagi elektronlarni yupqa ($d=1$ *mkm*) metall qatlamdan o'tkazib, bu elektronlar hosil qilgan difraksiya manzarasining rasmini fotoqog'ozga tushirdi (19.2-rasm).

1948-yilda V. Fabrikant, B.Biberman va N.Sushkinlar nihoyatda zaif intensivlikdagi elektronlar oqimi bilan tajriba o'tkazib, to'lqin xususiyatlar elektronlar oqimi uchungina emas, balki ayrim elektronlar uchun ham tegishlidir degan xulosani isbot qilishdi. Xulosa qilib aytganda, de-Broyl, gipotezasi bir qator tajribalarda tasdiqlandi va u to'lqin mexanikasining yaratilishida muhim rol o'ynadi.

19.2. Geyzenbergning noaniqliklar munosabati

Elektronning to'lqin xossasini ochilishi unga oddiy zarracha sifatida emas, balki to'lqin xossasiga ega bo'lgan murakkab bir borliq sifatida qarash kerakligini ko'rsatadi. Uni o'lchami, aniq trayektoriyasi haqida gapirish qiyin. Elektron fotondan farqli zaryadiga ega bo'lib, uni fazodagi vaziyati va taqsimlanishi boshqa zarrachalar bilan, masalan, atomda yadro bilan o'zaro ta'sirlashishiga bog'liq bo'ladi.

Klassik mexanikada moddiy nuqta bir vaqtning o'zida aniq koordinataga, impuls va trayektoriyaga ega bo'ladi.

Mikrozarra to'lqin xossaga ega bo'lgani uchun u klassik mexanikadagi zarrachadan farq qiladi. Asosiy farq shundaki, mikrozarrachani trayektoriyasi bo'lmaydi. Bundan tashqari, uni aniq koordinata va impulsi haqida ham gapirish mumkin emas. Masalan, mikrozarrachaning impulsini to'lqin uzunligi orqali ifodalashimiz mumkin. Ammo mikrozarracha to'lqin xossaga ega bo'lgani uchun u fazoda ancha katta oraliqni egallaydi va koordinatasining noaniqligi katta bo'ladi. Demak, zarrachaning impulsi aniq bo'lsa, uni koordinatasi noaniq qoladi. Aksincha mikrozarrani koordinatasini aniq hisoblasak, uning impulsining noaniqligi Δr ortadi. ya'ni $\Delta x\to0$ bo'lganda $\Delta r\to\infty$ bo'ladi.

1927-yilda nemis olimi Verner Geyzenberg (1901–1976) mikrozarrachalarning to'lqin xossasini hisobga olib, ularning impuls va koordinatalarini bir xil aniqlik bilan hisoblab bo'lmaydi degan xulosaga keldi va o'zining noaniqliklar munosabati qonunini yaratdi.

Mikrozarraning impuls va koordinatasini aniq o'lchab bo'lmasligi o'lchov asboblari aniqlik darajasiga bog'liq bo'lmasdan mikrozarraning to'lqin xossasidan kelib chiqadi.

Agar mikrozarraning fazodagi koordinatalarini X, U, Z va impulsining o'qlardagi proyeksiyalari R_x, R_u, R_z desak, Geyzenberg noaniqlik munosabatlariga ko'ra koordinata noaniqligini impuls noaniqligiga ko'paytmasi Plank doimiysidan kichik bo'lmaydi, ya'ni:

$$\left.\begin{aligned} \Delta X\cdot\ \Delta P_X &\ge h\\ \Delta Y\cdot\ \Delta P_Y &\ge h\\ \Delta Z\cdot\ \Delta P_Z &\ge h \end{aligned}\right\} \tag{19.2}$$

Demak, koordinata noaniqligi impuls noaniqligiga ko'paytmasi doimo h dan katta bo'ladi. Impuls koordinatalar juda katta aniqlikda o'lchanganda ularning ko'paytmasi h teng bo'lishi mumkin. (19.2) munosabatlardan ko'rinadiki, koordinatalarni juda katta aniqlikda o'lchab, uni noaniqligi X ni juda kichik bo'lishiga ($\Delta X\to0$) erishish mumkin. Ammo bu vaqtda mikrozarra impulsini noaniqligi R ortib ketadi ($r\to\infty$). Doimo ΔX ni ΔR ga ko'paytmasi Plank doimiysi h dan katta bo'ladi. Bundan zarraning impulsi va koordinatasini bir xil aniqlikda o'lchab bo'lmasligi kelib chiqadi.

Bundan tashqari, mikrozarraning energiyasi va vaqtini o'lchashdagi noaniqliklar uchun quyidagi munosabat ham mavjud:

$$\Delta W\cdot\Delta t\ge h \tag{19.3}$$

Bu ifodadan yashash vaqti Δt bo'lgan zarrani energiyasi aniq bir W qiymatga ega bo'lmasligi kelib chiqadi. Zarraning yashash vaqti kamayishi bilan uning energiyasining noaniqligi ortadi.

Shunday qilib, noaniqliklar munosabatlari inson irodasiga bog'liq bo'lmagan o'zaro bog'lanishlarni ifodalaydi. Shuning uchun ham bu munosabatalarni ***tabiatning obyektiv qonuni deb qaramoq lozim.***

19.3. To'lqin funksiya va uning statistik ma'nosi. Shredinger tenglamasi.

De-Broyl gipotezasini tajribada tasdiqlanishi, mikrozarralarning impuls va koordinatalarini aniqlashda noaniqlik munosabatlarini bajarilishi va boshqa qator tajribalar kvant mexanikasini yaratilishiga olib keldi.

Kvant mexanikasini yaratilish davri 1900-yilda M.Plank tomonidan yorug'lik kvanti haqidagi gipotezani ixtiro qilinishi davridan boshlab 1920-yillarni oxirigacha bo'lgan vaqtni o'z ichiga oladi. Kvant mexanikasini yaratishga avstriyalik fizik E.Shredinger, nemis fizigi V. Geyzenberg va angliyalik fizik P.Diraklar katta hissa qo'shgan. Bu mexanikada faqat mikroobyektlardagina aniq kuzatiladigan kvant tasavvurlar o'z aksini topganligi uchun uni, odatda, ***kvant mexanikasi*** deb ham ataladi.

Yorug'likning kvant nazariyasiga ko'ra difraksiya manzarasining intensivligi, o'sha joyga tushayotgan kvantlar soni bilan aniqlanadi. Shuningdek, difraksiya manzarasining ma'lum nuqtasiga mos kvantlar soni yorug'lik to'lqini amplitudasining kvadrati E^2m bilan aniqlanadi. Bitta kvant uchun to'lqin amplitudasining kvadrati uni fazoning u yoki bu nuqtasiga tushish ehtimolligini bildiradi.

Mikrozarralarda kuzatiladigan difraksiya manzarasi ham ma'lum yo'nalishlar bo'yicha zarralar oqimini bir xilda taqsimlanganligiga bog'liq. Ma'lum yo'nalishga ko'p sondagi zarralar to'g'ri kelsa, boshqa yo'nalishga kam sonli zarralar to'g'ri keladi.

To'lqin nazariyaga ko'ra difraksiya maksimumga de-Broyl to'lqinining eng katta intensivligi mos keladi. Fazoning qayeriga ko'p sonli zarralar tushayotgan bo'lsa, o'sha joyda de-Broyl to'lqinining intensivligi ham katta bo'ladi. Boshqacha aytganda mikrozarralardan hosil bo'ladigan difraksiya manzarasi zarralarning fazoning o'sha joyiga tushish ehtimolligiga bog'liq.

Kvant nazariyasining o'ziga xos tomoni shundaki, mikrozarralarning xossalarini o'rganishda ehtimolliklar qonuniyatlaridan foydalaniladi. De-Broyl to'lqini ehtimolliklar to'lqinidan iborat deb qarash, ya'ni zarrani fazoda topilish ehtimolligi to'lqin qonuniyat bilan o'zgaradi deyish xato bo'lar edi. Chunki bunday bo'lganda zarrani fazoda topilish ehtimolligi manfiy qiymat ham oladi. Ehtimollikni manfiy bo'lishi ma'noga ega emas.

1926-yilda M.Borning ko'rsatishicha to'lqin qonuniyat bilan ehtimollik o'zgarmasdan, balki ehtimollikning amplitudasi o'zgaradi. Ehtimollikning amplitudasi fazoning koordinatalari va vaqtga bog'liq bo'lgan (x, u, z, t) to'lqin funksiya orqali ifodalanadi. Ehtimollik amplitudasi mavhum bo'lishi mumkin. Shuning uchun ehtimollik uning modulining kvadratiga proporsional:

$$W \sim |\psi(x,y,z,t)|^2 \tag{19.4}$$

Demak, de-Broyl to'lqini amplitudasining kvadrati fazoning ayni nuqtasida mikrozarraning qayd qilish ehtimolligini xarakterlaydi. Shunday qilib, mikrozarrani holatini to'lqin funksiya bilan ifodalash statistik yoki boshqacha aytganda ehtimollik xarakteriga ega. To'lqin funksiya qiymatini kvadrati zarrani t vaqt momentida fazoning tomonlari x va $x+dx$, u va $u+dy$, z va $z+dz$ sohasida topilish ehtimolligini ko'rsatadi.

Kvant mexanikasida zarrani holati butunlay yangicha, ya'ni zarraning ham to'lqin, ham korpuskular xusuiyatini o'zida mujassamlashtirgan to'lqin funksiyasi orqali ifodalanadi. Zarrani hajmining dv bo'lakchasida bo'lish ehtimolligi

$$dW = |\psi|^2 dV \tag{19.5}$$

ko'rinishda ifodalanadi. Bunda ψ - funksiya qiymatining kvadrati

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

ehtimollik zichligini bildiradi. Bu yerda shuni nazarda tutish kerakki, ψ-funksiyaning o'zi fizik ma'noga ega bo'lmasdan, uni qiymatining kvadrati fizik ma'noga ega bo'lib, $|\psi|^2$ ni haqiqiy ψ va mavhum ψ^* funksiyalarining ko'paytmasi tarzida ifodalanadi:

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

Zarrani V hajm bo'lagida t vaqtda topilish ehtimolligini hisoblash uchun ehtimolliklarni qo'shish teoremasiga asosan V-hajm bo'yicha integrallash kerak:

$$W = \int_V dW = \int_V |\psi|^2 dV$$

Agarda zarra haqiqatan ham mavjud bo'lsa, uni butun V hajmda bo'lish ehtimolligi 1 ga teng bo'ladi. Shu holda ψ- funksiya normallar deb ataluvchi shartni qanoatlantiradi, ya'ni

$$\int_{-\infty}^{\infty} |\psi|^2 dV = 1 \tag{19.6}$$

bo'ladi. Bundan tashqari, to'lqin funksiyaning fizik ma'nosidan kelib chiquvchi quyidagi shartlar ham bajarilishi kerak:

a) ψ-funksiya chekli bo'lishi kerak, chunki mikrozarrani qayd qilish ehtimolligi birdan katta bo'la olmaydi;

b) ψ-funksiya bir qiymatli bo'lishi kerak, chunki mikrozarrani fazoning biror nuqtasida qayd qilish ehtimolligining qiymati bir nechta bo'lishi mumkin emas;

d) ψ-funksiya uzluksiz bo'lishi kerak, chunki mikrozarrani qayd qilish ehtimolligi sakrashsimon xarakterda o'zgarmaydi.

ψ- funksiyani 1926-yilda Shredinger tomonidan taklif etilgan va uning nomi bilan ataladigan tenglama yechib topiladi.

$$-\frac{\hbar^2}{2m}\left(\frac{\partial^2\psi}{\partial X^2}+\frac{\partial^2\psi}{\partial Y^2}+\frac{\partial^2\psi}{\partial Z^2}\right)+U\psi = i\hbar\frac{\partial\Psi}{\partial t} \tag{19.7}$$

bunda, m – mikrozarraning massasi, U – mikrozarraning potensial energiyasi, $\hbar$ – Plank doimiysi, $i=\sqrt{-1}$ – mavhum birlik.

(19.7) da ψ-funksiyadan vaqt bo'yicha olingan hosilali had qatnashayotgani uchun uni vaqt ishtirok etgan Shredinger tenglamasi deb ataladi. Bu tenglamada mikrozarraga ta'sir etuvchi kuchlar potensial funksiya $U(x, u, z, t)$ orqali aks ettirilgan, ya'ni mikrozarra potensial energiyasining qiymati fazoning turli nuqtalaridagina emas, balki fazoning ayni nuqtasida ham vaqtning turli onlarida turlichadir.

Lekin mikrodunyoda sodir bo'ladigan aksariyat hodisalarda mikrozarraning potensial energiyasi vaqtga oshkor bog'liq bo'lmaydi (turg'un holatlar uchun). Bu holda ψ - funksiya ikkita ko'paytuvchiga ajralib, biri faqat koordinatalarga, ikkinchisi faqat vaqtga bog'liq bo'ladi:

$$\psi(x,y,z,t) = \Psi(x,y,z)\cdot\varphi(t) \tag{19.8}$$

Natijada bir qator matematik amallardan so'ng (19.7) tenglamani quyidagi ko'rinishga keltirish mumkin:

$$\frac{\partial^2\Psi}{\partial x^2}+\frac{\partial^2\Psi}{\partial y^2}+\frac{\partial^2\Psi}{\partial z^2}+\frac{2m}{\hbar^2}(W-U)\Psi = 0 \tag{19.9}$$

Bu tenglamada W – mikrozarraning to'liq energiyasi. (19.9) ifoda vaqt ishtirok etmagan turg'un holat uchun Shredinger tenglamasidir. Kvant mexanikasining ko'p masalalarini yechishda shu (19.9) tenglamadan foydalaniladi. Differensial tenglamalar nazariyasidan ma'lumki, Shredinger tenglamasiga o'xshash tenglamalar har doim ham yechimga ega bo'lavermaydi. U faqat energiyaning ma'lum bir aniq qiymatidagina xususiy yechimga ega bo'ladi. Topilgan W energiyaning qiymati uzluksiz yoki diskret bo'lishi mumkin.

Biz ham ayrim masalalarni yechishda shu tenglamaning tatbiqlarini ko'rib chiqaylik.

1.Shredinger tenglamasini erkin zarralar uchun tatbiqi. Agar zarra erkin, unga hech qanday tashqi kuchlar ta'sir etmayotgan bo'lsa, uning potensial energiyasi nol ($U=0$) teng bo'lib, to'liq energiyasi uning kinetik energiyasidan iborat bo'ladi. Masalani soddalashtirish uchun zarra koordinatining X o'qqa parallel holda harakatlanmoqda deb olamiz. Uni koordinatalaridan olingan xususiy hosilalari nolga teng bo'lib, Laplas operatorida bitta had qoladi:

$$\Delta\psi = \frac{\partial^2\psi}{\partial x^2}$$

Bu holda Shredinger tenglamasi soddalashib, quyidagi ko'rinishni oladi:

$$\frac{\partial^2\psi}{\partial x^2} + \frac{2m}{\hbar^2}W\psi = 0 \qquad (19.10)$$

(19.10) ko'rinishdagi Differensial tenglamaning xususiy yechimi yassi to'lqin tenglama ko'rinishida bo'ladi:

$$\psi(x,t) = A\sin(\omega t - kx) \qquad (19.11)$$

Bunga ishonch hosil qilish uchun (19.11) ifodani va $\frac{\partial^2\psi}{\partial t^2}$ ni (19.10) ga qo'yib ko'ramiz.

$$-k^2 A\sin(\omega t - kx) + \frac{2m}{\hbar^2}W\sin(\omega t - kx) = 0$$

bundan

$$k = \frac{1}{\hbar}\sqrt{2mW} \qquad (19.12)$$

ekanligini topamiz. $\sqrt{2mW} = P$ bo'lgani uchun

$$k = \frac{P}{\hbar} \qquad (19.12a)$$

kelib chiqadi. Ko'rinib turibdiki, hosil qilingan bu ifoda de-Broyl formulasining o'zginasidir. Bu Shredinger tenglamasidan de-Broyl formulasi kelib chiqishini bildirmaydi. Aslida buni teskarisi Shredinger, o'zida de-Broyl to'lqinini mujassamlashtirgan tenglamani izlab topgan.

(19.12)ni boshqacha ko'rinishda ham yozish mumkin.

$$W = \frac{\hbar^2 k^2}{(2m)} = \frac{P_x^2}{(2m)} \qquad (19.13)$$

(19.13) dan ko'rinadiki, erkin zarraning energiyasi har qanday qiymatni olishi mumkin. Ya'ni uni energiyasining spektri uzluksizdir. Bu to'lqin soni k ni va zarraning impulsi Rx ni uzluksiz holda o'zgarishidan kelib chiqadi.

Shunday qilib, erkin zarra kvant mexanikasida yassi monoxromatik de-Broyl to'lqini (19.11) bilan ifodalanadi. Bunday zarrani fazoning har qanday nuqtasida topilish ehtimolligi bir xil va vaqtga bog'liq bo'lmay, amplitudaning kvadratiga teng:

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

Shredinger tenglamasi erkin zarraning energiyasiga hech qanday chegara qo'ymaydi. Ya'ni uni energiyasi kvantlanmaydi, u har qanday qiymatni olishi mumkin. Agar zarra bog'langan bo'lsa, uning energiyasi kvantlanishi mumkin. Masalan, atomdagi elektron yadroga bog'langan bo'lgani uchun uni energiyasi uzlukli qiymatlarni oladi, ya'ni kvantlanadi.

2.Cheksiz chuqur potensial o'radagi zarra. Zarra kengligi a bo'lgan cheksiz chuqur potensial o'rada harakatlanayotgan bo'lsin. O'rani devorlari cheksiz baland bo'lgani uchun zarracha undan tashqariga chiqa olmaydi. Uni koordinatasi $0 \le x \le a$ qiymatlarini olishi mumkin. Zarra o'raning devorlariga urilib, undan qaytishi natijasida devorlar orasida to'g'ri chiziqli trayektoriya bilan harakat qilishi mumkin. Zarraning bu o'radagi potensial energiyasi manfiy va cheskizdir ($U=-\infty$). Agar elektron o'radan chiqqan taqdirda ham, uning potensial energiyasi nol bo'lib, u erkin zarraga aylanadi. Shunday qilib, a kenglikdagi cheksiz chuqur potensial o'radagi zarraning potensial energiyasi uchun

$$U(x) = \begin{cases} -\infty, x < 0 \\ 0, 0 \le x \le a \\ \infty, x > a \end{cases}$$

shartni yozish mumkin. Bunday potensial o'raning grafigi 19.3-rasmda ko'rsatilgan. Bu o'rada harakatlanayotgan m – massali mikrozarra uchun Shredinger tenglamasi quyidagi ko'rinishda yoziladi:

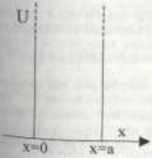
$$\frac{\partial^2\psi}{\partial X^2} + \frac{2m}{\hbar^2}(W-U)\Psi = 0 \qquad (19.14)$$

O'rani devorlari cheksiz baland bo'lgani uchun zarra o'radan tashqariga chiqa olmaydi. Shuning uchun zarrani o'radan tashqarida bo'lish ehtimolligi nolga teng.

O'rani chetlarida $x=0$ va $x=a$ bo'lganda to'lqin funksiya ham nolga aylanadi. Ya'ni chegaraviy shart $\psi(x)=\psi(a)=0$ bo'ladi. O'rani ichidagi zarra uchun Shredinger tenglamasi

$$\frac{\partial^2\psi}{\partial X^2} + \frac{2m}{\hbar^2}W\Psi = 0$$ yoki

$$\frac{\partial^2\psi}{\partial X^2} + k^2\Psi = 0 \qquad (19.15)$$



19.3-rasm.

ko'rinishda bo'ladi. Bu yerda

$$k^2 = \frac{2mW}{\hbar^2} \qquad (19.16)$$

(19.15) ko'rinishdagi Differensial tenglamaning umumiy yechimi $\psi(x) = A\sin kx + B\cos kx$ tenglamadan iborat bo'ladi. Agar yuqoridagi chegaraviy shartdan $\psi(0)=0$ bo'lishi uchun $V=0$

ekanligini hisobga olsak, (19.15) tenglamani yechimi

$$\psi(x) = A\sin kx \qquad (19.17)$$

bo'ladi, X= a ekanligini e'tiborga olsak, (19.17) ifoda

$$\psi(a) = A\sin ka$$

ko'rinishni oladi. Yuqoridagi chegaraviy shart, ya'ni $\psi(a) = A\sin ka = 0$ bo'lishi faqat $ka = n\pi \, (n=1,2,3,...)$ bo'lganda bajariladi. Demak,

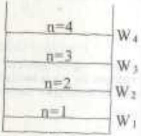
$$k = \frac{n\pi}{a} \qquad (19.18)$$

(19.18) ni (19.16) ga qo'yib, zarraning energiyasi uchun

$$W = \frac{n^2\hbar^2\pi^2}{2ma^2}, \quad (n = 1,2,3,...) \qquad (19.19)$$

ifodani topamiz.

Bu ifodadan quyidagi xulosa kelib chiqadi: potensial o'radagi mikrozarraning energiyasi ixtiyoriy qiymatlarga emas, balki qator diskret qiymatlarga ega bo'lishi mumkin (19.4-rasm). W ning kvantlashgan bu qiymatlarini energetik sathlar deb, mikrozarraning energetik sathini aniqlovchi n son esa ***kvant son*** deb ataladi. Shunday qilib, W ning faqat (19.19) ifoda bilan aniqlanuvchi qiymatlargina Shredinger tenglamasi yechimga ega bo'lar ekan. Energiyaning bu qiymatlarini W ning ***xususiy qiymatlari deb***, tenglamaning ularga mos kelgan yechimlarini esa ***masalaning xususiy funksiyalari*** deb ataladi.



19.4-rasm.

Endi (19.19) dan foydalanib, qo'shni W_n va W_{n+1} energetik sathlarning bir-biridan uzoqligini topaylik:

$$\Delta W = W_{n+1} - W_n = \frac{\pi^2\hbar^2}{2ma^2}(2n+1) \qquad (19.20)$$

Bu ifodadan foydalansak, kengligi atom o'lchamiga mos keluvchi ($a \sim 10^{-10}$ m) potensial o'radagi elektron ($m_e \sim 10^{-30}$ kg) energiyasining xususiy qiymatlari uchun

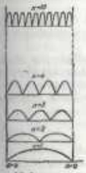
$$\Delta W = \frac{3{,}14^2 \cdot 1{,}05^2 \cdot 10^{-68}}{2 \cdot 10^{-30} 10^{-20}}(2n+1) J = 0{,}34 \cdot 10^2 (2n+1) eV$$

ekanligini topamiz. Bu holda energetik sathlarning diskretligi juda aniq namoyon bo'ladi. Biror ($a = 10^{-2}$ m) bo'lgan potensial o'ra uchun, molekula massasi $\sim 10^{-26}$ kg deb hisoblasak, u holda $\Delta W = 0{,}34 \cdot 10^{-18}(2n+1)$ эВ ni hosil qilamiz. Bu holda energetik sathlar shunchalik zich joylashgan bo'ladiki, ularni uzluksizga yaqin deb hisoblasa ham bo'ladi. Aslida, energetik spektr faqat $a \to \infty$ dagina ($W \to 0$) uzluksiz qiymatga ega bo'ladi.

Energetik sathlarning joylashuvi haqida mulohaza qilish uchun (19.20)ni (19.19) ga nisbatini olib,

$$\frac{\Delta W}{W_n} = \frac{2n+1}{n^2} \qquad (19.21)$$

munosabatni hosil qilamiz. n ning ancha katta qiymatlarida kasr suratidagi 1 ni hisobga olmasa ham bo'ladi, natijada $\Delta W/W_n \approx 2/n$ hosil bo'ladi. Demak, n kattalashgan sari ΔW ning qiymati W_n ga nisbatan kichiklashib boradi. Natijada energetik sathlar bir-biri bilan tutashadigan darajada yaqinlashib ketadi. Boshqacha qilib aytganda, kvant sonining katta qiymatlarida kvant mexanikasining xulosalari klassik fizikada olingan natijalarga mos kelishi kerak. Bu qoida Bor tomonidan aniqlangan bo'lib, uni ***moslik prinsipi*** deb ataladi. Klassik fizikaga ko'ra o'radagi zarraning barcha holatlari bir xil ehtimollikda bo'ladi. Kvant mexanikasida bu hodisa quyidagicha tahlil qilinadi. Shredinger tenglamasining yechimi, ya'ni n kvant sonining bizni qiziqtiruvchi qiymatlari uchun to'lqin funksiyalarini topib, $|\Psi|^2$ ning grafigini chizish kerak. 19.5-rasmda $|\Psi|^2$ ning x ga bog'liqlik grafigi n ning turli qiymatlari uchun tasvirlangan.


19.5-rasm.

Rasmdan ko'rinadiki, $n=1$ holatda zarrani qayd qilish ehtimolligi o'raning o'rtasida maksimumga erishadi. $n=2$ holatda esa zarrani o'ra devorlariga yaqin nuqtalarda va o'raning o'rtasida topib bo'lmaydi, chunki bu nuqtalarda $|\Psi|^2 = 0$. Bu holatda zarraning qayd qilish ehtimolligi o'raning ikki nuqtasida maksimumga erishadi. $n=3$ holatda esa zarrani qayd qilish ehtimolligi uchta maksimumga erishadi. n ning ancha katta qiymatlarida ehtimolik maksimumlarini xarakterlovchi do'ngliklar ham ortib boradi, ammo bu do'ngliklarning hammasi $\Delta x = a$ kenglikda joylashishi kerak. n kattaroq bo'lgani sari do'ngliklar bir-biri bilan tutashadigan darajada yaqin joylashadi, ya'ni zarrani qayd qilish ehtimolliklari bir xil bo'lgan nuqtalar soni ortib boradi.

19.4. Kvant mexanikasida garmonik ossillator

Klassik va kvant nazariyasining ko'p masalalarini yechishda elastik kuchga o'xshash kuch ta'sirida tebranma harakat qiluvchi sistema model sifatida foydalaniladi va uni ***chiziqli garmonik ossillator deb ataladi***. Prujinali, fizik va matematik mayatniklar garmonik ossillatorlarga misol bo'la oladi. Garmonik ossillatorning potensial energiyasi

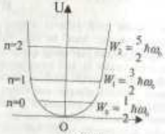
$$U = \frac{m\omega_0^2 x^2}{2} \qquad (19.22)$$

formula bilan aniqlanishi bizga ma'lum. Bu yerda ω_0 – ossillatorning xususiy chastotasi, m – ossillatorning massasi. (19.22) bog'lanish grafigi paraboladan yoki boshqacha aytganda parabola shaklidagi «potensial» o'radan iborat bo'ladi.

Ossillatorning to'liq energiyasi uni potensial va kinetik energiyalarining yig'indisiga teng va u vaqt o'tishi bilan o'zgarmaydi:

$$W = W_K + U = \frac{m\omega_0^2 A^2}{2} \qquad (19.23)$$

Bu ifoda energiyaning saqlanish qonunini ifodalaydi. Energiyaning saqlanish qonuniga ko'ra to'liq energiya ossillatorga berilgan dastlabki energiyaga teng bo'ladi. Ossillatorning to'liq energiyasi uni tebranishi davomida potensial va kinetik energiya orasida turlicha taqsimlanadi. Agar 19.6-rasmda ko'rsatilgan grafikda to'liq energiyaga mos joydan gorizontal chiziq o'tkazsak, bu chiziq koordinatalari $x=\pm A$ bo'ladi, bu yerda A – ossillatorning tebranish amplitudasi. Ossillator $-A$, $+A$ oraliqdan chiqa olmaydi. Agar u bu oraliqdan chiqadi desak, uning potensial energiyasi to'liq energiyadan ham katta bo'lib, energiyaning saqlanish qonuni buziladi. Demak, klassik ossillator chegaralangan fazo sohasida tebranadi.



19.6-rasm.

Kvant mexanikada ***chiziqli garmonik ossillator-kvant ossillator deb ataladi. Kvant ossillatorga misol qilib***, kristall panjara tugunida tebranma harakat qilayotgan atomni, molekulani va umuman olganda tebranma harakat qilayotgan har qanday mikrozarrani olish mumkin. Kvant ossillatori uchun Shredinger tenglamasi quyidagicha yoziladi:

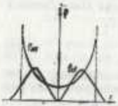
$$\frac{\partial^2\psi}{\partial X^2} + \frac{2m}{\hbar^2}\left(W - \frac{m\omega_0^2 x^2}{2}\right)\psi = 0 \qquad (19.24)$$

Bu yerda $U = \frac{m\omega_0^2 x^2}{2}$ ossillatorning potensial energiyasi, W–ossillatorning to'liq energiyasi.

Differensial tenglamalar nazariyasidan ma'lumki, (19.24) ko'rinishdagi differensial tenglama energiyaning

$$W_n = \left(n + \frac{1}{2}\right)\hbar\omega_0, \quad (n = 0, 1, 2, \ldots) \qquad (19.25)$$

bo'ladigan xususiy qiymatlarida yechimga ega. (19.25) formuladan ko'rinadiki, kvant ossillator energiyasi diskret qiymatlarni olib o'zgaradi, ya'ni uni energiyasi kvantlanadi. Kvant ossillatorning ham eng kichik energiyasi vertikal devorli potensial o'ra ichidagi zarraning energiyasiga o'xshab, noldan katta bo'ladi. Ossillatorning bu eng kichik energiyasi (19.25) dan $n=0$ bo'lganda $W_0 = \frac{\hbar\omega_0}{2}$ bo'ladi.


19.7-rasm.

Kvant ossillator haqidagi masalaning yechimidan klassik fizikaga xos bo'lmagan yangi natija kelib chiqadi. Kvant ossillatori sifatida qaralayotgan zarra

klassik fizika nuqtayi nazaridan mumkin bo'lmagan sohada ham bo'lishi mumkin. Klassik nuqtayi nazardan qaraganda zarra ($-A$ va $+A$) oralig'idan chiqa olmasligi kerak. Ammo kvant ossillatori parabola shaklidagi potensial o'radan ham tashqariga chiqishi mumkin.

Kvant ossillatorning koordinatalari x dan $x+dx$ gacha bo'lgan sohada bo'lish ehtimolligi

$$W_{\omega}(x)dx = |\psi_n(x)|^2 dx$$

ifoda bilan aniqlanadi.

19.7-rasmda $n=1$ kvant holati uchun kvant mexanikasidagi ehtimollik zichliklari solishtirilgan. Grafikdan ko'rinib turibdiki, kvant ossillatori klassik fizikaga ruxsat etmagan sohada ham bo'lishi mumkin. Bu zarraning to'lqin xususiyatidan, bevosita Shredinger tenglamasining yechimidan kelib chiqadi. Bu yechim murakkab bo'lgani uchun biz unga to'xtalmaymiz.

Savollar

1. De-Broyl gipotezasi nimadan iborat?
2. De-Broyl to'lqin uzunligi ifodasini yozing.
3. De-Broyl gipotezasini isbotlovchi Devisson va Jermerlarni elektronlar ustida o'tkazgan eksperimental qurilmasi sxemasini va natijalarini tushuntiring.
4. Tabiatning obyektiv qonuni deb qaralgan Geyzenberning noaniqliklar munosabatini ifodalang.
5. To'lqin funksiyasi va uning statistik ma'nosini tushuntiring.
6. Vaqt ishtirok etmagan turg'un holat uchun Shredinger tenglamasini yozing.
7. Cheksiz chuqur potensial o'radagi harakatlanayotgan zarra uchun Shredinger tenglamasini yozing.
8. Chiziqli garmonik ossillator qanday model sifatida foydalaniladi?

Masalalar

73-masala. Boshlang'ich tezligini hisobga olmaslik mumkin bo'lgan elektron U tezlantiruvchi potensiallar farqi orqali o'tadi. Ushbu ikki hol uchun 1) $U_1=51V$ 2) $U_2=510$ kV. De-Broyl to'lqin uzunligi λ topilsin.

Berilgan: $\dfrac{U_1 = 51V,\ U_2 = 510\,kV}{\lambda - ?}$

Yechish. Zarra de-Broyl to'lqinining uzunligi λ ,uning impulsi R ga bog'liq va

$$\lambda = \frac{2\pi\hbar}{P} \qquad (1)$$

formula bilan aniqlanadi.

Agar zarraning kinetik energiyasi Wk ma'lum bo'lsa, uning impulsi aniqlanadi. Norelativistik ($W_k << W_o$ da) va relativistik ($W_k = W_o$ da) hollar uchun impulsning kinetik energiya bilan bog'lanishi mos ravishda quyidagi formulalar bilan ifodalanadi:

$$P = \sqrt{2m_o W_k} \ . \qquad (2)$$

$$P = \frac{1}{c}\sqrt{(2W_0 + W_e)W_e} \qquad (3)$$

Norelativistik va relyativistik hollar uchun mos ravishda (2) va (3) munosabatlarni hisobga olganda, (1) formula quyidagi ko'rinishda yoziladi:

$$\lambda = \frac{2\pi\hbar}{\sqrt{2m_0 W_e}} \qquad (4)$$

$$\lambda = \frac{2\pi\hbar}{\frac{1}{c}\sqrt{(2W_0 + W_e)W_e}} \qquad (5)$$

Ma'lumki, U tezlantiruvchi potensiallar farqini o'tgan elektronning kinetik energiyasi $W_k = |e|U$.

Birinchi holda $W_{k1} = |e|U_1 = 51$ eV$=0{,}51\cdot10^{-4}$ MeV. Bu elektronning tinchlikdagi energiyasi $W_0 = m_0c^2 = 0{,}51$ MeV dan ko'p marta kichik. Demak, (4) formulani qo'llash mumkin.

Hisob-kitobni qisqartirish uchun $W_{k1} = 10^{-4}\, m_0c^2$ ekanligini nazarga olamiz.

Bu ifodani (4) formulaga qo'yib, uni

$$\lambda_1 = \frac{2\pi\hbar}{\sqrt{2m_0\cdot10^{-4}m_0c^2}} = \frac{10^2\,2\pi\hbar}{\sqrt{2}\,m_0c}$$

ko'rinishda yozib olamiz.

$[\frac{2\pi\hbar}{m_0c}]$ Kompton to'lqin uzunligi λ_k ekanligini hisobga olib, quyidagini olamiz

$$\lambda_1 = (10^2/\sqrt{2})\lambda_k$$

$\lambda_k = 2{,}43\cdot10^{-12}$ m ekanligidan

$$\lambda_1 = \frac{10^2}{\sqrt{2}}2{,}43\cdot10^{-12}m = 172nm.$$

Ikkinchi holda kinetik energiya $W_{k2} = |e|U_2 = 510$ keV$=0{,}51$ MeV, ya'ni elektronning tinchlikdagi energiyasiga teng. Demak, relativistik formula (5)ni qo'llash kerak.

$W_2 = 0{,}51$ MeV$=m_0c^2$ ekanligini hisobga olib (5) formulaga binoan quyidagini topamiz

$$\lambda_2 = \frac{2\pi\hbar}{\frac{1}{c}\sqrt{(2m_0c^2 + m_0c^2)m_0c^2}} = \frac{2\pi\hbar}{\sqrt{3}m_0c} \text{ yoki } \lambda_2 = \frac{\lambda_k}{\sqrt{3}}$$

λ_2 ning qiymatini oxirgi formulaga qo'yib va hisoblab, natijani topamiz:

$\lambda_2 = 1{,}4$pm.

74-masala. Vodorod atomidagi elektronning W_k kinetik energiyasi 10 eV ni tashkil etadi. Noaniqlik munosabatidan foydalanib atomning minimal chiziqli o'lchamlari baholansin.

Berilgan: $W_e = 10eV$

$\ell\,\min - ?$

Yechish. Elektron koordinatasining va impulsining noaniqligi quyidagi munosabat orqali bog'langan.

$$\Delta x\cdot\Delta p \geq \hbar \qquad (1)$$

bunda Δx – elektron koordinatasining noaniqligi; Δr – uning impulsining noaniqligi; $\hbar$ – Plank doimiysi.

Bu munosabatdan ko'rinib turibdiki, zarraning fazodagi o'rni qanchalik to'g'ri o'lchansa, impulsi va demak, zarraning energiyasi shunchalik noaniq bo'la boradi. Atomning chiziqli o'lchami ℓ bo'lsin, unda atom elektroni $\Delta x = \ell/2$ noaniqlik soha atrofida bo'ladi. Bu holda (1) noaniqlik munosabatlarini $(\frac{\ell}{2})\cdot\Delta p \geq \hbar$ ko'rinishda yozish mumkin, bundan

$$\ell \geq 2\hbar/(\Delta p) \qquad (2)$$

Fizik mantiqqa asosan impulsning noaniqligi Δp har holda impuls r ning qiymatidan katta bo'lmasligi kerak, ya'ni

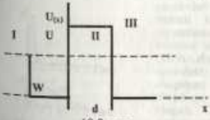
$$\Delta p \leq p$$

Impuls r endi kinetik energiya W_k bilan quyidagi munosabat orqali bog'langan $p = \sqrt{2m\,W_k}$ Δp *nu* $\sqrt{2m\,W_e}$ qiymat bilan almashtiramiz (bunday almashtirish ℓ ni orttirmaydi). (2) tengsizlikdan tenglikka o'tib quyidagini olamiz

$$\ell_{\min} = 2\hbar/\sqrt{2m\,W_e}$$

Son qiymatlarni qo'yamiz va hisoblab natijasini topamiz

$$\ell_{\min} = 124\ nm$$



19.8-rasm.

75-masala. $W=4{,}9$ eV energiyali elektron x o'qining musbat yo'nalishi bo'ylab harakatlanmoqda (19.8-rasm). Potensial to'siqning balandligi $U=5$ eV. To'siqning qanday d qalinligida, elektronning to'siq orqali o'tish ehtimolligi $E=0{,}2$ bo'ladi?

Yechish. Zarraning potensial to'siq orqali o'tish ehtimolligi o'zining fizik ma'nosiga ko'ra shaffoflik koeffitsiyenti D bilan mos keladi ($W=D$). U holda elektronning to'g'ri burchakli potensial to'siqdan o'tish ehtimolligi quyidagi munosabat bilan ifodalanadi:

$$E = \exp\left[-\frac{2}{\hbar}\sqrt{2m(U-W)}\,d\right],\qquad (1)$$

bunda, m – elektronning massasi (1) ni logariflab, quyidagini olamiz

$$\ell nE = -\frac{2}{\hbar}\sqrt{2m(U-W)}\,d$$

Hisoblash qulay bo'lishi uchun bu tenglikning har ikki tomonini ishoralarini o'zgartiramiz va d ni topamiz

$$d = \frac{\hbar \ell n(Y_E)}{2\sqrt{2m(U-W)}}.$$

Bu formulaga kiruvchi kattaliklarni SI birliklarida ifodalaymiz va hisoblaymiz:

$d = 4{,}95\cdot 10^{-10}$m$=0{,}495$ nm.

(1) formula taxminiy ekanligini va hisob-kitob baholash uchungina qilinayotganligini nazarda tutib, d=0.5 nm deb qabul qilish mumkin.

XX bob. ATOM VA MOLEKULALAR FIZIKASI

20.1. Vodorod atomining kvant nazariyasi

Bor atom nazariyasining kamchiliklari aniq bo'lib qolgandan keyin atom jarayonlarini to'laligicha tushuntirib beruvchi umumiy atom nazariyasini yaratishga harakat boshlandi. Atomning bunday nazariyasini kvant mexanikasi asosida yaratishga kirishildi. Natijada atomning Bor nazariyasida postulat tarzida qabul qilingan elektron energiyasining kvantlanishi Shredinger tenglamasi yechimidan o'z-o'zidan kelib chiqishi ma'lum bo'ldi. Bor atom nazariyasini postulatga tayanib yaratgan bo'lsa, atomning yangi nazariyasida bunga hojat bo'lmadi.

Vodorod atomining asosiy turg'un holati uchun Shredinger tenglamasi qanday ko'rinishda bo'lishini ko'raylik. Vodorod atomida elektronning yadrodan uzoqligi r deb belgilasak, uning potensial energiyasi $U = -e^2/4\pi\varepsilon_0 r$ bo'ladi. Natijada vodorod atomi uchun Shredinger tenglamasi

$$\frac{d^2\psi}{dx^2} + \frac{d^2\psi}{dy^2} + \frac{d^2\psi}{dz^2} + \frac{2m_e}{\hbar^2}\left(W + \frac{e^2}{4\pi\varepsilon_0 r}\right)\cdot\Psi = 0 \qquad (20.1)$$

ko'rinishda yoza olamiz.

(20.1) ko'rinishdagi Differensial tenglamani yechish anchagina murakkab matematik amallarni talab qiladi. Shuning uchun tenglamani qanday yechish yo'llariga to'xtalmay, uni tayyor yechimini muhokama qilamiz.

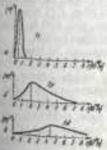
(20.1) tenglama quyidagi ikki holda yechimga ega bo'lishi mumkin: 1) W>0 qiymatlarda

2) W<0 ning faqat

$$W = -\frac{m_e e^4}{32\pi^2\varepsilon_0^2\hbar^2 n^2};\quad (n = 1, 2, 3, \ldots\ldots) \qquad (20.2)$$

shartni qanoatlantiruvchi diskret qiymatlarida *W>0* bo'lgan hol yadro yaqinidan o'tib, undan cheksizlikkacha uzoqlashayotgan elektronga, *W<0* bo'lgan hol esa yadroga bog'langan elektronga mos keladi. Demak, Shredinger tenglamasining *W>0* qiymatlaridagi yechimlari vodorod atomini emas, balki atom bo'lib birikmagan yadro va fazodagi erkin elektronni aks ettiradi. *W<0* bo'lgan ikkinchi holdagi yechimlari vodorod atomidagi elektronni aks ettiradi. Elektron vodorod atomidagi energiya qiymatlarini aniqlovchi (20.2) ifoda Borning vodorod atomining nazariyasidan kelib chiqqan (18.9) ifodaning o'zginasidir. Lekin Bor bu formulani postulatga, ya'ni farazlarga asoslanib chiqargan bo'lsa, kvant mexanikasida esa u Shredinger tenglamasining yechimidan kelib chiqadi. (20.1) tenglamaning yechimlari kvant sonlar deb ataladigan uchta parametrga ega. Birinchisi ***asosiy kvant son*** deyiladi va n harfi bilan belgilanadi, ya'ni :

$$n = 1, 2, 3, \ldots \qquad (20.3)$$



20.1-rasm.

ikkinchisi – ***orbital kvant son***, l harfi bilan belgilanadi, uning yordamida elektron ega bo'la oladigan impuls momentining diskret qiymatlarini quyidagi

$$L = \sqrt{l(l+1)}\hbar \tag{20.4}$$

formula asosida aniqlash mumkin. Orbital kvant soni 0 dan $n-l$ gacha butun musbat qiymatlarga ega bo'la oladi, ya'ni:

$$l = 0, 1, 2, \ldots, \quad n-1 \tag{20.5}$$

Uchinchisi – ***magnit kvant son*** m bo'lib, u $-l$ dan 0 orqali $+l$ gacha bo'lgan butun sonli qiymatlarga ega bo'la oladi, ya'ni:

$$m = -l-(l-1), \ldots, -1, 0, +1, \ldots, +(l-1)+l \tag{20.6}$$

Magnit kvant son m – yordamida elektronning impuls momenti vektori L ning fazodagi yo'nalishi aniqlanadi L vektorning Z yo'nalishiga proyeksiyasi:

$$L_z = \pm m\hbar \tag{20.7}$$

ifoda bilan aniqlanadi.

20.2-rasm.

Vodorod atomidagi elektron energiyasining (20.2) formula bilan aniqlanuvchi har bir qiymatiga bir necha to'lqin funksiya mos keladi, ular bir-biridan l va m kvant sonlar bilan farqlanadi. Misol tariqasida $n = 2$ ga teng bo'lgan holni muhokama qilaylik. Orbital kvant son l, (20.5) shartga asosan, 0 yoki 1 qiymatga ega bo'la oladi. $l = 0$ bo'lganda magnit kvant son m, (20.6) shartga asosan faqat 0 qiymatini oladi. Bunda elektronning mexanik impuls momenti ham nolga teng bo'ladi. Bu holatda elektron mavjud bo'ladigan fazodagi soha sferik simmetriyaga ega bo'ladi, ya'ni yadro dumaloq elektron buluti bilan o'ralgan deyish mumkin. Elektron bulutini zich joylari elektron orbitasining birinchi Bor radiusi ($r_1 = 0{,}53 \cdot 10^{-10}$ m) ga mos keladi.

Elektron holatlarini belgilashda asosiy kvant sonni raqam bilan, orbital kvant sonni harf bilan ifodalash qabul qilingan. $l=0$ holatini S harfi bilan, $l=1$ holatini R harfi bilan, $l=2$ holatini esa d harfi bilan belgilanadi. Masalan, $n=1$, $l=0$ holatdagi elektronni $1s$ deb, $n=2$, $l=1$ holatdagi elektronni esa $2r$ deb belgilasa bo'ladi.

Kvant mexanikasida «trayektoriya» tushunchasi ma'noga ega bo'lmaganligi uchun «orbita» tushunchasi ham o'z ma'nosini yo'qotadi. Lekin kvant mexanikasi elektronning fazani qaysi nuqtasida qayd qilish ehtimolligi haqida axborot bera oladi. 20.1-rasmlarda mos ravishda $1s$, $2r$, $3d$ holatlardagi elektronlarni yadrodan r masofadagi nuqtalarda qayd qilish ehtimolligining zichligini tasvirlovchi grafiklar keltirilgan. Rasmlardan ko'rinishicha, eng katta ehtimollik bilan elektronni qayd qilish mumkin bo'lgan nuqtalarning geometrik o'rinlari Bor orbitalariga mos keladi.

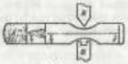
1s dan boshqa holatlar uyg'ongan holatlar deyiladi. Atomning asosiy holatdan uyg'ongan holatga yoki quyiroq uyg'ongan holatdan yuqoriroq uyg'ongan holatga o'tkazish uchun unga tashqaridan energiya berilishi lozim. Bu energiyaning miqdori

atomning oxiri va boshlang'ich holatlardagi energiyalarning farqiga teng bo'ladi, albatta. Energiya berish yo'llaridan biri atom tomonidan fotonni yutishdir. Foton yutishga teskari jarayon atomning nur chiqarishidir. Shu narsa ayonki, bu jarayon tufayli atom yuqoriroq uyg'ongan holatdan quyiroq uyg'ongan holatga yoki asosiy holatga o'tadi. Atomning boshlang'ich va oxirgi holatlarining orbital kvant sonlari faqatgina bir birlikka o'zgaradigan, ya'ni $\Delta l = \pm 1$ bo'ladigan o'tishlargina amalga oshadi. 20.2-rasmda vodorod atomi spektirini kvant mexanikasi tasavvurlari asosida amalga oshishi tasvirlangan.

Demak, Shredinger tenglamasi hech qanday qo'shimcha gepotezaga tayanmasdan vodorod atomining barcha xususiyatlarini tushuntira oladi.

20.2. Shtern va Gerlax tajribasi. Elektronning spini

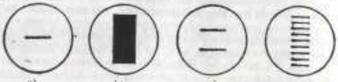
O.Shtern va V.Gerlaxlar tajribada tashqi magnit maydoni ta'sirida atom magnit momentlari fazoda ixtiyoriy yo'nalishlarda emas, balki ruxsat etilgan tayinli yo'nalishlardagina joylashishini isbotladilar. Bu tajribada qo'llanilgan qurilma 20.3-rasmda tasvirlangan. Qizdiriladigan K kameradan bug'lanib chiqqan atomlar tasmasimon tirqishli to'siqlar (T_1 va T_2)dan o'tgach, dasta shakliga keladi. So'ngra atomlar dastasi nihoyat darajada bir jinsli bo'lmagan magnit maydondan o'tib E ekranga tushadi. Kuchli bir jinsli bo'lmagan magnit maydonni elektro-magnit o'zagining qutblariga maxsus shakl berish bilan hosil qilinadi. Qurilma havosi so'rib olingan maxsus kameraga joylashtirilgan bo'ladi.



20.3-rasm.

Klassik fizika nuqtayi nazaridan qaraganda atomlar dastasi ekranni bir joyiga tushishi kerak, chunki atomlarning magnit momentlari har qanday qiymatni olishi mumkin.

Kvant nazariyasiga ko'ra atomlar dastasi umuman bo'laklarga ajralmasligi yoki kamida uchta bo'lakka ajralishi kerak. Vodorod atomi dastasi esa magnit momenti nol bo'lgani uchun umuman, bo'laklarga ajralmasligi kerak edi. Lekin vodorod atomlari dastasi bir jinsli bo'lmagan magnit maydonidan o'tishda ikkiga ajralib, ekranning ikki nuqtasida to'siqdagi tirqishning shakliga o'xshash dog' hosil bo'ladi. Bir valentli Na, K, Ag va boshqa atomlar dastasini ham vodorodga o'xshab ikki bo'lakka ajralishi kuzatildi. Buning sababi keyinchalik ma'lum bo'ldi. Umuman, Shtern va Gerlax tajribasi atom magnit momentlarini fazoviy kvantlanishini isbotladi. Agar bir jinsli bo'lmagan magnit maydondan R – holatdagi ($l = 1$) atomlar dastasi o'tkazilsa, ular uch bo'lakka ($2l+1=3$)bo'linishini qayd qilinadi. Magnit maydon ta'sir qilmaganda ekranda 20.4,a-rasmdagi tasvir hosil bo'ladi. Demak, bir jinsli bo'lmagan magnit maydonda harakatlanayotgan atomlarga ta'sir etuvchi kuch atom magnit momentining yo'nalishiga bog'liq. Bu kuch ta'sirida atomlar ekranning yuqoriroq yoki pastroq qismlariga tushadi. Shuning uchun atomlar dastasida R_m ning barcha yo'nalishlari mavjud bo'lsa, bu atomlar ekranga tushishi natijasida vujudga kelgan dog'ning shakli 20.4,b-rasmdagidek bo'lishi kerak edi. Tajribalarda esa bunday natijalar mutlaqo kuzatilmadi. Ba'zi hollarda, masalan, simob yoki marganec atomlarining dastalari bilan o'tkazilgan tajribalarda, ekrandagi dog' xuddi hech qanday maydon ta'sir qilmagandek (20.4,a-rasmga q.) shaklga ega bo'ladi. Boshqa hollarda esa atomlar dastasi komponentlarga ajraladi, natijada ekranda bir necha o'zaro parallel chiziqcha shaklidagi dog'lar hosil bo'ladi. Natriy yoki simob atomlarining dastalari ekranda vujudga keltirilgan manzara 20.4, v-rasmda, temir atomlarining dastasi qo'llanilgan tajribada kuzatilgan manzara esa 20.4 e-rasmda tasvirlangan.



a) b) d) e)

20.4 -rasm.

Shunday qilib, Shtern va Gerlak tajribasi fazoviy kvantlanish mavjudligini hamda elektronlar va atomlar magnit momentlarining qiymatlari diskret xarakterga egaligini isbotladi.

Elektron spini. 1925-yilda amerikalik fiziklar Jorj Ulenbek va Semyuel Gaudsmit agar elektron xususiy mexanik va magnit momentlariga ega deb faraz qilinsa, Shtern va Gerlaz tajribalarini ham, atomlarning spektral chiziqlarini bo'linishini ham tushuntirish mumkinligini isbotladilar. Klassik fizika nuqtayi nazaridan qaraganda elektron o'z o'qi atrofida aylangandagina xususiy impuls va magnit momentiga ega bo'ladi. Elektron zaryadga ega bo'lishi natijasida magnit momenti vujudga keladi. Elektronning xususiy impuls momentini spin, xususiy magnit momentini spin magnit momenti deb ataladi.

«Spin» inglizcha so'z bo'lib «aylanmoq» degan ma'noni anglatadi. Bu termin ishlatilishiga sabab, o'sha vaqtda elektronni o'z o'qi atrofida aylanuvchi zaryadli sharcha sifatida tasavvur qilingan. Lekin bunday tasavvur noto'g'ri ekanligi keyinchalik ma'lum bo'ldi. Chunki elektron uchun odatdagi impuls va magnit momenti qiymatini olish uchun u yorug'lik tezligidan yuz martadan ham katta chiziqli tezlikda aylanishi kerak ekan. Bu esa Eynshteyn nisbiylik nazariyasiga zid keladi.

Hozirgi vaqtda elektron spini uni aylanishini bildirmaydi, spin xuddi zaryad va massa kabi elektronning impuls momentini bildiruvchi kattalik hisoblanadi.

Elektronning spini uning aylanishi bilan bog'lash noto'g'ri ekanini zaryadsiz zarracha – neytron ham mexanik momentdan tashqari spin magnit momentiga ega bo'lishda ko'rishimiz mumkin.

Elektron spin mexanik momenti ham orbital mexanik momentga o'xshab kvantlanadi, ya'ni

$$L_{sp} = \frac{\sqrt{3}}{2}\hbar \tag{20.8}$$

ga teng. Spinning tanlab olingan yo'nalishi z ga (masalan, tashqi magnit maydon yo'nalishiga) proyeksiyasi faqat kvantlangan qiymatlarga ega bo'la oladi, bu qiymatlar quyidagi formula bilan aniqlanadi:

$$L_{sp.z} = s\hbar \tag{20.9}$$

bunda, s – spin kvant son. U n, l, m kvant sonlardan farqlanib kasr qiymatlarga, ya'ni

$$S = -\frac{1}{2} \;\; ; \;\; +\frac{1}{2} \tag{20.10}$$

ga ega bo'lishi mumkin. Elektronning spin magnit momentining proyeksiyasi va $L_{sp.z}$ quyidagi munosabat bilan bog'langan:

$$\mu_{zz} = -\frac{l}{m_e}L_{sp.z} = -S\frac{l\hbar}{m_e} = \pm\frac{l\hbar}{2m_e} = \pm\mu_B \tag{20.11}$$

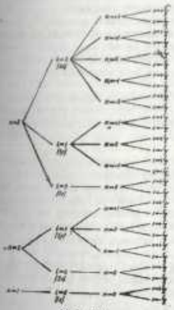
Demak, elektron spini magnit momentining tashqi magnit maydon yo'nalishiga proyeksiyasi faqat ikki qiymatga ega bo'la oladi, uning absolut miqdori Bor magnetoniga teng. Bir valentli *Na*, *K*, *Ag* va vodorod atomlari dastasini bir jinsli bo'lmagan magnit maydonda ikki komponentaga ajralishining sababi shu tariqa elektron spin magnit momenti orqali tushuntiriladi.

20.3. Pauli prinsipi

Pauli atom spektrlarini o'rganib atomda ma'lum bir holatda n, l, m, s to'rtala kvant sonlari bir xil bo'lgan bittadan ortiq elektroni bo'lishi mumkin emas degan xulosaga keldi.

Demak, kvant mexanikasida atomdagi energetik sathlar to'rta kvant son bilan xarakterlanadi:

$$\left.\begin{aligned} n &= 1, 2, 3, \ldots \\ l &= 0, 1, \ldots, (n-1); \\ m &= -l, -(l-1), \ldots, (l-1), l \\ S &= -\frac{1}{2}, +\frac{1}{2} \end{aligned}\right\} \tag{20.12}$$



20.5-rasm.

20.5-rasmda $n=1$, $n=2$ va $n=3$ bo'lgan energetik sathlar tasvirlangan, n, l va m kvant sonlarining to'plami bir xil, lekin spin kvant soni bilan farqlanuvchi sathlar ikkitadan bo'ladi.

Pauli prinsipi bo'yicha atomdagi bir energetik sathda ikkita elektron bo'lsa, ular qarama-qarshi spinga ega bo'lishi kerak. Atomda ayni bir n bosh kvant soni uchun bo'lishi mumkin bo'lgan energetik sathlarning umumiy sonini hisoblaylik.

Agar n va l larning qiymatlari o'zgarmasdan m va s lari bilan farqlanuvchi sathlar sonini topish kerak bo'lsa, har bir n va m ning $2l+1$ ruxsat etilgan qiymati bor. Demak, n va s larning aynan to'plami $(2l+1)$ sathdan iborat. Nihoyat, ayni n uchun l, m va s lari bilan farqlanuvchi sathlar sonini topaylik. (20.12) ga asosan, ayni n uchun l ning qiymatlari 0 dan n-l gacha bo'lgan butun musbat sonlarni egallashi mumkin. Shuning uchun asosiy kvant son n ning ayni qiymati bilan ifodalanuvchi sathlar soni

$$\sum_{l=0}^{n-1} 2(2l+1) = 2n^2 \tag{20.13}$$

bo'ladi.

Sathlar soni ham elektronlar soniga teng bo'ladi. 20.5-rasmda $n=1$, $n=2$ va $n=3$ bo'lgan energetik sathlar tasvirlangan. $n=1$ bo'lganda sathlar soni 2 ta, $n=2$ bo'lgandagi sathlar soni 8 ta, $n=3$ bo'lsa, sathlar soni 18 ga teng. Masalan, vodorod atomida $n=1$ bo'lgan ikkala sath bir xil energiyaga ega yoki $n=2$ bo'lgan sakkizta sathning hammasi aynan bir xil energiyaga ega bo'ladi (aynigan sathlar hisoblanadi). Lekin ko'p elektronli atomlarda o'zaro ta'sir tufayli sathlar aynishi yo'qoladi va atomdagi energetik sathlarning energiyalari boshqa kvant sonlarga ham bog'liq bo'lib qoladi.

Ko'p elektronli atomlarda ayni bir bosh kvant soni n ga to'g'ri kelgan elektronlar to'plami elektron qobiqni hosil qiladi. Har bir qobiq l kvant soniga mos holda qobiqchalarga bo'linadi. Ma'lumki, orbital kvant soni $l=0$ dan $n-1$ gacha bo'lgan qiymatni qabul qilgani uchun qobiqdagi qobiqchalarni sopi n tartibida bo'ladi.

Shunday qilib, Pauli prinsipi quyidagicha ta'riflanadi: ***Atomdagi n, ℓ, m, s kvant sonlar to'plami bilan xarakterlanuvchi ixtiyoriy energetik sathda bittadan ortiq elektron bo'lishi mumkin emas.***

20.4. D. I. Mendeleyev elementlar davriy sistemasi

1869-yilda rus olimi D.I.Mendeleyev elementlarning atom massalari bo'yicha ma'lum bir sistemaga solishga erishdi va atom fizikasining asosi bo'lgan tabiatning fundamental qonuni – elementlar davriy sistemasini yaratdi. Agar elementlarning massalarini ortib borishi tartibida joylashtirilsa, ma'lum bir tartib raqami oralig'ida, ya'ni ***biror davrda***, ularning ko'pgina kimyoviy va fizik xossalarini takrorlanishi ma'lum bo'ldi.

Masalan, litiy bir valentli ishqoriy metall bo'lib, tartib raqami $Z=3$ ga teng. Yana 8 ta tartib raqamidan keyin kelgan natriy $(Z=11)$ ham, undan yana 8 ta raqam keyin joylashgan kaliy $(Z=19)$ ham litiyga o'xshab ishqoriy metall hisoblanadi. Bunday ishqoriy metall xossasi 18 tartib raqamdan keyin rubidiy $(Z=37)$ va seziyda $(Z=55)$ ham takrorlanadi.

Davriy sistema yaratilgan vaqtda 64 ta kimyoviy element borligi ma'lum edi. D.I.Mendeleyev tomonidan katakchalarga davriy sistemadagi elementlar birin-ketin qo'yib chiqarilgandan keyin ayrim katakchalar bo'sh qoldirildi. Mendeleyev bu bo'sh katakchalarni to'ldirish mumkin bo'lgan, hali topilmagan kimyoviy elementlarning xossalarini oldindan aytib berdi. Masalan, shunday yo'l bilan Fransiyada davriy sistemada ruxdan keyin joylashgan galliy elementi kashf etildi. Undan keyin selen (Se), germaniy(Ge) va boshqa kimyoviy elementlar ham kashf etilib, davriy sistemadagi bo'sh kataklar to'lib bordi. Bulardan tashqari, D.I.Mendeleyev ba'zi elementlarning atom og'irliklarini to'g'riligini tekshirishga muvaffaq bo'ldi. Masalan, Be va U ning atom og'irliklarini tablitsa asosida hisoblab chiqardi. Keyinchalik ma'lum bo'ldiki, kimyoviy elementning davriy sistemadagi tartib raqami atom yadrosi zaryad sonini yoki yadro atrofidagi elektronlar sonini bildirar ekan. Elementning davriy sistemadagi tartib raqami ortgan sari uni massasi ham, yadro zaryadi ham ortib boradi. Yadro atrofida aylanuvchi elektronlar eng kichik energiyali holatni olishga intilishi natijasida hammasi birinchi Bor orbitasida aylanishlari lozim edi. Agar birorta elektron qo'shilganda ham elementlarning xossalarini unchalik o'zgartirmasligi kerak. Ammo bizga ma'lumki, bitta elektron bilan farq qiluvchi argon $(Z=18)$ inert gaz, kaliy $(Z=19)$ ishqoriy metall. Shunday holni kripton $(Z=36)$ va rubidiy, ksenon $(Z=54)$ va seziy $(Z=55)$, radon $(Z=86)$ va

fransiy $(Z=87)$ juftlarida ham kuzatishimiz mumkin. Bu elementlar bitta elektroni bilan farq qilgani holda, birinchilari inert gaz, ikkinchilari esa ishqoriy metallardir.

Atomning tartib raqami ortgan sari uni o'lchami uzluksiz kichiklashib borishi kerak, chunki elektronlar soni ortgan sari Kulon tortishish kuchlari ham ortib boradi.

Lekin amal atomlarning o'lchami bir davr elementlaridan boshqa davr elementlariga o'tganda o'zluksiz holda emas aniq bir qiymatni olgan holda keskin ortib ketadi (20.1-jadval)

20.1-jadval

II davr elementlari	*Li*	*Be*	*B*	*C*	*N*	*O*	*F*
Diametr, A°	3,10	2,26	1,82	1,54	1,42	1,32	1,28
III davr elementlari	*Na*	*Mg*	*Al*	*Si*	*R*	*S*	*Cl*
Diametr, A°	3,78	3,29	2,89	2,68	2,60	2,08	1,98

Masalan, bunga misol qilib ikkinchi davr oxiridagi flor (F) bilan uchunchi davr boshidagi natriyni olishimiz mumkin. Atom o'lchamini bir davrdan boshqa davrga o'tganda keskin o'zgarib ketishini nima bilan izohlashni Pauli taqsimot prinsipi yaratilguncha bilishmas edi.

Hozirgi vaqtda davriy sistemadagi barcha elementlarning elektronlari Pauli prinsipiga bo'ysungan holda energetik sathlar bo'yicha qanday taqsimlanishi ma'lum. Biz birinchi element vodoroddan boshlaylik. Uning bittagina elektroni bor. Bu elektron Pauli va minimal energiya prinsipiga asosan $n=1$, $\ell=0$, $m=0$, $s=-\frac{1}{2}$ kvant sonlar bilan ifodalanuvchi 20.5-rasmda tasvirlangan 1S energetik sathni egallaydi. Geliy atomida ikkita elektron $1S$ holatda spinlari antiparallel bo'lgan holda joylashadi va $1S^2$ ko'rinishda (1S holatda 2 elektron) yoziladi. Geliyda K - qobiq 2ta elektron bilan to'ladi. Natijada davriy sistemadagi 1 davr tugaydi (20.2-jadval).

Litiydagi $(Z=3)$ uchinchi elektron Pauli prinsipiga ko'ra to'lgan K – qobiqda joylashishi mumkin emas, u $n=2$ bo'lgan L – qobiqdagi eng kichik $2S$ energetik sathni egallaydi. Litiyda elektronlarni qobiqlar bo'yicha taqsimlanishi $1S^2\ 2S$ ko'rinishda belgilanadi. To'rtinchi element Ve – bereliyda $(Z=4)$ ikkinchi qobiqdagi $2S$ qobiqcha to'ladi. Bereliydan keyingi element Bor $V(Z=5)$dan boshlanib Ne-neon $(Z=10)$gacha bo'lgan oltita elementda $2r$ qobiqchani to'lishi tugallanadi. Sistema II davr inert gaz neon bilan tugaydi, neonda L – qobiq to'lgan bo'ladi (20.2-jadval).

20.2-jadval.

Davr	Z	Element	K	L		M			N			
			1S	2S	2R	3S	3R	3d	4S	4R	4d	4F
I	1	*H*	1									
	2	*He*	2									
II	3	*Li*	2	1								
	4	*Be*	2	2								
	5	*B*	2	2	1							
	6	*C*	2	2	2							
	7	*N*	2	2	3							
	8	*O*	2	2	4							
	9	*F*	2	2	5							
	10	*Ne*	2	2	6							

III	11	*Na*	2	2	6	1		-				
	12	*Mg*	2	2	6	2		-				
	13	*Al*	2	2	6	2	1	1				
	14	*Si*	2	2	6	2	2	2				
	15	*R*	2	2	6	2	3	3				
	16	*S*	2	2	6	2	4	4				
	17	*Cl*	2	2	6	2	5	5				
	18	*Ar*	2	2	6	2	6	6				
IV	19	*K*	2	2	6	2	6	-	1			
	20	*Ca*	2	2	6	2	6	-	2			
	21	*Se*	2	2	6	2	6	1	2			
	22	*Ti*	2	2	6	2	6	2	2			
	23	*V*	2	2	6	2	6	3	2			
	24	*Cr*	2	2	6	2	6	5	1			
	25	*Mn*	2	2	6	2	6	5	2			
	26	*Fe*	2	2	6	2	6	6	2			
	27	*Co*	2	2	6	2	6	7	2			
	28	*Ni*	2	2	6	2	6	8	2			
	29	*Cu*	2	2	6	2	6	10	1			
	30	*Zn*	2	2	6	2	6	10	2			
	31	*Ga*	2	2	6	2	6	10	2	1		
	32	*Ge*	2	2	6	2	6	10	2	2		
	33	*As*	2	2	6	2	6	10	2	3		
	34	*Se*	2	2	6	2	6	10	2	4		
	35	*Br*	2	2	6	2	6	10	2	5		
	36	*Kr*	2	2	6	2	6	10	2	6		

Natriydagi *3S* va litiydagi *2S* – sathlarda bittadan elektron bo'lgani uchun ularning kimyoviy va fizik xossalari o'xshash bo'lib, ishqoriy metallar guruhiga kiradi. Magniydan ($Z=12$) boshlab *M* – qobiqni to'lishi boshlandi va argonda ($Z=18$) tugaydi. Argon ham *He*, *Ne* ga o'xshab inert gazdir. III davr argon bilan tugaydi.

Kaliy ($Z=19$) optik va kimyoviy xossalari xuddi *Li* va *Na* atomlariga o'xshaydi. Bu shundan dalolat beradiki, elektronlarning o'zaro ta'siri tufayli $n=4$, $l=0$ holat $n=3$, $l=2$ holatga qaraganda kichik energiyaga ega bo'lib qolar ekan. Shuning uchun kaliyning 19 – elektroni *M* – qobiqning *3d* qobiqchasida joylashmasdan *N*-qobiqning *4S* qobiqchasida joylashar ekan. Natijada kaliy ham ishqoriy metall bo'lib qoladi.

Kalsiyning ($Z=20$) spektroskopik va kimyoviy xossalari ham uni 20- elektronni *4S* sathda joylashganini ko'rsatadi. Keyingi 21- element skandiy (*Sc*)dan boshlanib *M*-qobiqni *3d* qobiqchasi ham to'la boshlaydi va uni to'lishi *Zn*-rux ($Z=30$) tugaydi. Keyingi *N*-qobiqni to'lishi *Kr*-kriptonda ($Z=36$) tugaydi. *Ne* va *Ar* ga o'xshab, kriptonni ham tashqi *S* va *R* qobiqchalari to'lgan bo'ladi. IV davr shu kripton-inert gaz bilan tugaydi.

Shunday mulohazalar Mendeleyev jadvalidagi boshqa elementlarga ham tegishli. Yana shuni ham aytib o'tish kerakki, elementlarning keyingi davrlari ham

ishqoriy metallardan boshlanib, inert gazlarda tugaydi. Keyingi inert gazlarning ham oxiri tashqi *S* va *R* qobiqchalari to'lgan bo'ladi.

Davriy sistemadagi lantanoidlar deb ataluvchi bir guruh elementlarni (lantandan ($Z=57$) boshlab lyutetsiy ($Z=71$)gacha xossalari bir xil bo'lgani uchun bir qatorga, yana aktinoidlar nomini olgan bir guruh elementlarni (aktiniy ($Z=89$))dan boshlab lourensiy ($Z=103$)gacha yana bir boshqa qatorga joylashga to'g'ri kelgan. Chunki aktinoidlarning xossalari bir-biriga o'xshash.

Lantanoidlarning xossalari o'xshash bo'lishiga tashqi *R* va *Q* qobiqlarda bir xil, ya'ni *6S'* va *7S'* sathlarda ikkitadan elektron bo'lishi sabab bo'ladi.

Shunday qilib, davriy sistemadagi elementlarning xossalarini bir-biriga yaqin bo'lishiga ularning tashqi elektron qobig'i o'xshashligi sabab bo'lar ekan. Masalan, inert gazlarning hammasining tashqi qobig'ida 8 tadan elektron bo'ladi. Ya'ni doimo *S* va *R* qobiqcha elektron bilan to'lgan bo'ladi. Ishqoriy metallarning (*Li, Na, K, Rb, Cs, Fr*) *S* – qobiqchasida doimo bittadan elektron, ishqoriy – yer metallariga (*Be, Mg, Ca, Sr, Ba, Ra*) *S* – sathda 2 tadan elektron, gologenlarining (*F, Cl, Br, I, At*) tashqi qobig'ini to'lishiga bittadan elektron yetishmaydi va hokazo.

20.5. Molekulalar. Molekulalar kimyoviy bog'lanishining fizik tabiati

Molekula deb, bir xil yoki har xil element atomlarining kimyoviy birikishidan tashkil topgan va ma'lum bir moddaning **kimyoviy va fizik xususiyatlarini** o'zida mujassamlashtirgan eng kichik zarrachaga aytiladi. Masalan, vodorod (H_2), kislorod (O_2), azot (N_2) bir xil atomlardan tuzilgan molekulalardir, osh tuzi molekulasi (*NaCl*) esa har xil atomlardan tashkil topgan molekulaga misol bo'ladi. Molekuladagi atomlarning kimyoviy bog'lanishi ularning tashqi valent elektronlari orqali amalga oshadi. Ko'pincha molekulalarda ***kovalent*** va ***ionli*** bog'lanish uchraydi.

Ionli (geteropolar) bog'lanishni hosil bo'lishi bilan yaqindan tanishaylik. Ishqoriy metallardagi valent elektron yadro bilan zaif bog'langan. Gologen atomlarida esa tashqi elektron qobig'ini to'lishiga bitta elektron yetishmaydi. Shuning uchun ishqoriy metall atomi bilan gologen atomi yaqinlashganda ishqoriy metallning bitta elektroni gologen atomiga o'tadi. Natijada, ishqoriy metall musbat, gologen atom esa manfiy ionga aylanadi. Bu musbat va manfiy ionlar o'zaro elektrostatik Kulon kuchi bilan o'zaro tortishishi natijasida birikib, molekulani hosil qiladi. Ion bog'lanishlarga *NaCl, KBr* misol qilishimiz mumkin.

Kovalent bog'lanishli molekulalarga misol qilib H_2, C_2, N_2 molekulalarni olish mumkin. Bir xil element atomlaridan tashkil topgan molekuladagi bog'lanishni ***bog'lanish gomeopolar*** (grekcha «gomeo», ya'ni «bir xil» degan so'zdan olingan) ***bog'lanish*** yoki ***kovalent bog'lanish*** deyiladi. Kovalent bog'lanishni hosil bo'lishini kvant mexanikasi nuqtayi nazaridan ko'rib chiqaylik. Uning mohiyatini vodorod molekulasi misolida muhokama qilaylik. Alohida joylashgan vodorod atomlaridagi elektronlarning yadro atrofida bo'lish ehtimolligi S holatda ($l=0$) sferik – simmetrik xarakterga ega, boshqacha qilib aytganda yadro atrofidagi «elektron buluti» biror radiusli sferadan iborat bo'ladi. Agar ikki vodorod atomi bir-biriga Bor radiusicha masofada yaqinlashsa, ikkala atomning elektron bulutlari tutashib ketadi. Buni quyidagicha tushuntirish mumkin; atomlar bir-biriga yaqinlashganda birinchi atom elektroni ikkinchi atom yadrosi atrofida, ikkinchi atom elektroni esa birinchi atom yadrosi atrofida qayd qilish ehtimolligi noldan farqli bo'ladi, bunda, birinchi atomning elektroni yoki ikkinchi atomning elektroni degan so'z ma'nosini yo'qotadi. Bu hol uchun kvant mexanikasidagi bir xil zarrachalarni farq qilmaslik prinsipi o'rinli bo'ladi. Pauli prinsipi bajarilishi uchun molekula hosil qilayotgan ikkita vodorod atomidagi elektronlarning spinlari qarama-qarshi bo'lishi kerak.

Molekula murakkab kvant sistemasi bo'lib, u molekuladagi elektronlarning harakatini, atomlarning tebranma va molekulaning aylanma harakatini hisobga oluvchi Shredinger tenglamasi bilan ifodalanadi. Bu tenglamaning yechimi juda murakkab bo'lgani uchun odatda, uni elektron va yadrolar uchun alohida yechiladi.

Molekulani energiyasi

$$W = W_{el} + W_{teb} + W_{ayl} \qquad (20.14)$$

bunda, W_{el} – elektronlarning yadroga nisbatan harakat energiyasi;

W_{teb} – yadroning tebranma harakat energiyasi;

W_{ayl} – yadroning aylanma harakat energiyasi bo'lib, u molekulaning fazodagi vaziyatini davriy ravishda o'zgarishiga bog'liq bo'lgan energiya.

Tajribadan aniqlanishicha $W_{el} \approx 1 \div 10\ eV$, $W_{teb} \approx 10^{-2} \div 10^{-1}\ eV$, $W_{ayl} = 10^{-5} \text{-} 10^{-3}\ eV$ ga teng, ya'ni $W_{el} >> W_{teb} >> W_{ayl}$ tengsizlik o'rinli bo'ladi. Bu energiyalar o'zaro quyidagi nisbatda taqsimlanadi:

$$W_{el} : W_{teb} : W_{ayl} = 1 : \sqrt{\frac{m}{M}} : \frac{m}{M}$$

bunda, m – elektron massasi, M – molekuladagi yadro massasi,

$$m/M = 10^{-5} \div 10^{-3}$$

(20.14) ifodaga kiruvchi har bir energiya kvantlangani uchun ular energetik sathlar to'plamidan iborat. Tajriba va nazariyadan aylanma energetik sathlar orasidagi oraliq tebranma harakatga mos keluvchi energetik sathlar orasidagi masofadan kichik, o'z navbatida tebranma harakatga mos keluvchi sathlar orasidagi masofa bosh kvant soni bilan aniqlanuvchi elektron sathlar orasidagi masofadan kichik. Bu hol 20.6-rasmda yo'g'on, o'rtacha yo'g'onlikdagi va ingichka chiziqlar bilan ikkita elektron sath uchun tasvirlangan.

20.6 -rasm

Molekulalarning tuzilishi va ular energiya sathlarining xususiyatlari kvant o'tishlarda sochilgan nurlanish (yutilish) spektrida, ya'ni molekula spektrida namoyon bo'ladi. Molekulaning nurlanish spektri kvant mexanikasidagi tanlash qoidasiga mos holda (masalan, aylanma yoki tebranma harakatga mos kvant sonining o'zgarishi ± 1 ga teng bo'lishi kerak) energetik sathlar tarkibi bilan aniqlanadi. Shunday qilib, sathlar orasidagi turli xil o'tishlardan spektrlar hosil bo'ladi. Molekulaning spektral chizig'i chastotasi bir elektron sathdan boshqasiga o'tishiga mos kelishi (elektron spektrlariga) yoki biror tebranma harakatga mos kelgan energetik sathdan ikkisiga o'tishga mos kelishi mumkin. Molekulalar spektri ham chiziqli bo'lib, ular spektrning *UB*, *IQ* va ko'zga ko'rinuvchi sohasida joylashishi mumkin. Aylanma sathlar bir-biriga juda yaqin joylashgani uchun molekulalar spektridagi chiziqlar ham bir-biriga juda yaqin bo'lib, ular hatto

tutashib ketadi. Molekuladagi atomlar soni ortishi bilan molekula spektri murakkablashib, faqat keng yo'llar ko'rina boshlaydi.

ν_0

20.7-rasm

Molekulalar spektrini o'rganish-da 1929-yilda rus olimlari–T.S.Landeberg, L.I.Mandelshtam va hind olimlari – Ch. Raman va K. Krishianlar tomonidan kashf etilgan yorug'likning ***kombinatsion sochilish*** hodisasi muhim ahamiyatga ega. Bu effekt shundan iboratki, biror moddaga (gaz, suyuqlik, shaffof kristall) ν_0 chastotali monoxromatik yorug'lik tushsa, bu moddada sochilgan yorug'lik spektrida ν_0 chastotali chiziqdan tashqari uning ikki yonida simmetrik joylashgan qo'shimcha spektral chiziqlar ham hosil bo'ladi (20.7-rasm). Bu qo'shimcha spektral chiziqlarga mos kelgan chastota tushayotgan monoxromatik yorug'lik chastotasi bilan yorug'lik sochayotgan molekulalarning tebranma yoki aylanma o'tishlarida hosil bo'ladigan nurlanishlar chastotalarning ayirmasiga yoki yg'indisiga teng bo'ladi, ya'ni

$$\nu_i = \nu_0 \pm \nu_i \qquad (20.15)$$

bu yerda, ν_i – jism molekulalarining tebranma yoki aylanma o'tishlarida vujudga kelgan nurlanishlar chastotasi.

Kombinatsion sochilish spektridagi chastotasi moddaga tushayotgan yorug'likning chastotasidan kichik bo'lgan chiziqlar qizil yo'ldosh spektrlar, chastotasi ν_0 dan kattalari esa binafsha yo'ldosh spektrlar deb ataladi. Hosil bo'lgan bu yo'ldosh spektr chastotasi, joylashishi va soni tushayotgan yorug'lik chastotasiga bog'liq bo'lmay, faqat yorug'lik sochilayotgan modda tabiatiga bog'liq bo'lib, uning tarkibini va tuzilishini ifodalaydi. Kombinatsion sochilish hodisasi ko'p atomli murakkab molekulalardagi tebranma va aylanma energetik sathlarni, molekulalarning tuzilishini o'rganishda keng qo'llaniladi. Masalan, neft mahsulotlarining (benzin, yog'lar) tarkibi ana shunday aniqlanadi.

Savollar

1. Vodorod atomi uchun Shredinger tenglamasini yozing va uni qanday hollarda yechimga ega bo'lishini ko'rsating.
2. Kvant sonlari – asosiy kvant son (n), orbital kvant son (ℓ), magnit kvant son (m)lar nimalarni ifodalaydi?
3. Elektron spini deganda nimani tushunasiz? Shtern va Gerlax tajribasini izohlang.
4. Pauli prinsipi bo'yicha atomdagi energetik sathlar to'rtta kvant soni bilan qanday xarakterlanadi?
5. Asosiy kvant soni bilan ifodalanuvchi sathlar sonini aniqlovchi Pauli tenglamasini yozing.
6. D.I.Mendeleyev elementlar davriy sistemasi tabiatning fundamental qonuni sifatida qanday yaratildi?
7. Molekula deb nimaga aytiladi?
8. Yorug'likning kombinatsion sochilishi hodisasini tushuntiring.

Masalalar

6-masala. Vodorod atomi 1s holatda turibdi. Elektronning atomda radiusi $r=0,1a$ bo'lgan sfera ichida bo'lish ehtimolligi E aniqlansin (bunda, a – birinchi Bor orbitasining radiusi). Bu holatni tasvirlovchi to'lqin funksiyasi ma'lum deb hisoblanadi.

Berilgan: $\dfrac{1s,\ r=0{,}1a}{E-?}$

Yechish. Elektronning r,θ,φ koordinatali nuqta atrofidagi dV hajmda topish ehtimolligi,

$$dE=\left|\ \psi_{n},\ell,m(r,0,\varphi)\right|^2\ dV$$

tenglik bilan aniqlanadi.

1s holatda to'lqin funksiyasi ψ sferik, ya'ni faqat r gagina bog'liq bo'ladi, shuning uchun

$$dE=\left|\psi_{100}(r)\ \right|^2 dV \qquad (1)$$

bunda, $\psi_{100}(r)$ – asosiy holatga mos keluvchi normalashtirilgan xususiy to'lqin funksiyasi:

$$\psi_{100}=\frac{1}{\sqrt{\pi a^3}}e^{-r/a}$$

Funksiya simmetrik bo'lganligidan elektronni r masofada topish ehtimolligi hamma yo'nalishlarda bir xil bo'ladi. Shuning uchun ham ehtimollikning bir xil zichligiga mos keluvchi dV hajm elementini r radiusli va dr qalinlikdagi sfera qatlamning hajmi ko'rinishda tasavvur qilish mumkin:

$$dV=4\pi r^2dr.$$

$\psi_{100}(r)$ va dV larning ifodalarini hisobga olganda (1) formula quyidagi ko'rinishda yoziladi:

$$dE=\left|\frac{1}{\sqrt{\pi a^3}}e^{-r/a}\right|^2 4\pi r^2\,dr=\frac{4}{a^3}e^{-2r/a}r^2\,dr.$$

Ehtimollikni hisoblashda uzunlik birligi sifatida birinchi Bor orbitasining radiusi a ni qabul qilib, atom birliklariga o'tish qulaydir. Agar $\varsigma=r/a$ o'lchamsiz kattalikni kiritsak, u holda

$$r^2=\varsigma^2a^2,\ dr=ad\varsigma \quad \textit{va} \quad dE=4e^{-2\varsigma}\varsigma^2d\varsigma.$$

dE ni $r_1=0$ dan $r_2=0{,}1a$ gacha (yoki $\varsigma_1=0$ dan $\varsigma_2=0{,}1$ gacha) chegarada integrallab ehtimollikni topamiz:

$$E=4\int_0^{0,1}\varsigma^2e^{-2\varsigma}d\varsigma.$$

Bu integralni bo'laklab integrallash usuli bilan aniq hisoblanishi mumkin, lekin kichik ς larda ($\varsigma_{max}=0{,}1$) $e^{-2\varsigma}$ ifodani Makleron qatori

$$e^{-2\varsigma}=1-2\varsigma+\frac{1}{21}(2\varsigma)^2+........$$

ga yoyish va taxminiy hisoblash ham mumkin.

Darajasi birdan yuqori bo'lgan barcha hadlarni inobatga olmay, integralni

$$E=4\int_0^{0,1}(1-2\varsigma)\varsigma^2d\varsigma=4\int_0^{0,1}\varsigma^2d\varsigma-8\int_0^{0,1}\varsigma^3d\varsigma$$

ko'rinishda yozamiz.

Birinchi va ikkinchi integrallar mos ravishda quyidagi natijalarni beradi:

$$4\left[\frac{\varsigma^3}{3}\right]_0^{0,1}=\frac{4}{3}10^{-3} \quad \textit{va} \quad 8\left[\frac{\varsigma^4}{4}\right]_0^{0,1}=0{,}2\cdot10^{-3}$$

Shunday qilib, qidirilayotgan ehtimollik

$$E=1{,}33\,10^{-3}-0{,}2\,10^{-3}=1{,}13\,10^{-3}.$$

77-masala. Neptuniy yadrosi $^{234}_{93}Np$ atomning K – qobig'idagi elektronni tutib oldi (K- tutilishi) va α- zarrani chiqardi. Bu o'zgarishlar natijasida qaysi elementning yadrosi hosil bo'ladi?

Berilgan: $\dfrac{^{234}_{93}Np}{Y-?}$

Yechish. Atomning yadroga eng yaqin bo'lgan elektron qobig'idan (K-qobiq) K - tutilishda elektron yadro tomonidan tutiladi. Buning natijasida yadrodagi proton neytronga aylanadi. Yadrodagi nuklonlarning umumiy soni o'zgarmaydi, zaryad soni esa bittaga kamayadi. Shuning uchun oraliq yadro 93-1=92 zaryad soniga ega bo'ladi: massa soni esa oldingidek 234 bo'lib qolaveradi. D.I.Mendeleyev jadvalidan oraliq yadro uranning $^{234}_{92}U$ izotopi ekanligini aniqlaymiz.

Oraliq yadro α- zarrani chiqaradi α- zarra (geliy $^{4}_{2}He$ izotopining yadrosi) ikkita proton va ikkita neytrondan iborat bo'lganligidan, oraliq $^{234}_{92}U$ yadro α- zarra chiqarishi natijasida zaryad sonini ikki birlikka va massa sonini to'rt birlikka kamaytiradi. Shunday qilib, oxirgi yadro Z=90 va A=230 ga ega bo'lib, u toriyning $^{230}_{90}Th$ izotopidir.

$$Y={}^{230}_{90}Th$$

78-masala. Elektron g'alayonlangan vodorod atomida 3r – holatda. Atomning asosiy holatga o'tishida elektronning harakati natijasida vujudga kelgan magnit momentining o'zgarishi aniqlansin.

Berilgan: $\dfrac{^{1}_{1}H,\ \ 3p}{\Delta M_e-?}$

Yechish. Magnit momentining o'zgarishi $\Delta\mu_e$ ni oxirgi (asosiy) va boshlang'ich (g'alayonlangan) holatlari magnit momentlarining farqi sifatida, ya'ni $\Delta M_e=M_{e_1}-M_{e_2}$ kabi topamiz.

Elektron orbital harakatining magnit momenti faqat orbital kvant soni ℓ ga bog'liq bo'ladi:

$$M_e = M_e\sqrt{\ell(\ell+1)}$$

Bundan, asosiy holatda $\ell=0$ va $Me_2=0$, g'alayonlangan (3r) holatda $\ell=1$ va $Me_1 = M_e\sqrt{2}$. Binobarin, magnit momentining o'zgarishi

$$\Delta M_e = -M_e\sqrt{2}$$

Manfiy ishora mazkur holda magnit momenti kamayganligini ko'rsatadi:

$$M_e = 0{,}927\cdot 10^{-23}\, J/Tl$$

qiymatni qo'yib, natijani olamiz:

$$M_e = 1{,}31\cdot 10^{-23}\, J/Tl.$$

XXI bob. KVANT STATISTIKASI ELEMENTLARI

21.1. Kvant tizimining statistik tavsifi

Moddalar tartibsiz, issiqlik harakat qiluvchi atom va molekulalardan tashkil topgan. ***Moddalarning atom va molekulalari haqidagi ma'lumotlarga asoslanib, ularning makroskopik sistema xossalarini o'rganuvchi fizikaning bo'limiga statistik fizika deyiladi.*** Statistik usullar ehtimollar nazariyasi va statistik matematika qonunlariga asoslanadi. Statistik qonunlarni o'rganish natijasida makro sistema xossalarini tekshirish mumkin. Bu tekshirishlar sistema tarkibiga kirgan zarrachalarning ichki xossalariga, ularning harakatiga, o'zaro va tashqi muhit (jism) bilan ta'sirlashishlariga bog'liq bo'ladi.

Nyuton mexanikasiga bo'ysunuvchi ko'p sonli zarralardan tashkil topgan makro sistemalarning xossalarini (masalan, gazning energiyasini, uning idish devoriga bosimini, termodinamik jarayonlarda issiqlik, ish va boshqa kattaliklar orasidagi bog'lanishlarni) klassik statistika o'rganadi. Kvant mexanikasi qonunlariga bo'ysunuvchi ko'p sonli mikro zarrachalardan tashkil topgan sistemalarning xossalari (masalan: kristall panjaraning issiqlik sig'imi, qattiq jismlarning issiqlik va elektr o'tkazuvchanligi, issiqlik nurlanishi energiyasi va h.k.lar) ni kvant statistikasi o'rganadi:

Statistik qonuniyatlarni miqdoriy jihatdan tavsiflash uchun ko'p o'lchovli cheksiz fazodan foydalanamiz. Cheksiz fazoni statistikada ***fazoviy fazo*** deb yuritiladi.

Zarraning fazoviy fazosi deganda olti o'lchovlik fazo tushuniladi, unda uch o'q yordamida zarra koordinatalari va qolgan uch o'q yordamida impuls komponentlari ifodalanadi. Berilgan sistema N zarradan tashkil topgan bo'lsa, fazoviy fazo *6N* o'lchovli bo'ladi. O'qlardan *3N* tasi sistemadagi barcha zarralar koordinatalarining proyeksiyasiga, qolgan *3N* o'qlar esa mos ravishda impulsning proyeksiyalariga tegishli. Sistema bitta erkinlik darajasi bilan xarakterlan , fazoviy fazo ikki o'lchovli, erkinlik darajasi n bo'lsa – *2n* o'lchovli bo'ladi.

Agar zarralar koordinatalarini $q_i(i=1,2,\ldots,3N)$, impulslarining proyeksiyalarini $R_i(i=1,2,\ldots,3N)$ bilan belgilasak, *6N* o'lchamli fazoviy fazodagi hajm elementi barcha *6N* koordinatalar differensiallarining ko'paytmasi ko'rinishida quyidagicha ifodalanadi:

$$dV = dq_1\cdot dq_2\cdots dq_{3N}\cdot dp_1\cdot dp_2\cdots dp_{3N} = dq\cdot dp \quad (21.1)$$

Bu hajm qancha katta bo'lsa, sistema holatini ifodalovchi fazoviy nuqtani shu hajm ichida bo'lish ehtimolligi ham shuncha katta bo'ladi, ya'ni :

$$dW(q,p) = f(q,p)dq\,dp \quad (21.2)$$

Bu ifodadagi f(q,r) – taqsimot funksiyasi, u sistema holatining ehtimollik zichligi vazifasini bajaradi. Shuning uchun sistemaning amalga oshishi mumkin bo'lgan barcha holatlar ehtimolliklarining yig'indisi 1 ga teng bo'lishi kerak:

$$\int dW(q,p) = \int f(q,p)dq\,dp = 1 \quad (21.3)$$

(21.3) ifodani ehtimollikni ***normalash sharti*** deb ataladi. Uning ma'nosi shundan iboratki, agar zarra mavjud bo'lsa, fazoviy fazoning qayeridadir topilishi muqarrar hodisadir. Taqsimot funksiya ma'lum bo'lgan holda sistemaning biror xossasini ifodalovchi x kattalikning o'rtacha qiymatini quyidagicha aniqlash mumkin:

$$\langle x\rangle = \int x(q,p)dW(q,p) = \int x(q,p)f(q,p)dq\cdot dp \quad (21.4)$$

Taqsimot funksiyasini topishga erishish muhim ahamiyatga ega, chunki u makro sistema xossasi x ning hisoblangan va tajribada aniqlangan qiymatlari bir xil bo'lishini ta'minlashga xizmat qiladi. Endi esa biz kvant va klassik statistikalari orasidagi umumiylikni va farqni oydinlashtirib olaylik.

Yuqorida bayon etilgan fikrlar ham klassik, ham kvant mexanikasi qonunlariga bo'ysunuvchi ko'p sonli zarralardan tashkil topgan sistemalarning xossalarini o'rganish uchun umumiydir. Ular orasidagi farq esa klassik va kvant zarralar holatlarining xossalari bilan belgilanadi:

a) kvant zarralarining holatlari diskret o'zgaradi, klassik zarralariniki esa uzluksiz o'zgaradi;

b) berilgan holatdagi bir xil kvant zarralari (masalan, elektron, protonlar) mutlaqo bir-birlaridan farq qilmaydilar (o'xshash zarralarning o'zaro farqlanmaslik prinsipi), klassik statistikada bir-biridan farqlanadi (o'xshash zarralarning o'zaro farqlanish prinsipi) deb hisoblanadi;

d) kvant zarralari o'zining xususiy mexanik momentiga, ya'ni spiniga ega;

e) kvant zarralari korpuskular – to'lqin xususiyatga ega bo'lganliklari tufayli, noaniqliklar prinsipiga binoan, fazoviy fazodagi hajm elementi $dq\,dr \geq h^3$ dan kichik bo'la olmaydi. Binobarin, olti o'lchamli fazoviy fazo elementar bo'lakchasi hajmining qiymati quyidagi ifoda bilan aniqlanadi:

$$(\Delta X\cdot\Delta Y\cdot\Delta Z\cdot\Delta P_X\cdot\Delta P_y\cdot\Delta Z_Z)_{min} = h^3 \quad (21.5)$$

f) klassik statistikaga asosan bir vaqtda bitta holatda ixtiyoriy sonli zarralar bo'lishi mumkin. Kvant statistikasi esa mazkur savolga quyidagicha javob beradi:

spinlari 0 va $\pm\frac{\hbar}{2}$ ga juft son marta karrali bo'lgan zarralar, ya'ni **bozonlar** uchun taqsimot funksiyasi quyidagi ko'rinishga ega va uni W_i energiyali holatdagi zarralarning o'rtacha soni **Boze-Eynshteyn taqsimoti** deb ataladigan

$$\langle N_i\rangle = \frac{1}{e^{(w_i-\mu)/KT}-1} \quad (21.6)$$

ifoda yordamida aniqlanadi. Bu ifodadagi μ – kimyoviy potensial bo'lib, uning qiymati barcha $<N_i>$ lar yig'indisi sistemadagi zarralar soni N ga teng (ya'ni $\sum_i\langle N_i\rangle = N$) bo'lishi shartidan aniqlanadi.

Spinlari $\pm\frac{\hbar}{2}$ ga toq son marta karrali bo'lgan zarralar, ya'ni **fermionlar** uchun esa taqsimot funksiyasini **Fermi-Dirak taqsimoti** deyiladi.

Fermionlarning energiyalar bo'yicha taqsimoti

$$\langle N_i\rangle = \frac{1}{e^{(w_i-\mu)/KT}+1} \quad (21.7)$$

munosabat bilan ifodalanadi. ***Fermionlar*** (Fermi-Dirak taqsimoti o'rinli bo'lgan zarralar) uchun Pauli prinsipi o'rinli bo'ladi, ya'ni bir vaqtning o'zida aynan bir

kvant holatda bittadan ortiq fermion bo'lishi mumkin emas. ***Bozonlar*** (Boze-Eynshteyn taqsimoti o'rinli bo'lgan zarralar) uchun esa Pauli prinsipi bajarilmaydi, ya'ni bir vaqtning o'zida aynan bir kvant holatda bitta emas, balki ixtiyoriy sondagi bozonlar bo'lishi mumkin. Fermionlardan tashkil topgan sistema (fermi gazi) va bozonlardan tashkil topgan sistema (boze gazi) xossalari klassik statistikaga bo'ysunuvchi sistema (ideal gaz) xossalaridan keskin farqlanadi.

21.2. Metallardagi elektronlarning kvant statistikasi

Metallaradagi elektronlarni ikki xilga ajratib o'rganamiz:

21.1-rasm.

1) bog'langan elektronlar kristall panjar tugunlaridagi ion tarkibiga kiradi;

2) erkin elektronlar metalldagi barcha ionlarga taalluqli. Erkin elektron-lar metall parchasining sirti bilan chegaralangan hajmda harakatlanadi.

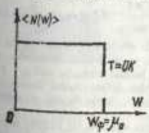
Metallarning ko'pchilik xossalari, asosan, erkin elektronlar holati bilan aniqlanadi. Metalldagi erkin elektronlar gazini ideal gaz deb tasavvur etish mumkin.

21.1-rasmda elektron gazi uchun kvant holatlari zichligi $\frac{\Delta N}{\Delta W}$ ni energiya W ga bog'liqlik grafigi tasvirlangan. Shtrixlangan yuza energiyalari W dan $W+\Delta W$ sohagacha bo'lgan kvant holatlari sonini ifodalaydi. Rasmdan ko'rinadiki, W ortishi bilan birday ΔW sohaga mos keluvchi kvant holatlari soni ham ortib boradi. Boshqacha aytganda, kvant holatlarga mos keluvchi energetik sathlar W kattaroq bo'lganda zichroq joylashadi (21.2-rasm).

21.2-rasm.

Elektron spini $\pm\frac{\hbar}{2}$ ga teng bo'lgani uchun ularni energetik sathlar bo'yicha taqsimlanishi Fermi-Dirak taqsimoti (21.7) ga bo'ysunadi. Agar elektron gazning T=OK haroratdagi kimyoviy potensialini μ_0 bilan belgilasak, W energiyali kvant holatdagi elektronlarning o'rtacha soni

$$\langle N(w)\rangle = \frac{1}{e^{(w-\mu_0)/KT}+1} \quad (21.8)$$



21.3-rasm.

munosabat bilan aniqlanadi. 21.3-rasmda bu funksiyaning T=OK haroratdagi grafigi tasvirlangan: energiyasi 0 dan μ_0 gacha bo'lgan holatlar uchun $<N(w)>=1$, energiyasi μ_0 dan katta bo'lgan holatlar uchun $<N(w)>=0$. Boshqacha aytganda, OK haroratda μ_0 dan pastroq energiyali barcha ruxsat etilgan holatlarni elektronlar ishg'ol etgan (bu holatlarning har birida bittadan elektron bor), μ_0 dan yuqori energiyali holatlar esa batamom bo'sh bo'ladi. Demak, μ_0 – absolut nol haroratdagi metallda erkin elektronlar ega bo'lishi mumkin bo'lgan maksimal energiyadir. Energiyaning bu qiymatini ***Fermi energiyasi*** deb ataladi va W_f bilan belgilanadi.

Shuning uchun Fermi-Dirak taqsimoti quyidagi ko'rinishda yoziladi:

$$\langle N(w)\rangle = \frac{1}{e^{(w-w_f)/KT}+1} \qquad (21.9)$$

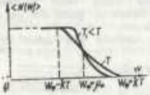
W_f energiyali sathni ***Fermi sathi deb ataladi***.

Metalining harorati ortishi bilan elektronlar yuqoriroq energetik sathlarga o'ta boshlaydi, natijada ularning holatlar bo'yicha taqsimlanishi ham o'zgaradi. (21.9) ga asosan, $T\neq 0K$ haroratlar uchun

$W=W_f$ bo'lganda $<N(w)>$ yarimga teng,

$W>W_f$ bo'lganda $<N(w)>$ yarimdan kichik,

$W<W_f$ bo'lganda $<N(w)>$ yarimdan katta.



21.4-rasm.

21.4-rasmda $<N(w)>$ ning W ga bog'liqlik grafigi tasvirlangan. $0K$ dan farqli haroratlarda bu grafik W ning kichik sohasi ($\sim KT$) da 1 dan 0 gacha o'zgaradi.

Metalining harorati oshirilganda metalldagi erkin elektronlarning faqat bir qismigina Fermi sathidan uzog'i bilan KT qadar pastki energetik sathlarda joylashgan bo'lishi kerak. So'ngra bu elektronlar kristall panjaraning issiqlik tebranishlaridan qo'shimcha energiya olib yuqoriroq energetik sathlarga ko'tarilishi mumkin. Agar

$$KT \geq W_F \qquad (21.10)$$

shart bajarilsa, ixtiyoriy erkin elektron kristall panjara bilan energiya almashinish imkoniyatiga ega bo'ladi.

21.3. Metallar elektr o'tkazuvchanligining kvant nazariyasi

Zommerfeld Fermi – Dirak statistikasiga asoslangan metallar elektr o'tkazuvchanligi (σ) ga oid nazariy hisoblashlarni amalga oshirib quyidagi munosabatni hosil qildi:

$$\sigma = \frac{e^2 n l_f}{m \upsilon_f} \quad \text{yoki} \quad \sigma = \frac{e^2 n \tau}{m} \qquad (\tau = l_f/\upsilon_f) \qquad (21.11)$$

Bu ifodadagi e – elektronning zaryadi, n – erkin elektronlar konsentratsiyasi, l_f – Fermi energiyasiga ega bo'lgan elektronning erkin yugurish o'rtacha masofasi, υ_f – fermi energetik sathidagi elektronning issiqlik harakat o'rtacha tezligi, τ - ***relaksatsiya vaqti*** deyiladi, bu muvozanat vujudga kelgan vaqtni ifodalaydi. Zommerfeld formulasidagi υ_f – haroratga bog'liq emas, chunki W_f ning qiymatiga harorat o'zgarishlari ta'sir etmaydi.

Klassik va kvant nazariyalarida erkin yugurish masofasi (l_f) turlicha talqin qilinadi. Ma'lumki, klassik nazariyada erkin elektronlar to'plamini elektron gaz deb hisoblanar edi. Bu gazning zarralari – elektronlar o'z yo'lida uchratgan kristall

panjara tugunidagi ionlarga urilib turadi. Metallarning elektr qarshiligi ana shu to'qnashishlar tufayli paydo bo'ladi.

Kvant mexanikasiga nuqtayi nazaridan qaraganimizda ideal kristall panjaradagi elektronlar hech qanday to'siqqa uchramasdan harakat qiladi, buning natijasida metallardagi elektr o'tkazuvchanlik cheksiz katta bo'lishi mumkin, lekin kristall panjara hech vaqt ideal sof bo'lmaydi, chunki panjarada doimo ma'lum darajada nuqsonlar (aralashma va vakansiya) bo'ladi. Bu nuqsonlar elektronlarning sochilishiga olib keladi, ya'ni ularning tartibli harakatiga to'sqinlik ko'rsatadi. Bundan tashqari, panjaraning atomlari ham doimo muvozanat vaziyati atrofida tebranib (issiqlik tebranishi hosil qilib) turadi va erkin elektronlar bilan to'qnashadi. Bu sabablar metallarda elektr qarshiligini vujudga keltiradi.

Agar metall qancha toza va harorati qancha past bo'lsa, elektr qarshilik shuncha kam bo'ladi. Metallarning solishtirma elektr qarshiligi ikki had yig'indisi tarzida ifodalanadi:

$$\rho = \rho_{teb} + \rho_{aralash} \qquad (21.12)$$

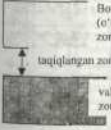
bundagi ρ_{teb} – panjaraning issiqlik tebranishlari tufayli vujudga keladigan qarshilik, $\rho_{aralash}$ – aralashma atomlarida elektron to'lqinlarning sochilishi tufayli vujudga keladigan qarshilik.

Temaperatura ortgan sari elektron to'lqinlarning panjara issiqlik tebranishlarida sochilishi ortadi, ya'ni elektronlarning erkin yugurish o'rtacha masofasi l_f kamayadi, o'tkazuvchanlik ham kamayadi, ρ_{teb} ortadi. Harorat $T\to 0$ da $\rho_{teb}\to 0$ bo'ladi, ammo $\rho\to\rho_{aralash}$. Odatda, $\rho_{aralash}$ ni qoldiq qarshilik deb ham yuritildi, chunki u deyarli haroratga bog'liq bo'lmagani uchun $0K$ da ham uning qiymati o'zgarmay qoladi.

21.4. Yarimo'tkazgichlar fizikasi

1.Kristall jismlar zonaviy nazariyasining elementlari

Elektron nazariyani rivojlanishi natijasida qattiq jismlarning zonaviy nazariyasi ishlab chiqildi. Bu nazariyada qattiq jism kristall sonsaga ega deb qaralib, shu kristall panjaralar orasida harakatlanuvchi elektronlarning holatlari o'rganiladi.



21.5-rasm.

Kristall panjaradagi elektron ham erkin elektronlar kabi panjarada davriy potensial maydonda harakat qiladi. Pauli prinsipiga asosan kristallardagi elektron-lar ma'lum energetik holat-larda tura oladi. Bu energetik holatlar energetik zonalarga birikadi. Energetik zonalar esa bir-birlaridan ta'qiqlangan (man) etilgan zonalar bilan ajralgan bo'ladi. 1 sm^3 hajmli kristallda $\sim 10^{22}$ atom mavjud bo'lib, energetik zona kengligi 1 eV ekanligini e'tiborga olsak, zonadagi qo'shni sathlar orasidagi masofa $\sim 10^{-22}$ eV bo'ladi. Bu masofa shunchalik kichikki, zonadagi sathlar uzluksiz energetik qiymatlarga egadek tuyuladi. Lekin zonadagi energetik sathlar soni chekli ekanligini unutmaslik kerak. Shunday qilib, izolatsiyalangan atomdagi ruxsat etilgan energetik sath o'rniga kristallda ruxsat etilgan energetik zona vujudga keladi. O'tkazuvchanlik zona valent zonadan taqiqlangan (man etilgan) zona bilan ajratiladi (21.5-rasm).

Kristalldagi zonalarning energetik sathlarida Pauli prinsipiga asosan, ikkitadan ortiq elektron joylashishi mumkin emas. Energetik zonalar amalda uzluksiz spektrni beradi. Bu esa, o'z navbatida elektronni bitta zona bilan chegaralangan energetik sathlarda harakat qila olishini ko'rsatadi, ya'ni berilgan zonadagi elektronlar bir atomdan ikkinchi atomga o'ta olib, hamma atomlar uchun umumiy bo'lib qoladi.

Energetik zonadagi hamma sathlar elektronlar bilan to'lgan bo'lsa, bunday zonani to'ldirilgan (valent) zona deb ataladi.

Shunday qilib, kristallarda elektronlar energetik zonalar bo'ylab taqsimlangan bo'ladi.

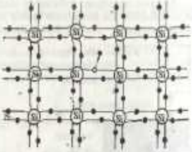
Elektronlar kristallda past energetik zonadan boshlab yuqori zonalarga qarab to'lib boradi. Zonalardagi elektronlarning taqsimlanishi va man qilingan zonaning kengligiga qarab qattiq jismlar **o'tkazgich, yarimo'tkazgich va dielektrik** xossalariga ega bo'ladilar (21.5-rasm).

Valent zonasidagi sathlar elektronlar bilan qisman to'ldirilgan yoki valent va bo'sh (o'tkazuvchanlik) zonalari ustma-ust tushgan qattiq jismlar o'tkazgichlar (metallar) deb ataladi.

Metall bo'lmagan aksariyat qattiq jismlarda valent zonadagi barcha energetik sathlarni elektronlar band etgan bo'ladi. Shuning uchun elektron yuqoriroq energetik sathga ko'tarilishi lozim bo'lsa, faqat o'tkazuvchanlik zonadagi energetik sathga ko'tarilishi kerak. Buning uchun elektr maydon ta'sirida elektron erishayotgan qo'shimcha energiya taqiqlangan zonaning energetik kengligi ΔW dan katta bo'lishi kerak.

Demak, bu holda qattiq jismning elektr va optik xossalari taqiqlangan zonaning energetik kengligi bilan aniqlanadi.

Agar ΔW yetarlicha katta bo'lsa va elektr maydon ta'sirida yoki issiqlik harakat energiyasi tufayli elektronlar valent zonadan o'tkazuvchanlik zonaga o'ta olmasa, ya'ni elektronlar valent zonadagi «o'z o'rinlaridan» qo'zg'ol-masa, bunday jismlarni **dielektriklar** deb ataladi ($\Delta W > 4eV$). Agar ΔW unchalik katta bo'lmasa, qattiq jismning harorati yetarlicha yuqori bo'lganda (OK dan yuqori, xona harorati atrofida $\sim 300K$) issiqlik harakat energiyasi tufayli valent zonadagi elektronlarning bir qismi o'tkazuvchanlik zonadagi energetik sathlarga ko'tarilishga qodir bo'ladi, natijada elektr maydon ta'sirida elektronlar o'tkazuvchanlik zonaning yuqoriroq teshiklar esa valent zonaning quyiroq energetik sathlariga ko'tarilishi mumkin va umuman, elektronlar va teshiklar mos zonalarda maydon yo'nalishi ta'sirida erkin elektronlardek harakat qilishlari mumkin. Bunday jismlar ***yarimo'tkazgichlar deb ataladi*** ($\Delta W > 3eV$).



21.6-rasm.

2. Yarimo'tkazgichlarda elektr o'tkazuvchanlik

Yarimo'tkazgichlar elektr o'tkazuvchanligi bo'yicha metallar bilan dielektriklar orasidagi jismlar guruhiga kiradi va ularda valent zona to'lig'icha elektronlar bilan to'ldirilgan bo'ladi.

Yarimo'tkazgichlar xususiy va aralashmali yarimo'tkazgichlarga bo'linadi.

a) yarimo'tkazgichlarda xususiy elektr o'tkazuvchanlik. $T=OK$ da xususiy yarimo'tkazgichlarning valent zonasi elektronlar bilan butunlay to'lgan bo'ladi, bu holda yarimo'tkazgich sof dielektrik bo'ladi. Agar harorat $T \neq O$ bo'lsa, valent zonaning yuqori sathlaridagi bir qism elektronlar o'tkazuvchanlik zonasining pastki sathlariga o'tadi (21.5-rasm). Bu holda elektr maydoni ta'sirida o'tkazuvchanlik zonasidagi elektronlar va valent zonada hosil bo'lgan bo'sh joylar (teshiklar) harakatga keladilar. Natijada yarimo'tkazgichlarning elektr o'tkazuvchanligi noldan farqli bo'ladi, ya'ni sof yarimo'tkazgichda erkin elektron va teshik vujudga keladi. Elektr maydon ta'sirida butun kristall bo'ylab elektronlar maydonga teskari yo'nalishda, teshiklar esa maydon yo'nalishida harakatga keladi. ***Bunday elektr o'tkazuvchanlik faqat sof yarimo'tkazgichlar uchun xos bo'lib, uni xususiy elektr o'tkazuvchanlik deyiladi***. Aslida, sof yarimo'tkazgichlarning biror joyida kovalent bog'lanishning buzilishi natijasida elektron va teshik vujudga keladi. 21.6-rasmda IV guruh elementi kremniy (S_i) atomining kovalent bog'lanish sxemasi tasvirlangan. Masalan, kristallni qizdirilganda yoki uni yoritilganda yarimo'tkazgich atomining kovalent bog'lanishdagi elektronlari issiqlik harakat energiyasi sof yarimo'tkazgichdagi kovalent bog'lanishni buzishga yetarli bo'lib qolganda, bu elektron o'z o'rnini tashlab kristall bo'ylab harakat qila boshlaydi. Odatda energiyaning bu qiymatini ***aktivlash energiyasi*** deb ataladi. Elektron bo'shatgan joy atrofida elektroneytrallik buziladi. Bu yerda manfiy zaryad yetishmagani uchun bo'sh joy (teshik)ning zaryadini ***musbat*** deb qabul qilinadi. Agar elektron teshik bilan uchrashsa (bu jarayon ***rekombinatsiya*** deyiladi), u teshik atrofidagi musbat zaryadni neytrallaydi. Demak, sof yarimo'tkazgichda elektron va teshiklar birgalikda, ya'ni juft bo'lib paydo bo'ladi yoki yo'qoladi.

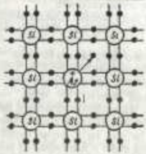
b) yarimo'tkazgichlarda aralashmali elektr o'tkazuvchanlik.

Tabiatda sof yarimo'tkazgich kristalli uchramaydi, ya'ni oz miqdorda bo'lsa ham begona element atomlari aralashgan bo'ladi.

Bu aralashma yarimo'tkazgichlarda juda ko'p o'zgarishlarni vujudga keltirishi mumkin. To'rt valentli kremniy (Si) dan yoki germaniy (Ge) dan tuzilgan kristall panjaraning ba'zi tugunlarida besh valentli atomlar, masalan, fosfor(R) yoki mishyak (As) joylashsin (21.7-rasm). Bu vaqtda aralashma atomlaridan to'rtta elektron (Si) yoki (Ge) atomlari bilan kovelent bog'lanishda bo'ladi, beshinchi elektron esa atom bilan juda zaif bog'lanadi. Shuning uchun issiqlik harakat energiyasi ham bu elektronni atomdan ajratib ozod elektron bo'lishiga yetarlidir. Bu elektronlar tok tashuvchilik vazifani bajaradi.

Bunday yarimo'tkazgich ***elektronli*** yarimo'tkazgich deyiladi. Kiritilgan R va As atomlarni donorlar yoki ***n - tip*** aralashma deyiladi.

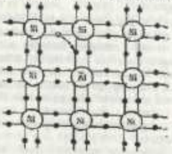
Aralashma atomlari tufayli kristall panjaraning maydoni ideal sof yarimo'tkazgich panjarasining maydonidan farqli bo'ladi. Bu esa taqiqlangan zonada donor sathlarning vujudga kelishiga sabab bo'ladi (21.8-rasm). Masalan, kremniyga mishyak aralashtirilgan bo'lsa, $\Delta W_d \sim 0{,}05\ eV$ bo'ladi.



21.7-rasm.

21.8-rasm.

To'rt valentli element atomlaridan iborat bo'lgan kristall panjaraning ba'zi tugunlarida uch valentli element atomlari joylashgan bo'lsin (21.9-rasm). Masalan, sof kremniyga aluminiy (*Al*) qo'shilgan bo'lsa, aluminiyning uchta valent elektroni uchta qo'shni kremniy atomlari bilan kovalent bog'lanishda bo'ladi. To'rtinchi kremniy atomi bilan kovalent bog'lanish to'ldirilmagan bo'ladi, ya'ni bitta elektron uchun bo'sh joy mavjud bo'ladi. Qo'shni kremniy atomlarining birorta elektroni o'z atomidan ajralib bu joyni to'ldiradi. Natijada aralashma atomi atrofidagi bog'lanish to'ladi, lekin elektronni yo'qotgan kremniy atomi atrofida teshik vujudga keladi. Bu teshik ikkinchi kremniy atomidan ajralib chiqqan elektron bilan to'ldirilishi mumkin. Shu tariqa teshik kristall bo'ylab xaotik ravishda ko'chib yurishi mumkin. Agar bu yarimo'tkazgichda elektr maydon hosil qilinsa, teshik elektr maydon kuchlanganlik vektori yo'nalishida ko'chib, yarimo'tkazgichda ***teshikli elektr o'tkazuvchanlik*** mavjud bo'ladi. Bunday elektr o'tkazuvchanlik ***r – tip o'tkazuvchanlik*** deb ataladi. *R* – tip aralashma tufayli taqiqlangan zonada ***akseptor sath*** vujudga keladi, bu sathga elektron o'tishi uchun lozim bo'lgan energiya ΔW_a bilan ifodalanadi *(21.10-rasm). Har ikkala holda* W_f *– Fermi sathi hisoblanadi.*



21.9-rasm

21.10-rasm

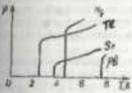
Past haroratlarda yarimo'tkazgichning elektr o'tkazuvchanligi, asosan, aralashmali o'tkazuvchanlikdan iborat bo'ladi. Yuqori haroratlarda esa issiqlik harakat energiyasi valent zonadan elektronlarning o'tkazuvchanlik zonasiga ko'chirishga yetarli bo'lib qoladi, bu hol o'z navbatida xususiy o'tkazuvchanlikni, ya'ni elektron va teshik juftini vujudga keltiradi.

Shunday qilib, yuqoriroq haroratlarda aralashmali va xususiy o'tkazuvchanliklarni hisobga olish kerak bo'ladi. Juda yuqori haroratlarda esa faqat, xususiy o'tkazuvchanlik asosiy o'tkazuvchanlikni tashkil qiladi, chunki aralashmali o'tkazuvchanlikning *ulushi juda kam bo'lganligi uchun uni hisobga olmasa ham* bo'ladi.

21.5. O'ta o'tkazuvchanlik hodisasi

Past haroratlarda ba'zi metallar elektr qarshiligi birdaniga ($\rho=0$) nolga teng bo'lib qoladi. Bu holni ***o'ta o'tkazuvchanlik hodisasi deb yuritiladi***. Bu hodisani birinchi bo'lib 1911-yilda golland fizigi Kamerling – Onnes tomonidan kashf qilingan. *U* toza simobning elektr qarshiligini juda past haroratlarda o'lchash chog'ida 4.2*C* haroratda simob qarshiligi birdaniga nolgacha kamayib ketganligini aniqladi. Keyinchalik, ba'zi boshqa metallarda ham o'ta o'tkazuvchanlik hodisasi kuzatildi (21.11-rasm).

Agar o'ta o'tkazuvchan holatda bo'lgan metall halqada tok hosil bo'lsa, keyin manba uzib qo'yilsa, istalgancha uzoq vaqt davomida bu tokning kuchi o'zgarmay qoladi. Haqiqatan ham Kamerling – Onnes 7 K haroratdagi qo'rg'oshin (*Rv*) da EYUK ta'siri to'xtatilgandan keyin 4-su..ka davomida elektr toki o'tib turganligini kuzatgan.



21.11-rasm.

1933 yilda Meyssner o'ta o'tkazuvchanlikning yana bir xossasini kashf etdi. O'ta o'tkazuvchanlik xususiyatiga ega bo'lgan metallni magnit maydoniga joylashtiraylik va haroratni pasaytirib boraylik. $T>Tk$ haroratlarda metall ichida magnit maydon noldan farqli, $T<Tk$ esa metalidagi magnit maydon induksiyasi nolga teng ($V=0$) bo'ladi.

1957-yilda Bardin, Kuper va Shrifferlar tomonidan o'ta o'tkazuvchanlik nazariyasi ishlab chiqildi. Oddiy haroratda o'tkazgich hisoblangan (kumush, mis va oltin) jismlar o'ta o'tkazuvchanlik xossasiga ega emas, chunki o'ta o'tkazuvchan moddalar uchun elektron-fonon (elektronlarni kristall panjara tebranishlari bilan) o'zaro ta'siri asosiy rol o'ynaydi. Ayniqsa, elektronlarni o'zaro tortishida fononlar katta rol o'ynaydi, ya'ni elektron ma'lum impulsga ega bo'lgan holatda fonon bilan va u orqali navbatdagi boshqa elektron bilan bog'langan. Agar mana shu elektronlar orasidagi fononlar orqali tortishish ular orasidagi Kulon itarishishdan katta bo'lsa, o'ta o'tkazuvchanlik vujudga keladi. Shunday qilib, o'ta o'tkazuvchanlikning o'lchovi bo'lib kuchli ***elektron fonon o'zaro ta'siri*** hisoblanadi. O'ta o'tkazuvchanlik holatini bog'langan elektronlar jufti (qarama-qarshi yo'nalgan spinli) hosil qiladi, demak bu elektron juftining («Kuper jufti» ning) spini nolga teng bo'lib ular bozonni hosil qiladi. Bozonlar esa asosiy holatda to'planishadi va ularni qo'zg'olgan holatga o'tkazish juda qiyin. Bu elektron juftining muvofiqlashgan harakati uzoq vaqt saqlanadi va u elektron juftining muvofiqlashgan harakati o'tkazuvchanlik tokidir. Elektronlar juftining hosil bo'lishi metallning energetik spektrini o'zgarishiga olib keladi.

1986–87-yillarda yuqori haroratli o'ta o'tkazuvchan moddalar kashf etildi. Ba'zi metalloksid keramik birikmalarda, hattoki, 100 K haroratda ham o'ta o'tkazuvchanlik xususiyati qayd qilindi. ***Bu hodisa yuqori haroratli o'ta o'tkazuvchanlik deb nom oldi.***

21.6. Majburiy nurlanish. Optik kvant generatorlari (lazerlar)

«Lazer» so'zi bu qurilmaning ishlash prinsipini aks ettiruvchi ingliz so'zlarining bosh harflaridan tashkil topgan: Light Amlfitsatin by Stimulated Emission of Radiation. ya'ni majburiy nurlanish yordamida yorug'likni kuchaytirish. Lazer bilan bir qatorda ***mazerlar*** ham yaratildi. ***Lazerlar*** ko'zga ko'rinadigan, infraqizil yoki ultrabinafsha nurlar chiqarsa, ***mazerlar*** o'ta past chastotali uzoq infraqizil elektromagnit to'lqinlar sohasida ishlaydi. «Mazer» so'zidagi «M» harfi ingliz tilidagi mikroto'lqin (Micrwave) so'zining bosh harfidan olingan, qolgan harflar lazer so'ziniki bilan bir xil.

Atom biz yuqorida ko'rib o'tganimizdek, energiya W_1, W_2, W_3.....bo'lgan kvant holatlarda bo'lishi mumkin. Agar atom W_1 energiyali asosiy 1 holatda bo'lsa, uni tashqi nurlanish ta'sirida W_2 energiyali uyg'ongan yuqori 2 holatga majburan o'tkazish mumkin. Atom uyg'ongan holatda qisqa vaqt $(\sim 10^{-8}\ s)$ bo'lgandan keyin u $h\gamma = W_2 - W_1$ energiyali foton chiqarib, o'z-o'zidan tashqi ta'sirsiz spontan holda past energiyali asosiy holatiga qaytishi mumkin.

Bu vaqtda chiqarilgan nurlanish spontan nurlanishi deyiladi.

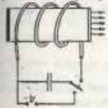
Spontan nurlanishni ehtimolligi qancha katta bo'lsa, atomni uyg'ongan holatda bo'lish vaqti shuncha kichik bo'ladi. Atomlarning spontan nurlanishi bir-biriga muvofiqlashmagan holda turli yo'nalish va vaqtlarda sodir bo'ladi. Shuning uchun turli atomlardan chiqayotgan nurlanishlarning tebranish tekisliklari, fazalari, yo'nalishlari turlicha xarakterga ega bo'ladi, natijada spontan nurlanish kogerent bo'lmaydi. Cho'g'lanma va lyuminessent manbalaridan doimo spontan nurlanish chiqariladi.

A.Eynshteyn 1916-yilda nazariy tekshirishlar natijasida atomlarning qo'zg'algan holatdan turg'un holatga o'tishi nafaqat o'z-o'zidan (spontan), balki tashqi ta'sir tufayli majburiy (induksiyalangan) bo'lishi ham mumkin degan xulosaga keldi. Bunday majburiy o'tishda vujudga keladigan nurlanishni ***majburiy nurlanish*** yoki ***induksiyalangan nurlanish*** deb ataladi. Tashqi ta'sir deganda, atomning boshqa zarralar bilan to'qnashuvi yoki ta'sirlashuvi tushuniladi. Lekin ko'p hollarda majburiy nurlanish shu nurlanishni chastotasiga aynan teng bo'lgan chastotali elektromagnit to'lqin (foton) ta'sirida sodir bo'ladi. Chastotasi boshqacharoq bo'lgan fotonlar sistemaning xususiy tebranishlari bilan rezonanslashmaydi, natijada ularning induksiyalovchi ta'siri ancha kuchsiz bo'ladi. Atomlarning majburiy nurlanishini hosil bo'lishi uchun uyg'ongan atom yaqinidan uchib o'tayotgan foton uni uyg'ongan holatdan yashash vaqtini qisqartirib, quyiroq energiyali holatga o'tishga majbur qiladi. Bunda atom o'zining nurlanishga induksiyalagan fotonga aynan o'xshash foton chiqaradi. Natijada bir foton ikkita bo'ladi va ular o'z yo'nalishida harakatini davom ettirib, yo'lida uchragan boshqa uyg'ongan atomlarni ham majburiy nurlantirishga uchratadilar. Shu tariqa borgan sari ko'chkisimon ko'payib boradigan fotonlar oqimi hosil bo'lib, moddaga tushayotgan nurlanishni kuchayishiga sabab bo'ladi. Majburiy nurlanish tushuvchi nurlanish bilan kogerent bo'ladi, ya'ni u yerda bir xil chastota, harakat yo'nalishi, faza va qutblanish tekisligiga egadir.

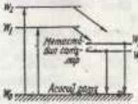
Lekin nurlanish moddadan o'tganda kuchayishiga fotonlarni quyi energetik holatdagi atomlar tomonidan yutilishi xalaqit beradi. A.Eynshteyn ko'rsatishicha termodinamik muvozanat vaqtida spontan va majburiy nurlanish ehtimolligi o'sha chastotadagi nurlanishni yutilish ehtimolligiga teng. Shuning uchun termodinamik muvozanat vaqtida moddaga tushayotgan nurlanishning yutilishi majburiy

nurlanishdan ustun keladi, natijada yorug'lik moddadan o'tganda intensivligi kamayadi.

Yorug'lik moddaga tushganda, unda kuchayishi uchun sistemani muvozanatli bo'lmagan holatini amalga oshirish kerak. Bunday holatda uyg'ongan atomlarning soni uyg'onmagan, turg'un holatdagi atomlar sonidan ko'p bo'lishi kerak. Mana shunday sistemada majburiy nurlanish ko'chkisimon tarzda kuchayadi.



21.12-rasm.



21.13-rasm.

Ayrim moddalarning atomlarida shunday qo'zg'olgan, lekin nisbatan turg'un holatlar borki, atomlar bu holatda ancha uzoq vaqt $(10^{-3} - 10^{-3}\ s)$ bo'la oladi. Bunday holatlar ***metastabil*** holatlar deyiladi. Atomlarida metastabil holatlari bo'ladigan moddalarga tarkibida 0,005 % xrom (Cr) bo'lgan yoqut kristalli $(Al_2\ R_3)$ misol bo'ladi, ularda alyuminiy atomlarining bir qismini metastabil holatlari bo'lgan xrom atomlari egallagan. Yoqut kristalli yorug'lik bilan yoritilganda xrom ionlari qo'zg'aladi va W_1 sathdan W_2 energetik sathga mos keluvchi holatga o'tadi. Xromning energetik sathlari 21.13-rasmda tasvirlangan. Yoqut silindr shaklida olingan bo'lib, uning asoslari nihoyat darajada silliqlangan. Asoslar kumush bilan shunday qoplanganki, chap tomonidagisi (21.12-rasm) to'la qaytaruvchanlik xususiyatga ega, o'ng tomonidagi esa qisman shaffof. Silindrsimon yoqut kristallini spiralsimon cho'g'lanma lampa o'rab olgan. Bu lampaning nurlanishi yoqut tarkibidaga xrom ionlarini W_1 va W_2 energetik sathlarga ko'taradi (21.13-rasm). Bu uyg'ongan sathlarning yashash davri ancha kichik $(\sim 10^{-7} s)$, ulardan W_3' va W_3'' sathlarga o'tish sodir bo'ladi. Bir-biriga yaqin joylashgan bu sathlarning yashash davomiyligi anchagina katta, $\tau \approx 5 \cdot 10^{-3}\ s$. Bu metastabil sathlarda xrom ionlari yig'ila boradi. Natijada W_3' va W_3'' sathlardagi ionlar soni W dagi ionlar sonidan ortib ketadi. Kristall o'qi bo'ylab harakatlanayotgan fotonlar esa qaytaruvchi asoslardan ko'p marta qaytadi, bu harakat davomida ko'p sonli majburiy nurlanishlar vujudga keladi. Natijada fotonlarning kuchli oqimi kristallning qisman shaffof o'ng tomonidagi asosi orqali tashqariga chiqadi. Shundan so'ng manbadan yana energiya olinadi va bayon etilgan ketma-ketlikda yana jarayonlar qaytariladi.

Lazerlar yordamida olingan nurlar yuqori darajada kogerent, dastasi esa nihoyatda ingichka bo'lganligi uchun ular fan va texnikaning turli sohalarida: uzoq masofalardagi radioaloqada, kichik hajmlarda juda yuqori haroratlar hosil qilishda, meditsinada juda nozik jarrohlik operatsiyalarni bajarishda va hokazolarda keng qo'llanilmoqda.

Savollar

1. Moddalarning atom va molekulalari haqidagi ma'lumotlarga asoslanib, ko'p sonli zarrachalardan tashkil topgan sistemalarning xossalarini qanday o'rganish mumkin?
2. Fazoviy fazo deganda statistikada nima tushuniladi?

3. Kvant va klassik statistikalari orasida qanday umumiylik va farqlar mavjud?

4. Bozonlar uchun Boze-Eynshteyn taqsimotini, fermioanlar uchun esa Fermi-Dirak taqsimoti tenglamalarini yozing.

5. Nima sababdan Pauli prinsipi fermionlar uchun bajariladi, bozonlar uchun esa bajarilmaydi?

6. Erkin elektronlar bilan metallarning ko'pchilik xossalari qanday aniqlanadi?

7. Metallarning solishtirma elektr o'tkazuvchanligi formulasini yozing va izohlang.

8. Metall, yarimo'tkazgich va dielektriklarning energetik zonalari qanday farqlanadi?

9. Xususiy va aralashmali yarimo'tkazgichlar bir-biridan qanday farqlanadi?

10. Yarimo'tkazgichlarda Fermi sathining ma'nosini ayting.

11. Qanday hodisaga o'ta o'tkazuvchanlik hodisasi deb ataladi?

12. Spontan nurlanish deb qanday nurlanishga aytiladi?

13. Majburiy nurlanish yoki induksiyalangan nurlanish deb qanday nurlanishga aytiladi?

14. Rubinli lazerni ishlash prinsipini tushuntiring, metastabil sathlar vazifasini aytib bering.

Masalalar

79-masala. V=20 sm^3 hajmli metall parchasi T=0 haroratda turibdi. Impulslari maksimal impuls R_{max} dan $0,1R_{max}$ gacha ko'p farq qilmaydigan erkin elektronlar soni ΔN aniqlansin. Fermi energiyasi $\varepsilon = 5$ eV.

Berilgan: V=20 sm^3 =2·10^{-5} m^3, T=0, ε=5 eV

ΔN – ?

Yechish. Metalldagi erkin elektronlarning impulslar bo'yicha taqsimotini hosil qilish uchun T=0 da erkin elektronlar uchun Fermi taqsimotidan foydalanimiz:

$$dn(\varepsilon)=\frac{1}{2\pi^2}\left(\frac{2m}{\hbar}\right)^{3/2}\varepsilon^{1/2}d\varepsilon \qquad (1)$$

dn(ε) birlik hajmdagi energiyalari ε dan ε+dε gacha ($\varepsilon < \varepsilon_f$) qiymatlar oralig'ida bo'lgan elektronlar soni bo'lganligidan, u impulslari r dan r+dr gacha qiymatlar oralig'ida bo'lgan birlik hajmdagi elektronlar soni dn(r) ga teng bo'lishi kerak, ya'ni

$$dn(r)=dn(\varepsilon) \qquad (2)$$

Bunda quyidagi shartga rioya qilinmog'i lozim. Berilgan ε energiya ma'lum impuls $\varsigma\, p\left(\varepsilon=\dfrac{p^2}{2m}\right)$ga mos keladi va energiyaning dε oralig'iga unga mos keluvchi impulslarning $dp\left(d\varepsilon-\dfrac{p}{mdp}\right)$ oralig'i to'g'ri keladi. $\varepsilon^{1/2}=r/(2m)^{1/2}$ ekanligini nazarda tutib, (2) tenglikning o'ng tomonidagi dn (ε) o'rniga yuqorida

olingan munosabatlarga muvofiq ε ni r bilan va $d\varepsilon$ ni dr bilan almashtirib (1) ifodaga qo'yamiz, ya'ni

$$dn(p)=\frac{1}{2\pi^2}\left(\frac{2m}{\hbar}\right)^{3/2}\cdot\frac{p}{(2m)^{1/2}}\cdot\frac{p}{m}dp,$$

qisqartirishlardan keyin metallardagi erkin elektronlarning T=0 da impulslar bo'yicha qidirilayotgan taqsimotini olamiz:

$$dn(p)=\frac{1}{\pi^2\hbar^3}p^2dp$$

Impulslari r_{max} – 0,1 r_{max} dan r_{max} gacha oraliqda bo'lgan birlik hajmdagi elektronlar sonini mos chegaraviy qiymatlarda integrallash bilan topamiz:

$$\Delta n=\frac{1}{\pi^2\hbar^3}\int_{0,9r_{max}}^{P_{max}}P^2dp=\frac{1}{3\pi^2\hbar^3}-P_{max}^2[1-(0,9)^3] \quad \text{yoki}$$

$$\Delta n=\frac{0,2H}{3\pi^2}\cdot\frac{P_{max}^3}{\hbar^3}$$

Metallardagi elektronlarning maksimal impulsi r_{max} va maksimal energiyasi ε ushbu $P_{max}^2=2m\varepsilon_f$ munosabat orqali bog'langanligini hisobga olib (T=0da) metalldagi erkin elektronlarning qidirilayotgan soni ΔN ni topamiz.

$$\Delta N=\frac{0,271}{3\pi^2\hbar^3}(2m\varepsilon_f)^{3/2} \quad \text{yoki} \quad \Delta N=\frac{0,271}{3\pi^2}\left(\frac{3m\varepsilon_f}{\hbar^2}\right)^{3/2}\cdot V$$

π, m, ε_f, $\hbar$,V kattaliklarning qiymatlarini qo'yib, hisoblab (5eV=8·10^{-19}J), ΔN =2,9·10^{23} ta elektronni olamiz.

80-masala. Temperaturasi T=0K bo'lgan mis metallidagi erkin elektronlarning maksimal Fermi energiyasi ε_F hisoblansin. Har bir mis atomiga bittadan valent elektron mos keladi deb olinsin.

Berilgan: $T=OK \quad Cu$

ε_F – ?

Yechish. Temperaturasi T=0K bo'lgan metalldagi elektronlarning maksimal Fermi energiyasi ε_F erkin elektronlar konsentratsiyasi bilan quyidagicha bog'langan.

$$\varepsilon_F=\frac{\hbar^2(3\pi^2n^{2/3})}{(2m)} \qquad (1)$$

Bunda $\hbar$ – Plank doimiysi; m – elektron massasi. Masalaning shartiga ko'ra, erkin elektronlar konsentratsiyasi (n) atomlar konsentratsiyasiga teng:

$$n = \frac{\rho N_A}{M} \qquad (2)$$

Bunda ρ -misning zichligi; N_A – Avagadro doimiysi; M – molyar massa.
(2) ni (1) ga qo'yib

$$\varepsilon_F = \frac{h^2}{2m}(3\pi^2 \rho \frac{N_A}{M})^{2/3}$$

ifodani hosil qilamiz.

Berilgan kattaliklarni yuqoridagi formulaga qo'yib, hisoblashlarni bajaramiz:

$$\varepsilon_F = \frac{(1{,}05\cdot 10^{-34})^2}{2\cdot 9{,}1 10^{-31}}\left[3(3{,}14)^2\cdot 8{,}9\cdot 10^3\,\frac{6{,}02\cdot 10^{23}}{64\cdot 10^{-3}}\right]^{2/3} J =$$

$$= 1{,}18\cdot 10^{-18} J = 7{,}4 eV.$$

81-masala. Kremniy temperaturasini $t_1=0^0C$ dan to $t_2=10^0C$ gacha qizdirilganda uning solishtirma elektr o'tkazuvchanligi necha marta oshadi?

Berilgan: $\dfrac{t_1 = 0^0 C; \quad t_2 = 10^0 C}{\sigma - ?}$

Yechish. Xususiy o'tkazuvchanlik yarimo'tkazgichlarning solishtirma elektr o'tkazuvchanligi (σ) temperatura (T) bilan quyidagicha bog'langan.

$$\sigma = \sigma_0\, e^{-\Delta E/(2\kappa T)}$$

bunda, σ_0 – konstanta; ΔE - taqiqlangan zonaning kengligi.

Demak,

$$\frac{\sigma_1}{\sigma_2} = \frac{e^{-\Delta E/2\kappa T_1}}{e^{-\Delta E/2\kappa T_2}} = \exp[\frac{\Delta E}{2\kappa}(\frac{1}{T_1} - \frac{1}{T_2})]$$

Kremniy uchun $\Delta E = 1{,}1эB$ ekanini hisobga olsak,

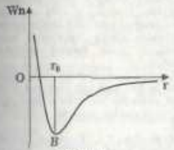
$$\frac{\sigma_1}{\sigma_2} = \exp\frac{1{,}76\cdot 10^{-19}}{2(1{,}38\cdot 10^{-23})}\left(\frac{1}{273} - \frac{1}{283}\right) = 2{,}28$$

kelib chiqadi.

22.1. Kristallarning tuzilishi

Qattiq jismlarda zarralar (molekulalar, atomlar, ionlar) geometrik jihatdan qat'i tartibda, ***kristall panjaralar*** hosil qilib joylashgan bo'ladi. Zarralar o'zlarining muvozanat vaziyati yaqinida tebranma harakat qiladilar. Zarralar qattiq jismda bir joyidan ikkinchi joyga o'tishi mumkin, lekin bunday hol juda kam uchraydi. Shuning uchun qattiq jismlarda ham diffuziya bo'ladi, lekin bu duffuziya gaz va suyuqliklardagiga qaraganda juda sekin o'tadi.

Moddalarning qattiq, suyuq va gazsimon holatlari orasidagi farqning fizik mohiyatini molekulalarning o'zaro ta'sir potensial egri chizig'i yordamida yana ham aniqroq tushuntirish mumkin.



22.1-rasm.

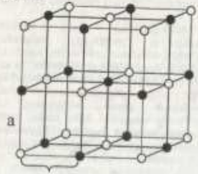
Molekulalarning hosil bo'lish mexanizmlari muhokama etilganda, bog'lanish tabiatidan qat'i nazar, molekula hosil qilayotgan atomlarga ikkita kuch ta'sir etishi qayd etilgan edi: katta masofalardayoq sezilarli bo'lgan tortishish kuchlari va kichik masofalarda paydo bo'ladigan va masofaning kamayishi bilan keskin ortib ketadigan itarishish kuchlari 22.1-rasmda ordinatalar o'qi bo'ylab molekulalar o'zaro ta'sir potensial energiyasi W_n abssissa o'qi bo'ylab molekulalar orasidagi masofa r qo'yilgan. Molekulalar issiqlik harakatining o'rtacha kinetik energiyasi W_k qiymatlarini solishtirish qulayroq bo'lishi uchun V potensial chuqurning tubi sathidan boshlab qo'yamiz. Agar molekulalar issiqlik harakatining o'rtacha kinetik energiyasi potensial o'raning chuqurligidan ancha kam ($W_k \ll W_n(r_0)$) bo'lsa, u holda molekulalar potensial o'raning pastki qismida qolgani holda kichik tebranishlar qila oladi xolos. Bu hol moddaning qattiq holatiga to'g'ri keladi.

Agar molekulalar issiqlik harakatining o'rtacha kinetik energiyasi potensial o'raning chuqurligidan bir oz kam bo'lsa ($W_k << W_p(r_0)$), u holda molekulalar ancha katta tebranma harakatda bo'ladi, biroq bari bir potensial o'rada qoladi. Bu hol moddaning suyuq holatiga to'g'ri keladi.

Agar molekulalar issiqlik harakatining o'rtacha kinetik energiyasi potensial o'ra chuqurligidan ancha katta bo'lsa ($W_k >> W_n(r_0)$), u holda molekulalar bu o'radan chiqib ketadi, o'zaro bog'lanishni yo'qotib, erkin harakatlanadi. Bu hol moddaning gazsimon holatiga to'g'ri keladi (22.1-rasm)

Qattiq jism molekulalari suyuqlik moleklalariga qaraganda o'zaro mustahkamroq bog'langani uchun qattiq jism suyuqlikdan farq qilib, o'zining hajminigina emas, balki shaklini ham saqlaydi. Endi qattiq jism kristall tuzilishini batafsilroq ko'raylik.

Atomlar orasidagi masofa r_0 bo'lganda tortishish va itarishish kuchlari tenglashadi, ya'ni ularning teng ta'sir etuvchisi nolga, sistemaning potensial energiyasi minimal qiymatga ega bo'ladi, natijada sistema mustahkam muvozanat holatga erishadi. Bu xulosani ko'p sonli atomlar sistemasiga ham umulashtirsak, undagi atomlar bir-biridan bir xil masofada joylashib mustahkam tuzulishga ega bo'lgan kristall jismni hosil qiladi. Kristalning ko'zga tashlanadigan tashqi belgisi uning to'g'ri geometrik shaklda bo'lishidir. Masalan, osh tuzining eng kichik kristalli kub shaklda, muzning kristalli 6 yoqli prizma shaklida, olmos kristalli oktayedr (sakkiz qirrali) va hokazo shaklda bo'ladi. Har bir kristall moddani chegaralovchi sirtlari (yoqlari) orasidagi burchak qat'i aniq qiymatga ega bo'ladi (osh tuzida 90°, muzda 120° va hokazo). Kristallar payvand tekisliklari deb atalgan ma'lum tekisliklar bo'ylab oson parchalanib ketadi. Bunda xuddi boshlang'ich shakldagi, ammo kichik o'lchamli kristallchalar hosil bo'ladi. Masalan, osh tuzini va novvot qandini maydalaganda kichik kubchalar va to'g'ri burchakli parallelepipedlar hosil bo'ladi. Bu degan so'z, kristall jismlarda zarralar (molekulalar, atomlar yoki ionlar) bir-biriga nisbatan ***fazoviy yoki kristall panjara*** hosil qilgan holda qat'i simmetrik joylashgan demakdir; zarralar joylashgan o'rinlar ***panjaraning tugunlari*** deyiladi.



22.2-rasm.

Eng sodda fazoviy panjara osh tuzi (*NaCl*) ning kristall panjarasi bo'la oladi (22.2-rasm). Uning a qirrali elementar yacheykasi (rasmda, u qora chiziqlar bilan ajratilgan) natriyning musbat ionlari va xlorning manfiy ionlaridan hosil bo'lgan, bu ionlar kubning uchlarida joylashgan.

Fazoviy panjaralarning shakli turli-tuman bo'lishi mumkin; panjarani hosil qilgan elementar yacheykalar bir-biriga zich, hech qanday oraliqsiz joylashishi kerak.

1890-yilda E.S. Fyodorov kristall panjaraning barcha shakllarini nazariy hisoblab chiqdi va tabiatda faqat 230 xil kristall panjaralar bo'lishi mumkin ekanligini aniqladi, bu kristall panjaralar 32 xil simmetrik sinfni hosil qilar ekan. Kristallarni rentgen nurlari yordamida tekshirilishi kristallar simmetrik joylashib kristall panjaralar hosil qilgan zarralar (atomlar, molekulalar yoki ionlar)dan iborat ekanligi tasdiqlandi. Shuningdek, rentgen struktura analizi yordamida tabiatdagi kristall panjaralarining haqiqatan ham 230 turdagi ko'rinishi bor ekanligi aniqlandi.

Anizatropiya kristallning ajoyib xususiyatidir; turli yo'nalishlarda kristallning fizik xossalari turlicha bo'ladi. Masalan, hamma kristallarga mustahkamlik anizatropiyasi xosdir; kristallarning ko'pchiligi issiqlik o'tkazuvchanlik, elektr o'tkazuvchanlik, yorug'lik nurini sindirish va boshqa jihatdan anizatropdir. Fazoviy panjaralarda uzunliklari bir xil, lekin yo'nalishlari turlicha bo'lgan kesmalarda zarralar sonining turlicha bo'lishi kristallar anizatropiyasining asosiy sababchisidir. Kristall panjara zarralarining turli yo'nalishlarda turlicha zichlikda bo'lishi kristallning bu yo'nalishlar bo'ylab boshqa ko'p xossalarining ham turlicha bo'lishiga sabab bo'ladi.

Kristallar ikki guruhga: ***monokristall*** jismlar va ***polikristall*** jismlarga bo'linadi. Barcha zarralar bir umumiy fazoviy panjaraga joylashadigan jism monokristalldir. Monokristall anizatrop bo'ladi. Ko'pchilik minerallar monokristall bo'ladi. Polikristall bir-biriga nisbatan tartibsiz joylashgan ko'plab mayda monokristallchalardan tuzilgan jismdir. Shuning uchun polikristallar izotrop, ya'ni barcha yo'nalishlar bo'yicha bir xil fizik xossalarga ega bo'ladi. Ko'pchilik metallar

polikristall jismlarga misol bo'la oladi, biroq metallni monokristall ko'rinishda ham hosil qilish mumkin.

Kristall panjaraning qanday zarralardan tuzilganligiga qarab panjaralar to'rtta asosiy guruhga bo'lingan: ***ion, atom, molekular va metall panjarali kristallar.***

1). Ion panjarali kristallar turli ishorali zaryadlangan ionlardan tuzilgan bo'lib, panjarada ionlarni elektr kuchlari tutib turadi. Ko'pchilik kristallar ion panjaralidir (masalan, *Na Cl*).

2). Atom panjarali kristallar panjara tugunchalarida kimyoviy (kovalent) bog'lanishlar bilan tutib turiladigan neytral atomlardan tuzilgan: qo'shni atomlarda tashqi (valent) elektronlar umumiy bo'ladi. Masalan, grafit, olmos kristallari atom panjaralidir.

3).Molekulyar panjarali kristallar – qutbiy (dipol) molekulalardan tuzilgan bo'lib, bu molekulalar ham tugunlarda elektr kuchlari bilan tutib turiladi. Biroq qutbiy molekulalarga bu kuchlar ionlarga ta'sir qilgandan kamroq kuch bilan ta'sir qiladi. Shuning uchun molekulyar panjarali moddalar oson deformatsiyalanadi. Ko'pchilik organik birikmalar (selluloza, rezina, parafin va boshqalar) molekulyar kristall panjaradan tuzilgan bo'ladi.

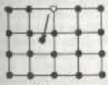
4). Metall panjarali kristallar – erkin elektronlar bilan o'ralgan metallning musbat ionlaridan tuzilgan. Metall panjaraning ionlarini ana shu elektronlar bog'lab turadi. Hozirgi zamon fizikasi kristall qattiq jismlardan tashqari ***amorf jismlarni*** ham o'rganadi. Amorf jismlar polikristallarga o'xshab ***izotropdir.*** Amorf jismlarga misol qilib, qora mo'm, shisha, smola, kanifol va shunga o'xshashlarni olish mumkin.

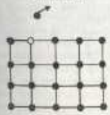
Keyingi vaqtlarda texnikada ***organik amorf*** moddalar, ya'ni ***polimerlar*** keng tarqaldi.

Polimerlarning tipik vakili plastmassalardir. Yuksak elastiklik va mustahkamlik polimerlarning juda muhim xossasi hisoblanadi.

22.2. Kristallardagi nuqsonlar

Agar kristall panjarada atomlar barcha kristall yo'nalishlarida bexato davriy ravishda joylashgan bo'lsa, bunday kristall ***ideal kristall*** deyiladi. Real kristallarda turli sabablarga ko'ra nuqsonlar uchrab turishi yuqorida qayd etilgan usullar bilan isbotlangan.


22.3-rasm.


22.4-rasm.

Kristall panjaraning nuqsonlari ularning mexanik, issiqlik, elektr va boshqa fizik-kimyoviy xossalariga katta ta'sir ko'rsatadi. Shuning uchun nuqsonlarning asosiy turlari va hosil bo'lish sir-asrorlari bilan qisqacha tanishib o'taylik.

Kristall ichidagi to'planish joyiga qarab nuqsonlar: nuqtaviy, chiziqli va hajmiy nuqsonlarga bo'linadi.

Issiqlik harakati tufayli kristall panjara tugunlaridagi atomlar o'z joylarini tark etib (22.3-rasm) tugunlar orasiga o'tib olsa, bunday nuqsonni nuqtaviy yoki Frenkel nuqsonlari deyiladi.

Atomi ketib qolgan joyni «vakant» joy deb ataladi. «Vakant», ya'ni bo'sh joylar qo'shni tugundagi atomlar tomonidan egallanishi va natijada atomlarning (tugunlarning) kristall bo'ylab estafetali harakati sodir bo'lishi mumkin. Nuqtaviy nuqsonlar sirt qatlamlardagi atomlarning birortasini butunlay bug'lanib ketishi yoki bug'langan atom kristall sirtida yangi qatlam tugunini hosil qilishi tufayli ham sodir bo'lishi mumkin (22.4-rasm). ***Bunday nuqsonlarni Shottki nuqsonlari deyiladi.*** O'z joyini yo'qotgan atomlar «vakant» joylarga yaqinlashganda ularda ushlanib qolishi natijasida «Vakant» joyni to'ldirishi mumkin. Bu hodisani nuqsonlarning ***rekombinatsiyasi*** deyiladi. Nuqsonlarning hosil bo'lishidan rekombinatsiyalanishgacha o'tgan vaqtni nuqsonlarning ***yashash vaqti*** deyiladi. Nuqtaviy nuqsonlar kristall panjaraga begona element atomlari kirib qolganda ham hosil bo'ladi. Bunda begona atom tugunlarining biriga yoki ularning oralig'iga joylashishi mumkin. Natijada kristallning shu joyi deformatsiyalanadi (22.5-rasm). ***Chegaraviy yoki vintli deb atalgan dislokatsiyalarni chiziqli nuqsonlar*** deyiladi. Ular kristallarda tashqi kuchlar ta'sirida noelastik siljish deformatsiyasi sodir bo'lganda kuzatiladi. Tashqi muhit bilan ta'sirlashish natijasida kristall sirtga begona element atomlarining o'tirib qolishi hamda shu tufayli sirtda oksid qatlamlarini hosil bo'lishi sirt nuqsonlariga kiradi. Shuningdek, kristall panjaraning ayrim joylarida fazoviy yo'nalishlarning o'zgarib qolishi tufayli ichki nuqsonlar paydo bo'ladi.

22.5-rasm.

Kristall ichida to'planib qolgan nuqtaviy nuqsonlar, darz ketgan joylar, bo'shliqlar, stexiometriyaning buzilishi (qattiq eritmalarda) hajmiy nuqsonlarni tashkil etadi.

22.3. Fononlar. Kristallarning issiqlik sig'imi

Zarralarning kristall panjara tugunlarida joylashishi, ularning o'zaro potensial energiyasining minimum bo'lishiga mos keladi. Zarralar muvozanat vaziyatidan har qanday yo'nalishida siljiganda zarrani boshlang'ich vaziyatiga qaytarishga intiluvchi kuch paydo bo'ladi, buning natijasida zarra tebranma harakatga keladi. Ixtiyoriy yo'nalishda sodir bo'layotgan tebranishni uchta koordinata o'qlari yo'nalishida bo'layotgan tebranishlarning qo'shilishi deb tasavvur qilish mumkin. Shunday qilib, kristalldagi har bir zarraning uchta tebranma erkinlik darajasi bor, deb hisoblash mumkin. Dyulong va *Pti* qonunining ta'kidlashicha, kristall holatdagi barcha oddiy kimyoviy jismlarning panjaraviy molar issiqlik sig'imi 3R ga teng. Amalda bu qonun yetarlicha yuqori haroratlar uchun bajariladi. Past haroratlarda esa kristallarning issiqlik sig'imi kamayadi, harorat *OK* ga yaqinlashganda issiqlik sig'imi ham nolga yaqinlashadi.

Issiqlik sig'imining kvant nazariyasi Eynshteyn tomonidan yaratildi. Debay esa uni takomillashtirdi. Eynshteyn N ta atomdan tashkil topgan kristall panjarani bir-biri bilan bog'liq bo'lmagan 3N garmonik ossillatorga o'xshatdi. Bu ossillatorlarning barchasi birday ω chastota bilan tebranishi va energiyasi kvantlangan qiymatlarga egaligini e'tiborga olib Eynshteyn kristall panjaraning issiqlik sig'imi uchun quyidagi formulani hosil qildi:

$$C = \frac{3N\hbar\omega}{\left(e^{\hbar\omega/KT}-1\right)^2}e^{\hbar\omega/KT}\,\frac{\hbar\omega}{KT^2} \qquad (22.1)$$

Bu ifodani yuqori va past haroratlar uchun muhokama qilaylik.

1. Yuqori haroratlarda (ya'ni $KT >> \hbar\omega$ bo'lganda) (22.1) ifodaning maxrajidagi $e^{\hbar\omega/KT} = 1 + \frac{\hbar\omega}{KT}$ va sur'atdagi $e^{\hbar\omega/KT} = 1$ deb hisoblasak, issiqlik sig'imi formulasi quyidagi ko'rinishga keladi:

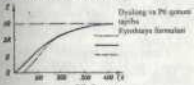
$$C = 3NK \qquad (22.2)$$

Bu munosabat Dyulong va Pti qonunining o'zginasidir.

2. Past haroratlarda (ya'ni $kT << \hbar\omega$ bo'lganda) (22.1) ifoda maxrajidagi 1 ni e'tiborga olmasak:

$$C = \frac{3N\hbar\omega}{KT^2}e^{-\hbar\omega/KT} \qquad (22.3)$$

ifodani hosil qilamiz. 22.6-rasmda aluminiy uchun issiqlik sig'imining tajribadan olingan va nazariy qiymatlari asosida chizilgan grafiklari tasvirlangan. Grafikdan ko'rinadiki, Eynshteyn nazariyasi past haroratlarda issiqlik sig'imining o'zgarishini sifat jihatdan tushuntiradi.



22.6-rasm.

Yuqorida ko'rdikki, kristall jismlarning atomlari o'zaro mustahkam bog'langan holda fazoviy aniq qonuniyatlar bo'yicha joylashib kristall panjarani hosil qiladi. Undagi biron atom muvozanat holatdan chiqarilsa, uning ta'siri qolgan barcha atomlarga ham uzatiladi, ya'ni panjaradagi biron atomning tebranishi barcha yo'nalishlar bo'yicha tarqaladi. Shuning uchun kristallning alohida atomining harakatini kuzatish o'rniga ularning birgalikdagi kollektiv harakatini kuzatish qulay. Atomlarning birgalikda tebranma harakati kristall bo'ylab tarqalayotgan elastik to'lqinlarni hosil qiladi. Bu to'lqinlarning kristall chegarasidan qaytishi va interferensiyalanishi esa turg'un to'lqinlarni hosil qiladi. Ularning soni kristallning erkin darajasi 3*N* ga teng. Bu to'lqinlar kristallda tarqala oladigan tovush to'lqinlaridan iboratdir. Kristall panjaradagi atomlar – kvant ossillatorlardan birortasini ω_i chastota bilan tebranishi tufayli kristall bo'ylab tarqalayotgan tovush to'lqinlarini $\hbar\omega_i$ energiyali «zarra»lar oqimining vujudga kelishidir, deb tavsif etish mumkin. «Zarra» so'zini qo'shtirnoq ichida yozish o'rniga ***kvazizarra*** degan so'zdan foydalaniladi. Bu so'z zarrachaga o'xshash degan ma'noni anglatadi. Tovush to'lqiniga mos keluvchi kvazizarraga alohida ***fonon*** degan nom berilgan.

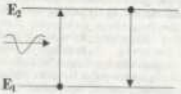
Demak, kvant mexanikasi nuqtayi nazaridan fonon $E=\hbar\omega$ energiyaga va $\vec{P} = \hbar\vec{k}$ impulsga ega bo'ladi. Fononning ko'p xossalari zarraga o'xshaydi, lekin oddiy zarralar (elektron, proton, foton,...)dan farq qilib, fonon vakuumda vujudga kelmaydi. Fononning fotonga o'xshashlik xususiyatlari mavjud. Masalan, elektromagnit nurlanishni juda kichik teshikka ega bo'lgan berk kovak idish (absolut qora jism timsolidagi kovak idish) to'ldirilgan foton gaz deb tasavvur qilingan edi. Kristall panjara tebranishlarini esa kristall bo'lagining sirtlari bilan chegaralangan hajmni to'ldirgan fonon gazi tarzida tasavvur etish mumkin. Fotonlar va fononlar uchun (21.6) dagi $\mu=0$. Shuning uchun Boze-Eynshteyn taqsimoti quyidagi ko'rinishga keladi:

$$< N_i > = \frac{1}{e^{\hbar\omega/KT} - 1} \qquad (22.4)$$

Boze-Eynshteyn statistikasini fonon gaziga qo'llash tufayli Debay kristall panjaraning issiqlik sig'imini past haroratlar sohasida tajribaga miqdoriy mos holda tushuntirishga erishdi.

22.4. Myossbauer effekti

1904-yilda Vud natriy (Na) bug'lariga sariq to'lqin uzunligidagi nur tushirganda bu bug'lar huddi shunday to'lqin uzunligidagi nurlar chiqarib shu'lalana boshlashini aniqladi. Keyinchalik simob (*N*g) va boshqa elementlarda ham shunday hodisalar kuzatildi. Bu hodisani ***rezonans nurlanish*** va ***rezonans yutilish*** deb atala boshlandi.



22.7-rasm.

Bunday atomlar asosiy holatdan eng yaqin uyg'ongan holatga o'tganda ω chastotaga ega bo'lgan fotonlari $\Delta E = \hbar\omega$ energiyali nurni intensiv yutadi, so'ngra asosiy holatga qaytishda shunday ω chastotali nurlarni chiqaradi (22.7 rasm).

Fluoressensiyalanuvchi moddadan o'tgan yorug'lik yutilishi tufayli susayadi. Shu sababli rezonans Fluoressensiyani ko'pincha yorug'likning rezonans yutilishi deb ataladi.

Atom yadrolari atomlarning o'zi kabi diskret energiya sathlariga ega. Yadro sathlari orasidagi o'tishlarni γ-nurlar hosil qiladi. Atomlarga ko'rinadigan nurlar tushganda hosil bo'ladigan rezonans Fluoressensiyaga o'xshash, yadrolarga γ-nurlari tushganda ham Fluoressensiya sodir bo'ladi deb o'ylash mumkin. Lekin, γ-nurlarda rezonans Fluoressensiya hodisasini kuzatishga uzoq vaqt muvaffaq bo'linmadi.

Noaniqlik munosabatlariga asosan barcha uyg'ongan energetik yadro sathlari quyidagi energiya qiymatlariga ega bo'ladi:

$$\Delta W = \frac{\hbar}{\Delta t} \qquad (22.5)$$

bu yerda, Δt – yadroni uyg'ongan holatda yashash vaqti. $\Delta t \to \infty$ da $\Delta W = 0$ bu asosiy holatga mos keladi. Yadro uyg'ongan holatdan asosiy holatga o'tish uchun ketgan vaqtda u γ- nurlarini chiqaradi (monoxromatik bo'lmagan). Yadrolar tomonidan γ- nurlarining rezonans yutilishi deb shunday γ- nurlar yutilishiga aytiladiki, bu nurlarning ω chastotasi, asosiy holat bilan uyg'ongan holatlardan biri orasidagi energiya $\hbar\omega$ ga teng bo'ladi.

Yadro E_2 uyg'ongan holatdan asosiy holatga o'tganda (E_1) γnurlar.

$$\hbar\omega_{nur} = W_f = W - W_{ya} < W, \quad W = E_2 - E_1 \qquad (22.6)$$

bu yerda, W_{ya} – yadro olgan tepkili energiya. Aksincha, yutilishida esa

$$W_f = \hbar\omega_{yutil} = W + W_{ya} > W \qquad (22.7)$$

Yutilish va nurlanish chiziqlarida chastotalar bir-biriga nisbatan

$$\omega_{yutil} - \omega_{nur} = \Delta\omega \qquad (22.8)$$

ga siljigan bo'ladi.

Energiya $\hbar\Delta\omega = 2W_{ya} - \gamma$ kvant nurlanish va yutilishda yadroga beradigan umumiy tepki energiyasidir.

Yadroga berilgan W_{ya} tepki energiya foton impulsi P_f bo'yicha aniqlanadi, bunda, yutilish va nurlanish vaqtida yadro tepki impulsini $P_f = P_{ya}$ ni olamiz:

$$W_{ya} = \frac{P_{ya}^{12}}{2M_{ya}} = \frac{P_f}{2M_{ya}} = \left(\frac{\hbar\omega}{c}\right)^2 \cdot \frac{1}{2M_{ya}}. \qquad (22.9)$$

Shu sababdan alohida yadro uchun rezonans yutilish hodisasi kuzatilmaydi.

Kristall panjaradagi yadrolarda γ- nurlarini yutilishi yoki nurlanishida yadroga beradigan tepki energiya keskin kamayadi, chunki bu holda yadro olgan impuls va tepkili energiya bitta yadroga emas, butun kristall panjaraga beriladi. Kristallning massasi yadro massasidan katta, yutilishda va nurlanishda yo'qoluvchi energiya W_{ya} juda kichik bo'ladi. Bunday holda γ- fotonlarning rezonans yutilishi va nurlanishi kuzatiladi, bu rezonans ma'lum chastota ω ga mos keladi. Buning kengligi tabiiy kenglikka mosdir.

γ- nurlarini (tepkili) energiya yo'qotmasdan rezonans nurlanishiga (yutilishiga) ***Myossbauer effekti*** deyiladi.

1958-yilda Germaniyalik yosh fizik R.Myossbauer bayon etilgan muammoni hal qilish yo'lini ishlab chiqdi. γ- nurlanish chiqarayotgan yadroning «tepki»sini kamaytirish uchun nihoyat past haroratlardan foydalandi. Manba va nishon 88K haroratgacha sovutildi. Bunday past haroratlarda kristalidagi yadrolarning issiqlik tebranishlari shu qadar kamayib ketadiki, kristall parchasi faqat mustahkam yagona sistemadek harakatlanishi mumkin, xolos. Bunday kristall tarkibida biror yadro γ-nurlanish chiqarganda «tepki»ni shu yadroning o'zi emas, balki yaxlit kristall parchasi oladi.

Natijada nishonga tushayotgan γ- nurlanish energiyasi yadroni uyg'otishga yetarli bo'ladi. Shuning uchun Myossbauer amalga oshirgan tajribalarda γ- nurlanishning rezonans yutilishi kuzatiladi.

Savollar

1.Kristall jismlar qanday tuzilishga ega va ularni necha turi mavjudligini ayting?

2.Kristall panjaraning qanday zarralardan tuzilganligiga qarab panjaralar nechta asosiy guruhga bo'lingan, ular qaysilar?

3.Kristallarda qanday nuqsonlar uchraydi?

4.Past va yuqori temperaturalarda kristallarning issiqlik sig'imi qanday bo'ladi?

5.Fonon deganda nimani tushunasiz? Fononning fotonga o'xshashlik xususiyatlarini ayting.

6.Fonon gaziga Boze-Eynshteyn statistikasini qo'llash tufayli Debay kristall panjaraning issiqlik sig'imi uchun nimaga erishdi?

7.Myossbauer effekti mohiyatini izohlang.

Masalalar

82-masala. Kalsiy kristallining panjara parametri a va eng yaqin qo'shni atomlar orasidagi masofa d aniqlansin (panjara qirrasi markazlashtirilgan kubsimon singoniya). Kalsiy kristallining zichligi $\rho = 1{,}55 \cdot 10^3\, kg/m^3$.

Berilgan: $\dfrac{\rho = 1{,}55 \cdot 10^3\, kg/m^3}{a \sim ? \quad d \sim ?}$

Yechish. Kubsimon panjaraning a parametri eng sodda katakchaning hajmi bilan $V = a^3$ munosabatda bog'langan.

Boshqa tomondan, eng sodda katakchaning hajmi molar hajmning bir mol kristalldagi eng sodda katakchalar soniga nisbatiga teng: V uchun keltirilgan ifodalarning o'ng tomonlarini tenglashtirib, quyidagini topamiz:

$$a^3 = V_m / Z_m \tag{1}$$

Kalsiyning molar hajmi $V_m = \dfrac{M}{\rho}$ bunda, ρ – Kalsiyning zichligi, M – uning molar massasi. Bir moldagi eng sodda katakchalar soni

$$Z_m = N_A / n,$$

bunda, n – bitta katakchaga to'g'ri keluvchi atomlar soni.

V_m va Z_m lar uchun keltirilgan formulalarni (1) formulaga qo'yib quyidagini olamiz

$$a^3 = nM / (\rho N_A)$$

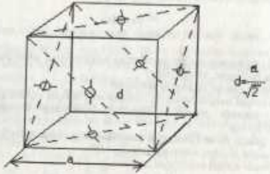
Bundan

$$a = \sqrt[3]{nM / (\rho N_A)} \tag{2}$$

N=4 ligini hisobga olib n, M, ρ va N_A kattaliklarning qiymatlarini

(2) formulaga qo'yib, hisoblab topamiz:

a = 556 pm.



22.8-rasm.

Eng yaqin qo'shni atomlar orasidagi d masofa 22.8 -rasmda ko'rinib turgan sodda geometrik mulohazalardan topiladi.

$$d = a / \sqrt{2}$$

Bu ifodaga a ning oldin topilgan qiymatini qo'ysak,

d=393 pm.

83-masala. t_0=0°S da rux tayoqchasining uzunligi ℓ_{01}=200 mm, mis tayoqchasining uzunligi esa ℓ_{02}= 201 mm. Qanday t temperaturada tayoqchalar bir xil uzunlikda bo'ladi? Rux tayoqcha va mis tayoqchaning chiziqli kengayish koeffitsiyentlari mos ravishda

Berilgan: $\alpha_1 = 2{,}9 \cdot 10^{-5}\, grad^{-1}$ va $\alpha_2 = 1{,}7 \cdot 10^{-5}\, grad^{-1}$

$$\frac{t_0 = 0^0 C;\ l_{01} = 200mm;\ l_{02} = 201mm}{t \sim ?}$$

Yechish: $\ell = \ell_0 (1+\alpha t)$ formulaga muvofiq t – temperatura uchun quyidagi tenglikni yoza olamiz: $\ell_{01}(1+\alpha_1 t) = \ell_{02}(1+\alpha_2 t)$ u holda

$$t = \frac{\ell_{02} - \ell_{01}}{\alpha_1 \ell_{01} - \alpha_2 \ell_{02}} = \frac{(201-200)^{10^5}}{(2{,}9 \cdot 200 - 1{,}7 \cdot 201)} = 420\,^{\circ}C$$

84-masala. V=0,5l suvda m=2g osh tuzi eritilgan. Bu eritma uchun t=17°S temperaturadagi bosim R ni toping, tuz molekulalarining dissotsiatsiya darajasini 75% deb oling.

Berilgan: $V = 0{,}5l = 0{,}5 \cdot 10^{-3} m^3,\ m = 2g = 2 \cdot 10^{-3} kg$

$$\frac{t = 17^0 C = 290K}{P \sim ?}$$

Yechish. Vant-Goff qonuniga muvofiq, dissotsiatsiyalanmagan eritma uchun

$$P = \frac{CRT}{M}$$

bu yerda, $C = \dfrac{m}{V}$ eritmaning konsentratsiyasi, T – uning absolut temperaturasi, M – erigan modda kilomolining massasi ($NaCl$ uchun M=23 kg/kmol'+35 kg/kmol'=58 kg/kmol') R – universal gaz doimiysi.

Molekulalarning dissotsiatsiyasi eritmada zarralar sonining ko'payishiga va bosimning proporsional ravishda ortishiga olib keladi. Shuning uchun dissotsiatsiyani hisobga olgan holda shunday yozish mumkin:

$$P = \frac{mRT}{VM} \cdot 1{,}75 = \frac{0{,}002 \cdot 8{,}32 \cdot 10^3 \cdot 290 \cdot 1{,}75}{5 \cdot 10^{-4} \cdot 58} =$$

$$= 2{,}9 \cdot 10^5\, N/m^2 = 3atm.$$

7. YADRO FIZIKASI VA ELEMENTAR ZARRACHALAR

XXIII BOB. YADRO FIZIKASI ELEMENTLARI

23.1. Atom yadrosining tarkibi. Yadroning massa va zaryad soni

1919-yilda Rezerford azot yadrosini alfa zarralar bilan bombardimon qilganda ulardan vodorod yadrolari ajralib chiqishini kuzatgan. Rezerford bu zarralarni ***proton*** (yunoncha «birinchi» degan so'zdan olingan) deb atadi. 1932-yilda Rezerfordning shogirdi Chedvik yadro tarkibiga kiruvchi yana bir zarra – ***neytronni*** aniqladi. 1932-yilda Chedvik kashfiyotidan keyin sovet fizigi D.D. Ivanenko va nemis fizigi V. Geyzenberglar bir-biridan mustaqil ravishda ***atom yadrosi protonlar va neytronlardan tashkil topgan*** degan fikrni ilgari surdilar. Shu tariqa atom yadrosining proton va neytronli modeli yaratildi. Proton va neytronni yagona nom bilan ***nuklon*** deb ataladi.

Proton musbat zaryadga ega bo'lib, elektron zaryadiga teng, ya'ni $q_p=+l=+1,60219\cdot 10^{-19} Kl$, uning tinchlikdagi massasi $m_p=1,67265\cdot 10^{-27}$ kg. Atom va yadro fizikasida ***massaning atom birligi (m.a.b.)*** kattaligidan keng foydalaniladi. 1 m.a.b. uglerod 12 atomi massasining 1/12 ulushiga, ya'ni $1,66057\cdot 10^{-27}$ kg. ga teng. Natijada $m_p=1,00727$ *m.a.b.* ga teng bo'ladi. Neytron esa elektroneytral zarra bo'lib, uning tinchlikdagi massasi $m_n=1,67495\cdot 10^{-27} kg=1,008665$ *m.a.b.* ga teng.

Massa va energiyaning ekvivalentli qonuni ($W=mc^2$)ga asoslanib, massa J larda, yoxud eV larda ($1J=6,2419\cdot 10^{18}\ eV$) ham ifodalanadi. Demak,

$$m_p = 1,5033\cdot 10^{-10} J = 938,28\ MeV$$
$$m_n = 1,5054\cdot 10^{-10} J = 939,57\ MeV \qquad (23.1)$$

Neytron va protonlar xususiy magnit momentlarga ham ega:

$$\mu_n = -1,91\,\mu_{ya}$$
$$\mu_p = +2,79\,\mu_{ya} \qquad (23.2)$$

Bu ifodadagi μ_{ya} – ***yadroviy magneton*** deb ataladi; μ_{ya} – ***yadroviy zarralarning magnit momentlarini*** o'lchash uchun qo'llaniladigan kattalikdir. Agar Bor magnetonidagi elektron massasi m_e o'rniga proton massasi m_p ni qo'ysak,

$$\mu_{ya} = \frac{e\hbar}{2m_p} = 5,0508\cdot 10^{-27} A\cdot м^2 \qquad (23.3)$$

yadroviy magneton ifodasini hosil qilamiz.

D.I. Mendeleyev davriy sistemasidagi elementlarning tartib nomeri Z shu element atomi yadrosining zaryadini aniqlaydi, ya'ni $q_{ya}=+Ze$.

Yadro tarkibidagi barcha protonlar soni Z va barcha neytronlar soni N ning yig'indisi, yadrodagi nuklonlar sonini ifodalaydi.

$$Z + N = A \qquad (23.4)$$

yadroning massa soni deb ataladi.

Kimyoviy elementlarning atom yadrolarini $_ZX^A$ simvol bilan belgilash qabul qilingan, bunda, X element simvoli, A – massa soni, Z – atom tartib nomeri.

Masalan, $_2He^4$ geliy atom yadrosini, $_8O^{16}$ kislorod atom yadrosini bildiradi va shu kabilar.

Yadroda protonlar soni bir xil, ammo neytronlar soni har xil atomlar ***izotoplar*** deyiladi. Masalan, vodorodning uchta izotopi mavjud. $_1H^1$ (protiy), $_1H_1^2$ (deyteriy) va $_1H_2^3$ (tritiy), bu yerda, kimyoviy simvolning pastki o'ng tomoniga neytronlar soni ham yoziladi.

Ya.I. Frenkel nazariyasiga ko'ra atom yadrosini ***suyuqlik tomchisiga*** o'xshatish mumkin. Suyuqlik tomchisidagi molekulalar o'zaro molekular tutinish kuchlari bilan bog'langani singari yadroni tashkil qiluvchi nuklonlar ham o'zaro alohida turtilish kuchlari – ***yadro kuchlari*** bilan bog'langan. Ko'pgina elementlar atom yadrolarining barqarorligi yadro kuchlarining nihoyatda ulkan ekanligini ko'rsatadi.

Yadro kuchlari faqat juda kichik masofalardagina (10^{-13} *sm* tartibida) namoyon bo'ladi. Nuklonlar orasidagi masofa biroz ortganda yadro kuchlari nolgacha kamayadi va kulon kuchlari protonlarni ajratib yuboradi (yadroni parchalaydi). Yadro kuchlari gravitatsion va elektr kuchlari bo'lmay, alohida turdagi kuchlardir. Ularning tabiati va xossalari hali to'liq o'rganilmagan. Hozirgi vaqtda haqiqatga eng yaqin deb yadro kuchlarining ***mezon nazariyasini*** hisoblashadi; bu nazariyaga muvofiq nuklonlar bir-biri bilan alohida elementar zarralar – ***mezonlar***ni almashish yo'li bilan o'zaro ta'sirlashadi.

Bir xil sondagi protonlar va neytronlardan tashkil topgan yengil kimyoviy elementlarning yadrolari, ayniqsa, barqaror bo'ladi. Yadrolari ko'p sonli nuklonlardan tashkil topgan eng og'ir kimyoviy elementlarda (davriy sistemada qo'rg'oshindan keyin joylashgan) yadro kuchlari yadroning barqarorligini ta'minlay olmaydi. Bunday yadrolar o'z-o'zidan parchalanib ancha yengil elementlarning yadrolariga aylanadi. Bu hodisa tabiiy ***radioaktivlik*** deb ataladi.

23.2. Radioaktivlik

Tabiiy radioaktivlikni 1896-yilda fransuz fizigi Bekkerel kashf qildi. Uni fikricha, uran tuzining o'z-o'zidan chiqargan nurlari noshaffof moddalar qatlamidan o'ta oladigan, gazlarni ionlashtira oladigan, fotoplastinkani qoraytiradigan xususiyatlari bordir. P.Kyuri hamda M.Kyuri Skladovskaya va boshqalar tomonidan keyinchalik o'tkazilgan tadqiqotlar ko'rsatadiki, tabiiy radioaktivlik faqat uran tuzlarigagina xos bo'lib qolmay, balki og'ir kimyoviy elementlarning ko'pchiligiga, jumladan, aktiniy, toriy, poloniy va radiyga ham xosdir. Poloniy va radiyni 1898-yilda Per va Mariya Kyurilar kashf etgan. Bu elementlarning hammasini ***radioaktiv elementlar***, ularning chiqarayotgan nurlarini – ***radioaktiv nurlar*** deb ataladi. Radioaktiv nurlanishga ***alfa-nurlar, beta nurlar va gamma-nurlar*** deb atalgan uch xil nur kiradi.

1. Alfa-nurlar elektr va magnit maydonlarida og'adi; bu nurlar geliy $_2He^4$ atomi yadrolari oqimidan iborat. Har bir α - zarracha ikkita elementar musbat zaryad $+2e$ ga ega va massa soni 4 ga teng. α - zarrachalar $14000\div 20000$ *km/s* tezlikka ega bo'lib, $4\div 9$ *MeV* kinetik energiyaga ega bo'ladilar. α - zarracha o'z energiyasini atomlarni ionlashga sarflab to'xtaydi; bunda, u moddada mavjud bo'lgan erkin elektronlardan ikkitasini o'ziga qo'shib oladi va geliy atomiga aylanadi.

α - zarrachani havoda o'tgan yo'li 3-9 *sm*.ni tashkil qiladi, ularning ionlashtirish qobiliyati esa 100000-250000 juft ionga teng. Shunday qilib, α -

zarrachaning ionlashtirish qobiliyati yuqori, lekin o'tuvchanlik qobiliyati uncha katta emas.

α - zarracha qalinligi *0,06 mm* bo'lgan aluminiy qatlamida yoki qalinligi *0,12 mm* bo'lgan biologik to'qima qalinligidagi qatlamda butunlay yutiladi.

2. Beta-nurlar elektr va magnit maydonlarida og'adi; ular ***tez elektronlar*** oqimidan iborat bo'lib, β-zarrachalar deb ataladi. β-zarrachaning o'rtacha tezligi *160000 km/s* ga teng.

β-nurlanish α-nurlanishdan farq qilib, ***tutash energetik spektrga*** ega. β-zarracha havoda 40 m gacha, alyuminiyda – 2 sm. gacha, biologik to'qimada – 6 sm. gacha yuguradi.

3. Gamma-nurlar – chastotasi juda katta $\sim 10^{20}$ *Gs*, to'lqin uzunligi esa juda qisqa $\sim 10^{-12}$ *m* bo'lgan fotonlar oqimidan iborat. γ-fotonlar energiyasi *1MeV* chamasida bo'ladi.

γ-nurlar eng qattiq elektromagnit nurlar bo'lib, ko'p jihatdan rentgen nurlariga o'xshaydi ular elektr va magnit maydonida og'maydi, yorug'lik tezligi bilan tarqaladi, kristalldan o'tishida difraksiya ro'y beradi.

γ-nurlarning ionlashtirish qobiliyati katta emas, u havoda 100 juft ionga ega yo'lni bosadi.

γ-nurlar eng o'tuvchi nurlardir. Eng qattiq γ-nurlar qalinligi *5 sm* bo'lgan qo'rg'oshin qatlamidan yoki qalinligi bir necha yuz metr bo'lgan havo qatlamidan o'tadi; kishi tanasidan bemalol o'tib ketadi.

β-yemirilishida radioaktiv element davriy sistemada massa sonini o'zgartirmasdan o'ngga bir nomerga siljiydi:

$$_{Z}X^{A} \rightarrow _{Z+1}X^{A} + \beta^{-} \qquad (23.5)$$

Masalan,

$$_{83}Bi^{210} \rightarrow _{84}P_{O}^{210} + \beta^{-}$$

α-yemirilishida radioaktiv element davriy sistemasida massa sonini 4 ga kamaytirib, chapga ikki raqamga siljiydi:

$$_{Z}X^{A} \rightarrow _{Z-2}X^{A-4} + _{2}He^{4} \qquad (23.6)$$

Masalan,

$$_{84}P_{O}^{210} \rightarrow _{82}P\textit{в}^{206} + _{2}He^{4}$$

Radioaktiv yemirilish radioaktiv element atomlarining asta-sekin kamayishiga olib keladi. dt vaqt ichida yemiriladigan atomlar soni dN, vaqtga va radioaktiv element atomlarining umumiy soni N ga proporsionaldir:

$$dN = -\lambda N dt \qquad (23.7)$$

bunda, λ - berilgan elementning ***yemirilish doimiysi*** deb ataladigan proporsionallik koeffitsiyenti. Minus ishorasi vaqt o'tishi bilan radioaktiv element atomlar sonining kamayishini ko'rsatadi. (23.7) dan

$$\lambda = -\frac{dN}{Ndt}$$

kelib chiqadi, ya'ni yemirilish doimiysi vaqt birligidagi atomlar sonining nisbiy kamayishiga teng.

(23.7) tenglikning $t=0$ dan t gacha vaqt oralig'ida integrallab, quyidagini olamiz:

$$N = N_0 e^{-\lambda t} \qquad (23.8)$$

(23.8) munosabatni ***radioaktiv yemirilish qonuni*** deb ataladi. (23.8) ifodadagi N_0 – boshlang'ich (ya'ni $t=0$) vaqtdagi radioaktiv moddada mavjud bo'lgan yadrolar soni. N – biror t -vaqtdan so'ng yemirilmay qolgan yadrolar soni. ***λ esa yemirilish doimiysi deb ataluvchi*** kattalik, ko'pincha λ o'rniga ***yarim yemirilish davri ($T_{1/2}$)*** deb ataladigan kattalikdan foydalaniladi: λ va $T_{1/2}$ lar orasida quyidagicha bog'lanish bor:

$$T_{1/2} = \frac{0,693}{\lambda} \qquad (23.9)$$

radioaktiv izotoplarning yarim yemirilish davri $T_{1/2}$ shunday vaqt oralig'iki, bu vaqt ichida mavjud radioaktiv yadrolarning yarmi yemiriladi. $T_{1/2}$ ning qiymatlari turli radioaktiv yadrolar uchun turlicha, masalan, sekundning ulushidan million yillargacha bo'lishi mumkin. $T_{1/2}$ ning qiymati tashqi sharoitlarga (harorat, bosim, magnit yoki elektr maydonlarining ta'siriga) va radioaktiv yadrolarni qanday kimyoviy birikmalar tarkibida ekanligiga bog'liq emas.

Radioaktiv manbalar aktivligi birlik vaqtda sodir bo'ladigan yemirilishlar sonini ifodalaydi. Uning ***SI dagi birligi bekkerel (Bk) 1 sekunda 1 yemirilish sodir bo'ladigan radioaktiv manbaning aktivligi 1 Bekkerel bo'ladi.***

23.3. Yadroviy reaksiyalar

Ikki yadro yoki yadro va zarra bir-biri bilan 10^{-15} *m* lar chamasiga yaqinlashganda yadroviy kuchlarning ta'siri tufayli o'zaro intensiv ta'sirlashadi, natijada yadroviy o'zgarishlar vujudga keladi. Bu jarayonlarni ***yadroviy reaksiya*** deb ataladi. yadroviy reaksiyani quyidagicha yozish mumkin:

$$X + a \rightarrow Y + \textit{в} \quad \text{yoki} \quad X(a;\textit{в})Y \qquad (23.10)$$

bunda, X – boshlang'ich yadro, a – reaksiyaga kirishuvchi zarra, $\textit{в}$ - yadroviy reaksiyada ajralib chiquvchi zarra, U – yadroviy reaksiyada vujudga kelgan yadro, a va $\textit{в}$ zarralar – neytron, proton, alfa-zarra, gamma – kvant, yengil yadrolar yoki boshqa elementar zarralar bo'lishi mumkin.

Birinchi yadroviy reaksiya Rezerford tomonidan azotni α-zarralar bilan bombardimon qilish jarayonida kislorod va proton hosil qilib, amalga oshirilgan, ya'ni

$$_{7}N^{14} + _{2}He^{4} \rightarrow _{8}O^{17} + _{1}H^{1} \qquad (23.11)$$

yoki ixchamroq $\qquad N^{14}(\alpha,r)O^{17} \qquad$ (23.11a)

ko'rinishda ifodalash mumkin.

Barcha yadro reaksiyalarida biror elementar zarracha (masalan, γ-foton) chiqadi. Ko'pchilik yadro reaksiyalarining mahsulotlari ham radioaktivdir, ular ***sun'iy radioaktiv izotoplari*** deb ataladi. Sun'iy radioaktivlik hodisasini 1934-yilda fransuz fiziklari ***Frederik*** va ***Iren Jolio Kyurilar*** kashf qilishgan.

Fosfor $_{15}P^{31}$ ning neytronlarni qo'shib olish reaksiyasi radioaktiv izotoplarni olishga misol bo'ladi. Unday qo'shib olishda γ-foton chiqadi va fosforning radioaktiv izotopi $_{15}P^{32}$ hosil bo'ladi:

$$_{15}P^{31} \to n \to _{15}P^{32} + \gamma \qquad (23.12)$$

Fosfor izotopining yarim yemirilish davri $T_{1/2}=14,3$ kunga teng. β-zarralarni chiqarish bilan boradigan izotop yadrosining yemirilishi $_{16}S^{32}$ oltingugurtni barqaror izotopining hosil bo'lishiga olib keladi:

$$_{15}P^{32} \to _{16}S^{32} + \beta^{-} \qquad (23.13)$$

Yadroviy reaksiyalarda saqlanish qonunlarining bajarilishini ko'raylik.

1. Yadroviy reaksiyaga kirishuvchi zarralarning umumiy zaryadi reaksiyada vujudga kelgan zarralarning umumiy zaryadiga teng.
2. Yadroviy reaksiyaga kirishayotgan zarralardagi nuklonlarning to'liq soni reaksiyadan keyin ham saqlanadi, ya'ni reaksiyada hosil bo'lgan zarralar nuklonlarining to'liq soniga teng bo'ladi (23.1-jadval).

23.1-jadval

Yadroviy reaksiya	Elektr zaryadi	Nuklonlar soni
$N^{14}+\alpha\to O^{17}+R$	7+2=8+1	14+4=17+1
$N^{2}+N^{2}\to Ne^{3}+n$	1+1=2+0	2+2=3+1
$Li^{7}+R\to Ve^{7}+n$	3+1=4+0	7+1=7+1
$S^{32}+n\to R^{32}+R$	16+0=15+1	32+1=32+1
$Ve^{9}+\gamma\to 2Ne^{4}+n$	4+0=2·2+0	9+0=2·4+1

3.Yadroviy reaksiyalarda massaning saqlanish qonuni (va energiyaning saqlanish qonuni ham) bajariladi. U holda yadroviy reaksiyaga kirishayotgan zarralarning tinchlikdagi massalari (23.10) ga asosan m_x va m_a deb, reaksiyada vujudga kelgan zarralarniki esa m_y va m_b deb belgilaylik. Ularning kinetik energiyalarini mos ravishda T_x, T_a, T_y, T_b deb belgilaylik. Natijada reaksiyaga kirishayotgan zarralar to'liq energiyalarning yig'indisi reaksiyada vujudga kelgan zarralar to'liq energiyalarning yig'indisiga tengligini quyidagicha ifodalaymiz

$$m_x c^2 + T_x + m_a c^2 + T_a = m_y c^2 + T_y + m_b c^2 + T_b.$$

Mos hadlarni guruhlasak, bu ifoda quyidagi

$$\left[(m_x + m_a) - (m_y + m_b)\right]c^2 = (T_y + T_b) - (T_x + T_a)$$

ko'rinishga keladi.

Yadroviy reaksiyada ajralib chiqadigan yoki yutiladigan energiyani ***reaksiya energiyasi*** deb ataladi, ya'ni

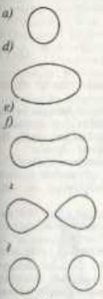
$$Q = \left[(m_x + m_a) - (m_y + m_b)\right]c^2 = (T_y + T_b) - (T_x + T_a) \qquad (23.14)$$

Agar $Q>0$ bo'lsa, zarralar kinetik energiyasining ortishi kuzatiladi. U holda (T_x+T_a) ning har qanday qiymatida ham ***ekzoenergetik reaksiya*** amalga oshadi.

Agar $Q<0$ bo'lsa, ***endoenergetik reaksiya*** sodir bo'ladi. Bunda zarralar kinetik energiyasining kamayishi hisobiga ularning tinchlikdagi massalari ortadi. Shuning uchun reaksiyaga kirishayotgan zarralar kinetik energiyalari yetarlicha katta bo'lishi, ya'ni $(T_x+T_a)=|Q|+(T_a+T_x)$ shart bajarilishi kerak.

23.4. Yadrolarning bo'linishi

Faqat uyg'ongan yadrogina ikki qismga bo'linishi yoki parchalanishi mumkin. Yadroni uyg'otish uchun, masalan, uni α-zarralar yoki protonlar bilan bombardimon qilish usuli bilan unga yetarlicha energiya sarflash kerak bo'ladi. Avval qayt qilinganidek, yadrolarni parchalashning eng yaxshi effektiv quroli neytronlardir, chunki ular elektr jihatdan neytral bo'lgani uchun yadro tomonidan elektrostatik itarish kuchiga duch kelmaydi.



23.1-rasm.

XX asrning 40-yillariga kelib, bir qancha olimlar (E.Fermi, I.Jolio – Kyuri, P.Savich, O.Gan, Shtrasman, O.Frish, L.Maytner) ning tajribalari va nazariy izlanishlari tufayli, neytronlar bilan bombardimon qilingan uran yadrosining bo'linish reaksiyasi kashf qilindi. Yadroning tomchi modeliga asoslanib, bu reaksiyani quyidagicha izohlash mumkin.

Neytron n ni o'ziga qo'shgan uran yadrosi U uyg'ongan bo'lib qoladi va deformatsiyalanadi (23.1-rasm). Agar uyg'onish unchalik katta bo'lmasa, u vaqtida yadro γ fotonlar yoki neytron chiqarish yo'li bilan ortiqcha energiyadan qutilib, turg'un holatga qaytadi. Bunda tomchining shakli sharsimondan ellipsoidsimonga, undan yana sharsimonga qaytadi. Agar uyg'onish energiyasi yetarlicha katta bo'lsa, u vaqtida yadroda ikkiga bo'linayotgan suyuqlik tomchisining ikki qismi orasidagi cho'zilishga o'xshash uzunchoq shakl (23.1d-rasmga q.) paydo bo'ladi. Cho'zilayotgan yadroning juda ingichka qismida ta'sir qilayotgan yadro kuchlari endilikda yadroning bir xil ishorali zaryadlangan qismlarining kulon itarishish kuchlariga qarshi tura olmaydi. Natijada cho'zilgan yadro uziladi va qarama-qarshi tomonga katta tezlik bilan uchib ketadigan ikkita «parchaga» yemiriladi. Bundan tashqari, bo'linish vaqtida yadrodan ***oniy neytronlar*** deb ataladigan 2–3 ta neytron ajralib chiqadi. Oniy neytronlarning ko'pchiligi *1–2 MeV* energiyaga ega. Energiyasi *1,5 MeV*dan katta bo'lgan neytronlar ***tez neytronlar***, energiyasi *1,5 MeV* dan oz neytronlar ***sekin neytronlar*** deb ataladi. Energiyasi juda kichik neytronlar ***issiqlik neytronlari*** deyiladi.

Bo'lingan yadroning parchalari radioaktiv bo'ladi: ular γ-fotonlar, β-zarralar va neytronlar chiqaradi, bu neytronlarni oniy neytronlardan farqlash maqsadida ***kechikkan neytronlar*** deb ataladi.

Barcha og'ir elementlarning yadrolari neytronlar ta'sirida ikki qismga bo'linish qobiliyatiga ega. Amaliy jihatdan eng muhim bo'linuvchi materiallar uran $_{92}U^{238}$, aktino uran $_{92}U^{235}$, uranning sun'iy $_{92}U^{233}$ izotopi va plutoniy $_{94}Ru^{239}$ dir. $_{92}U^{235}$, $_{92}U^{233}$ va $_{94}Ru^{239}$ yadrolar tez, shuningdek, sekin (jumladan, issiqlik) neytronlar ta'sirida bo'linadi, $_{92}U^{238}$ yadrosi esa faqatgina tez neytronlar ta'sirida bo'linadi. Uran $_{92}U^{235}$ ning uchta neytron chiqarib, kripton va bariy izotoplariga yemirilishi ehtimolligi ko'proqdir:

$$_{92}U^{235} + _{0}n^{1} \to _{36}Kr^{93} + _{56}Ba^{140} + 3n \qquad (23.15)$$

Keyingi tekshirishlar uran yadrosi neytronlar bilan bombardimon qilinganda 80 xil bo'laklar hosil bo'lishini ko'rsatdi. Shu bilan birga massalari nisbati 2:3 bo'lgan bo'laklarga bo'linish eng ehtimolli ekani ma'lum bo'ldi.

Uran yadrosining mumkin bo'lgan bo'linish reaksiyalaridan yana biri quyidagi sxema bo'yicha o'tadi.

$$_{92}U^{235} + {}_0n^1 \rightarrow {}_{92}U^{236} \rightarrow {}_{58}Ce^{140} + {}_{40}Zr^{94} + 6\beta + 2{}_0n^1 \quad (23.16)$$

Shuningdek,

$$_{92}U^{235} + {}_0n^1 \rightarrow {}_{54}Xe^{139} + {}_{38}Sr^{95} + 2{}_0n^1, \quad (23.17)$$

bu yerda, *Se* – seriy, *Zr*–sirkoniy, *Xe*–ksenon, *Sr*–stronsiylar davriy sistema elementlarining o'rta qismiga to'g'ri keladi.

Neytronlar ta'sirida bo'linish bilan bir qatorda, garchi juda oz darajada bo'lsa-da, og'ir yadrolar ***o'z-o'zidan bo'linishi*** ham mumkin; masalan, 1 g uranda bir soatda hammasi bo'lib taxminan 20 tacha o'z-o'zidan yemirilish yuz beradi. Bu hodisani 1940-yilda sovet fiziklari K.A.Petrjak va G.N.Flerov kashf qilganlar.

Uran yadrosining bo'linishida, taxminan, *208 MeV* energiya ajraladi, bu energiyaning deyarli 80 %i parchalarning kinetik energiyasi ko'rinishida ajraladi; qolgan 20%i esa parchalarning radioaktiv nurlanish energiyasiga va oniy neytronlarning kinetik energiyasiga to'g'ri keladi.

Yadroning bo'linishida sarf qilingan neytronlarning energiyasi *7-10 MeV* dan oshmaydi. Buni yadrolarni bo'linishida ajralib chiqqan energiya bilan solishtirsak, yadrosi bo'linadigan materiallar juda katta energiya manbai bo'lib xizmat qilishi ko'rinadi. Masalan: *1 kg* uran – 235 da bo'lgan barcha yadrolarning bo'linishida ajralib chiqqan energiya, taxminan, $2{,}3 \cdot 10^7$ *kvt·soat* ga teng. Buncha energiya miqdori *2000000 kg* benzin yoki *2500000 kg* tosh ko'mir yonganda ajralishini ko'rsatish mumkin. Shuning uchun xalq xo'jaligida ***«yadro yoqilg'isidan»*** foydalanish maqsadga muvofiqdir.

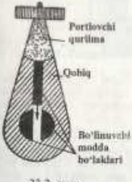
23.5. Zanjir reaksiya. Reaktorlar

Yadroning bo'linish energiyasidan foydalanish imkoniyatini amalga oshirish uchun shunday sharoit yaratish kerakki, bu sharoitda reaksiya bir boshlangandan so'ng o'z-o'zidan davom eta olsin, ya'ni reaksiya zanjir xarakteriga ega bo'lsin. Bunday reaksiyani amalga oshirishga, masalan, og'ir Uran – 235 yadroning bo'linishida vujudga keladigan 2–3 dona neytron yordam beradi. Masalan, birinchi yadro bo'linganda ajralib chiqqan 2–3 neytronning har biri o'z navbatida yangi yadrolarning bo'linishiga sabab bo'ladi. Natijada 6–9 yangi neytronlar vujudga keladi. Bu neytronlar o'z navbatida yana boshqa yadrolarni bo'linishiga imkoniyat yaratadi va hokazo. Bunday reaksiya bo'linishning ***zanjir reaksiyasi*** deb yuritiladi. Uran – 235 bo'linishining zanjiriy reaksiyasi nazariyasini 1938-yilda Ya.B.Zeldovich va Yu.B.Xaritonlar ishlab chiqishgan.

Uranning har bir yadrosining bo'linishida 2–3 ta neytron paydo bo'lishiga qaramasdan, ularning hammasi ham boshqa yadrolarning bo'linishiga sabab bo'lavermaydi. Neytronlarning bir qismini yadro yoqilg'isida bo'ladigan bo'linmaydigan aralashma yadrolari o'ziga qo'shib olish mumkin, neytronlarning yana bir boshqa qismi yoqilg'i material hajmi sirtidan uning boshqa yadrolari bilan

to'qnashmay chiqib ketishi mumkin. Shuning uchun uran yadrolar bo'linishining zanjiriy reaksiyasi hamma vaqt ham sodir bo'lavermaydi. Zanjir reaksiya yuz berishi uchun birinchidan $_{92}U^{235}$ izotopning bo'lagi yetarli katta bo'lishi kerak. Uran bo'lagining o'lchamlari yetarli katta bo'lganda bo'linish reaksiyasi davomida ajraluvchi neytronlarning ko'p qismi uran bo'lagining chekkasiga yetguncha reaksiyaga kirishib ulguradi. Uran bo'lagining neytronlari ham zanjir reaksiyaning amalga oshishiga yordam beradi. Umuman, zanjir reaksiyaning rivojlanish tezligi ***ko'payish koeffitsiyenti K ning*** qiymati bilan xarakterlanadi. Ko'payish koeffitsiyenti – biror avlod bo'linishlarida vujudga kelgan neytronlar sonini undan oldingi avlod bo'linishida hosil bo'lgan neytronlar soniga nisbatidir. Agar $K>1$ bo'lsa, zanjir reaksiyasi rivojlanadi. $K<1$ da reaksiya so'nadi. $K=1$ bo'lganda reaksiya bir me'yorda davom etadi. Zanjir reaksiyada uran yoki plutoniyning izotoplaridan foydalaniladi. Masalan, tabiiy uran tarkibida 99, 282 % $_{92}U^{238}$ izotop, 0,7121 % $_{92}U^{235}$ izotop va 0,06 % $_{92}U^{234}$ izotop bor. Tez neytronlar ta'sirida bu izotoplarning barchasi bo'linadi, sekin neytronlar esa faqat $_{92}U^{235}$ izotopining bo'linishiga sabab bo'la oladi. Energiyasi *1 MeV* dan kichik neytronlar U^{238} yadrosi tomonidan ham tutilishi mumkin va U^{239} hosil bo'ladi. Lekin U^{239} izotop β-yemirilish natijasida Np^{239} ga, u esa Pu^{239} ga aylanadi, ya'ni:

$$_{92}U^{238} + n \rightarrow {}_{92}U^{239} \xrightarrow{\beta^-} {}_{93}Np^{239} \xrightarrow{\beta^-} {}_{94}Pu^{239} \quad (23.18)$$

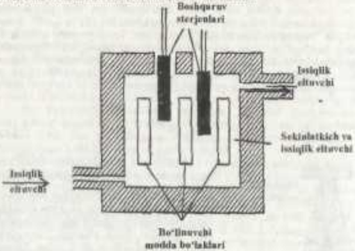


23.2 -rasm.

Pu^{239} ham, huddi U^{235} kabi sekin neytronlar ta'sirida bo'linadi. Demak, U^{235} yoki Pu^{239} yadrolaridan foydalanib, zanjir reaksiyani amalga oshirish mumkin. Faqat neytronlarni reaksiyada qatnashmay aktiv zonadan chiqib ketishini kamaytirish lozim. Shuning uchun aktiv zona hajmini kattalashtirib borilsa, uning biror qiymatida zanjir reaksiyani amalga oshirish uchun yetarli sharoit yaratilgan bo'ladi. Bunday hajmdagi bo'linuvchi moddaning massasini ***kritik massa*** (m_{kr}) deb ataladi. Masalan, sof U^{235} dan tashkil topgan bo'linuvchi modda uchun m_{kr}=*9 kg* bo'lishi kerak.

$m>m_{kr}$ shart bajarilganda $K>1$ bo'lsa, zanjir reaksiya boshqarilmaydigan tarzda amalga oshishi atom bombaning portlash jarayonida sodir bo'ladi. Atom bombaning tuzilishi sxematik tarzda 23.2-rasmda tasvirlangan. Unda bo'linuvchi modda ikki yoki ko'proq bo'laklar tarzida tayyorlanadi. Bu bo'lakchalarning umumiy massasi kritik massasidan katta, lekin har bo'lakchaning massasi kritik massadan kichik. Shuning uchun har bir bo'lakning o'zida bo'linish zanjir reaksiya rivojlanmaydi. Bombaga joylashtirilgan oddiy portlovchi qurilma portlaganda mazkur bo'laklar qo'shilib, zanjir reaksiyani amalga oshishiga sharoit yaratiladi. Bo'linish reaksiyasini boshlab berish uchun kerak bo'ladigan birinchi neytronlar esa bo'linuvchi modda ichida doimo «adashib» yurgan bo'ladi. Masalan, massasi 1 kg bo'lgan uranda spontan bo'linish tufayli sekundiga taxminan 20 neytron vujudga keladi. Bundan tashqari, kosmik nurlar ta'sirida ham doimo turli zarralar qatori neytronlar ham vujudga kelib turadi. Atom bomba portlaganda juda qisqa vaqt ichida nihoyatda katta energiya ajralib chiqqanligi uchun portlash zonasida harorat bir necha million gradusga yetadi. Bunday issiqlik ta'sirida portlash zonasidagi modda bug'ga aylanadi. O'ta qizigan sharsimon gaz tez kengayishi natijasida juda kuchli zarb to'lqini vujudga kelib o'z yo'lidagi obyektlarni yemiradi va kuydirib tashlaydi.

Boshqariladigan bo'linish zanjir reaksiyalarini amalga oshirish uchun qo'llaniladigan qurilmani ***yadroviy reaktor*** deb ataladi. Bunday qurilmalarda neytronlar ko'payish koeffitsiyenti K ning 1 dan ozgina katta qiymatlarida zanjir reaksiyani boshlash imkoniyati mavjud bo'lishi kerak.



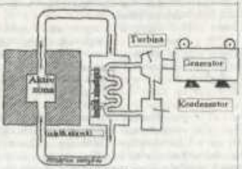
23.3-rasm.

U holda aktiv zonadagi neytronlar konsentratsiyasi va reaktorning quvvati orta boshlaydi. Kerakli quvvatga erishilganda K ning qiymatini aynan 1 ga teng qilib turish imkoniyati bo'lishi kerak. Bu holda zanjir reaksiya o'zgarmas tezlik bilan davom etadi, natijada reaktor ***statsionar rejimda*** ishlay boshlaydi.

Endi biz hozirgi zamon energetikasida keng foydalanilayotgan issiqlik neytronlar ta'sirida ishlaydigan reaktorlar bilan tanishamiz. Reaktorning asosiy elementi – bo'linuvchi moddadir. Zamonaviy reaktorlarda bo'linuvchi modda sifatida U^{235} izotop bilan boyitilgan tabiiy urandan foydalanamiz. Issiqlik neytronlar U^{235} ni effektiv ravishda bo'linishiga sababchi bo'ladi. Shuning uchun bo'linish reaksiyasida vujudga kelgan tez neytronlarni sekinlashtirish yo'li bilan issiqlik neytornlarga aylantiriladi. Sekinlatkichlar sifatida grafit yoki og'ir suv (D_2O) dan, ba'zan esa oddiy suv (N_2O) dan ham foydalaniladi. 23.3-rasmda reaktor aktiv zonasining soddalashtirilgan sxemasi sekinlatkich modda bilan to'ldirilgan. Sekinlatkich ichiga sterjen yoki plastinka shaklida bo'linuvchi modda bo'laklari joylashtiriladi. Zanjir reaksiya tezligini boshqaruvchi sterjenlar yordamida

o'zgartirish mumkin. Bu sterjenlar neytronlarni intensiv ravishda yutadigan materiallar (masalan, bor yoki kadmiy)dan tayyorlanadi. Boshqaruvchi sterjenlarning ko'proq yoki kamroq qismini aktiv zona ichiga kiritish yo'li bilan K ning qiymatini o'zgartirishga erishiladi.

Yadroviy energiyadan foydalanishga asoslangan qurilmalarning asosiy qismi yadroviy reaktorlardir. Misol tariqasida atom elektr stansiya (*AES*) ning ishlash prinsipi bilan tanishaylik. Zanjir bo'linish reaksiyasida ajralayotgan energiya aktiv zonani aylanib yuradigan (23.4-rasm q.) issiqlik eltuvchiga o'tadi. Issiq eltuvchi bu energiyani issiqlik almashgichda suvga beradi, natijada suv bug'ga aylanadi. Bug' esa o'z navbatida generatorning trubinasini harakatga keltiradi. Trubinadan o'tgan bug' kondensorda suvga aylanib, yana issiqlik almashgichga boradi. Shu tarzda yadroviy energiya elektr energiyaga aylantiriladi.



23.4-rasm.

23.6. Termoyadroviy reaksiyalar. Yulduzlar energiyasi

Amerikalik fizik X. Beje 1939-yili Quyosh va yulduzlar energiyasining manbalaridan biri, ular tarkibiga kiruvchi vodoroddan geliy hosil bo'lishi degan gipotezani ilgari surdi, bu reaksiya soddalashtirilgan holda quyidagicha yozilishi mumkin:

$$ {}_1H^1+{}_1H^1+{}_1H^1+{}_1H^1 \rightarrow {}_2He^4+2\,{}_0e^1+2h\nu \qquad (23.19)$$

bu reaksiyada ajraluvchi energiya $\Delta E = 26\ M\text{э}B$ ga teng bo'ladi.

Oldingi 23.4 da uran –235 yadrosining bo'linish reaksiyasida $\Delta E = 208\ M\text{э}B$ energiya ajralishi mumkinligini ko'rib o'tgan edik. Uran yadrosi uchun har bir nuklonga to'g'ri kelgan energiya $E_1 = \frac{208}{235} = 0{,}9\ M\text{э}B$, geliy yadrosi uchun esa $E_2 = \frac{26}{4} = 6{,}5\ M\text{э}B$. Demak, yengil yadrolar sintezida har bir nuklonga to'g'ri kelgan energiya og'ir yadrodagiga qaraganda qariyb 7 barobar katta ekan. Shunday qilib, energetika nuqtayi nazaridan yuqoridagi har bir nuklonga to'g'ri kelgan energiyalarni solishtirishda, shu narsa ma'lum bo'ldiki, yengil yadrolar sintezi reaksiyasi, og'ir yadrolarning bo'linish reaksiyasiga qaraganda ko'proq energiya olish imkoniyatini berar ekan.

Ravshanki, ikki yadroning bir yadroga birlashishi uchun ular o'zaro itarishish kuchlarini yengib, bir-biriga 10^{-15} m tartibdagi masofagacha yaqinlashishi lozim. Demak, birlashayotgan yadrolar kulon itarishish kuchlariga qarshi ish bajara olishi uchun yetarlicha katta kinetik energiyaga ega bo'lishlari kerak, bu sintez reaksiyasini amalga oshirishning zaruriy shartidir.

23.5-rasm.

Vodorod yadrolarining 10^{-15} m masofagacha yaqinlashuvi, faqat bir necha yuz million gradus haroratgacha qizitilgan vodorod plazmasidagina bo'lishi mumkin. Bunday haroratda yadrolarning kinetik energiyasi ular orasidagi elektrostatik itarishish kuchlarini yengishga yetarli bo'ladi. Bunday reaksiyalar ***termoyadro reaksiyalari*** deb yuritiladi.

Birinchi termoyadro reaksiyasi vodorod bombasida amalga oshirilgan. Unda vodorodning $_1N^2$(deyteriy) va $_1N^3$(tritiy) izotoplaridan geliy yadrosining sintezi amalga oshirilgan:

$$_1H^2 + _1H^3 \rightarrow _2He^4 + _0n^1 + \Delta E \qquad (23.20)$$

Vodorod bombasi suyultirilgan deyteriy bilan tritiy aralashmasi to'ldirilgan massiv germetik yopilgan idishdan iborat. Idishning ichki qismi yuqorisiga uncha katta bo'lmagan atom bombasi joylashtiriladi, u portlaganda deyteriy bilan tritiy aralashmasi bir onda o'nlarcha million graduslargacha qiziydi. Shu tufayli shiddatli termoyadro reaksiyasi vujudga kelib, bu reaksiya vodorod bombasining portlashi bilan tugallanadi. Vodorod bombasining portlash kuchi atom bombasining portlash kuchidan o'n marta kattadir. Agar vodorod bombaning devorlariga U^{238} izotop (ya'ni tabiiy uran, chunki uning 99 % $_{92}U^{238}$ dir) bilan qoplansa, termoyadroviy reaksiyada ajralib chiqadigan tez neytronlar U^{238} yadrolarining bo'linishiga sababchi bo'ladi. Buning natijasida bombaning portlash quvvati yanada ortadi (23.5-rasm).

Vodorod bombasidagi termoyadro reaksiyasini boshqarib bo'lmaydi. Boshqaruvchi termoyadro reaksiyasini amalga oshirish uchun 10^8K tartibidagi haroratni hosil qilish va uni ushlab turish kerak. Bundan tashqari, olingan gaz plazmasini berilgan hajmda ushlab turish zarur, chunki plazmaning idish devorlariga tegishi uning sovishiga olib keladi.

Optimal yechimlarni topish yo'lidagi fiziklarning uzoq muddatli izlanishlaridan ko'p sonli qiyinchiliklarni yengish borasidagi kurashishlardan so'ng eng istiqbolli yo'nalishlar aniqlanadi. Hozirda bu muammoni hal qilishni ikki yo'nalishi belgilandi: termoyadro reaksiyasini «tokamak» tipidagi qurilmalarda tinch yadro «alangasi» shaklida va yadro yonilg'isi kichik «tabletka»larining «mikroportlashlari» ko'rinishida amalga oshirish .

Birinchi marta sobiq SSSR da yaratilgan «Tokamak – 10» tipidagi qurilmada plazmani qizitish uchun kuchli elektr razryadidan, uni ushlab turish uchun esa magnit maydonidan foydalaniladi. «Tokamak»da plazma toroidal kamerada hosil qilinadi. Kamera past bosimli deyteriy ($_1N^2$) bilan to'ldirilgan. Toroidal kamera

impuls transformatorning ikkinchi o'rami bo'ladi, uning birlamchi o'rami juda katta sig'imli kondensatorlar batareyasiga ulanadi. Kondensatorlar batareyasi transformatorning birlamchi o'rami orqali zaryadsizlanganda toroidal kamerada uyurmaviy elektr maydon yuzaga keladi, u ishchi gazni ionlashtiradi va unda kuchli tok impulsini hosil qiladi. Elektr toki ishchi gazni qattiq qizdiradi. Bir necha o'n million kelvingacha haroratli plazma hosil bo'ladi.

Bundan tashqari, toroidal kamerada hosil qilingan elektr toki ikkinchi muhim funksiyani bajaradi: uning magnit maydoni elektron va ionlarni plazma ustunida ushlab turadi va bu bilan ularning kamera devorlariga to'g'ridan-to'g'ri tegishiga to'sqinlik qiladi. Plazma shnurining egilishlarga va boshqa mumkin bo'lgan shakl o'zgarishlarga nisbatan turg'un bo'lishi uchun «tokamak»da induksiya chiziqlari plazmadagi tok yo'nalishiga parallel bo'lgan kuchli magnit maydon hosil qilinadi. Bu stabilizatsiyalovchi toroidal magnit maydonni toroidal kameraning tashqarisidan o'ralgan o'ramlar hosil qiladi. «Tokamak»da yuqori haroratli plazma 0.06 s gacha ushlab turiladi, bundan bir oz kam vaqt davomida toroidal kamerada geliy sintezi termoyadro reaksiyasi amalga oshadi.

Hozirgi vaqtda xalqaro hamkorlik asosida boshqariladigan termoyadroviy reaksiyani amalga oshirish bo'yicha izlanishlar ham olib borilmoqda.

Shu kunda dunyoning 16 mamlakatida 100 dan ortiq atom elektrostansiya (AES) lar ishlab turibdi. Ularning umumiy elektr quvvati $4 \cdot 10^7$ kVt dan ortiq. Bundan buyon energetik balansda yadroviy energetikaning ulushi ortib boradi. Chunki dunyoda ishlatilayotgan energiyaning taxminan 70 % i neft va gaz yoqish hisobiga olinadi. Borgan sari oshib borayotgan energiya ehtiyojlarini hisobga olsak, neft va tabiiy gaz zapaslari uzog'i bilan 50 yilga yetadi. Ko'mir yoqish hisobiga esa energiya ehtiyojlarini uzog'i bilan 500 yil davomida qondirib turish mumkin. Bu muammoni hal qilishda yadroviy energetikaga, ayniqsa, kelgusida termoyadro reaksiyasiga muhim rol ajratilgan.

Savollar

1. Atom yadrosi modelini Rezerford tomonidan kashf qilingandan keyin, yadro tarkibi protonlar va neytronlardan tashkil topganini birinchilar qatorida kimlar aniqladi? Nuklon deganda nimani tushunasiz?
2. Yadroning massa soni qanday aniqlanadi va u nimalardan tashkil topgan?
3. Izotoplar deganda nimani tushunasiz? Izotoplarga misollar keltiring.
4. Yadro kuchlari zarralarni qanday kuchlar bilan bog'laydi?
5. Radioaktivlik hodisasi nima? U kim tomonidan kashf etilgan?
6. Radioaktiv α, β va γ - nurlarning tabiati va xossalari qanday?
7. Radioaktiv yemirilishning α va β - siljish qoidalarini tushuntiring.
8. Radioaktiv elementning yarim yemirilish davri va o'rtacha yashash vaqti qanday?
9. Qanday jarayonlar yadro reaksiyalari deyiladi?
10. Yadro reaksiyalarida saqlanish qonunlarini aniq bajarilishini tasdiqlovchi misollar keltiring.
11. Uran-235 izotopining bo'linish reaksiyasini yozing va tushuntirib bering. Bu reaksiyada ajraluvchi energiyaning kattaligini aniqlang.
12. Yadro reaktorining tuzilishi va ishlash prinsipini tushuntiring.
13. Qanday yadro reaksiyasiga termoyadro reaksiyasi deyiladi? Bunday reaksiyaga misol keltiring.

Masalalar

85-masala. ${}^{7}_{3}Li$ yadrosining massa defekti va bog'lanish energiyasi hisoblansin.

Berilgan: $\dfrac{{}^{7}_{3}Li}{\Delta m - ?\ W - ?}$

Yechish. Yadro massasi har doim shu yadroni tashkil etuvchi erkin protonlar va neytronlar massasining yig'indisidan kichik. *Yadroning massa defekti* Δm *shu* yadroni tashkil etuvchi nuklonlar (proton va neytronlar) massasining yig'indisidan yadro massasini ayirmasiga teng, ya'ni

$$\Delta m = Zm_0 + (A-Z)m_n - m_{ya}\ , \tag{1}$$

bunda, Z – atom nomeri (zaryad soni yoki yadrodagi protonlar soni); A-massa soni (yadrodagi nuklonlar soni); m_p, m_n, m_{ya} – proton, neytron va yadro massalari.

(1) formulani neytral atom massasi m_a orqali ifodalaymiz. Neytral atom massasi yadro massasi va atomdagi elektronlar massasining yig'indisiga teng

$$m_a = m_{ya} + Zm_e$$

Bundan

$$m_{ya} = m_a - m_e\ , \tag{2}$$

(2) ifodani (1) ga qo'ysak:

$$\Delta m = Z(m_p + m_e) + (A-Z)m_n - m_a \tag{3}$$

Masalalar son qiymatini jadvallardan olib (3) ifodaga qo'yib.

$$\Delta m = [3\cdot 1{,}00783 + (7-3)1\cdot 00867 - 701601]m.a.b = 0{,}04216 m.a.b$$

Massa va energiyaning proporsionallik qonunidan

$$W = \Delta mc^2 \tag{4}$$

$c^2 = 9\cdot 10^{16}\ m^2/s^2$, boshqa birliklar sistemasida $c^2 = 931$ MeV/m.a.b.

$$W = 931\Delta m(MeV)\ 5 \text{ yoki}$$

$$W = 931\cdot 0{,}0421 MeV = 39{,}2 MeV.$$

86-masala. α - zarracha bor yadrosi ${}^{10}_{5}B$ bilan to'qnashishi tufayli yadroviy reaksiya amalga oshdi va natijada ikkita yangi yadro vujudga keldi. Agar birinchi yadro vodorod atomining yadrosi ${}^{1}_{1}H$ bo'lsa ikkinchi yadroning massa soni va tartib nomeri aniqlansin. Yadroviy reaksiya yozilsin va bu reaksiyada ajralib chiqqan energiya topilsin.

Berilgan: $\dfrac{\alpha,\ {}^{10}_{5}B,\ {}^{1}_{1}H}{W - ?}$

Yechish. Noma'lum yadroni X simvoli bilan belgilaymiz. α - zarracha bu geliy yadrosi ${}^{4}_{2}He$ bo'lganligi uchun yadroviy reaksiyani quyidagicha yozish mumkin:

$${}^{4}_{2}He + {}^{10}_{5}B \rightarrow {}^{1}_{1}H + {}^{A}_{Z}X$$

Noma'lum yadrodagi nuklon sonini saqlanish qonunidan aniqlaymiz, ya'ni 4+10=1+A, bundan A=13. Zaryad saqlanish qonunidan 2+5=1+Z, bundan Z=6. Demak, noma'lum yadro bu uglerod atom yadrosining izotopiga ${}^{13}_{6}C$ mos keladi.

Endi yadro reaksiyasini to'liq yozish mumkin:

$${}^{4}_{2}He + {}^{10}_{5}B \rightarrow {}^{1}_{1}H + {}^{13}_{6}C.$$

Reaksiya energiyasi (W) quyidagi formuladan topiladi:

$$W = 931[(m_{He} + m_e) - (m_H + m_c)]$$

Bu yerda birinchi qavs ichida reaksiya boshlanmasdan oldingi yadro massalari, ikkinchi qavs ichida reaksiyadan keyingi yadro massalari ko'rsatilgan. Hisoblash uchun bu formulada yadro massalari o'rniga neytral atomlar massalari olinadi. Buni sababini quyidagicha tushuntirish mumkin.

Neytral atom elektron qobig'laridagi elektronlar soni shu atomning zaryad soni Z ga teng. Reaksiyadan oldingi zaryadlar soni yig'indisi reaksiyadan keyingi zaryadlar soni yig'indisiga teng. Shu sababli geliy va bor atomlaridagi elektronlar soni reaksiyadan keyingi hosil bo'lgan uglerod va vodorod atomlaridagi elektronlar soniga teng. Shu sababli elektronlar massasining ayirmasi o'zaro kompensatsiyalanadi (nolga teng) va formuladan faqat yadrolar massasining ayirmasi qoladi. Atomlar massasini (jadvalga qarang) formulaga qo'yib.

W=931(4,00260+10,0129)1,00873-13,00335) MeV=4,06 MeV.

87-masala. Massasi m=0,2 mkg bo'lgan radioaktiv magniyning ${}^{12}_{7}Mg$ boshlang'ich aktivligi A_0 aniqlansin, t=6 soat vaqt o'tgandan keyin aktivlik qanday bo'ladi? Magniyning yarim yemirilish davri $T_{1/2}$ ma'lum deb olinsin.

Berilgan: $T_{1/2} = 10\min = 600s$

$$\dfrac{m = 0{,}2mkg = 0{,}2\cdot 10^{-9}kg, \quad t = 6soat = 6\cdot 3600s.}{A - ?}$$

Yechish. Izotopning aktivligi A radioaktiv yemirilish tezligini xarakterlaydi, y."dt" vaqt ichida yemirilgan yadrolar soni «dN» bilan o'lchanadi, ya'ni

$$A = -dN/dt\ . \tag{1}$$

Manfiy «-» ishora radioaktiv yadrolar soni N vaqt o'tishi bilan kamayishini bildiradi.

«dN/dt» ni aniqlash uchun radioaktiv yemirilish qonunidan foydalanimiz:

$$N = N_0 e^{-\lambda t}\ , \tag{2}$$

Bunda N-"t" vaqt momentidagi radioaktiv izotopdagi yadrolar soni: N_0 – boshlang'ich vaqtidagi (t=0) radioaktiv yadrolar soni: λ – radioaktiv yemirilish doimiysi.

(2) ifodani vaqt bo'yicha differensiallasak:

$$dN/dt = -\lambda N_0 e^{-\lambda t} \tag{3}$$

(1) va (3) formuladan: Izotopning boshlang'ich vaqtidagi (t=0) aktivligi:

$$A = \lambda N_0 e^{-\lambda t} \tag{4}$$

yoki

$$A_0 = \lambda N_0 \tag{5}$$

Radioaktiv yemirish doimiysi λ yarim yemirilish davri $T_{1/2}$ bilan o'zaro quyidagicha bog'langan:

$$\lambda = (\ln 2)/T_{1/2} \tag{6}$$

Radioaktiv yadrolar soni N_0 Avagadro doimiysi N_A va ν izotop miqdorining ko'paytmasiga teng:

$$N_0 = \nu N_A = \frac{m}{M} N_A \tag{7}$$

Bunda m – izotop massasi: M – molar massa.

(6) va (7) ifodalardan foydalansak, (5) va (4) formulalar quyidagi ko'rinishga keladi:

$$A_0 = \frac{m}{M}\frac{\ln 2}{T_{1/2}} N_A \tag{8}$$

$$A = \frac{m}{M}\cdot\frac{\ln 2}{T_{1/2}} N_A e^{-\frac{\ln 2}{T_{1/2}}t} \tag{9}$$

Hisoblashlarni bajaramiz:
$T_{1/2}$ = 10 min = 600 s.
ln2=0,692; t=6 soat=$2{,}16\cdot10^4$ s

$$A_0 = \frac{0{,}2\cdot10^{-9}\,0{,}693}{27\cdot10^{-3}\,600}\cdot 6.02\cdot10^{23}\,Бк = 5{,}13\cdot10^{12}\,Бк = 5{,}13\,T\,Бк$$

$$A = \frac{0{,}2\cdot10^{-9}\,0{,}693}{27\cdot10^{-3}\,600} 6{,}02\cdot10^{23} e^{-\frac{0{,}693}{600}2{,}6\cdot10^{4}}\,Бк = 81{,}3\,Бк$$

88-masala. Uran $^{235}_{92}U$ da ishlaydigan va quvvati R=500000 kVt bo'lgan atom elektr stansiyasining foydali ish koeffitsiyenti η_1=20%. Toshko'mirda ishlaydigan xuddi shunday quvvatli issiqlik elektr stansiyasining foydali ish koeffitsiyenti η_2=75%.

Atom elektr stansiyasi yoqilg'isining yillik sarfi massasi m_1 va issiqlik elektr stansiyasi yoqilg'isining yillik sarfi massasi m_2 aniqlansin; $^{235}_{92}U$ yadrosi bo'linishining har bir aktida W_1=200 MeV energiya ajraladi, Toshko'mirning issiqlik berish qobiliyati $W_2=2{,}93\cdot10^7$ J/kg.

$$P = 500000kVt; \eta_1 = 20\%; \eta_2 = 75\%;$$

Berilgan: $\underline{W_1 = 200MeV;\ W_2 = 2{,}93\cdot10^7 J/kg}$

$$m_1 \sim ?,\ m_2 \sim ?$$

Yechish. Ushbu belgilashlarni kiritamiz:

$\Delta m - ^{235}_{92}U$ atomi massasi, n – elektr stansiyasining bir yil ishlashida parchalanadigan uran atomlari soni.

U vaqtda

$$\Delta m = \frac{A}{N} \tag{1}$$

Bunda A=235 kg/kmol - $^{235}_{92}U$ kilomolining massasi va N – Avagadro soni. Shunday yozish mumkin:

$$m_1 = n\cdot\Delta m = n\frac{A}{N} \tag{2}$$

t=1 yil vaqtda parchalanadigan uranning barcha atomlari ajratadigan energiya nw_1 ga teng. Bu energiyaning foydali ishga sarf bo'luvchi, ya'ni atom elektr stansiyasining foydali quvvati R ni hosil qiluvchi qismi

$$W_1 = nw_1\eta_1 \tag{3}$$

Ikkinchi tomondan

$$W_1 = Pt \tag{4}$$

Bu tengliklarni o'ng tomonlarini o'zaro tenglashtirib, ushbuni topamiz:

$$n = \frac{Pt}{w_1\eta_1} \tag{5}$$

(5) ifodani (2) ga qo'yib, quyidagini olamiz:

$$m_1 = \frac{PtA}{w_1\eta_1 N} = \frac{5\cdot10^8(365\cdot24\cdot60\cdot60)235}{(2\cdot10^8\cdot1{,}6\cdot10^{19})\cdot0{,}2\ 6{,}02\cdot10^{23}} = 961kg$$

Issiqlik elektr stansiyasida 1 yilda yoqiladigan toshko'mirdan ajraladigan energiya m_2w_2 ga teng. Bu energiyaning foydali ishni bajarishga ketadigan qismi

$$W_2 = m_2w_2\eta_2 = Pt$$

bundan

$$m_2 = \frac{Pt}{w_2\eta_2} = \frac{5\cdot10^8\cdot3{,}15\cdot10^7}{2{,}93\cdot10^7\cdot0{,}75} = 7{,}17\cdot10^8\ кг$$

Shunday qilib, $\frac{m_2}{m_1} = \frac{7{,}17 \cdot 10^8}{961} = 7{,}46 \cdot 10^5$ nisbatdan yadro yoqilg'ining sarfi massasiga ko'ra, toshko'mirga qaraganda qariyib million marta kichik ekan.

XXIV bob. ELEMENTAR ZARRALAR

24.1. Kosmik nurlar

Yer yuziga kosmosdan kelayotgan nurlarni ***kosmik nurlari*** deb nomlanadi. Bu nurlarni birlamchi va ikkilamchi nurlar tarzida o'rganamiz.

Birlamchi kosmik nurlarga Yer atmosferasiga olam fazodan juda katta tezlikda uchib keladigan atom yadrolari oqimi (asosan, protonlar va α-zarralar) kiradi. Bu yadrolarning havo tarkibiga kiruvchi atomlar yadrolari bilan to'qnashishidan yangi yadrolar va turli elementar zarralar hosil bo'ladi, ularning oqimlari ***ikkilamchi kosmik nurlar*** deyiladi. Birlamchi kosmik nurlarning ancha miqdori atmosferada yutiladi, shuning uchun Yer yuziga, asosan, ular vujudga keltirgan ikkilamchi kosmik nurlar yetib keladi.

Kosmik nurlarni 1912-yilda nemis fiziklari V.Gess, Gokkel va Gyunkellar kashf qilishdi. Bu nurlarning kelib chiqishi sabablari haligacha aniqlangan emas, bu to'g'rida faqat qator gipotezalar mavjud. Ular orasida haqiqatga yaqinrog'i V.L.Ginzberg va I.S. Shcklovskiylarning gipotezasi bo'lib, unda kosmik nurlar o'ta yangi yulduzlarning chaqnashida generatsiya qilinadi deb faraz qilinadi.

Birlamchi kosmik nurlar zarralarning o'rtacha kinetik energiyasi taxminan 10^4 MeV, ayrim zarralar 10^{12} MeV chamasida energiyaga ega bo'ladi. Bunday zarralarning modda bilan to'qnashishida, asosan, yangi yadro reaksiyalari vujudga keladi.

Ikkilamchi nurlanish ikki komponentidan iborat: birinchisi yumshoq komponenta, u 8-10 sm qalinlikdagi qo'rg'oshinda yutiladi, ular elektron pozitron juftlari jalasidan iborat. Ikkinchisi qattiq komponent 10 sm bo'lgan qo'rg'oshindan bemalol o'tib keta oladi, qattiq komponenta mezonlar oqimidan iborat. Mezonlar kosmik nurlar qattiq komponentasining jism bilan ta'sirlashuvini o'rganish tufayli kashf qilindi. Mezonlar massasi elektron massasidan 200 marta kattadir. Musbat va manfiy mezonlar mavjud bo'lib, ular mos ravishda μ^+ va μ^- harflar bilan belgilanadi. Myumezon zamonaviy massa qiymati $m_\mu=207\ m_e$ ga teng. Myumezonlar $\tau=2\cdot10^{-6}\ s$ davr ichida

$$\mu^+ \rightarrow e^+ \nu + \tilde{\nu} \quad ва \quad \mu^- \rightarrow e^- + \nu + \tilde{\nu}$$

sxema bo'yicha yemiriladi.

Kosmik nurlarni o'rganish jarayonida yana bir necha elementar zarralar kashf etildi.

24.2. Elementar zarralar

Hozirgi vaqtda barqaror bo'lgan va o'rtacha yashash vaqti $10^{-17} s$ dan kam bo'lmagan 35 ta elementar zarra mavjud. Bulardan tashqari o'rtacha yashash vaqti $10^{-22} \div 10^{-24} s$ bo'lgan ***rezonanslar*** deb ataladigan 100 dan ortiq zarralar ham mavjud.

Barcha elementar zarralar tinch holatdagi massasi, elektr zaryadi, o'rtacha yashash vaqti va boshqa ba'zi fizik kattaliklari bilan xarakterlanadi.

Elementar zarralarni ularning tinch holatdagi m_0 massalariga ko'ra quyidagi 4 guruhga ajratish mumkin:

1. Fotonlar ($m_0=0$).
2. Leptonlar yoki yengil zarralar ($0<m_0<m_\mu$).
3. Mezonlar yoki o'rta og'irlikdagi zarralar ($m_\mu<m_0<m_r$).

4. Barionlar yoki og'ir zarralar ($m_e < m_p < m_d$).
bu yerda, m_e, m_p va m_d lar mos ravishda elektron, proton va deytron (og'ir vodorod yadrosi) ning tinch holatdagi massalari. Barionlar o'z navbatida yana nuklonlar va giperonlarga bo'linadi.

Hozirgi vaqtda deyarli barcha zarralarning (foton, pi-nol-mezon va etamezon dan tashqari) antizarralari mavjudligi aniqlandi. Antizarrani belgilash uchun zarraning belgisidan foydalaniladi, faqat belgi tepasiga chiziqcha qo'yiladi. 24.1-jadvalda zarralar va ularning antizarralari keltirilgan.

24.1-jadval

Zarralar nomi	Belgisi		Tinchlikdagi massa, MeV	Yashash doimiyligi, s
	zarra	antizar-ra		
Foton	γ		0	Barqaror
	Leptonlar			
elektron	e^-	e^+	0,511	Barqaror
Myumezon	μ^-	μ^+	106	$2\cdot10^{-6}$
neytrino	ν	$\tilde{\nu}$	0	Barqaror
	Mezonlar			
Pi-mezon	π^+	π^-	140	$2{,}6\cdot10^{-8}$
Pi-nol-mezon	π^0		135	$0{,}8\cdot10^{-16}$
Ka-mezon	K^+	K^-	491	$1{,}2\cdot10^{-8}$
Ka-nol-mezon	K^0	$\bar{K}^0$	498	10^{-10}-10^{-8}
eta-mezon	η		549	$2{,}4\cdot10^{-18}$
	Barionlar			
proton	p	$\bar{p}$	938,2	Barqaror
neytron	N	$\tilde{N}$	939,6	$0{,}9\cdot10^{3}$
lyambda-giperon	λ	$\bar{\lambda}$	1116	$2{,}5\cdot10^{-11}$
sigma-plus-giperon	Σ^+	$\bar{\Sigma}^+$	1180	$0{,}8\cdot10^{-10}$
sigma-nol-giperon	Σ^0	$\bar{\Sigma}_0$	1192	$<10^{-11}$
sigma-minus-giperon	Σ^-	$\bar{\Sigma}^-$	1197	$1{,}5\cdot10^{-10}$
ksi-nol-giperon	Ξ^0	$\bar{\Xi}^0$	1315	$3\cdot10^{-10}$
ksi-minus-giperon	Ξ^-	$\bar{\Xi}^-$	1321	$1{,}7\cdot10^{-10}$
omega-minus-giperon	Ω^-	$\bar{\Omega}^-$	1672	$1{,}3\cdot10^{-10}$

24.1-jadvaldan ko'rinadiki, barcha zarralar to'rt guruhga joylashtirilgan. Birinchi guruhga o'zining xususiyatlari bilan boshqa zarralardan ajralib turadigan elektromagnit magnit kvanti – foton kiradi.

Elementar zarralardan faqat uchtasi – elektron, proton va neytronlar asosiydir; atomlar va bizni o'rab olgan butun moddiy olam shu zarrachalardan tuzilgan. Elementar zarraning zaryadi $+1e$, $-1e$ ga yoki 0 ga teng; ik[illegible]ndan ortiq zaryadli zarralar yo'q. Elementar zarralarning ko'pchiligi barqaror emas va ularning ko'pchiligini yashash vaqti nihoyatda qisqadir.

Har bir zarraga (foton va pi-nol-mezondan tashqari) antizarra mos keladi. Zarra va anti zarraning massasi, elektr zaryadining miqdori bir xil, ammo zaryad ishorasi qarama-qarshidir. Zarra va antizarraga elektron va pozitron (antielektron), proton va antiproton, myu-plus-mezon va myu-minus-mezon lar misol bo'ladi va hokazo.

Zarra antizarra bilan to'qnashganda boshqa elementar zarralarga aylanadi, bunda, ularning ikkalasi ham avvalgi holdagi mavjudligini yo'qotadi. Bu jarayon ***juftlar annigilyatsiyasi*** deb yuritiladi.

Juftlar annigilatsiyasiga proton va antiprotonning pi-nol-mezonga ($P + \overline{P} \rightarrow 2\pi^0$) aylanishi, elektron va pozitronning fotonlarga ($e^- + e^+ \rightarrow 2\gamma$) aylanishi misol bo'ladi.

Annigilatsiyaga teskari jarayon ham uchraydi, bunday jarayonlar natijasida zarralar va ularga mos antizarralar paydo bo'ladi. Bu jarayon ***juftlarning hosil bo'lishi*** deb ataladi. Juftlarning hosil bo'lishiga fotonning elektron va pozitronga aylanishi misol bo'la oladi.

$$\gamma \rightarrow e^- + e^+.$$

Shunday qilib, bir-biriga aylana olish elementar zarralarning eng xarakterli belgisidir. Elementar zarralar bo'linmaydi, lekin ular bir-biriga aylanish xususiyatiga ega.

Savollar

1. Elementar zarrachalarning hosil bo'lish sabablarini va elementar zarralar fizikasi nimalarni o'rganishini tushuntiring.
2. Barcha elementar zarralarning xarakterli xususiyati, ularning bir-biriga aylanishidan iborat ekanini tushuntiring.
3. Barcha barqaror elementar zarralarni sanab bering va juftlar annigilatsiyasi nima ekanligini tushuntiring.
4. Tarixda kuchli o'zaro ta'sirlanuvchi zarralarning Kvark nazariyasi yaratilishini va bu nazariyani tasdiqlovchi eksperimental tadqiqotlarni gapiring.

Masalalar

89-masala. Proton va neytronlar nechtadan kvarkni o'z ichiga oladi, ular qaysilar?

Berilgan: U kvark, zaryadi $+\dfrac{2}{3}e$

d kvark, zaryadi $-\dfrac{1}{3}e$

R–? *n*–?

Yechish. 1) Proton uchta kvarklardan – ikkita U kvark (har birining zaryadi $+\dfrac{2}{3}e$ bo'lgan) va bitta d kvark ($-\dfrac{1}{3}e$ zaryadli)dan iborat ekanligi eksperimental tekshirishdan o'tdi. Tajriba natijalarini sinchiklab tahlil qilinganda, elektr zaryadli proton ichida uch nuqtada bo'lishini va mos holda $+\frac{2}{3}e$, $+\frac{2}{3}e$ va $-\frac{1}{3}e$ ga tengligini ko'rsatdi.

2) Kvark nazariyasiga ko'ra neytron ham uchta kvarkdan tuzilgan: bitta U kvark ($q_u=\frac{2}{3}e$) va ikkita d kvark ($q_d=-\frac{1}{3}e$). Shuning uchun u elektr jihatdan neytral.

FOYDALANILGAN ADABIYOTLAR

1. А.А. Детлаф, Б.М. Яворский. «Курс физики», М. 1989 г..
2. Кл. Е.Суорс «Необикновенная физика обикновенних явлений» М.: 1986 г..
3. Г. Линдлер «Физика в космосе», М.: 1966 г..
4. М.Я. Куприн «Физика в селском хозяйстве» М.: «Просвещение», 1985 г..
5. I.V. Savelev «Umumiy fizika kursi», Toshkent, «O'qituvchi» 1973, 1979, 1987, I - III tomlar.
6. Т.И. Трофимова М.: «Висшая школа» 1985 г.
7. O. Axmadjonov «Fizika kursi» Toshkent «O'qituvchi» I tom, 1985; II tom, 1988; III tom 1989-y.
8. O'.K. Nazarov, H.Z. Ikramova va K.A. Tursunmetov «Umumiy fizika kursi». Mexanika va molekulyar fizika. Toshkent: «O'zbekiston» 1992 y., 279-bet.
9. A.S. No'monxo'jaev «Fizika kursi» I qism. Mexanika, statistik fizika, termodinamika. Toshkent: «O'qituvchi» 1992-y., 208-bet.
10. X.M. Abduvoxidov, T.T.Turg'unov, M.I. Turg'unova «Amaliy fizika» I qism. Toshkent: «O'qituvchi» - 1996 y., 296 bet.
11. M. Ismoilov, P.Xabibullayev, M. Xaliulin «Fizika kursi», Toshkent, «O'zbekiston» 2000, 470-bet.
12. Р.И. Грабовский «Курс физики» М.: «Висшая школа», 1974, 552 бет.
13. А.С. Шубин «Курс физики», М., «Висшая школа», 1976, 479-бет.
14. П.А. Римкевич «Курс физики», М. «Висшая школа», 1975, 463 бет.
15. A.S. Safarov «Umumiy fizika kursi» - elektromagnetizm va to'lqinlar» Toshkent, «O'qituvchi» 1992, II qism.
16. A.O'. Rahimov, B.O.Otaqulov «Elektrodinamika va nisbiylik nazariyasi», Toshkent «O'qituvchi» I – II qism 1985-yil.

MUNDARIJA

NO'MONJON SULTANOV

FIZIKA KURSI

Toshkent – «Fan va texnologiya» – 2007.

Muharrir: M. Mirkomilov
Texnik muharrir: A. Moydinov
Musahhih: M. Hayitova
Sahifalovchi: A. Shoxamedov

Bosishga ruxsat etildi: 28.07.07. Bichimi 60x84 1/16. «TimesUZ» garniturasi. Ofset usulida bosildi. Shartli bosma tabog'i 19. Nashr bosma tabog'i 15,2. Adadi 1000, Buyurtma № 45.

«Fan va texnologiyalar Markazining bosmaxonasi»da chop etildi.
700003, Toshkent shahri, Olmazor ko'chasi, 171-uy.